

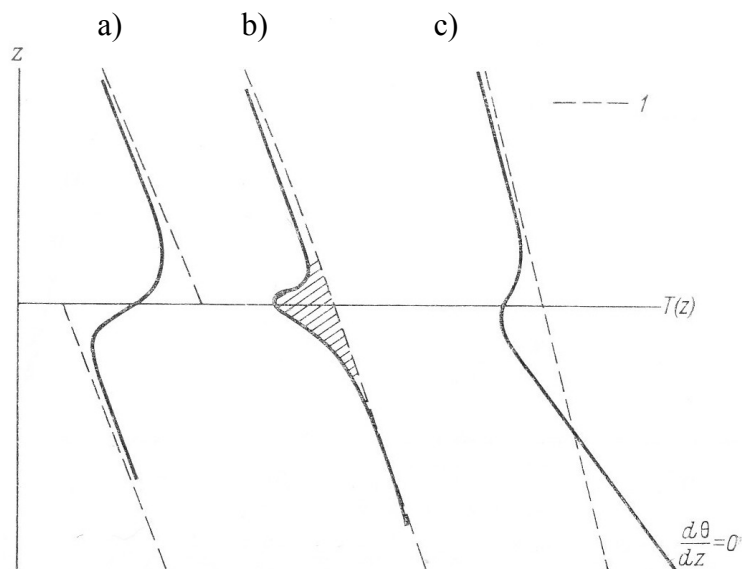
XVI. Szakadási felületek a légkörben, frontok, frontfelületek

XVI.1. A szakadási felületek osztályozása, főbb tulajdonságai.....	1
XVI.1.1. Határfelület-feltételek.....	2
XVI.2. A frontfelületek egyensúlyi hajlata.....	6
XVI.2.1. A frontok haladási sebessége.....	9
XVI.2.2. Front geosztrofikus áramlási mezőben, a Margules-féle egyensúlyi hajlat.....	9
XVI.2.3. A frontálzónák vertikális metszete.....	11
XVI.2.4. A frontfelületek nem-geosztrofikus közelítéssel számolt egyensúlyi hajlata.....	13
XVI.2.5. A frontok elméleti elhelyezkedése kétszeresen rétegzett ideális folyadékban.....	15
XVI.2.6. Fel- és leszálló mozgások kvázistacionárius határfelületen.....	15
XVI.3. A tropopauza mint diszkontinuitási felület.....	20

A légkörben kialakulhatnak olyan felületek, amelyek mentén a levegő valamely állapotjelzője szakadást szenved, pontosabban nagy gradienssel rendelkezik. Az ilyen felületeket **frontfelületeknek**, e felület valamely más felülettel (pl. a talajjal vagy az AT-térképen egy adott izobárfelülettel) képzett metszészvonalát **frontnak** nevezzük. Frontokat csak a szinoptikus talajtérképeken rajzolunk be, a magassági térképeken nem jelöljük a meleg és a hideg levegőtömegek választófelületeit.

XVI.1. A szakadási felületek osztályozása, főbb tulajdonságai

A légkörben matematikai szigorúsággal vett szakadási (ill. határ-) felületek nincsenek, nagy gradiensnek azonban fellépnek, s helyénvaló ezek szakadási felületekkel történő modellezése. A légkörben a szakadási felületek négy fő típusát különböztetjük meg.



1. ábra. Szakadási felületek a légkörben. Lajthman, D.L., 1976: Dinamikus meteorológia. 9.1. ábra, 249. oldal.

Szakadási felületek alakulhatnak ki:

- a különböző légtömegek határán (ezek a klasszikus frontfelületek),
- a légkör vertikális szerkezetéből adódóan a különböző rétegek határán, ahol megváltozik a hőmérséklet magasság szerinti menete (klasszikus hőmérsékleti inverziók, troposzféra-tropopauza, sztratoszféra-sztratopauza, mezoszféra-mezopauza választófelületek),
- a felhőzet vertikális határánál,
- a különböző turbulens kicserélődéssel rendelkező rétegek határán (pl. a planetáris határréteg (PHR) és a szabad légkör között).

Szintén határfelületi jelenségként kezelhetők a robbanások vagy a villámkisülések során kialakuló közel hangsebességgel terjedő nyomáshullámok, vagy a különböző sűrűségű közegek határán kialakuló ún. külső gravitációs hullámok, mint pl. a légkör-hidroszféra határfelületen kialakuló sekély-, illetve mélyvízi hullámok (a tavak, tengerek hullámozása), vagy éjszaka a stabilis planetáris határréteg és a szabad légkör határán megjelenő hullámok. Határfelületek alakulnak ki egy emelkedő levegőrész (termik) és a környezete között is.

A határfelületeket aszerint is osztályozhatjuk, hogy a vizsgált állapotjelző, vagy annak valamelyik deriváltja szenved-e szakadást. 0-ad rendű szakadási felületről beszélünk, ha az adott állapotjelző szenved szakadást. n -ed rendű szakadási felületről beszélünk, ha a vizsgált elem n -edik deriváltja szenved ugrást.

Egy szakadási felület különböző állapothatározókra más-más rendű lehet. Például a légtömegek határán kialakuló frontálzónát úgy tekintjük, mint ahol a hőmérséklet vagy a sűrűség (illetve a specifikus térfogat) 0-ad rendű, míg a nyomás elsőrendű szakadási felülettel rendelkezik.

XVI.1.1. Határfelület-feltételek

Tekintsünk egy, az áramlási térben mozgó határfelületet, melynek egyenlete

$$f(x, y, z, t) = 0.$$

Válasszunk ki egy pontot a felületről. A kinematikai határfeltétel szerint e pont Δt idő múlva is a felületen marad, vagyis

$$df = \frac{\partial f}{\partial t} dt + \frac{\partial f}{\partial x} dx + \frac{\partial f}{\partial y} dy + \frac{\partial f}{\partial z} dz = 0,$$

ahol dx , dy , dz az adott pont frontfelületen, illetve a frontfelülettel történő elmozdulása. A teljes időbeli megváltozás az (x, y, z, t) koordináta-rendszerben:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + u_{F'} \frac{\partial f}{\partial x} + v_{F'} \frac{\partial f}{\partial y} + w_{F'} \frac{\partial f}{\partial z} = 0,$$

ahol $u_{F'}$, $v_{F'}$, $w_{F'}$ a frontfelületen elmozduló pont haladási sebességének egyes komponensei, amelyek nem feltétlenül egyeznek meg a frontfelület sebességével, attól jelentősen eltérhetnek mind nagyságban, mind irányban. (Az F' azt jelzi, hogy a vizsgált pont a frontfelületen van, de nem feltétlenül a front haladási sebességével mozog – ezért van a ' jelölés.) Az előző egyenlet vektoriális alakja:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v}_{F'} \cdot \nabla f = 0,$$

vagyis

$$\mathbf{v}_{F'} \cdot \frac{\nabla f}{|\nabla f|} = - \frac{1}{|\nabla f|} \frac{\partial f}{\partial t},$$

ahol a bal oldalon áll a határfelületen kiválasztott pontnak a határfelület normális irányába eső elmozdulása, míg a jobb oldalon az f paraméter lokális megváltozásától függő tag van.

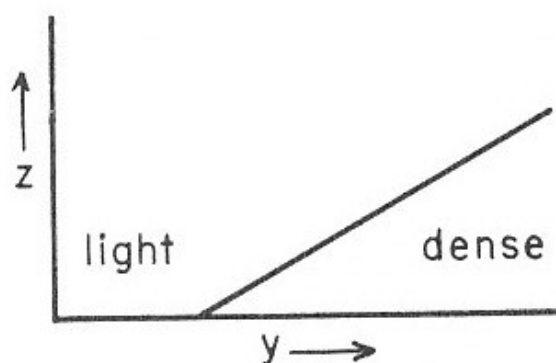
Legyen két egymáshoz közeli pont a határfelület két oldalán. A két pont távolsága és egymáshoz képesti térbeli helyzete ne változzon. f_1 és f_2 mozogjon a határfelületen (együtt a határfelülettel, vagy „csak” a határfelületen; ez utóbbi esetben a vizsgált pontok a határfelületen maradnak, de a határfelület sebességétől eltérő sebességgel haladnak). Az egyik pont legyen a felület egyik oldalán az 1 tulajdonságú közegben, míg a másik a felület másik oldalán a 2 tulajdonságú közegben.

Ekkor fennáll, hogy

$$df_1 = df_2 = 0,$$

továbbá

$$dx_1 = dx_2 = dx_{F'}, \quad dy_1 = dy_2 = dy_{F'}, \quad dz_1 = dz_2 = dz_{F'}.$$



2. ábra. Idealizált front vertikális metszete. Hess. S.M., 1959: Introduction to theoretical meteorology, 231.

Ekkor teljesül, hogy

$$d(f_1 - f_2) = 0,$$

és

$$\frac{d(f_1 - f_2)}{dt} = 0 = \frac{\partial(f_1 - f_2)}{\partial t} + u_{F'} \frac{\partial(f_1 - f_2)}{\partial x} + v_{F'} \frac{\partial(f_1 - f_2)}{\partial y} + w_{F'} \frac{\partial(f_1 - f_2)}{\partial z},$$

továbbá

$$\frac{\partial(f_1 - f_2)}{\partial t} + \mathbf{v}_{F'} \cdot \nabla(f_1 - f_2) = 0,$$

vagyis

$$\mathbf{v}_{F'} \cdot \frac{\nabla(f_1 - f_2)}{|\nabla(f_1 - f_2)|} = - \frac{1}{|\nabla(f_1 - f_2)|} \frac{\partial(f_1 - f_2)}{\partial t}.$$

Általános esetben, amikor a határfelület két oldalán kiválasztunk egy-egy részecskét –

g_1 , g_2 konzervatív tulajdonsággal –, és azt feltételezzük, hogy e részecskék szabadon mozoghatnak (tetszőlegesen eltávolodhatnak egymástól), akkor

$$\frac{dg_1}{dt} = 0 = \frac{\partial g_1}{\partial t} + u_1 \frac{\partial g_1}{\partial x} + v_1 \frac{\partial g_1}{\partial y} + w_1 \frac{\partial g_1}{\partial z},$$

illetve

$$\frac{dg_2}{dt} = 0 = \frac{\partial g_2}{\partial t} + u_2 \frac{\partial g_2}{\partial x} + v_2 \frac{\partial g_2}{\partial y} + w_2 \frac{\partial g_2}{\partial z},$$

ahol az egyes sebességkomponensek az adott helyen mért sebességet reprezentálják. A g_1 és g_2 tulajdonságú részecskék $t = t_0$ időpillanatban az idealizált frontfelület két oldalán helyezkednek el, de nincsenek rajta a frontfelületen ($g_1 \neq g_2$) – azt megközelíthetik, illetve eltávolodhatnak tőle.

A határfelületekkel kapcsolatban általánosan is igaz, hogy két egymással nem keveredő közeg választófelületén egyrészt a nyomások megegyeznek, másrészt az egyes közegek áramlási sebességének a közös határfelület normálisa irányába eső komponensei egyenlők (e sebességek megegyeznek a határfelület haladásának normális irányú összetevőjével). Más szavakkal azt is mondhatjuk, hogy a felület „két oldala” nem távolodik el egymástól, nem alakulhat ki vákuum.

A meteorológiai szakirodalomban a frontfelület két oldalán, a frontfelületen együtt mozgó, egymás melletti (egymással összekötött) két idealizált pont nyomásváltozására vonatkozó

$$p_1(x, y, z, t) - p_2(x, y, z, t) = 0$$

feltételt nevezzük dinamikai határfeltételnek, ami tetszőleges időpontban teljesül.

$$\frac{d(p_1(x, y, z, t) - p_2(x, y, z, t))}{dt} = 0,$$

$$\frac{\partial(p_1 - p_2)}{\partial t} + u_F \frac{\partial(p_1 - p_2)}{\partial x} + v_F \frac{\partial(p_1 - p_2)}{\partial y} + w_F \frac{\partial(p_1 - p_2)}{\partial z} = 0.$$

Ha a két részecske a frontfelülettel együtt mozog, akkor nem kell a vesszős jelölés. Legyen \mathbf{v}_F a frontfelület haladási sebessége. Ekkor

$$\frac{\partial(p_1 - p_2)}{\partial t} + u_F \frac{\partial(p_1 - p_2)}{\partial x} + v_F \frac{\partial(p_1 - p_2)}{\partial y} + w_F \frac{\partial(p_1 - p_2)}{\partial z} = \frac{\partial(p_1 - p_2)}{\partial t} + \mathbf{v}_F \cdot \nabla(p_1 - p_2) = 0$$

Természetesen a lokális nyomáskülönbségek időben változhatnak, ahogy a horizontális nyomáskülönbségek is. Mi a nyomáskülönbségek teljes időbeli állandóságát követeljük meg.

A határfelületen történő áramlást vizsgálva megkülönböztethetünk sűrűdésmentes és sűrűdésos felületet. Sűrűdésmentes esetben a határfelület két oldalán mozgó részecskék a határfelület tetszőleges helyére kerülhetnek. Két egymással „szemben” levő, de nem egymáshoz kötött részecskét vizsgálunk. Sűrűdésos esetben a határfelület két oldalán ugyanolyan elmozdulást feltételezünk. A valóság e két idealizált állapot között van, de hogy igazából milyen, arról keveset tudunk.

XVI.2. A frontfelületek egyensúlyi hajlata

A következőkben a két különböző tulajdonságú (1 – hideg; 2 – meleg) légtömeget elválasztó frontfelületet vizsgáljuk! Tudománytörténeti érdekesség, hogy a frontfelületek egyensúlyi hajlatát elsőként Margules (1906) írta le. Ő a viharok kinetikus energiájával foglalkozott, s kimutatta, hogy két különböző sűrűségű és hőmérsékletű levegőtömeg egymáson elcsúszva, elmozdulva úgy helyeződik át, hogy a rendszer potenciális energiája kinetikus energiává alakul. Tehát a horizontális hőmérsékleti mező szerkezete, vagyis a magassággal változó horizontális nyomási gradiens erő, s így a termikus szél olyan áramlási rendszert hoz létre, amelyben a meleg levegő felsiklik a nálánál nagyobb sűrűségű hideg levegőre. Margules nagy érdeme, hogy elméletét akkor dolgozta ki, amikor a felszíni megfigyelések is csak részlegesen álltak a meteorológusok rendelkezésére, és a légkör vertikális szerkezetéről alig volt elképzelésünk. Margules elméleti munkája 13 évvel később 1919-ben kapott értelmet, amikor Jacob Bjerknes a ciklonális rendszerek mozgását tanulmányozva felismerte a konvergenciazónákban a frontális területeket, ahol a Margules-féle hajlat alkalmazásával jól leírható az egymáson elcsúszó meleg és hideg levegőtömeg elhelyezkedése, elmozdulása.

A frontálzónákat olyan felületekkel modellezzük, ahol a sűrűség és a hőmérséklet nulladrendű szakadási felülettel rendelkezik, míg a nyomás folyamatosan változik a frontfelület két oldalán, a nyomási gradiens pedig ugrást szenved (elsőrendű szakadási felület).

Írjuk fel a frontfelületre vonatkozó dinamikai határfeltételt! Tekintsünk egy-egy légrést a hideg (1) és a meleg levegőben (2), amelyek együtt mozognak a fronttal, s nem változtatják egymáshoz képesti helyzetüket sem.

$$p_1 = p_2,$$

$$d(p_1 - p_2) = \left[\left(\frac{\partial p}{\partial t} \right)_1 - \left(\frac{\partial p}{\partial t} \right)_2 \right] dt + \left[\left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_1 - \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_2 \right] dx + \\ + \left[\left(\frac{\partial p}{\partial y} \right)_1 - \left(\frac{\partial p}{\partial y} \right)_2 \right] dy + \left[\left(\frac{\partial p}{\partial z} \right)_1 - \left(\frac{\partial p}{\partial z} \right)_2 \right] dz,$$

ahol most az egyszerűbb írásmód kedvéért dx , dy , dz jelenti a frontfelület mentén történő elmozdulást.

Vizsgáljunk stacionárius, időben állandó frontfelületet!

$$\left[\left(\frac{\partial p}{\partial t} \right)_1 - \left(\frac{\partial p}{\partial t} \right)_2 \right] dt = 0.$$

A frontfelület – az egyszerűség kedvéért – legyen párhuzamos az x -tengellyel, vagyis az északi féltekén a hideg levegő (1) északon, a meleg (2) délen helyezkedik el.

$$\left[\left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_1 - \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_2 \right] dx = 0.$$

A nyomás nem változik, illetve a hideg és a meleg levegőben ugyanúgy változik az x -tengely mentén. Egyszerűen számítható az ilyen stacionárius front hajlata – az y -tengellyel bezárt θ szöge –, pontosabban a hajlásszög tangense $\left(\operatorname{tg} \theta = \frac{dz}{dy}\right)$.

$$\frac{dz}{dy} = - \frac{\left[\left(\frac{\partial p}{\partial y}\right)_1 - \left(\frac{\partial p}{\partial y}\right)_2\right]}{\left[\left(\frac{\partial p}{\partial z}\right)_1 - \left(\frac{\partial p}{\partial z}\right)_2\right]}.$$

Nézzük meg részletesebben a fenti egyenletet! A sztatika alapegyenlete

$$0 < \left(\frac{\partial p}{\partial z}\right) = - \rho g$$

szerint a hideg levegőben (1) ugyanolyan magasságban nagyobb a sűrűség – tehát a nyomás jobban csökken a magassággal –, mint a (2) meleg levegőben.

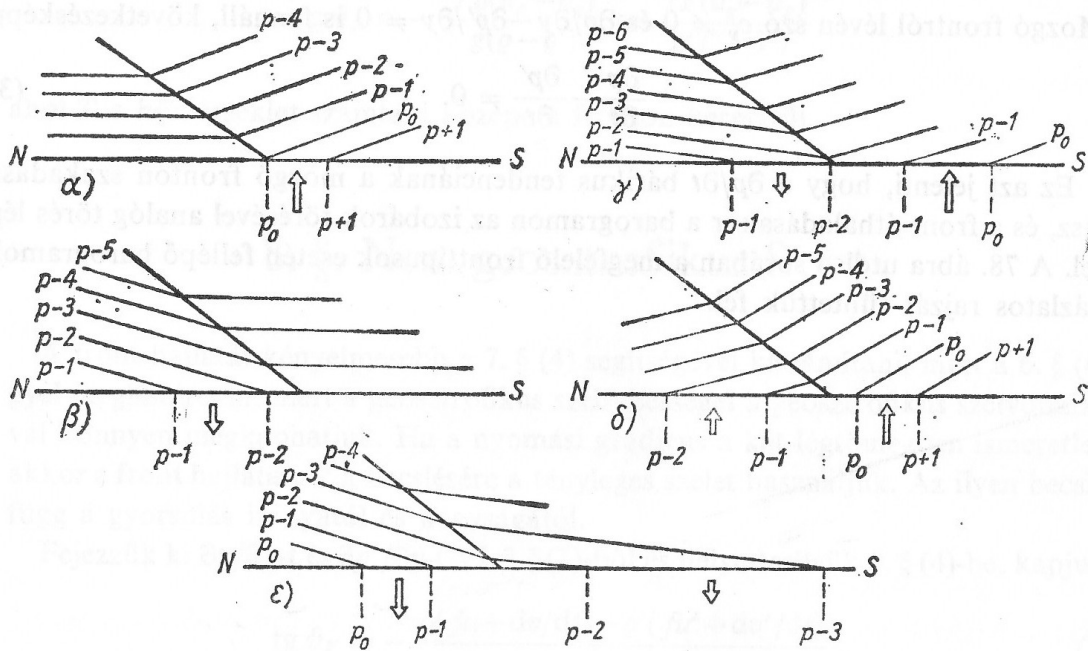
$$\rho_1 > \rho_2,$$

$$\left(\frac{\partial p}{\partial z}\right)_1 < \left(\frac{\partial p}{\partial z}\right)_2 < 0.$$

A frontfelület hajlata pozitív, $\frac{dz}{dy} > 0$. Ebből következik egy fontos tény: a horizontális nyomási gradiens a hideg levegőben nagyobb, mint a meleg levegőben. (Itt a horizontális nyomási gradiens értékéről, nem pedig abszolút értékéről „beszélünk”.)

$$\left(\frac{\partial p}{\partial y}\right)_1 > \left(\frac{\partial p}{\partial y}\right)_2.$$

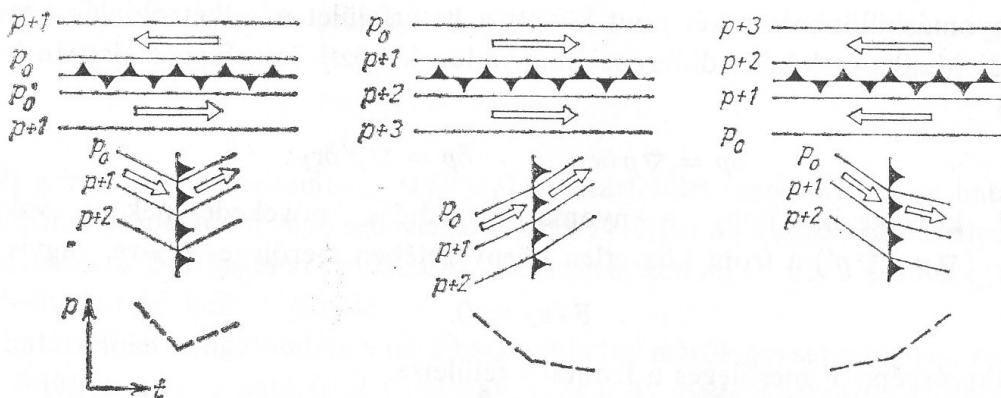
Így a frontok nyomási teknőben helyezkednek el. A lehetséges nyomási képeket a 3. ábra szemlélteti.



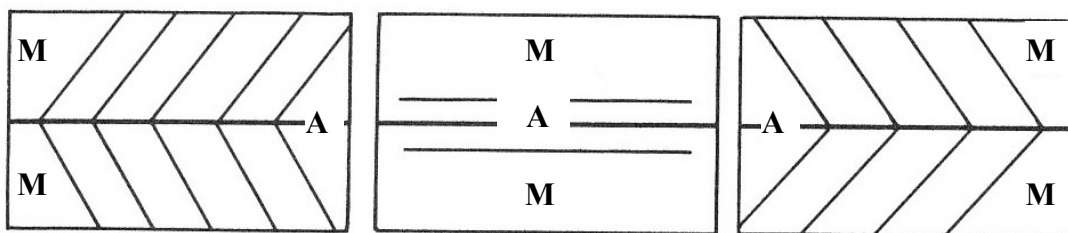
3. ábra. A nyomási és az áramlási mező főbb típusai frontfelületek mentén. A fronttól délre a meleg levegő, északra a hideg levegő helyezkedik el. Dési F., Rákóczi F., 1970: A légkör dinamikája. Tankönyvkiadó, Budapest, 276. oldal.

A frontok természetesen görbült izobár szerkezetek mentén is kialakulhatnak. A front vonala legyen párhuzamos az x -tengellyel! Azzal az egyszerűsítő feltétellel élünk, hogy az x irányú nyomásváltozás – ami lehet nulla, pozitív, vagy negatív – ugyanakkora a hideg levegőben, mint a melegben.

$$\left(\frac{\partial \Phi}{\partial x}\right)_1 = \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x}\right)_2$$



4. ábra. A nyomás és a szélesség eloszlása frontok mentén. Dési F., Rákóczi F., 1970: A légkör dinamikája. Tankönyvkiadó, Budapest, 272. oldal.



5. ábra. Horizontális nyomáseloszlás egy front környezetében. Hess. S.M., 1959: Introduction to theoretical meteorology, Holt, Rinehart and Winston, New York 232. oldal.

XVI.2.1. A frontok haladási sebessége

A dinamikai határfelület-feltétel alkalmas a frontok haladási sebességének (v_F) meghatározására. A vektoriális alakban felírt összefüggés átrendezésével kapjuk, hogy:

$$v_F = - \frac{\left(\frac{\partial \phi}{\partial a} \right)_1 - \left(\frac{\partial \phi}{\partial a} \right)_2}{(\nabla p)_1 - (\nabla p)_2} \cdot ((\nabla p)_1 - (\nabla p)_2).$$

Időben állandó hajlattal rendelkező és az y -tengely mentén elmozduló frontálzóna haladási sebessége (v_F):

$$v_F = - \frac{\left(\frac{\partial \phi}{\partial a} \right)_1 - \left(\frac{\partial \phi}{\partial a} \right)_2}{\left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_1 - \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_2}.$$

A front haladási sebességét tehát a nyomási mező hideg és meleg légtömegbeli lokális és térbeli változásainak ismeretében számíthatjuk ki.

XVI.2.2. Front geosztrofikus áramlási mezőben, a Margules-féle egyensúlyi hajlat

Tekintsünk egy stacionárius frontfelületet! A front legyen párhuzamos az x -tengellyel. A front hajlata:

$$\frac{dz}{dy} = - \frac{\left[\left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_1 - \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_2 \right]}{\left[\left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)_1 - \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)_2 \right]}.$$

A nevezőben kihasználva a sztatika alapegyenletét

$$\frac{\partial \hat{p}}{\partial z} = -\rho g;$$

a számlálóban pedig a geosztrofikus szélegyenletet

$$\frac{\partial \hat{p}}{\partial y} = -\rho f u_g,$$

kapjuk, hogy

$$\frac{dz}{dy} = \frac{f}{g} \frac{\rho_2 u_{g2} - \rho_1 u_{g1}}{\rho_1 - \rho_2}.$$

Az állapotegyenlet $\left(T = \frac{p}{R_m \rho} \right)$ felhasználásával:

$$\frac{dz}{dy} = \frac{f}{g} \frac{T_1 u_{g2} - T_2 u_{g1}}{T_2 - T_1}.$$

Bevezetve a frontálzóna $\bar{T} = \frac{1}{2}(T_2 + T_1)$ átlaghőmérsékletét és kihasználva, hogy $\bar{T} \gg (T_2 - T_1)$:

$$\frac{dz}{dy} = \frac{f \bar{T}}{g} \frac{u_{g2} - u_{g1}}{T_2 - T_1} - \frac{f}{g} \left(\frac{u_{g1} + u_{g2}}{2} \right) \approx \frac{f \bar{T}}{g} \frac{u_{g2} - u_{g1}}{T_2 - T_1}.$$

Ez az 1906-ban publikált Margules-féle egyensúlyi hajlat.

Ha a stacionárius front az y -tengellyel párhuzamos, akkor a kiindulási egyenletünk

$$\frac{dz}{dx} = - \frac{\left[\left(\frac{\partial \hat{p}}{\partial x} \right)_1 - \left(\frac{\partial \hat{p}}{\partial x} \right)_2 \right]}{\left[\left(\frac{\partial \hat{p}}{\partial z} \right)_1 - \left(\frac{\partial \hat{p}}{\partial z} \right)_2 \right]}.$$

Ekkor a $\frac{\partial \hat{p}}{\partial x} = \rho f v_g$ geosztrofikus szélegyenlet felhasználásával:

$$\frac{dz}{dx} = - \frac{f}{g} \frac{\rho_2 v_{g2} - \rho_1 v_{g1}}{\rho_1 - \rho_2},$$

ami az állapotegyenlet felhasználásával

$$\frac{dz}{dy} = - \frac{f}{g} \frac{T_1 v_{g2} - T_2 v_{g1}}{T_2 - T_1},$$

majd tovább alakítva:

$$\frac{dz}{dx} = - \frac{f}{g} \frac{v_{g2} - v_{g1}}{T_2 - T_1} + \frac{f}{g} \left(\frac{v_{g1} + v_{g2}}{2} \right) \approx - \frac{f}{g} \frac{v_{g2} - v_{g1}}{T_2 - T_1}.$$

(A geosztrofikus szél definíciója miatt a fenti formulában negatív előjel van.) A frontok egyensúlyi hajlata egyenesen arányos a meleg és a hideg levegőben uralkodó – a front vonalával párhuzamos – szélesség-különbséggel, a frontálzóna átlaghőmérsékletével, illetve a Coriolis-paraméterrel; valamint fordítottan arányos a meleg és a hideg levegő hőmérsékletkülönbségével. A frontfelületen elmozduló levegőtömegek csökkentik a rendszer potenciális energiáját. Ha $\Delta T = T_2 - T_1 \rightarrow 0$, akkor a frontfelület hajlata nullává válik $\left(\frac{dz}{dx} \rightarrow 0, \frac{dz}{dy} \rightarrow 0 \right)$. Ez csak úgy lehet, ha a szélesség-különbség a hőmérsékletkülönbségnél is gyorsabban tart nullához $(\Delta v_g = (v_{g2} - v_{g1}) \rightarrow 0)$, vagyis egyszerűen csak az történik, hogy az egyensúlyban levő légrétegben belül felül a kisebb, alul a nagyobb sűrűségű levegő foglal helyet.

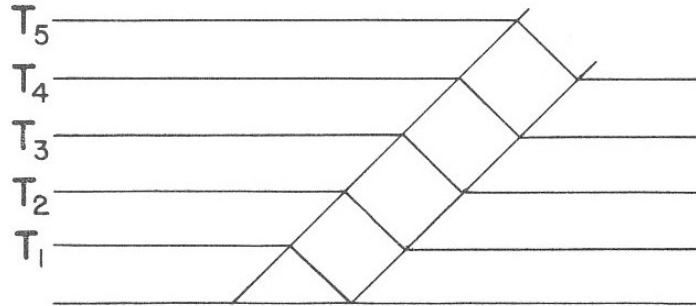
A nagy horizontális szélnyírás nagy, a front vonalára merőleges nyomásgradiens-különbséget jelent a két légréteg között, vagyis a meleg levegő kiterjed a hideg levegő fölé. A nagy nyomási gradiens erőt a nagy Coriolis-erő egyenlíti ki. Ilyen értelemben a front áramlási rendszerét – az egymás feletti hideg és meleg légtömegekben kialakuló eltérő szélességi mezőt, s a frontfelületet a Coriolis-erő „tartja fenn”. Alacsony szélességeken – a Coriolis-erő hiánya miatt – nem alakulhatnak ki a mérsékelt övihez hasonló frontálzónák. Nincsenek klasszikus értelemben vett szakadási felületek, időjárási frontok.

A mérsékelt övi frontok hajlata széles határok között változik; általában 1/50 és 1/400 közötti (1,1° - 0,1°); a melegfrontban kisebb, mint a hidegfrontban. Nagyobb egyensúlyi hajlatot találunk a mozgó (instacionárius), mint az egyhelyben veszteglő stacionárius frontokban.

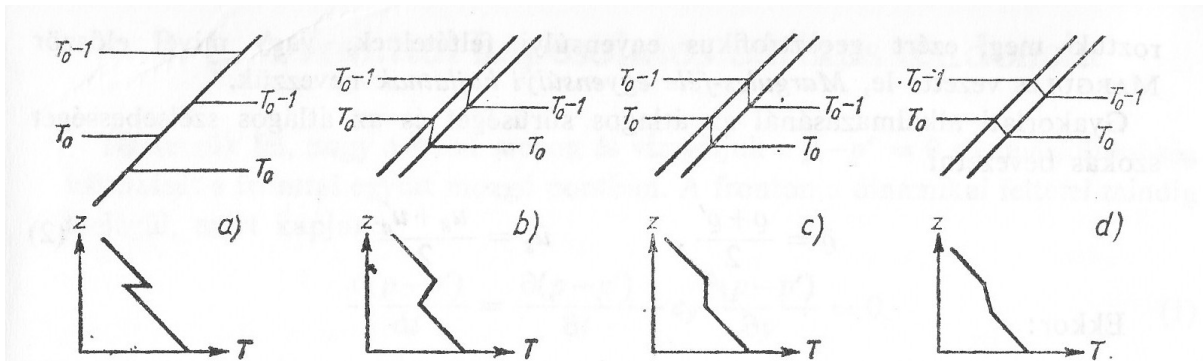
A frontok nyomási teknőben helyezkednek el, vagyis az izobár felületek a frontfelületekhez hajlanak. Ez azt jelenti, hogy a P -rendszerben a frontfelületek hajlata kisebb mint a Z -rendszerben.

XVI.2.3. A frontálzónák vertikális metszete

Tekintsük a frontfelületet egy kis vastagságú egyensúlyban lévő légrétegnek az ábra szerint!



6. ábra. A hőmérséklet eloszlása a front közelében. Hess. S.M., 1959: Introduction to theoretical meteorology, Holt, Rinehart and Winston, New York 234. oldal.



7. ábra. A hőmérséklet eloszlása a front közelében és a megfelelő vertikális hőmérsékleti profil. Dési F., Rákóczi F., 1970: A légkör dinamikája. Tankönyvkiadó, Budapest, 273. oldal.

Legyen az (y, z) síkmetszeten a frontális réteg koordináta-irányok szerinti vastagsága Δy_F és Δz_F . A frontfelület hajlásszögének tangense $\frac{\Delta z_F}{\Delta y_F}$ geostrofikus szélközelítés esetén a termikus széleget

$$\frac{\Delta u_g}{\Delta z} = -\frac{g}{fT} \frac{\Delta T}{\Delta y} + \frac{\bar{u}_g}{T} \frac{\Delta T}{\Delta z} \approx -\frac{g}{fT} \frac{\Delta T}{\Delta y},$$

$$\frac{\Delta v_g}{\Delta z} = \frac{g}{fT} \frac{\Delta T}{\Delta x} + \frac{\bar{v}_g}{T} \frac{\Delta T}{\Delta z} \approx \frac{g}{fT} \frac{\Delta T}{\Delta x}$$

felhasználásával adható meg. Az egyenletben Δu_g , Δv_g a horizontális szélnyírás komponensei, \bar{u}_g , \bar{v}_g az átlagos geostrofikus szél komponensei. Kihhasználva, hogy a frontálzóna vékony, és mindkét levegőtömegben elhanyagolható a Δz_F rétegben bekövetkező szélsébség-változás, kapjuk, hogy

$$\Delta u_g|_z = u_{g2} - u_{g1}, \quad \Delta v_g|_z = v_{g2} - v_{g1}, \quad \Delta T|_x = -(T_2 - T_1).$$

Így a front hajlata:

$$\frac{\Delta z_F}{\Delta y_F} = \frac{f \bar{T}}{g} \frac{u_{g2} - u_{g1}}{T_2 - T_1},$$

ami formailag megegyezik a Margules-féle formulával. A fenti összefüggés felhívja a figyelmet a frontfelületek alakja és a termikus szél közötti kapcsolatra. Ez érthető, hiszen barotrop légkörben nem lehetnek frontfelületek – nincs termikus szél. Hasonló megfontolások után felírhatjuk az \mathcal{Y} -tengellyel párhuzamos frontálzónára vonatkozó egyensúlyi hajlatot is. Ez sem fog különbözni az előbb levezetett Margules-féle formulától.

XVI.2.4. A frontfelületek nem-geosztrofikus közelítéssel számolt egyensúlyi hajlata

Tekintsünk ismét egy \mathcal{X} -tengellyel párhuzamos stacionárius frontot! A horizontális mozgásegyenletek felhasználásával a nyomási gradiens:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = -\rho \frac{du}{dt} + \rho f v,$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = -\rho \frac{dv}{dt} - \rho f u,$$

illetve az ageosztrofikus szél ($v_a = v - v_g, u_a = u - u_g$) bevezetésével

$$\frac{\partial p}{\partial x} = -\rho f v_a + \rho f v,$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = \rho f u_a - \rho f u.$$

A frontfelület egyensúlyi hajlata:

$$\begin{aligned} \frac{dz}{dy} &= - \frac{\left[\left(\frac{\partial p}{\partial y} \right)_1 - \left(\frac{\partial p}{\partial y} \right)_2 \right]}{\left[\left(\frac{\partial p}{\partial z} \right)_1 - \left(\frac{\partial p}{\partial z} \right)_2 \right]} = \frac{f}{g} \frac{\rho_2 u_2 - \rho_1 u_1}{\rho_1 - \rho_2} + \frac{1}{g} \frac{\rho_2 \frac{dv_2}{dt} - \rho_1 \frac{dv_1}{dt}}{\rho_1 - \rho_2} = \\ &= \frac{f}{g} \frac{T_1 u_2 - T_2 u_1}{T_2 - T_1} + \frac{1}{g} \frac{T_1 \frac{dv_2}{dt} - T_2 \frac{dv_1}{dt}}{T_2 - T_1}, \end{aligned}$$

illetve kihasználva, hogy $\left(\frac{dv}{dt} = -f u_a \right)$:

$$\frac{dz}{dy} = \frac{f}{g} \frac{\rho_2 u_2 - \rho_1 u_1}{\rho_1 - \rho_2} - \frac{f}{g} \frac{\rho_2 u_{a2} - \rho_1 u_{a1}}{\rho_1 - \rho_2} = \frac{f}{g} \frac{T_1 u_2 - T_2 u_1}{T_2 - T_1} - \frac{f}{g} \frac{T_1 u_{a2} - T_2 u_{a1}}{T_2 - T_1}.$$

A frontfelület hajlata tehát egy adaléktaggal egészült ki, ami azt mutatja, hogy a hajlat függ a gyorsulás nagyságától és irányától, vagy másképp fogalmazva az ageosztrofikus szélkomponens nagyságától és irányától.

A frontok ciklonokhoz kötődnek. Írjuk fel a front egyensúlyi hajlatát Bjerknes gondolatmenetét követve kör alakú izobárok esetében – a gradiens szélegyenlet felhasználásával! A front vonala haladjon párhuzamosan az izobárokkal! E feltétel általában nem teljesül, vagy legfeljebb a ciklon középpontjától távol. A frontfelület egyensúlyi hajlatának szemléltetésére azonban jó példa. A gradiens szél egyenlete:

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial \mathcal{P}}{\partial r} + f v_s + \frac{v_s^2}{r} = 0,$$

ahol r a vizsgált időjárási objektum (ciklon, vagy anticiklon) görbületi sugara, v_s az érintő irányú sebessége, míg $\frac{\partial \mathcal{P}}{\partial r}$ a sugárirányú nyomási gradiens. Ciklonális rendszerben $v_s > 0$, $\frac{\partial \mathcal{P}}{\partial r} > 0$; anticiklonális rendszerben $v_s < 0$, $\frac{\partial \mathcal{P}}{\partial r} < 0$. Ilyen áramlási rendszerben az egyensúlyi hajlat:

$$\frac{dz}{dr} = -\frac{f}{g} \frac{\rho_2 v_{s2} - \rho_1 v_{s1}}{\rho_1 - \rho_2} - \frac{1}{gr} \frac{\rho_2 v_{s2}^2 - \rho_1 v_{s1}^2}{\rho_1 - \rho_2} = -\frac{f}{g} \frac{T_1 v_{s2} - T_2 v_{s1}}{T_2 - T_1} - \frac{1}{gr} \frac{T_1 v_{s2}^2 - T_2 v_{s1}^2}{T_2 - T_1}.$$

A kifejezés tovább alakítható kihasználva az $a^2 - b^2 = (a + b)(a - b)$ azonosságot:

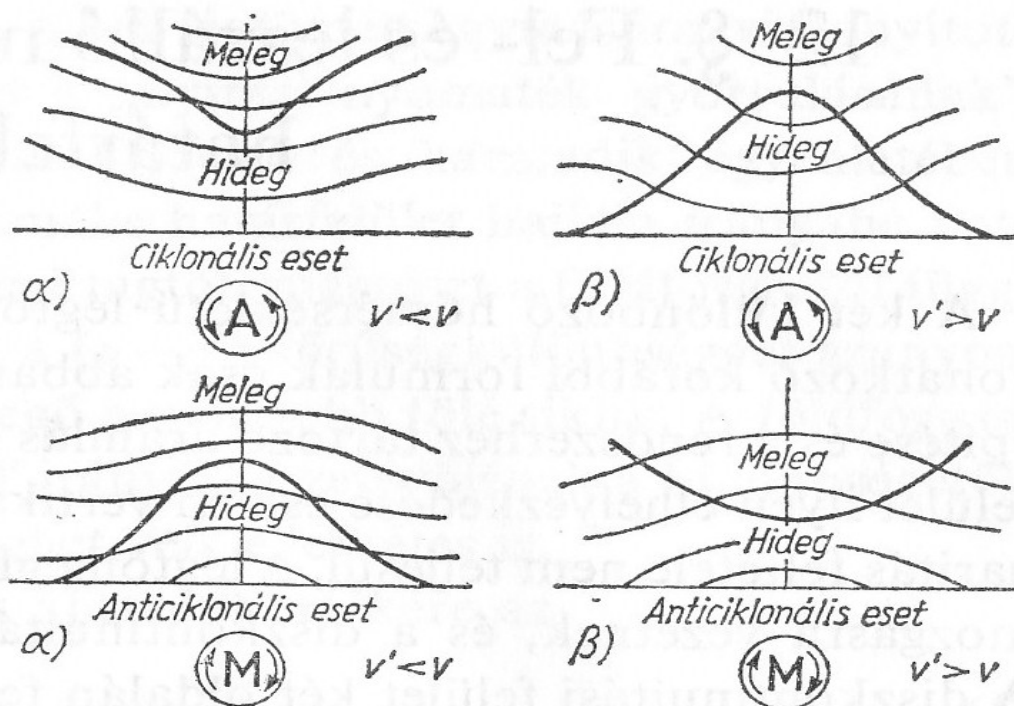
$$\frac{dz}{dr} \approx -\frac{f \bar{T}}{g} \frac{v_{s2} - v_{s1}}{T_2 - T_1} \left(1 + \frac{v_{s2} + v_{s1}}{fr} \right).$$

A felírásból következik, hogy az egyensúlyi hajlat ismét egy adaléktaggal eltér a Margules-féle formulától. Az adaléktag fordítottan arányos a görbülettel és a két levegőtömeg hőmérsékletkülönbségével, míg egyenesen arányos a két levegőtömeg szélesebségkülönbségével, illetve az átlagos szélesebséggel, valamint a két légtömeg átlagos hőmérsékletével. Az adaléktag cc. 1000 km-es görbületi sugárral számolva akkor kezd jelentőssé válni, ha a két légtömegbeli érintő irányú sebesség összege meghaladja a 10 m s^{-1} értéket $\left(\frac{v_{s2} + v_{s1}}{fr} > 0,1 \right)$.

XVI.2.5. A frontok elméleti elhelyezkedése kétszeresen rétegzett ideális folyadékban

Tekintsük a front hajlatára vonatkozó fent levezetett összefüggést. Két különböző helyzetet vizsgálunk. Először azt az esetet (α), amikor a hideg és sűrűbb közeg rendelkezik nagyobb forgási sebességgel ($|v_{s1}| > |v_{s2}|$). Ekkor a frontfelület hajlata ciklonális örvényben ($v_{s2} < v_{s1}$; és $v_{s1} > 0$, $v_{s2} > 0$) pozitív, anticiklonális örvényben ($v_{s2} > v_{s1}$; és $v_{s1} < 0$,

$v_{s2} < 0$) pedig negatív. Fordított helyzet alakul ki, ha a melegebb közeg forgási sebessége meghaladja a hidegebbét (β).



8. ábra. A ciklonális és anticiklonális örvények négy lehetséges típusa. Dési F., Rákóczi F., 1970: A légkör dinamikája. Tankönyvkiadó, Budapest, 279. oldal.

A bemutatott példák kétszeresen rétegzett ideális közegben igazak (két különböző sűrűségű és eltérő forgási sebességű folyadék) ahol nem lép fel felhajtóerő. A légköri mozgásokra – az izobárokkal párhuzamosan futó stacionárius frontfelületek hajlatára ciklonális és anticiklonális örvényekben – csak erős leegyszerűsítésekkel alkalmazhatók.

XVI.2.6. Fel- és leszálló mozgások kvázistacionárius határfelületen

Írjuk fel a frontfelület hajlatát a gyorsulást is tartalmazó mozgásegyenletek segítségével! Elhanyagoljuk a sűrűlási erőt, a Coriolis-erő függőleges komponensét, illetve a vertikális sebességtől függő horizontális összetevőjét. Descartes-féle koordináta-rendszerben dolgozunk. Kiindulási egyenleteink:

$$\frac{du}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + fv, \quad (1)$$

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - fu, \quad (2)$$

$$\frac{dw}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g. \quad (3)$$

A frontfelület (x, z) , illetve (y, z) síkra vonatkozó hajlata egy rögzített t időpontban a stacionárius egyensúlyi hajlat definíciója alapján számítható. Most is feltesszük, hogy

$$\left[\left(\frac{\partial \Phi}{\partial a} \right)_1 - \left(\frac{\partial \Phi}{\partial a} \right)_2 \right] dt = 0. \quad (4)$$

Olyan koordináta-rendszerben dolgozunk, ami együtt mozog a fronttal $c(t)$ áthelyeződési sebességgel. Elég a frontfelület lejtésének a megváltozását vizsgálni. Nézzük a kvázistacionárius modellt! Minden időpillanatban a sebességi és a gyorsulási mező ismeretében új felületet számítunk. A frontfelület (x, z) , illetve (y, z) síkra vonatkozó egyensúlyi hajlata adott t időpillanatban:

$$\operatorname{tg} \theta_{Fx} = \frac{dz}{dx} = \frac{\left(\rho_1 \frac{du_1}{dt} - \rho_2 \frac{du_2}{dt} \right) - f(\rho_1 v_1 - \rho_2 v_2)}{- \left(\rho_1 \frac{dw_1}{dt} - \rho_2 \frac{dw_2}{dt} \right) - g(\rho_1 - \rho_2)}, \quad (5)$$

$$\operatorname{tg} \theta_{Fy} = \frac{dz}{dy} = \frac{\left(\rho_1 \frac{dv_1}{dt} - \rho_2 \frac{dv_2}{dt} \right) + f(\rho_1 u_1 - \rho_2 u_2)}{- \left(\rho_1 \frac{dw_1}{dt} - \rho_2 \frac{dw_2}{dt} \right) - g(\rho_1 - \rho_2)}. \quad (6)$$

Tekintsük azt az esetet, amikor a diszkontinuitási felület az y -tengellyel zár be $\theta = \theta_{Fy}$ szöveget, és $\theta_{Fx} = 0$. A front vonalával párhuzamos mozgást feltételezünk mindkét levegőtömbben ($w = v \operatorname{tg} \theta_{Fy}$), így teljesül, hogy:

$$w_1 - w_2 = (v_1 - v_2) \operatorname{tg} \theta_{Fy}. \quad (7)$$

Kvázistacionárius feltételezéssel élünk, frontfelület menti gyorsulásokat feltételezünk.

$$\frac{dw}{dt} = \frac{dv}{dt} \operatorname{tg} \theta_{Fy}, \quad \rho \frac{dw}{dt} = \rho \frac{dv}{dt} \operatorname{tg} \theta_{Fy}. \quad (8)$$

Így a front két oldalán a frontfelülettel párhuzamosan mozgó, illetve gyorsuló légrézekre:

$$\frac{dw_1}{dt} - \frac{dw_2}{dt} = \left(\frac{dv_1}{dt} - \frac{dv_2}{dt} \right) \operatorname{tg} \theta_{Fy}, \quad (9)$$

illetve

$$\rho_1 \frac{dw_1}{dt} - \rho_2 \frac{dw_2}{dt} = \left(\rho_1 \frac{dv_1}{dt} - \rho_2 \frac{dv_2}{dt} \right) \operatorname{tg} \theta_{Fy}. \quad (10)$$

A frontfelület az (y, z) síkban helyezkedik el, $\frac{dz}{dx} = 0$. Az (5) egyenlet számlálójának nulla volta miatt

$$\rho_1 \frac{du_1}{dt} - \rho_2 \frac{du_2}{dt} = f(\rho_1 v_1 - \rho_2 v_2). \quad (11)$$

A fenti egyenletek felhasználásával már átrendezhetjük a frontfelület hajlására kapott (6) kifejezést is.

$$\rho_1 \frac{dv_1}{dt} - \rho_2 \frac{dv_2}{dt} = \frac{-1}{1 + (\operatorname{tg} \theta_{Fy})^2} \left[f(\rho_1 u_1 - \rho_2 u_2) + g \operatorname{tg} \theta_{Fy} (\rho_1 - \rho_2) \right]. \quad (12)$$

A (10) – (12) dinamikai egyenletek olyan mozgó felületre vonatkoznak, amely mentén a légtömegek fel- és lesiklanak. E levegőrészek alakítják a hideg- és a melegfront lokális mozgásrendszereit.

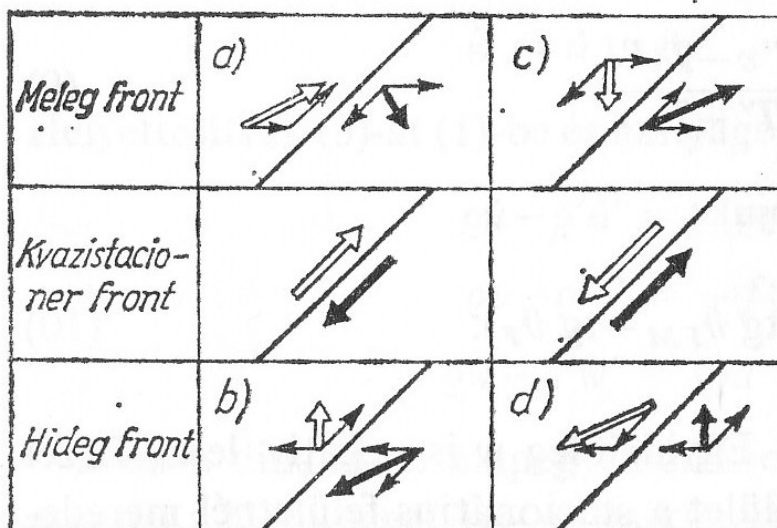
A frontfelület hajlata pillanatról pillanatra változik. Értékét a fenti egyenletekből számíthatjuk ki a gyorsulások (illetve az ageosztrofikus szélkomponensek) és a sebességek ismeretében.

A (10) – (12) egyenletek bal oldalán álló kifejezések a sűrűség és a gyorsulás szorzatainak különbségei – a két levegőtömeg egymáshoz viszonyított gyorsulásának a mértéke, amit J. Bjerknes a „nyírási nyomaték gyorsulásának” nevezett. Ha nem lépnek fel gyorsulások, akkor a fenti egyenletek visszaadják a Margules-féle egyensúlyi hajlatot.

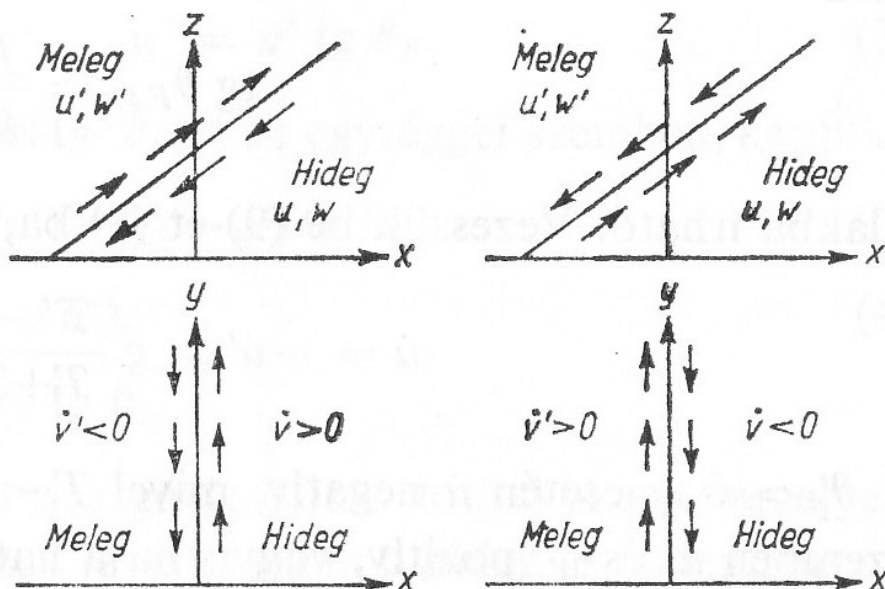
A frontfelülettel párhuzamos és az arra merőleges sebesség-összetevőket egy mozgó front esetén Bergeron munkája alapján mutatjuk be. Azt az esetet vizsgáljuk, amikor a front két oldalán ellentétes irányúak és ugyanolyan nagyságúak a frontvonalával párhuzamos gyorsulások.

$$\frac{du_1}{dt} = - \frac{du_2}{dt}, \quad \frac{dv_1}{dt} = - \frac{dv_2}{dt}, \quad \frac{dw_1}{dt} = - \frac{dw_2}{dt}. \quad (13)$$

Feltesszük, hogy a sebességek szintén ellentétes irányúak a frontvonal két oldalán. Az így kialakuló áramlási képet a fenti ábrák szemléltetik. Megjegyezzük, hogy ez csak egy a lehetséges határfelületi mozgások közül.



9. ábra. Sebességeloszlás az (y, z) síkban. Gyorsulások az (y, z) síkban a frontfelület mentén felszálló, illetve leszálló mozgások esetén. Dési F., Rákóczi F., 1970: A légkör dinamikája. Tankönyvkiadó, Budapest. 282. oldal.



10. ábra. Sebességeloszlás a határfelületre merőleges függőleges felületen. Dési F., Rákóczi F., 1970: A légkör dinamikája. Tankönyvkiadó, Budapest. 282. oldal.

A frontfelülettel párhuzamos y -irányú gyorsulás, (12) új alakja – kihasználva, hogy $[(\text{tg } \theta_{Fy})^2 \ll 1]$, alkalmazva a sűrűség és a hőmérséklet közötti kapcsolatot, továbbá a Margules-féle egyensúlyi hajlat definícióját $\left(\text{tg } \theta_{FMY} = - \frac{f T_2 u_1 - T_1 u_2}{g T_2 - T_1} \right)$ – a következő alakot ölti:

$$\frac{dv_1}{dt} (\rho_1 + \rho_2) = - f (\rho_1 u_1 - \rho_2 u_2) - g \text{tg } \theta_{Fy} (\rho_1 - \rho_2) =$$

$$\begin{aligned}
&= -f \frac{\rho_1 u_1 - \rho_2 u_2}{\rho_1 + \rho_2} - g \frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_1 + \rho_2} \operatorname{tg} \theta_{Fy} = \\
&= -f \frac{T_2 u_1 - T_1 u_2}{T_2 + T_1} - g \frac{T_2 - T_1}{T_2 + T_1} \operatorname{tg} \theta_{Fy} = g \frac{T_2 - T_1}{T_2 + T_1} (\operatorname{tg} \theta_{FM_y} - \operatorname{tg} \theta_{Fy}) . \quad (14)
\end{aligned}$$

A (14) egyenlet vizsgálatából kitűnik, hogy $(\operatorname{tg} \theta_{Fy} > \operatorname{tg} \theta_{FM_y})$ esetén a hideg levegőben negatív $\left(\frac{dv_1}{dt} < 0\right)$, a meleg levegőben pedig pozitív (északi irányú) gyorsulást tapasztalunk.

Megállapíthatjuk: ha a frontfelület a stacionáriusnál meredekebb, akkor felsikló felület lép fel. Ekkor a hideg levegő lefele irányuló gyorsulással, a meleg levegő pedig felfele irányuló gyorsulással rendelkezik. Fordított esetben, ha a határfelület laposabb, mint stacionárius helyzetben, akkor lesikló felülettel van dolgunk.

A frontokat aszerint nevezzük felsikló, vagy lesikló frontnak, hogy a meleg levegő fel- vagy leszálló mozgást végez.

Nézzük meg a frontfelülettel párhuzamos x -irányú mozgást (11) a (13) feltételezés szerint:

$$\begin{aligned}
\frac{du_1}{dt}(\rho_1 + \rho_2) &= f(\rho_1 v_1 - \rho_2 v_2), \\
\frac{du_1}{dt} &= -\frac{du_2}{dt} = f \frac{\rho_1 v_1 - \rho_2 v_2}{\rho_1 + \rho_2} = f \frac{T_2 v_1 - T_1 v_2}{T_1 + T_2}.
\end{aligned}$$

Felsikló front esetén $(v_2 > 0, v_1 < 0)$ a meleg levegőben pozitív, a hideg levegőben negatív zónális gyorsulás figyelhető meg. Lesikló front esetén a helyzet fordított.

Ismételten megjegyezzük, hogy a most bemutatott sebesség- és gyorsuláseloszlás csak egy a sok lehetséges közül. A frontálzónákban kialakuló áramlási rendszer tanulmányozása a modern dinamikus meteorológia egyik kitüntetett kutatási iránya.

XVI.3. A tropopauza mint diszkontinuitási felület

A tropopauza szerkezete szintén modellezhető szakadási felületként. Mindenekelőtt ismerkedjünk meg a tropopauza definíciójával! A tropopauza az az 500 hPa feletti legalacsonyabb szint, ahol a hőmérsékleti gradiens abszolút értéke $2 \text{ }^\circ\text{C km}^{-1}$ alatti, és ez a kis hőmérsékletváltozással jellemzett réteg legalább 2 km vastagságú.

A tropopauzán áthaladva sem a légnyomás, sem a nyomási gradiens nem szenved ugrást, hiszen a sűrűségi mező folytonosan változik. A tropopauzát átszelve viszont a hőmérsékleti gradiens ugrást szenved. Ezt felhasználva írjuk le a tropopauza hajlatát. Amíg a frontfelület egyensúlyi hajlatánál a hideg és a meleg levegőbeli nyomáskülönbség állandóságával számoltunk, addig most a hideg és a meleg levegőbeli potenciális hőmérséklet – illetve közel izobárikus változást feltételezve – a hőmérsékletkülönbségek állandóságával számolhatunk. Megjegyezzük, hogy a hőmérsékleti gradiensben megjelenő szakadási felület a sűrűség gradiensben is megfigyelhető, amiből – a sztatika alapegyenlete alapján – következik, hogy a nyomás második deriváltja szintén ugrást szenved a tropopauzán áthaladva.

Feltesszük, hogy a troposzférikus (T_1) és a tropopauzában levő (T_2) hőmérsékletű pont a szakadási felület két oldalán mozog, mégpedig úgy, hogy a közöttük levő távolság és hőmérsékletkülönbség nem változik. A dinamikai határfeltétel mintájára általános esetben felírható, hogy

$$d(T_1 - T_2) = 0,$$

$$\frac{\partial(T_1 - T_2)}{\partial t} dt + \frac{\partial(T_1 - T_2)}{\partial x} dx + \frac{\partial(T_1 - T_2)}{\partial y} dy + \frac{\partial(T_1 - T_2)}{\partial z} dz = 0.$$

Tekintsünk egy stacionárius, (y, z) síkban elhelyezkedő tropopauzát, amelynek egyensúlyi hajlata

$$\operatorname{tg} \theta_y = \frac{\Delta z}{\Delta y} = \frac{dz}{dy}.$$

Ekkor a troposzférikus és a tropopauzabeli levegő hőmérsékletkülönbségére felírt egyenlet is leegyszerűsödik:

$$\frac{\partial T_1}{\partial y} dy + \frac{\partial T_1}{\partial z} dz = \frac{\partial T_2}{\partial y} dy + \frac{\partial T_2}{\partial z} dz.$$

A tropopauza egyensúlyi hajlata:

$$\operatorname{tg} \theta_y = - \frac{\frac{\partial T_1}{\partial y} - \frac{\partial T_2}{\partial y}}{\frac{\partial T_1}{\partial z} - \frac{\partial T_2}{\partial z}} = \frac{\gamma_1 - \gamma_2}{\gamma_1 - \gamma_2},$$

ahol $\gamma_1 = - \frac{\partial T_1}{\partial z}$ a troposzféra hőmérsékleti gradiense, míg $\gamma_2 = - \frac{\partial T_2}{\partial z}$ a tropopauza hőmérsékleti gradiense. Tudjuk, hogy $\gamma_1 > \gamma_2$ és $\gamma_2 \sim 0$. A hőmérséklet-eloszlás a tropopauza közelében analóg a frontközeli nyomáseloszlással. A tropopauza a hideg tropozférát választja el a meleg sztratoszférától. A fenti felírásból következik az is, hogy a tropopauzán áthaladva a geosztrofikus szélnyírás, vagyis a termikus szél is ugrást szenved.

Végezetül nézzük meg a tropopauza hajlatát nyomási koordináta-rendszerben!
 Kihasználva, hogy

$$\left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)_p = \left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)_z + \frac{\partial T}{\partial z} \left(\frac{\partial z}{\partial y}\right)_p = \left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)_z - \gamma \operatorname{tg} \theta_{yp},$$

a tropopauza egyensúlyi hajlata:

$$\operatorname{tg} \theta_y = \frac{\left(\frac{\partial T_1}{\partial y}\right)_p - \left(\frac{\partial T_2}{\partial y}\right)_p}{\gamma_1 - \gamma_2} + \operatorname{tg} \theta_{yp}.$$

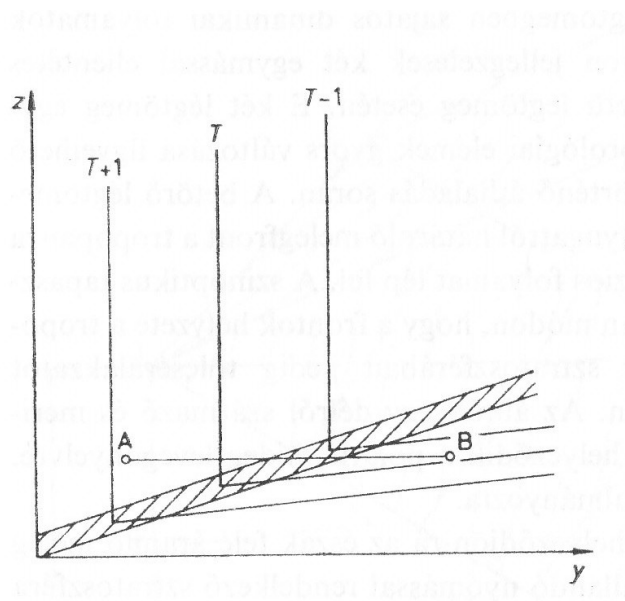
Adott nyomási szinten a troposzférában kicsi, míg a tropopauza felett jelentős a horizontális hőmérsékleti gradiens. Ha horizontálisan elmozdulva növekvő tropopauza magasságot tapasztalunk, akkor a tropopauza felett (horizontálisan elmozdulva) csökken a hőmérsékletet. Így az ábra szerinti esetben

$$\left(\left(\frac{\partial T_1}{\partial y}\right)_p \sim 0\right), \text{ illetve } \left(\left(\frac{\partial T_2}{\partial y}\right)_p < 0\right).$$

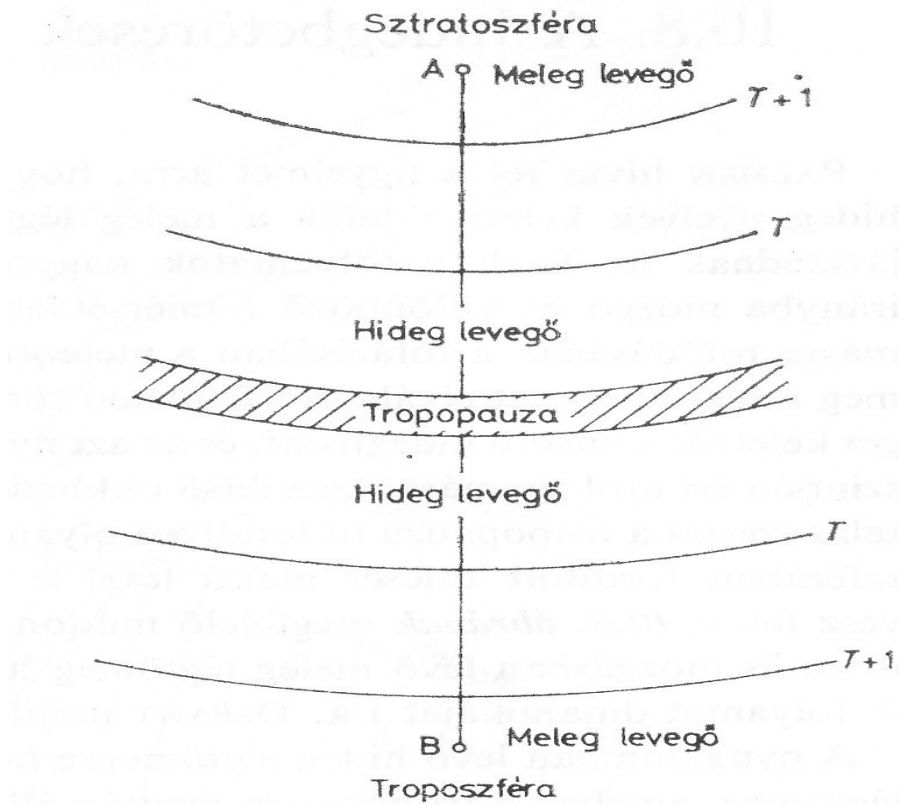
Ez azt jelenti, hogy a tropopauza hajlata a Z -rendszerben nagyobb, mint a P -rendszerben.

$$\operatorname{tg} \theta_{yp} < \operatorname{tg} \theta_y,$$

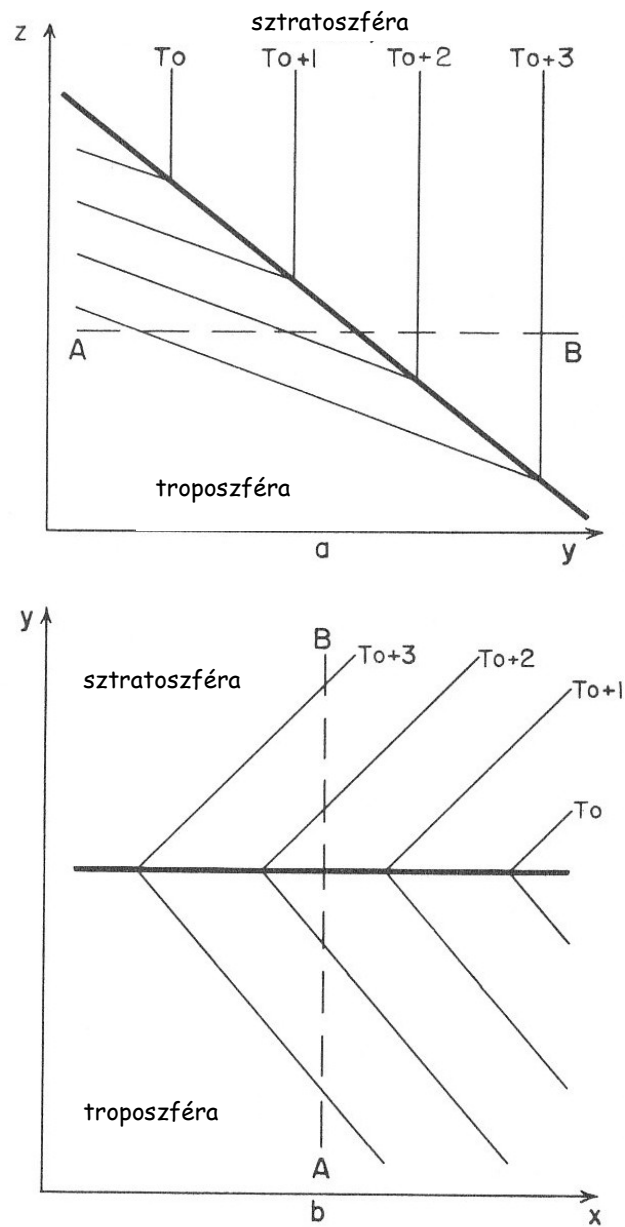
vagyis a nyomási vonalak a tropopauzához hajlanak.



11. ábra. A tropopauza körzetében fellépő hőmérséklet-eloszlás. Götz G., Rákóczi F., 1981: A dinamikus meteorológia alapjai, Tankönyvkiadó, Budapest, 293. oldal.



12. ábra A tropopauza mint a hőmérsékleti minimum helye. Götz G., Rákóczi F., 1981: A dinamikus meteorológia alapjai, Tankönyvkiadó, Budapest, 293. oldal.



13. ábra. A hőmérséklet eloszlása a tropopauza (vastag folytonos vonal) környezetében (a) vertikális metszetben, (b) felülnézetben Hess, S.L., 1959: Introduction to theoretical meteorology. 236.