

Zivatarfelhők mikrofizikájának számítógépes

modellezése

Készítette:

Geresdi István

Pécs

1991

Köszönettel tartozom dr. Mészáros Ernő akadémikusnak,
dr. Práger Tamásnak a földtudományok kandidátusának és
dr. Wirth Endrének a dolgozat megírásához adott hasz-
nos tanácsaikért, valamint Nagy Józsefnek a magyaror-
szági esettanulmány mérési adataiért.

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	2
2. A zivatarfelhő dinamikai és termodinamikai leírása, kontinuitási egyenletek.	18
2.1 Dinamikai leírás	18
2.2 Termodinamikai leírás	21
2.3 A hidrometeorok és a vízpára kontinuitási egyenlete	23
3. A modell mikrofizikája	24
3.1 Kondenzációs magvak, felhővíz	32
3.2 Jégmagvak, felhőjég	33
3.3 Hó	36
3.4 Eső	37
3.5 Jég/graupel	38
3.6 Vízpára kondenzációja/depozíciója felhőelemekre	40
3.7 Esőcseppek párolgása	41
3.8 Hó depozíciós növekedése	41
3.9 Jégmagvak és jégkristályok depozíciós növekedése....	42
3.10 Jégkristályok zúzmarásodása	43
3.11 Felhővíz homogénfagyása, felhőjég olvadása	45
3.12 Esőcseppek fagyása	46
3.13 Autokonverziók	47
3.14 Felhő- és csapadékelemek koagulációja	49
3.15 Csapadékelemek koagulációja	52
3.16 Hó olvadása	55
3.17 Jég/graupel száraz-, vagy nedvesnövekedése	55
3.18 Jégszemek depozíciós növekedése	58
3.19 Kontinuitási egyenletekben szereplő forrás- tagok meghatározása	59
4. Kezdeti és határfeltételek, numerikus módszerek	62
4.1 Határfeltételek	63
4.2 Kezdeti feltételek	64
4.3 Numerikus módszerek	66
5. Esettanulmányok	68
5.1 Első esettanulmány (CCOPE 1981. 07. 19.).....	70
5.2 Második esettanulmány (MIST 1986. 07. 20.).....	84
5.3 Harmadik esettanulmány (BARJE 1988. 05. 27.).....	102
6. Összefoglalás	115
Függelék	126
Irodalomjegyzék	152

1. Bevezetés

A zivatarfelhő az egyik legösszetettebb meteorológiai jelenség. A dinamikai folyamatok skálája a zivatarfelhő méreteivel összemérhető nagyságrendű áramlásoktól (feláramlás, leáramlás) a milliméteres nagyságrendű légörvényekig terjed. Ezt a skálát tovább szélesítik a mikrofizikai folyamatok, amelyek magukban foglalják a 10^{-2} μm -es kondenzációs magvakra történő páralecsapódást éppen úgy, mint a cm-es nagyságrendű jégszemek növekedését vagy olvadását. A 60-as évekig a megismerés főbb módozatai a zivatarfelhők különböző mérőeszközökkel (pl. radar, repülőgépre felszerelt mérőeszközök) történő vizsgálata, illetve egyes részfolyamatok laboratóriumban történő modellezése volt. A 60-as évek végétől a fenti módszerek kiegészítéseként a kutatások fontos eszközévé vált a zivatarfelhőkben lejátszódó folyamatok számítógépes modellezése. Jelenleg a számítógépes szimulálás többnyire egy-egy esettanulmányhoz kapcsolódik. Ezek egyrészt a modell tesztelését teszik lehetővé, másrészt a számított értékek kiegészítik a mérési adatokat, és így pontosabb képet alkothatunk a felhőben lejátszódó folyamatokról.

Az esettanulmányokon alapuló vizsgálatok mellett három olyan nagyobb kutatási terület létezik, amelyekben a felhőmodellek fontos szerephez jutottak:

- a) A környezetvédelmi kutatásokhoz kapcsolódóan vizsgálják a felhők hatását a Föld klímájának alakulására [1], és szerepüket a troposzférában felhalmozódó légköri szennyező anyagoknak a talajra történő visszajutásában [2].
- b) A nagy károkat okozó zivatarok vagy zivatarokhoz kapcsolódó jelenségek (pl. "microburst") rövidtávú előrejelzése [3].
- c) A hatvanas-hetvenes években a felhőmodellezés fejlődésében fontos szerepet játszott az időjárás-módosítási kísérletek (esőkeltés, jégesőelhárítás) által támasztott igény [4], [5]. A nyolcvanas évek második felében - különösen a jégesőelhárítással kapcsolatban felmerülő kételyek miatt - az érdeklődés ezen a területen csökkent. Véleményünk szerint azonban a jövőben a felhőmodellek fontos szerephez jutnak ezen időjárás-módosítási kísérletek tudományos alapokon nyugvó megítélésében.

A zivatarfelhők numerikus modellezése mintegy 30-35 éves múltra tekint vissza. Régebben csak kvalitatív elképzelések születtek a zivatarfelhőkben lejátszódó folyamatokról. Voltak ugyan törekvések egyes részfolyamatok leírására (pl. Bergeron elképzelése a jégkristályok szerepéről a csapadék kialakulásában [6]; Schumann jég szemnövekedési modellje [7]; Langmuir számításai a vízcseppek ütközésére vonatkozólag [8]; a túlhűlt vízcseppek fagyásának laboratóriumi vizsgálata [9]), de a rendszert leíró csatolt differenciálegyenlet-rendszer megoldását csak a számítógépek megjelenése tette lehetővé. Az egyenletrendszer magában foglalja a levegő áramlását meghatározó mozgásegyenletet, a hőmérséklet meghatározására szolgáló

termodinamikai egyenletet, és a levegőre, valamint a felhőt alkotó részecskékre vonatkozó kontinuitási egyenleteket. Mivel az egyenletek analitikus megoldása általában nem lehetséges, a vizsgált mennyiségek értékei diszkrét pontokban (rácspontokban) és diszkrét időpontokban határozhatók meg.

A valóságban lejátszódó folyamatok pontos szimulálása még a jelenlegi legmodernebb számítógépekkel is megoldhatatlan feladat, ezért bizonyos, fizikailag indokolható egyszerűsítésekre szükség volt, és jelenleg is szükség van. Az alábbiakban a két legalapvetőbb egyszerűsítést említjük. Ezek hatása a legjelentősebb, és ezek alapján szokás a zivatarfelhő-modelleket osztályozni. Jelentősen egyszerűsödik a modell, ha a három független helykoordináta helyett csak kettőt, esetleg csak egyet használunk, azaz, ha csak két- vagy egydimenzióban írjuk le a valóságban háromdimenzióban lejátszódó folyamatot. További egyszerűsítést jelent, ha a folyamatokat stacionáriusnak tekintjük. Ezen közelítések inkább a dinamikai leírást érintik, az alábbiakban tárgyalt egyszerűsítések viszont a felhőben lejátszódó mikrofizikai folyamatok leírásával kapcsolatosak. A felhők nem víz eredetű, szennyező részecskékből, valamint vízpárából, vízcseppekből és jégrészecskékből állnak. A részecskék mérete néhány tized mikrontól a cm-es nagyságrendig terjed. A szennyező anyagok (kondenzációs magvak, jégmagvak) hatása, a felhőben betöltött szerepe első közelítésben csak a részecskék koncentrációjától függ, így a zivatarfelhő-modellekben a méret szerinti eloszlásuk megadásától el lehet tekinteni. A vízcseppek és a jégrészecskék esetében ezt nem

tehetjük meg. Az első modellekben egy-egy folytonos függvényel közelítették ezen részecskék méret szerinti eloszlását, és egy kontinuitási egyenletet írtak fel mind a vízre, mind a jégre. A későbbiekben a vízcseppeket kettő, a jégrészecskéket kettő vagy három csoportra osztották. A felosztás fizikai alapjául a vízcseppek esetében azok határsebessége és koncentrációja szolgált. Kontinentális zivatarfelhőkben végzett repülőgépes mérések szerint 30-40 μm -es cseppátmérőnél a cseppecskék koncentrációja több nagyságrenddel csökken [10]. A kis cseppecskék határsebességét jó közelítéssel nullának lehet tekinteni. (Egy 50 μm átmérőjű vízcsepp határsebessége $\sim 10 \text{ cm/s}$ [11].) A fent említett természetes határt kihasználva a vízcseppek spektruma két részre osztható (felhőcseppekre és esőcseppekre), és mindegyik rész méret szerinti eloszlása egy-egy folytonos függvényel közelíthető. Azoknak a jégrészecskéknek a határsebessége szintén elhanyagolható (legalábbis a nagyobb méretű jégrészecskék és vízcseppek határsebességéhez képest), amelyek növekedésében a vízpára lecsapódása (depozíciója) a domináns folyamat, és méretük nem haladja meg a néhány száz mikront. (Egy 500 μm -es hexagonális sík kristály határsebessége $\sim 50 \text{ cm/s}$ [11].) Mivel ezeknek az apró jégkristályoknak a koncentrációja nem csak a méretüktől, hanem a részecskék alakjától, a környező levegő hőmérsékletétől [12] és vízpáratartalmától [13] is függ, ezért nagyon nehéz a jégkristályok méret szerinti eloszlását egy általánosan használható függvényel megadni. A zivatarfelhő-modellek esetében általánosan elfogadott a mono-

diszperz méret szerinti eloszlás használata a jégkristályokra [14], [15]. A nagyobb méretű és határsebességű jégreszecskek is további két részre oszthatók, mégpedig a részecskek sűrűsége alapján. Az egyik kategóriába azok a hópelyhek, hókristályok és graupelek kerülnek, amelyek átlagos sűrűsége jóval kisebb a jég sűrűségénél, a másik kategóriába pedig azok a jég-szemek, illetve nagyobb sűrűségű graupelek kerülnek, amelyeknek sűrűsége közel van a jégéhez [16] .

Azokat a részecskéket, amelyeknek határsebessége elhanyagolható, felhőelemeknek (felhővíz és felhőjég), a nagyobb határsebességgel rendelkező részecskéket pedig csapadékelemeknek nevezik. A felhő- és csapadékelemek együttes elnevezésére elterjedt a hidrometeor név használata.

A fent említett egyszerűsítési eljárást -tehát amikor a felhőt alkotó részecskéket fizikai és/vagy geometriai jellemzőik szerint csoportosítják, és a kontinuitási egyenletet a meghatározott részecske kategóriákra írják fel-, "bulk" parametrizációnak hívják. Létezik egy másik, pontosabb eljárás is, amikor a részecskek spektrumát diszkrét intervallumokra osztják és minden méretintervallumra egy kontinuitási egyenletet írnak fel. Annak ellenére, hogy ez a módszer pontosabb a "bulk" parametrizálásnál, használata mégsem terjedt el igazán a zivatarfelhő-modellekben, ugyanis rendkívül nagy a számítógép memóriaigénye, és jelentősen megnöveli a számítások idejét is.

Az alábbiakban röviden áttekintjük a zivatarfelhő-modellezés történetét.

Az 50-es évek közepén, a 60-as évek elején megjelenő első zivatarfelhő-modellek egydimenziós stacionárius modellek voltak [17]. Ezekben az ún. részecske-módszert alkalmazták. Az előzetesen meghatározott felhőalapról megadott kezdeti feltételekkel indították el a levegőrészecskét, aminek gyorsulását a felhajtóerő, a levegőrészecskében lévő víz súlya, valamint a környezetből a részecskébe beáramló levegő hatása határozta meg. A mikrofizikai folyamatok leírására az egyszerűbb "bulk" parametrizációt használták [18], azaz egy-egy folytonos függvénnyel adták meg a víz és a jég méret szerinti eloszlását, és két kontinuitási egyenlet segítségével határozták meg ezen részecskék keverési arányát. A modellek jellegükből adódóan a kiszámításra kerülő paramétereknek (feláramlási sebesség, hőmérséklet, a feláramlási csatorna sugara, a vízpára, valamint a felhőt alkotó vízcseppek és jégrészecskék keverési aránya, stb.) csak a magasság szerinti változását adták meg, időben állandónak feltételezve azokat. Az egydimenziós közelítés létjogosultságát az támasztja alá, hogy a zivatarfelhőkben a fizikai jellemzők változásának van egy kitüntetett iránya, a függőleges irány.

Azáltal, hogy lehetőség adódott olyan fontos folyamatok figyelembevételére, mint pl. a fagyás, a részecskék koagulációs növekedése, stb., a pusztán csak a vízpára kondenzációjával számoló nedvesadiabatikus állapotváltozást feltételező leíráshoz képest ezek a modellek fontos előrelépést jelentettek. Fő alkalmazási területük a 60-as, 70-es években a különböző esőkelési és jégesőelhárítási kísérletekhez kapcsolódóan a várható konvektív instabilitás, valamint a mikrofizikai folyamatokba történő mesterséges beavatkozás hatásának becslése volt

Az egydimenziós, stacionárius leírás természetesen komoly korlátot jelent (pl. csak a kifejlett zivatarfelhő feláramlási csatornája írható le vele; nem alkalmas a zivatarfelhők kölcsönhatásainak és a csapadék kialakulásának a modellezésére, stb.), és napjainkban már nem is nagyon használatos felhőfizikai kutatásokban, mégis azáltal, hogy lehetőséget adott a mikrofizikai folyamatok és a dinamika közötti kölcsönhatás figyelembevételére, szerepe jelentős a zivatarfelhők modellezésének történetében.

A 60-as évek végén megjelentek az egydimenziós időfüggő zivatarfelhő-modellek, amelyek a fizikai mennyiségeknek már nem csak függőleges irányú, hanem időbeli változását is megadják. A mozgásegyenlet és a kontinuitási egyenletek már nem a stacionárius modellekben használt Lagrange-féle, hanem az Euler-féle módszerrel kerültek megoldásra. Az időfüggő modellek nagy előnye a stacionárius modellekkel szemben az, hogy lehetővé teszi a víz és a jég függőleges irányú eloszlásának időbeli változását. Jelentős előrelépés történt a mikrofizikai folyamatok modellezése területén is. A "bulk" paramerizációt használó modellekben már megkülönböztettek felhő- és csapadékelemeket [20], sőt megjelentek az első olyan modellek is, amelyekben már diszkrét intervallumokra osztották a vízcseppek és a jégrészecskék spektrumát. Danielsen és munkatársai a jégeső kialakulásának tanulmányozására kifejlesztett modelljükben 31 intervallumra osztották a víz ($5 \mu\text{m}$ és 5mm között), és 40 intervallumra a jég ($5 \mu\text{m}$ és 4cm között) spektrumát [21]. Hasonlóan részletezett mikrofizikával Nelson már nem csak a jégeső keletkezésének lehetőségét, hanem a mesterséges beavatkozás

hatásait is vizsgálta [22]. Az egydimenziós időfüggő modellek már lehetőséget adtak az egyes mikrofizikai folyamatok pontosabb értelmezésére; így például Nelson modellje segítségével megvizsgálta, hogy a csapadékképződés mechanizmusa hogyan függ a felhőalap hőmérsékletétől; Danielsen és munkatársai megállapították, hogy a vízcseppecskék kezdeti, méret szerinti eloszlása a felhőalagnál hatással van a jégszemek későbbi kialakulására, növekedésére; Wisner és munkatársai kimutatták, hogy a túlhűlt vízcseppek fagyásának milyen fontos szerepe van a felhők növekedésében, valamint, hogy a felhőbeli leáramlás kialakulását és nagyságát nem csak a csapadékelemek súlya befolyásolja, hanem fontos szerepe van a jégszemek olvadása és az esőcseppek párolgása okozta hőelvonásnak is [20].

Az egydimenziós közelítés hátrányai természetesen itt is jelentősek: a csapadékelemek csak az erős feláramlást letörve eshetnek ki, ezért ezek a modellek elsősorban a felhő fejlődő és kifejlett állapotának, és csak a feláramlási csatornában lejátszódó folyamatok szimulálására alkalmasak. Mivel nincs lehetőség a felhő és környezete közötti nyomáskülönbség (nyomásperturbáció) figyelembevételére, az egydimenziós modellek felülbecslik a feláramlási sebesség nagyságát, maximumát pedig valahová a feláramlási csatorna felső negyedébe adják [23], ellentétben a megfigyelésekkel, amelyek szerint a maximális érték nagyjából a feláramlási csatorna felénél található, és a feláramlási sebesség függőleges profilja parabolával közelíthető [24]. Az egydimenziós időfüggő modellek jelentős előrelépést jelentettek a stacionárius modellekhez képest, és a mikrofizikai folyamatok olyan részletes szimulálását tették lehető-

vé, ami többdimenziós leírás esetén még napjainkban sem lehetséges. Az egydimenziós közelítésből származó hátrányok miatt azonban napjainkban már csak bizonyos mikrofizikai folyamatok modellezésének első közelítésben vett tesztelésére tartják alkalmasnak [25].

A számítógépek fejlődése a 60-as évek végére lehetővé tette a kétdimenziós időfüggő felhőmodellek kifejlesztését. Ezek a modellek már sokkal valósághűbb képet adtak a levegő áramlásáról a felhőkben és azok közvetlen környezetében, és lehetővé vált a függőlegesen nagy kiterjedésű zivatarfelhőkön kívül más típusú felhők (pl. kis méretű cumulusok, rétegfelhők) numerikus szimulálása is. A kétdimenziós leírás jelentős előrelépést tett lehetővé a konvekciót kiváltó mechanizmusok vizsgálata területén is. Az egydimenziós modellekben a kezdeti perturbáció meghatározására alapvetően csak egyfajta lehetőség volt: a magasság függvényében a környezettől eltérő hőmérsékleti vagy/és nedvességi vagy/és feláramlási sebesség profilt, valamint az ezen paraméterek által meghatározott, hengerszimmetrikusnak feltételezett "légbuborék" vízszintes és függőleges irányú kiterjedését adták meg [20]. Kétdimenzióban a fent meghatározott kezdeti perturbáció mellett lehetőség van a mezoskálájú konvergencia vagy divergencia figyelembevételére [26], az ún. randomizált perturbációs indításra [26], vagy az orográfiának a konvekciós folyamatokra gyakorolt hatásának a figyelembevételére [27]. A kétdimenziós modellek megjelenésének fontos előzménye volt Ogura és Philips munkája [28]. Az ő nevükhöz fűződik az ún.

anelasztikus közelítés bevezetése a felhőmodellezésben. Ennek jelentősége abban van, hogy segítségével a hanghullámok kiszűrhetők a mozgásegyenlet megoldásából, és így a numerikus megoldás stabilitásának megőrzése mellett sokkal nagyobb időlépésközt lehet használni. A többdimenziós modellek megjelenésével megnőtt az igény a hatékony numerikus módszerek iránt. Míg az egydimenziós modellekben a numerikus módszer pontosításának hatékony eszköze lehetett a rácstávolság vagy/és az időlépésköz csökkentése, addig a több dimenziós modellekben ez az út már nem bizonyult járhatónak. (Az egydimenziós modellekben a rácspontok száma max. 2-300, kétdimenzióban 5-10ezer, háromdimenzióban 20-30 ezer körül van.) A numerikus módszereknek a stabilitási feltételen kívül az alábbi fő kívánalmakat kell teljesíteniük: (i) a tömeg- és energiamegmaradási törvények a lehető legkisebb mértékben sérüljenek a módszer használatának következtében; (ii) a numerikus diffúzió lehetőleg minimális legyen; (iii) a módszert leíró transzformáció pozitívdefinit legyen; (iv) és végül, de nem utolsósorban a módszernek elég gyorsnak és viszonylag kis memóriaigényűnek kell lennie. A különböző módszerek összehasonlítására több tanulmány született, és ilyen mi is végeztünk [29], [30], [31]. Fő következtetésként levonható, hogy bizonyos módszerek egyértelműen kizárhatók ugyan, de a fennmaradókból történő választás csak kompromisszumok árán lehetséges, ugyanis az első három feltételnek leginkább elegendő módszerek általában elég nagy számítógép-kapacitást igényelnek.

A kétdimenziós modelleknek két fő típusát különböztetjük meg. Az egyikben hengerszimmetrikus pl. [32], a másikban az ún. "slab" vagy síkszimmetrikus közelítést alkalmazzák, pl. [14]. A hengerszimmetrikus leírás esetén a két független helykoordináta a függőleges magasság és a sugárirányú távolság. Ennek a leírásnak az az előnye, hogy a kétdimenziós közelítés ellenére tulajdonképpen egy háromdimenziós képet kapunk. Hátránya viszont, hogy csak olyan esetekben alkalmazható, amikor a környezeti szél elhanyagolható, és nem használható a felhők egymásközötti kölcsönhatásának a vizsgálatára sem [23]. A síkszimmetrikus modellek a felhőknek egy függőleges metszetét adják a felhő fő haladási irányában. Ez a típusú modell sokkal inkább elterjedt, mint a hengerszimmetrikus. Dinamikai leírás szempontjából ez a közelítés is jelenthet problémát olyan esetekben, amikor jelentős a síkra (a vonulási irányra) merőleges áramlás (pl. a szupercellák esetében), vagy nagy szélnyírás esetén a szél a valóságosnál jobban erodálja a feláramlási csatornát, mivel kétdimenzióban a vízszintes szél nem tudja megkerülni azt [14].

A le- és feláramlás térbeli elkülönülése jelentős előrelépést jelent az egydimenziós közelítéshez képest. Annak ellenére, hogy a kétdimenziós modellek általában egyszerűbb mikrofizikai leírást tartalmaznak, mint az egydimenziósok, a dinamikai leírás terén mutatkozó nagy előny miatt a kétdimenziós modelleket alkalmasabbnak tartják a zivatarfelhők numerikus szimulálására [25].

Az első kétdimenziós időfüggő modellek még csak az ún. sekély konvekció modellezésére voltak alkalmasak, pl. [33]. A vizsgált tartomány mérete kb. 10 x 6 km, a rácspontok távolsága mind vízszintesen, mind függőlegesen néhány száz méter volt. Ezekben a modellekben a jégfázis megjelenésével kapcsolatos folyamatokat még nem vették figyelembe, és a mikrofizikai folyamatok leírására az elég erős közelítéseket tartalmazó Kessler-féle "bulk" parametrizációt [34] használták.

A számítógépek fejlődésével a 70-es évek közepére már lehetővé vált a nagyobb méretű zivatarfelhők kétdimenziós modellezése is [14],[35]. A mikrofizikai folyamatok modellezésében a Kessler-féle parametrizációt egy részletesebb, kevesebb durva közelítést tartalmazó "bulk" parametrizáció váltotta fel [14]. Orville és Kopp egy igen intenzív zivatarfelhő modellezése kapcsán kimutatta, hogy a megdőlt feláramlásnak milyen jelentős szerepe lehet a nagy méretű jég szemek kialakulásában azáltal, hogy a felhőből kieső jég szemek a feláramlási csatornába esve újra a felhőbe kerülnek, és tovább növekednek. Sikerült szimulálniuk a zivatarhoz kapcsolódó kifutó szél kialakulását és mozgását is. Munkájukban rámutattak a kétdimenziós modellek már említett hátrányaira is [14]. Továbbfejlesztve ezen modell mikrofizikáját, Lin és munkatársai a hókristályok és hópelyhek szerepét vizsgálták a csapadékképződésben [16]. A 80-as években készült kétdimenziós modellekkel sikerült először elég jól szimulálni a zivatarfelhőben lejátszódó elektromos jelenségeket. Régebben vagy az egydimenziós közelítés, vagy a durva parametrizálás miatt az eredmények nem voltak túl jók [36].

Takahasi 1979-ben [37], illetve Helsdon és Farley 1987-ben publikált modellje [38] már elég jól leírta a töltés szétválasztódásának folyamatát a csak vízcseppeket, illetve vízcseppeket és jégreszecsskéket is tartalmazó felhőkben.

A 80-as években születtek olyan kétdimenziós zivatarfelhő-modellek is, amelyekben a "bulk" parametrizálás helyett a felhőt alkotó vízcseppek és jégreszecskek spektrumát intervallumokra osztották. Ilyen részletesebb mikrofizikai leírással vizsgálták, hogy hogyan befolyásolják a felhőbe mesterségesen bejutott jégképző magvak a jégeső kialakulását és a felhőből kieső csapadék mennyiségét [39]. A kétdimenziós modellek közül az egyik legrészletesebb mikrofizikai leírást W.D. Hall modellje tartalmazza, 69 intervallumra osztva a vízcseppek, és 51 intervallumra osztva a jégreszecskek spektrumát [40]. Ebben a munkában W. D. Hall a csapadékképződés mechanizmusát vizsgálta a kondenzációs magvak koncentrációjának függvényében. Eredményei alapján a feláramlási csatornában a vízpára telítettsége lokálisan akár néhány százalékkal is felülmúlhatja a sík vízfelületre vonatkozó telítési párányomást. Az ilyen nagy túltelítettség megléte jelentősen befolyásolja a jégkristályoknak a jégképző magvakon történő kialakulását és növekedését [41]. Ezek a részletes mikrofizikai leírást tartalmazó modellek nem nagyon terjedtek el, ugyanis a rendelkezésre álló nagyobb számítógép-kapacitást inkább a háromdimenziós modellek kifejlesztésére használták.

A 70-es évek közepétől megjelentek a háromdimenziós időfüggő modellek. A dinamikai leírás szempontjából ezek a modellek tekinthetők a legmegfelelőbbeknek, azonban - főleg az el-

ső modellek - csak igen elnagyoltan tartalmazták a mikrofizikai folyamatokat (pl. Cotton és munkatársai által 1982-ben publikált modellben modellezték először a jégfázissal kapcsolatos folyamatokat [42].) A háromdimenziós modellek másik hátránya a kétdimenziósokkal szemben a felbontásban mutatkozik, míg a kétdimenziós modellekben a rácspontok távolsága 2-400m, addig a háromdimenziósokban 500-1000m körül van. Az itt felsorolt hátrányok a számítógépek jelenlegi korlátozott kapacitásával hozhatók kapcsolatba, ezért a számítógépek gyors fejlődése láttán valószínű, hogy a közeli jövőben a háromdimenziós modellek kerülnek majd túlsúlyba a kétdimenziósokkal szemben. A háromdimenziós modellekkel már sikeresen szimulálták a levegő áramlását a zivatarfelhőkben és környezetükben [43], a mikrofizikai folyamatok modellezése terén viszont még nem egyértelműen jobbak az eredmények, mint a kétdimenziós modellekkel számítottak [44].

Munkatársaimmal az 1980-as évek elején kezdtünk el foglalkozni a zivatarfelhők számítógépes modellezésével. Célként a kifejlesztett modelleknek a jégesőelhárításhoz kapcsolódó operatív munkában való alkalmazását, valamint a jégesőelhárítással kapcsolatos elméleti alap kutatás végzését tűztük ki. Először egy egydimenziós stacionárius modellt fejlesztettünk ki [45]. Ez a modell az aerológiai diagramról leolvasható hőmérsékleti értékeknél pontosabb becslést ad a levegő hőmérsékletére a feláramlási csatornában. Mivel a jégesőelhárításban használatos reagens (AgI vagy PbI_2) egy meghatározott hőmérsékleti intervallumban fejti ki leghatékonyabban hatását, ezért a hőmérsékleti szintek magasságának minél pontosabb ismerete

nagy jelentőségű. Erre a célra az egydimenziós stacionárius modellt a Bács-Kiskun megyei jégesőelhárító rendszerben 1986-tól 1989-ig használták. A modell másik potenciális felhasználási lehetősége a zivatarprognózis pontosítása, és a felhők jégveszélyességének meghatározása. Ezen a területen a modell nem nagyon vált be, ugyanis nem sikerült a felhőalapról induló légrézszecke kezdeti paramétereit úgy meghatározni, hogy az bármely szinoptikai helyzetben általánosan alkalmazható legyen. A nyolcvanas évek közepére már tisztán csak alapkutatás céljából kifejlesztettünk egy egydimenziós, a mikrofizikai folyamatok leírására "bulk" parametrizációt használó időfüggő modellt [46], [47]. Ezzel a modellel két esettanulmányt is végeztünk. Az eredmények elég biztatóak voltak, de természetesen az egydimenziós modellek hátrányai is megmutatkoztak [47].

1985-től bekapcsolódtunk a Nemzetközi Felhőmodellezési Workshop munkájába, így olyan mérési adatokhoz jutottunk hozzá, amelyek lehetővé tették a szimulált és a valóságos folyamatok részletes összehasonlítását. Az I. Nemzetközi Felhőmodellezési Workshop ajánlásai közt szerepelt, hogy az egydimenziós modelleknek a dinamikai folyamatok szimulálása területén mutatkozó hátrányai miatt a két- vagy háromdimenziós modelleket javasolják a zivatarfelhők modellezésére még akkor is, ha ezek egyszerűbb mikrofizikai leírást tartalmaznak [25]. Ezért az egydimenziós modellel kapcsolatos vizsgálatainkat lezártuk, és 1987-től egy két-dimenziós időfüggő modell kifejlesztésén dolgozunk.

E rövid bevezetés és irodalmi áttekintés után, három fejezetben a kétdimenziós, "slab" szimmetrikus, időfüggő és "bulk" mikrofizikai leírást tartalmazó modell ismertetésére kerül sor.

A modell dinamikai és termodinamikai leírása Orville és Kopp 1977-ben publikált munkáján [14] alapul. A mikrofizikai leírás forrásául Lin és munkatársai 1983-ban [16], valamint Proctor 1987-ben publikált munkája [15] szolgált. A jég szemek növekedésének leírása eltér mind a forrás munkákban ismertetett leírás-tól, mind a többi, irodalomból ismert, "bulk" parametrizációt használó modellekben alkalmazott leírásoktól. Ezekben a modellekben feltételezik, hogy a szárazon növekedő jég szemek hőmérséklete megegyezik a környező levegő hőmérsékletével, ami ekvivalens azzal a feltételezéssel, hogy a jég szemek által összegyűjtött túlhűlt vízcseppek fagyása során felszabaduló hő szinte teljes egészében a levegő hőmérsékletét növeli.

Mivel nincs információ a jég szemek hőmérsékletére vonatkozólag, ezért egy elég durva parametrizációt használnak a száraz és nedves növekedés közötti átmenet meghatározására. Laboratóriumi megfigyelések [48], valamint az egyes jég szemek növekedésének tanulmányozására készült jég szem növekedési modellünk eredményei alapján (pl. [49]) a szárazon növekedő jég szemek hőmérséklete több, akár 5 - 10 C -al is eltérhet a környező levegő hőmérsékletétől. Ezért tartottam indokoltnak megváltoztatni a jég szemek növekedésének leírását a forrásmunkául szolgáló modellekhez képest. A jég szemek hőmérsékletét a 3.17 fejezetben leírt módon határozzuk meg. Az ötödik fejezetben kerülnek bemutatásra a dinamikai szempontból viszonylag egyszerű, légtömegben belül keletkező zivatarfelhők modellezésének eredményei. Ezek közül kettő repülőgéppel, illetve rádiólokátorral részletesen tanulmányozott zivatarfelhő. A harmadik eset egy Magyarországon megfigyelt zivatarfelhő, amelyről csak részleges talajfelszíni és rádiólokációs mérések állnak rendelkezésre.

Az irodalomban általában egy-egy esettanulmányt ismertetnek, megvizsgálván, mennyire helyesen írja le a modell a valóságban lejátszódó folyamatokat. A dolgozatban ennél többre vállalkoztunk. Az esettanulmányok eredményeinek ismertetése után a hatodik, összefoglaló fejezetben a három esettanulmány alapján néhány általános következtetést vonunk le az egycellás zivatarfelhők csapadékképződési mechanizmusára vonatkozóan.

2. A zivatarfelhők dinamikai és termodinamikai leírása, kontinuitási egyenletek.

2.1 Dinamikai leírás

Az áramló levegő sebességkomponenseit az impulzus egyenlet és a kontinuitási egyenlet segítségével határozzuk meg. A kiindulási egyenletek felírásánál a kétdimenziós közelítésen túl a következő egyszerűsítő feltevéseket tesszük:

a) A levegő kontinuitási egyenlete az Ogura és Philips által javasolt [28], mélykonvekcióra kiterjesztett anelasztikus közelítéssel adható meg [26]:

$$\partial(\bar{\rho}u)/\partial x + \partial(\bar{\rho}w)/\partial z = 0 , \quad (1)$$

ahol u , w az x és z irányú sebességkomponensek, $\bar{\rho}$ pedig a hidrosztatikai egyensúlyban lévő levegőnek, csak a magasságtól függő sűrűsége.

- b) Duton és Fitchl kimutatta [50], hogy a mozgásegyenletben a levegő sűrűsége (ρ) - a gravitációs tagot kivéve - a hidrosztatikai egyensúlyban lévő levegő sűrűségével ($\bar{\rho}$) helyettesíthető.
- c) A felhő- és csapadékelemek mindig határsebességükkel mozognak. Ezen közelítés lehetővé teszi, hogy a hidrometeorok által kifejtett súrlódási erőt igen egyszerűen adjuk meg, nevezetesen a részecskék súlyával.
- d) A turbulens áramlásnál fellépő feszültség hatása több nagyságrenddel nagyobb, mint a molekuláris viszkozitásból származó feszültség [51]. Ezért a bonyolultabb Navier-Stokes -féle egyenlet helyett a mozgásegyenlet egyszerűbb, Euler-féle alakját lehet használni.

A fentiek alapján az Euler-egyenletekből származtatható impulzus egyenletek a következő alakban írhatók:

$$\frac{\partial(\bar{\rho}u)}{\partial t} = -\frac{\partial(\bar{\rho}uu)}{\partial x} - \frac{\partial(\bar{\rho}uw)}{\partial z} - \frac{\partial p}{\partial x} + \nabla(K_M \bar{\rho} \nabla u) \quad (2)$$

$$\frac{\partial(\bar{\rho}w)}{\partial t} = -\frac{\partial(\bar{\rho}uw)}{\partial x} - \frac{\partial(\bar{\rho}ww)}{\partial z} - \frac{\partial p}{\partial z} - \rho g - \rho q'g + \nabla(K_M \bar{\rho} \nabla w) \quad (3)$$

$\bar{\rho}$ a levegő sűrűsége, p a légköri nyomás, q' az összes hidrometeor keverési aránya, K_M a turbulens keveredési együttható. A turbulens keveredési együttható időben és térben változik, meghatározását ld. az A1 függelékben.

Az (2) és (3) egyenletek jobboldalának utolsó tagja az x és z irányú turbulens impulzuscserét jelenti. A (3) egyenlet jobb oldalának 4. és 5. tagja a ρ sűrűségű nedves levegőre, illetve a felhő- és csapadékelemekre ható nehézségi erőt jelenti.

A sebességteret az ún. örvényességi egyenlet segítségével határozzuk meg a fenti egyenletekből kiindulva. Ehhez az alábbiakban definiáljuk az n örvényességet és a Ψ áramfüggvényt:

$$n = \partial(\bar{\rho}w)/\partial x - \partial(\bar{\rho}u)/\partial z \quad ,$$

illetve

$$u = - 1/\bar{\rho} \partial\Psi/\partial z \quad , \quad w = 1/\bar{\rho} \partial\Psi/\partial x \quad .$$

Deriváljuk z szerint parciálisan a (2) egyenlet mindkét oldalát, és tegyük ugyanezt, csak x szerint a (3) egyenlettel. A két egyenletet egymásból kivonva, és az új egyenlet átalakítása után - felhasználva az n definícióját és az (1) kontinuitási egyenletet - kapjuk a következő összefüggést:

$$\begin{aligned} \partial n/\partial t = & - \bar{v} \nabla n - 2w/\bar{\rho} \partial\bar{\rho}/\partial z (n + u\partial\bar{\rho}/\partial z) - uw\partial^2\bar{\rho}/\partial z^2 + \\ & + \bar{\rho}g(\partial\Theta''/\partial x - 1/\bar{\Theta} - 0.608\partial q/\partial x) - \bar{\rho}g\partial q'/\partial x + K_M \nabla^2 n + \partial^2 K_M/\partial x^2 \partial \rho w/\partial x - \\ & - \partial^2 K_M/\partial z^2 \bar{\rho} \partial u/\partial z + 2 \cdot \partial^2 K_M/\partial x^2 \partial n/\partial x + 2 \cdot \partial^2 K_M/\partial z^2 \partial n/\partial z + \\ & + \partial^2 K_M/\partial x \partial z (\partial w/\partial z - \partial u/\partial x) \bar{\rho} \end{aligned} \quad (4)$$

ahol $\bar{\Theta}$ és Θ'' az átlagos potenciális hőmérséklet és annak perturbációja, q a vízpára keverési aránya, \bar{v} a levegő sebességvektora. (Részletes számításokat ld. az A2 és A3 függelékben.)

A (4) örvényességi egyenletnek az az előnye a (2) és (3) Euler-mozgásegyenletekkel szemben, hogy nem szükséges a nyomásperturbáció ismerete az egyenlet megoldásához. A nyomásperturbáció meghatározásához másodfokú parciális differenciálegyenlet megoldására lenne szükség.

Az η örvényesség ismeretében az áramfüggvény meghatározható a következő Poisson-típusú egyenlet segítségével:

$$\nabla^2 \Psi = \eta \quad (5)$$

Az áramfüggvény meghatározása után, a definíció alapján már kiszámíthatók a sebességkomponensek.

Az örvényességi egyenlet megoldásához szükséges a levegő hőmérsékletének és a vízpára, valamint a hidrometeorok keverési arányának az ismerete. Az alábbi két fejezetben ezen mennyiségek meghatározásához szükséges egyenletek kerülnek ismertetésre.

2.2 Termodinamikai leírás

A levegő hőmérsékletének meghatározása a nedves levegő entrópia perturbációjának segítségével történik [14]:

$$s' = c_p \Theta' / \bar{\Theta}_0 + qL_v / T_{00} \quad , \quad (6)$$

ahol L_v az ún. referencia hőmérséklethez (T_{00}) tartozó párolgáshő, az s' specifikus entrópia perturbáció pedig az ekvivalens potenciális hőmérséklettel arányos mennyiség. (A (6) egyenlet levezetése az A2 függelékben található.) Az s' specifikus entrópia perturbáció a nedvesadiabatikus állapotváltozások során jó közelítéssel megmaradó mennyiségnek tekinthető. Ezen mennyiség lehetővé teszi a telítési keverési arány és a kondenzálódott

víz mennyiségének pontos meghatározását (ld. 3.6 fejezet).

Amiatt, hogy az s' értéke sokkal kevésbé tér el a kiindulási átlagos értéktől, mint akár a Θ potenciális hőmérséklet, akár a T hőmérséklet, a kontinuitási egyenlet numerikus megoldása sokkal pontosabb lehet. A (6) egyenlet azonban tartalmaz néhány közelítést is, ezért Wilhelmson [52], majd később Lipps és Hemler [53] megvizsgálta, hogy egy emelkedő légrézecskeben, adiabatikus állapotváltozást feltételezve, a fentiekben javasolt közelítés ((6) egyenlet) használata mennyire ad más eredményt, mint az adiabatikus állapotváltozást pontosan leíró egyenlet [54] iterációs módszerrel meghatározott, pontosnak tekinthető megoldása. Azt kapták, hogy az eltérés 400 - 500 mb-ig kisebb, mint 0.5 C, és csak 300mb környékén éri el az 1 C -ot. (A légrézecske kb. 900 mb-os szintről indult.) Ez a hiba nagyrészt a párolgáshő hőmérsékletfüggésének elhanyagolásából és az állandónak tekintett referencia hőmérséklet bevezetéséből származik. Lippsnek és Hemlernek ezen értékek jobb megválasztásával sikerült az eltérést mindvégig 0.5 C alatt tartani [53]. - 40 C -nál alacsonyabb hőmérsékleten minden vízcsepp megfagy; a kondenzáció vagy a párolgás helyett a depozíció vagy a szublimáció lesz a domináns, ezért ebben a hőmérsékleti tartományban az L_v párolgáshő helyett az L_d depozícióshő használandó a (6) egyenletben.

Mint extenzív mennyiségre, az entrópia perturbációra is felírható a megmaradási egyenlet:

$$\partial s' / \partial t = - \bar{v} \nabla s' + 1/\bar{\beta} \nabla (K_M \bar{\rho} \nabla s') + Q/T_{oo} \quad (7)$$

A jobb oldal első tagja az ún. advektív tag, a második a turbulens kicserélődési tag, a harmadik tag a különböző mikrofizikai folyamatok miatt bekövetkező entrópia változás.

Az s' specifikus entrópia perturbáció és a q vízpára keverési arány ismeretében a levegő hőmérséklete a mikrofizikai folyamatokhoz szükséges pontossággal meghatározható (a nyomásperturbáció elhanyagolásával).

2.3 A hidrometeorok és a vízpára kontinuitási egyenletei

A felhőelemek és a vízpára kontinuitási egyenlete az alábbi alakban írható fel:

$$\frac{\partial \rho A}{\partial t} = - \frac{\partial \rho A u}{\partial x} - \frac{\partial \rho A w}{\partial z} + \bar{\rho} P - \nabla \cdot (K_M \bar{\rho} \nabla A) \quad , \quad (8)$$

ahol A jelentheti a vízpára, a felhővíz vagy a felhőjég keverési arányát. Az egyenlet jobb oldalán lévő harmadik tag az ún. forrás tag, a negyedik tag a vizsgált paraméter turbulens diffúzióját reprezentálja, K_M a turbulens keveredési együttható. Feltételezve, hogy mindig határsebességükkel esnek, hasonló egyenlet írható fel a csapadékelemekre is, csak a jobb oldal második tagjában a levegő függőleges sebessége a csapadékelemnek a földhöz viszonyított sebességével helyettesítendő. Felhasználva az (1) kontinuitási egyenletet, a megmaradási egyenletek a következő alakban írhatók (részletes számításokat ld. az A4 függelékben):

$$\partial l / \partial t = -\bar{v} \nabla l + 1/\bar{\rho} \nabla (K_H \bar{\rho} \nabla l) + P_L \quad (9)$$

$$\partial q_{cw} / \partial t = -\bar{v} \nabla q_{cw} + 1/\bar{\rho} \nabla (K_H \bar{\rho} \nabla q_{cw}) + P_{cw} \quad (10)$$

$$\partial q_{ci} / \partial t = -\bar{v} \nabla q_{ci} + 1/\bar{\rho} \nabla (K_H \bar{\rho} \nabla q_{ci}) + P_{ci} \quad (11)$$

$$\partial q_R / \partial t = -\bar{v} \nabla q_R + 1/\bar{\rho} \nabla (K_H \bar{\rho} \nabla q_R) + P_R + 1/\bar{\rho} \partial (\bar{v}_R q_R \bar{\rho}) / \partial z \quad (12)$$

$$\partial q_S / \partial t = -\bar{v} \nabla q_S + 1/\bar{\rho} \nabla (K_H \bar{\rho} \nabla q_S) + P_S + 1/\bar{\rho} \partial (\bar{v}_S q_S \bar{\rho}) / \partial z \quad (13)$$

$$\partial q_H / \partial t = -\bar{v} \nabla q_H + 1/\bar{\rho} \nabla (K_H \bar{\rho} \nabla q_H) + P_H + 1/\bar{\rho} \partial (\bar{v}_H q_H \bar{\rho}) / \partial z \quad (14)$$

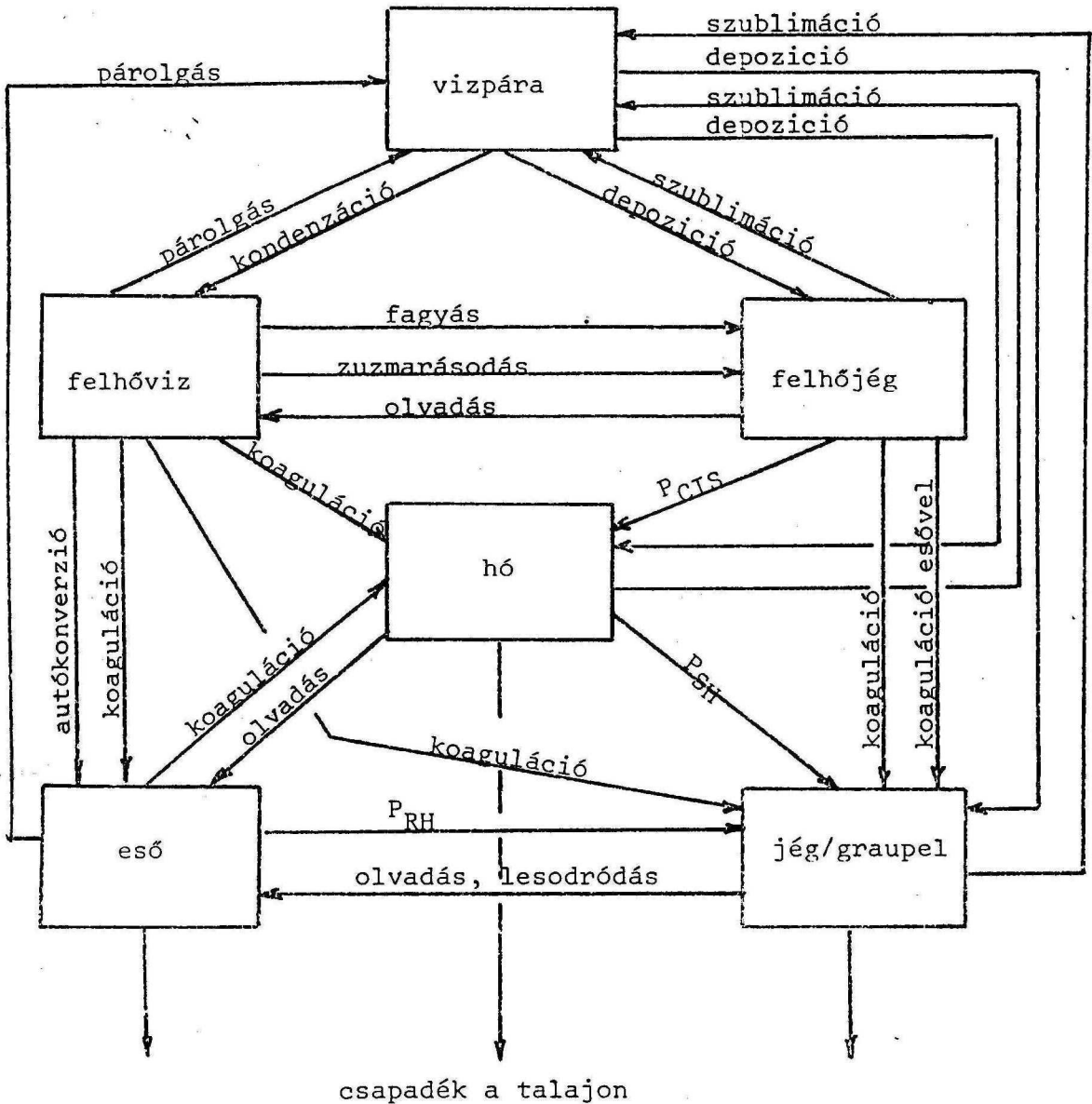
ahol l a vízpára, a felhővíz (q_{cw}) és a felhőjég (q_{ci}) keverési arányának az összege; q_R , q_S , q_H az eső, a hó és a jég/graupel keverési aránya, \bar{v}_R , \bar{v}_S és \bar{v}_H a csapadékelemek tömegsúlyozott határsebessége. A P_L , P_{cw} , P_{ci} , P_R , P_S és P_H az ún. forrástagok, amelyek az összes mikrofizikai folyamatot figyelembe véve adják az időegység alatt tömegegységnyi levegőben keletkező vagy eltűnő felhő- és csapadékelemek, illetve vízpára tömegét. Meghatározásuk a 3.19 fejezetben található.

3. A modell mikrofizikája

Ebben a fejezetben először a mikrofizikai folyamatok általános tárgyalása, majd a felhő- és csapadékelemek főbb jellemzőinek megadása kerül sorra, végül a mikrofizikai folyamatok részletes leírásával a (9) - (14) egyenletek jobb oldalán szereplő forrástagok kerülnek meghatározásra.

A modellben szereplő mikrofizikai folyamatok rövid összefoglalása az 1. ábrán látható. Ezek két fő csoportra oszthatók:

- a) Koagulációk
- b) Fázisátalakulások



1. ábra: Modellezett mikrofizikai folyamatok. Ha külön nincs feltüntetve, akkor a koaguláció az egyenessel összekötött két hidrometeor-fajta között történik. A rövidítések a következő mikrofizikai folyamatokra utalnak: P_{RH} jelenti az eső átalakulását jég/graupellé a jég-szemekkel és a hórészecskékkel való ütközés során, a túlhűlt esőcseppek spontán fagyása, valamint a jégkristályokkal való ütközés során. P_{SH} jelenti a hó átalakulását jég/graupellé a hórészecskék autokonverziója és a hórészecskéknek a jég-szemekkel, valamint az esőcseppekkel való koagulációja során. P_{CIS} jelenti a felhőjég átalakulását hóvá a jégkristályok autokonverziója, intenzív zuzmarásodása és a hórészecskékkel való ütközés során.

Az ún. koagulációs sebesség az alábbi kettős integrállal határozható meg:

$$P_{12c} = 1/\bar{\rho} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \frac{E(D_1, D_2) (D_1^2 + D_2^2) / 16 \pi \cdot |v_1(D_1) - v_2(D_2)|}{V_2(D_2) \rho_2 n_2(D_2) n_1(D_1)} dD_1 dD_2 \quad (15)$$

ahol D_1 és D_2 az ütköző részecskék átmérője; $v_1(D)$ és $v_2(D)$ a részecskék határsebessége; $n_1(D)$ és $n_2(D)$ a felhő- és csapadékelemek méret szerinti eloszlását leíró függvények. ρ_2 és $V_2(D)$ a (2)-es típusú felhő- vagy csapadékelem sűrűsége és térfogata. $E(D_1, D_2)$ a koagulációs együttható. Egzaktul a határozott integrál alsó és felső határának valamely, nullánál nagyobb D_{MIN} , illetve véges D_{MAX} értéknek kellene lennie. A nulla és a végtelen használata az ellenőrző számítások során csak néhány százalékos hibát eredményezett. Mivel ez a közelítés jelentősen leegyszerűsíti a határozott integrál meghatározását, a későbbiekben bármely hidrometeor esetén a teljes spektrumra vett integrálás a nullától a végtelenig vett határozott integrált jelenti. A (15) kettős integrál az (1)-es fajta részecskék által tömegegységnyi levegőben, időegység alatt összegyűjtött (2)-es fajta részecskék tömegét adja meg.

Azonos típusú részecskék koagulációja esetén a keletkező részecske mérete, illetve sűrűsége annyira megváltozhat, hogy jellemzői alapján egy másik típusú kategóriába kell, hogy tartozzon. Ezt a folyamatot autokonverciónak hívják. A modellben háromfajta autokonverzió szerepel, ezek a következők:

felhővíz \rightarrow eső, felhőjég \rightarrow hó és hó \rightarrow jég/graupel.

Ezekben az esetekben az integrál meghatározása a modell futtatása során nagy nehézségekbe ütközik, ezért előzetes számítások, illetve kísérleti és elméleti megfontolások alapján egy parametrizált közelítést szokás megadni az autokonverziós sebességekre. A különböző típusú hidrometeorok koagulációjának meghatározásakor is szükség van bizonyos egyszerűsítő feltevésekre a (15) integrál analitikus úton történő kiszámításához. Az E koagulációs együttható meghatározásánál figyelembe kell venni, hogy a koaguláció szigorúan véve két lépésben megy végbe, ugyanis az ütközés nem feltétlen jelenti azt, hogy a továbbiakban is együtt maradnak az ütköző részecskék. (Még a vízcseppek egymással való ütközése során is előfordul az ún. visszapattanás jelensége [11].) Ezért a koagulációs együttható az ütközési együttható és az összegyűjtési hatékonyság szorzataként adható meg. Az ütközési együtthatót döntően a részecskék mérete és alakja befolyásolja, míg a gyűjtési hatékonyság inkább a részecskék "keménységétől" függ.

A vízcseppek ütközésével kapcsolatban nagyon sok pontos elméleti számítást és laboratóriumi mérést végeztek. Ezek azonban többnyire nyugvó levegőben eső cseppekre vonatkoztak. Laboratóriumi mérésekkel kimutatták, hogy az $5.55 \text{ cm}^2/\text{s}^3$ -es energia disszipációval jellemezhető turbulens levegőáramlás esetén az ütközési együttható akár 7-szeresére is megnőhet a nyugodt levegőben mért értékhez képest [54a], a cseppek elektromos felöltődöttsége pedig 1-nél nagyobb ütközési együtthatót is eredményezhet [55]. Tovább bonyolítja a helyzetet, amikor az egyik vagy mindkét ütköző részecske valamilyen szabálytalan alakú, szilárd halmazállapotú jégrészecske. A gyűjtési hatékonyság

meghatározása ha lehet, még nehezebb. Erre vonatkozólag nem is nagyon léteznek elméleti számítások (kivéve talán a vízcseppek ütközésénél fellépő visszapattanás vizsgálatát [11]). A laboratóriumi mérések alapján, a "bulk" mikrofizikai leíráshoz szükséges egyszerűsítések miatt a következő, félig-meddig kvalitatív meghatározással adható meg a gyűjtési hatékonyság: ha a két ütköző részecske közül legalább az egyik folyékony halmazállapotú, akkor a gyűjtési hatékonyság egységnyi, míg a jégrészecskék ütközése esetén a gyűjtő részecske hőmérsékletétől függ. Még abban a legegyszerűbbnek tekinthető esetben is, amikor különböző méretű vízcseppek ütköznek, az E koagulációs együttható nem adható meg olyan függvénnyel, amely lehetővé tenné a (15) integrál analitikus meghatározását [56]. Ezért a "bulk" parametризációt használó modellekben az ütközési együtthatót valamilyen konstans értékkel helyettesítik, ami általában egységnyi [16], vagy az ütköző részecskefajták átlagos mérete alapján meghatározott érték [15]. Ez a közelítés, illetve a gyűjtési hatékonyságra vonatkozó fenti meghatározás lehetővé teszi az E kiemelését az integráljel elé, így a (15) integrál sokkal könnyebben számítható ki.

Mint majd a későbbiekben látni fogjuk, a csapadékelemek méret szerinti eloszlását az elég egyszerű exponenciális eloszlással közelítjük. Ezt alátámasztják a felhőkben végzett repülőgépes mérések, amelyek szerint nagyobb mintavételi térfo-
gatban a csapadékelemek méret szerinti eloszlása jól közelí-
hető kétparaméteres exponenciális eloszlással [57]. A problé-
mát a paraméterek meghatározása okozza. A legelterjedtebb mód-

szer az egyik paraméter (általában a metszési paraméter) konstans értéken való tartása mellett a másik paraméter kiszámítása a keverési arány segítségével [16]. Sajnos a mérések szerint mindkét paraméter változhat. Ebben az esetben viszont a paraméterek meghatározásához nem elég csak a keverési arány ismerete, hanem szükség van a csapadékelemek koncentrációjának ismeretére is. Mivel "bulk" parametrizációval nem könnyű a koncentrációkra felírható megmaradási egyenletekben a forrástagok meghatározása, és az újabb változók tovább növelik a számítógép memóriaigényét, ezért jelenleg általában csak az egy változtatható paraméterű exponenciális eloszlás használatos a csapadékelemek méret szerinti eloszlásának a meghatározására. A modell továbbfejlesztése során érdemes ezzel a problémával is foglalkozni.

A fázisátalakulások tárgyalásánál foglalkozunk a vízpára kondenzációjával és párolgásával, depozíciójával és szublimációjával, valamint a vízcseppek fagyásával és a jégrészecskék olvadásával. Warner felhőben végzett repülőgépes mérései szerint a túltelítettség az esetek többségében nem haladja meg az 1.005 -ös értéket [58], míg a homogén kondenzáció beindulásához több mint 4-szeres túltelítettség szükséges [59]. Emiatt a felhőben a vízcseppek kizárólag heterogén kondenzáció (kondenzációs magvakra történő páralecsapódás) során jönnek létre. Habár vannak egyenlőre még mérésekkel meg nem erősített elméleti számítások arra vonatkozólag, hogy a túltelítettség lokálisan akár több százalék is lehet [40], [60], mégis a zivatarfelhő-modellek többségében a felhőben mindenütt 100%-os telítettséget tételeznek fel [57].

A jégrészecskék keletkezésének hat lehetséges módja van [61]:

1) vízpára depozíciója; 2) víz molekulák adszorpciója porózus anyagba, majd az ezt követő fagyás; 3) belső magvasítás során a vízcseppbe már régebben belekerülő "szennyező" részecske indítja meg a túlhűlt víz fagyását; 4) kontakt magvasítás során a túlhűlt vízcseppel érintkező "szennyező" részecske, vagy jégkristály a vízcsepp azonnali megfagyását eredményezi; 5) homogén fagyás; 6) jég multiplikációs folyamatok.

Mivel a vízcseppek homogén fagyása csak -35°C környékén válik jelentőssé, a fenti felsorolásból kitűnik, hogy a "szennyező" részecskék nem csak a folyékony halmazállapotú vízcseppek, hanem a jégrészecskék megjelenésében is jelentős szerepet játszanak. A jégrészecskék kialakulását elősegítő "szennyező" részecskéket jégmagvaknak hívják.

A modell a felsorolt hat lehetséges folyamatból négyet tartalmaz. A vízpára depozíciója, illetve a kisméretű felhővízcseppek fagyása során felhőjég keletkezik. A nagy méretű esőcseppek fagyását a belső magvasítás (spontán fagyás) vagy a jégkristályokkal (felhőjég, hó) való ütközés (kontakt magvasítás) eredményezi. Az adszorpció és a depozíció nem választható szét élesen és erre a zivatarfelhő-modellekben nincs is lehetőség; így a modellek csak az egyszerűbb depozíciós növekedést tartalmazzák. A jég multiplikációs folyamatok jelentősége a mikrofizikai folyamatokban még egyáltalán nem tisztázott. Bevezetését az indokolta, hogy a felhőkben végzett mérések szerint a jégkristályok koncentrációja esetenként nagyságrenddel felülmúlja az aktív jégmagvak koncentrációja alapján várható

jégkristály koncentrációt [62]. Mivel az ismertetésre kerülő esetekben a mérések szerint a multiplikációs folyamatok nem voltak jelentősek [63], [64], e folyamat figyelmen kívül hagyása a modellben várhatóan nem fog nagy hibát eredményezni.

A jég szemek növekedése során két folyamatot különböztetünk meg, az ún. száraz-, ill. az ún. nedvesnövekedést. A száraznövekedés során az összes összegyűjtött víz teljes egészében ráfagy a jég szemre. A fagyás során felszabaduló látens hő egy részét a környező levegő veszi fel, másik része a jég szem hőmérsékletét növeli. Ha a jég szem hőmérséklete elérte a 0 C-ot, és a környezete sem képes a felszabaduló látens hő elvezetésére, akkor az összegyűjtött vízcseppeknek csak egy bizonyos része fagy rá a jég szem felszínére, a többi lesodródik róla, és csak egy nagyon vékony vízhártya marad stabilan a felületen [65].

Ezt a folyamatot nedvesnövekedésnek nevezik. 0 C-nál magasabb környezeti hőmérsékleten a jég szem felületéről az összes összegyűjtött víz lesodródik, sőt az olvadás folytán magának a jég szemnek a tömege is csökken. A jég szem felületéről lesodródó vízből nagyobb méretű vízcseppek alakulnak ki [66].

A felhőelemek (felhővíz, felhőjég) és az esőcseppek hőmérsékletéről feltételezzük, hogy megegyezik a környező levegő hőmérsékletével [14]. Az olvadó hó hőmérséklete 0 C-os, egyébként a környezetével megegyező hőmérsékletű. A jég szemek hőmérsékletét átlag hőmérséklettel jellemezzük, ennek értéke több fokkal is eltérhet a levegő hőmérsékletétől [67].

3.1 Kondenzációs magvak, felhővíz

Mint már említettük, a kondenzációs magvak jelenléte elengedhetetlen ahhoz, hogy a légkörben vízpárából vízcseppek jöhessenek létre. A stabil vízcseppek kialakulásához szükséges túltelítettség függ a magvak méretétől és anyagi minőségétől [59]. A légkörben végzett mérések szerint bőségesen vannak olyan nagyobb méretű ($>0.1 \mu\text{m}$), és vízben oldódó kondenzációs magvak, amelyek lehetővé teszik a vízcseppecskék kialakulását már igen kis túltelítettségénél is [58]. A mikrofizikai folyamatok alakulásában igen fontos szerepe van a kondenzációs magvak koncentrációjának, ugyanis jelentősen befolyásolja a kis méretű felhővízcseppek koncentrációját és méret szerinti eloszlását. A kondenzációs magvak koncentrációjának a tengerek és a szárazföld felett tapasztalt különbségének tudható be, hogy míg a tengerek felett a felhővízcseppek koncentrációja kicsi ($50-200\text{cm}^{-3}$) és spektruma széles, addig a szárazföld felett ez a koncentráció nagy ($500-1000\text{cm}^{-3}$) és a spektrum keskeny [11].

A vízpára kondenzációjával kialakuló felhővízcseppek méret szerinti eloszlásának folytonos függvénnyel történő közelítésére az irodalomban többféle változat található, pl. lognormál eloszlás [68], vagy gamma eloszlás [69]. Ezen eloszlások általában háromparaméteresek, ezek közül egy a keverési arányból meghatározható, a másik kettő a cseppek koncentrációjára és a spektrum relatív diszperziójára vonatkozik. A modellben a felhővíz méret szerinti eloszlását a következő függvény írja le:

$$n_{cw}(D) = N_{cw} D^{\alpha-1} / (\Gamma(\alpha)\beta^\alpha) \exp(-D/\beta) \quad , \quad (16)$$

ahol N_{cw} a vízcseppecskék koncentrációja, $\alpha = 1/\gamma^2$ és γ a relatív diszperzió. A β paraméter értéke a keverési arány segítségével meghatározható. Az N_{cw} és a γ értékek a modell bemenő paraméterei.

A vízcseppecskék kis mérete miatt határsebességük elhanyagolható a többi hidrometeor határsebességéhez képest.

3.2 Jégmagvak, felhőjég

A jégmagvak olyan kis méretű aeroszol részecskék, amelyeknek fontos szerepük van a jégrészecskéknek a légkörben történő kialakulásában. Jelenlegi ismereteink szerint a mesterséges jégmagvak felhőbe való bejuttatása lehetővé teszi a beavatkozást a csapadékképződésbe (jégesöelhárítás, csapadékkeltés). Mivel most nem tárgyaljuk ezen folyamatok modellezését, ezért az alábbiakban csak a természetes jégmagvakkal foglalkozunk. A jégmagvak mérete néhány század mikrontól a néhányszor 10 μm -es méretig terjed. Mivel ennek figyelembevételére még a leg részletesebb mikrofizikai leírást tartalmazó modellekben sincs lehetőség, ezért a jégmagvak méret szerinti eloszlására monodiszperz eloszlást tételeznek fel [70]. Az aktív jégmagvak koncentrációját a Fletcher által javasolt exponenciális függvény adja meg [12]:

$$N_d = a_1 \exp(b_1(T_0 - T)) \quad , \quad \text{ha } T < T_0 \quad (17)$$

ahol a , és b , konstansok, értékük 10^{-2} m^{-3} és 0.6 1/K , T a levegő hőmérséklete, és $T_0 = 273.15 \text{ K}$.

A jégmagvaknak három fő hatásmechanizmusa létezik: (i) Belső magvasítás. A jégmag akár kondenzációs magként, akár ütközéssel - a pozitív hőmérsékleti tartományban - a vízcseppbe bekerülve a későbbiekben elősegíti a vízcsepp fagyását a negatív hőmérsékleti tartományban. (ii) Kontakt magvasítás. A túlhűlt vízcseppel érintkező jégmag a csepp azonnali megfagyását eredményezi.

(iii) Depozíciós magvasítás. A jégmagra akár depozícióval, akár adszorpcióval (majd ezt követő fagyással) lecsapódó vízpára jégkristálykezdeményeket hoz létre.

Laboratóriumi vizsgálatok szerint a jégmagvak többsége - 5 - -15 C -os hőmérsékleti tartományban inkább kontakt magvasítással fejti ki hatását, míg -10 C -nál alacsonyabb hőmérsékleten a hőmérséklet csökkenésével növekvő mértékben depozíciós magként működik [71]. Mivel a (17) egyenlet alapján a -15C-nál magasabb hőmérsékleten a természetes jégmagvak koncentrációja kevesebb, mint 100 1/m^3 , a fent ismertetett laboratóriumi eredmények alapján a modellben explicite csak a depozíciós magvasítást vesszük figyelembe. (A belső magvasítást a modell impliciten tartalmazza a nagy méretű esőcseppek spontán fagyásán keresztül.)

Ha a jégmultiplikációs folyamatoktól eltekintünk, a jégkristályok koncentrációja jó közelítéssel megegyezik az aktív jégmagvak koncentrációjával, legalábbis azon hőmérsékleti tartományban, ahol még nem indult meg a felhővízcseppecskék homogén fagyása. Ezért Proctor javaslatára a jégkristály-koncentráció a

(17) egyenlet némi módosításával a következő összefüggéssel adható meg [15]:

$$N_{c1} = \begin{cases} a_1 \exp(b_1(T_0 - T)) & \text{ha } T_0 > T > 233.15 \\ 10^3 & [1/m^3] \quad T < 233.15 \end{cases} \quad (18)$$

A felhőben kialakuló jégkristályok mind alakzatban, mind méretben igen változatosak, ezért a zivatarfelhő-modellek többségében monodiszperz méret szerinti eloszlást tételeznek fel rájuk [16]. A jégkristályok alakját a Rutledge és Hobbs által javasolt hexagonális sík alakzattal közelítjük, amelynek átlagos átmérőjét a következő egyenlet adja meg [72]:

$$\bar{D}_{c1} = a_{c1} (q_{c1} \rho / N_{c1})^{0.5}, \quad (19)$$

ahol $a_{c1} = 16.3 \text{ mkg}^{-0.5}$. Meg kell jegyezni, hogy a fenti közelítésen kívül elterjedt még a gömb alakkal való közelítés is pl. [16]. A hó és a felhőjég közötti határ meghúzására az $500 \mu\text{m}$ -es átlagos méret szolgál, ennél nagyobb átlagos méret esetén a felhőjég egy része a 3.10 fejezetben leírt módon átkerül a hó kategóriába. A felhőjég - csapadékelem koagulációs sebesség megmeghatározásakor a jégkristályok határsebességét a csapadékelemkéhez képest elhanyagoljuk. A felhőjég - felhővíz koaguláció (zúsmarásodás) során a jégkristályok határsebességét az átlagos mérettől függetlenül 0.5 m/s -nak választjuk. Ez azért nem okoz nagy hibát, mert a jégkristályok határsebessége csak kicsit változik a mérettel (jobban függ a kristályok alakjától) [11].

3.3 Hó

Lin és munkatársai [16], valamint Proctor [15] definíciójához hasonlóan, hón a nagyobb méretű, zúzmarásodott jégkristályokat, hókristályokat, hópelyheket, valamint kis sűrűségű graupeleket értünk. (A graupelek olyan jégreszecskek, amelyek a jég- és hókristályok zúzmarásodása és/vagy egymással való ütközése során alakulnak ki, és már nem ismerhető fel bennük a kristályos szerkezet. Ha a graupel nem tömör, akkor alacsony sűrűségű, ellenkező esetben nagy sűrűségű graupelről beszélünk.) Gunn és Marshall a hópelyhek méret szerinti eloszlását vizsgálva azt találta, hogy az exponenciális eloszlással közelíthető [73]. Ez alapján a zivatarfelhő-modellekben a hó méret szerinti eloszlása a következő összefüggéssel kerül megadásra pl. [16]:

$$n_s(D) = n_{s0} \exp(-\lambda_s D) \quad , \quad (20)$$

ahol D a hórészecskét tartalmazó gömb átmérője, n állandó, értéke $3 \cdot 10^6 m^{-4}$ [16], a λ_s paraméter a hó keverési aránya segítségével határozható meg:

$$\lambda_s = (\pi \rho_s n_{s0} / (\rho q_s))^{0.25} \quad . \quad (21)$$

Mivel a hórészecskék nem nagyon töltik ki a "bennfoglaló" gömböt, a ρ_s sűrűség jóval kisebb, mint a jég 900 kg/m^3 -es sűrűsége; modellünkben 100 kg/m^3 [16].

Locatelli és Hobbs mérései alapján [74] a hórészecskék határse-

bessége nem nagyon függ a mérettől, és a következő egyszerű összefüggéssel adható meg [15]:

$$v_s = a_s (\rho_0 / \rho)^{0.5} , \quad (22)$$

ahol $a_s = 1.1 \text{ m/s}$, $\rho_0 = 1.3 \text{ kg/m}^3$.

3.4 Eső

A nagyobb méretű vízcseppek - amelyeknek a határsebessége már nem hanyagolható el - a felhővízcseppek egymással való ütközése során, illetve a szilárd halmazállapotú csapadékelemek (hó, jég/graupel) olvadása során jönnek létre.

Az esőcseppek méret szerinti eloszlásának meghatározására igen elterjedt a Marshall-Palmer-féle eloszlás használata [75]:

$$n_R(D) = n_{R0} \exp(-\lambda_R D) , \quad (23)$$

ahol D a vízcsepp átmérője, n_{R0} konstans, és értéke $8 \cdot 10^6 \text{ m}^{-4}$.

A λ_R paraméter az eső keverési aránya segítségével határozható meg:

$$\lambda_R = (\pi \rho_w n_{R0} / (\rho q_R))^{0.25} , \quad (24)$$

ahol ρ_w a víz sűrűsége.

A D átmérőjű vízcseppek határsebessége Gunn és Kinzer mérései alapján [76]:

$$v_R(D) = a_R D^{b_R} (\rho_0 / \rho)^{0.5} , \quad (25)$$

ahol $a_R = 842 \text{ m}^{1-b_R}/\text{s}$, $b_R = 0.8$, és $\rho_0 = 1.3 \text{ kg/m}^3$.

A későbbiek során szükség lesz még egy átlagsebességre is, az ún. tömegsúlyozott átlagsebességre. Ez a következő határozott integrál segítségével definiálható és számítható ki:

$$\begin{aligned} \bar{v} &= 1/(q_R \rho) \int_0^{\infty} \pi D^3 / 6 \rho_w v_R(D) n_{R0} \exp(-\lambda_R D) dD = \\ &= a_R \Gamma(4+b_R) / (6 \lambda_R^{b_R}) \end{aligned} \quad (26)$$

Itt kell megjegyezni, hogy a hó esetében a tömegsúlyozott átlagsebesség megegyezik a (22) egyenlet által meghatározott sebességgel, mivel az nem függ a részecskék méretétől.

3.5 Jég/graupel

Jég/graupel alatt jég szemeket ($>5\text{mm}$) és kisebb méretű jég-szemkezdeményeket értünk. A jég szemkezdemények, amelyeket jég-embrióknak is hívnak, lehetnek megfagyott esőcseppek vagy nagy sűrűségű graupelek. Lényeges különbség lehet a két embriófajta átlagos sűrűsége között. Míg a fagyott csepp embrió esetén a sűrűség nyilvánvalóan 900 kg/m^3 , addig a graupelembrió esetén ez jóval kisebb is lehet (a mért értékek 250 és 700 kg/m^3 között változnak [77]). A későbbi növekedés során ez a különbség csökken, egyrészt, mivel az összegyűjtött túlhűlt vízcseppecskék megtöltik a pórusokat, másrészt 0 C - nál magasabb hőmérsékleten vagy az ún. nedves növekedés során a jég szem felszínén kialakuló vízréteg feltöltheti a pórusokat. A talajon összegyűjtött jég szemek sűrűsége már $800 - 910 \text{ kg/m}^3$ között van [78].

A jég szemek alakja a kezdeti embrióformától eltekintve is szabálytalan lehet. A felületen véletlenszerűen kialakuló dudorok a későbbi növekedés során preferált helyek lesznek, és belőlük nyúlványok alakulhatnak ki [78]. Gyakran találhatók olyan jég szemek is, amelyeknek alakja kónikus [79]. A jég szemeknek az alakzatban és a struktúrában mutatkozó változatossága a "bulk" parametrizációt használó felhőmodellekben nem nagyon vehető figyelembe. Ezért általánosan elterjedt az alábbi egyszerűsítések használata pl. [14], [16]: (i) A jég szemek és a jég embriók gömb alakúak és sűrűségük 900 kg/m^3 . (ii) Határsebességük a következő egyszerű összefüggéssel adható meg:

$$v_H(D) = (4\rho_H gD / (3\rho C_D))^{0.5}, \quad (27)$$

ahol a C_D alakellenállási együttható független a jég szem méretétől, és értéke 0.6, ρ_H a jég szemek sűrűsége.

Federer és Waldvogel mérései szerint [78], amit más mérések is megerősítettek (pl. [81]), a jég szemek méret szerinti eloszlása jól közelíthető exponenciális függvénnyel. Ez alapján a következő függvény használatos a jég/graupel kategóriába tartozó részecskék méret szerinti eloszlásának meghatározására:

$$n_H(D) = n_{H0} \exp(-\lambda_H D) \\ \lambda_H = (\pi n_{H0} \rho_H / (\rho q_H))^{0.25}, \quad (28)$$

ahol $n_{H0} = 4 \cdot 10^4 \text{ m}^{-4}$. A tömegsúlyozott határsebesség a (26) és a (27) egyenletek alapján a következő:

$$\bar{v}_H = \Gamma(4.5) / 6 \lambda_H^{0.5} (4g\rho_H / (3C_D\rho))^{0.5} . \quad (29)$$

3.6 Vízpára kondenzációja/depozíciója

Mint már a 3.2 fejezetben említettük, a felhőkben a vízpára kondenzációja már viszonylag kis túltelítettségénél is megindul, és apró vízcseppecskék (felhővíz) jönnek létre, illetve növekednek. Az esőcseppek kondenzációs növekedése elhanyagolható, ugyanis a keverési arányok kondenzáció miatti változás arányos a cseppméret és a koncentráció szorzatával, és ez a szorzat a felhővízcseppek esetében 2-3 nagyságrenddel nagyobb, mint az esőcseppek esetében. Hasonló megfontolásból alacsonyabb hőmérsékleten a vízpára depozíciója során döntően a felhőjég keverési aránya növekszik. A felhőn kívül természetesen a csapadékelemek és a vízpára kölcsönhatása nem hanyagolható el (ld. 3.7 és 3.8 fejezet). Jó közelítéssel feltételezhető, hogy a felhőben -40 C -nál magasabb hőmérsékleten a párányomás a sík vízfelszínre vonatkozó egyensúlyi telítési párányomás, -40 C -nál alacsonyabb hőmérsékleten - ahol már csak szilárd halmazállapotú hidrometeorok fordulnak elő -, a párányomás a sík jégfelszínre vonatkozó egyensúlyi telítési párányomás.

A lecsapódó vagy párolgó víz mennyisége és az egyensúlyi hőmérséklet a (6) egyenlettel definiált entrópia perturbáció segítségével számítható ki, felhasználva, hogy értéke nem változik a nedvesadiabatikus állapotváltozás során. (Részletes számításokat lásd az A5 függelékben.)

3.7 Esőcseppek párolgása

A felhőből kieső vízcseppek párolognak a páratartalom telítési érték alá való csökkenése miatt. Figyelembe véve, hogy a párolgási hőveszteség miatt a vízcsepp hőmérséklete némileg (néhány század-, maximum egy tizedfokkal) alacsonyabb a környezet hőmérsékleténél a tömegegységnyi levegőben időegység alatt az esőcseppek felületéről elpárolgó víz tömege:

$$P_{Rv} = 2\pi(q_{sw} - q) n_{a0} / \left(\frac{1}{D} + L_v q_{sw} \rho \left(\frac{L_v}{R_v T} - 1 \right) / (K_a T) \right) \left(0.78 / \lambda_R^2 + (30) \right. \\ \left. + 4.8 \rho a^3 / (\eta_a^{0.6} \lambda_R^{2.3}) \right),$$

ahol D a diffúziós állandó, K_a a levegő hővezetési együtthatója, és q_{sw} a T környezeti hőmérséklethez tartozó vízpára telítési keverési arány. (A (30) egyenlet levezetése az A6 függelékben található.)

3.8 A hó depozíciós növekedése

A felhőből 0 C -nál alacsonyabb hőmérsékleti tartományban kieső hókristályokra, hópelyhekre a levegő páratartalmától függően vízpára csapódik le (depozíció), illetve a felületről vízpára szublimál a környezetbe. (0 C-nál magasabb hőmérsékleten az olvadás jelentősebb tömegváltozást eredményez, mint a szublimáció, ld. 3.16 fejezet.)

Az eső párolgási sebességéhez hasonlóan határozható meg a hó keverési arányára vonatkozó depozíciós sebesség [16]:

$$P_{SOEP} = 2\pi(q - q_{s1})n_{s0} / \left(\frac{1}{D} + L_d q_{s1} \rho (L_d / (R_v T) - 1) / (K_d T) \right) (0.86 / \lambda_s^2 + (31) \\ + 0.24 (\pi v_s)^{0.5} / (n_d^{0.5} \lambda_s^{2.5}) ,$$

ahol L_d a szublimációs hő, q_{s1} a T környezeti hőmérséklethez tartozó telítési párányomás.

3.9 A jégmagvak és jégkristályok depozíciós növekedése

Laboratóriumi vizsgálatok szerint a negatív (-5C -nál alacsonyabb) hőmérsékleti tartományban a jégre vonatkozó néhány százalékos vízpára túltelítettség elegendő ahhoz, hogy megkezdődjön a vízpára depozíciója a jégmagvakra [82]. A vízfelszínre vonatkozó telítettséget feltételezve a felhőben, a szükséges túltelítettség szinte az egész negatív hőmérsékleti tartományban fennáll. Mégis általában csak -20C -nál szokás a jégmagvak depozíciós növekedésével számolni (pl. [83]), mivel a (17) egyenlet alapján csak ezen hőmérséklet körül kezd jelentőssé válni a természetes jégmagvak koncentrációja. Egy m_d tömegű jégmag depozíciós növekedési sebessége a következő egyenlettel írható le [84]:

$$dm_d / dt = a_{d1} m_d^{a_{d2}} , \quad (32)$$

ahol a_{d1} és a_{d2} hőmérséklet-függő paraméterek, és $m_d = 1.05 \cdot 10^{-18} \text{kg}$. A fenti egyenletet megszorozva a jégmagvak koncentrációjával, megkapjuk a tömegegységnyi levegőben időegység alatt keletkező felhőjég tömeget:

$$P_{CID1} = N_d a_{dl}^{ad2} / \rho \quad (33)$$

Ha $q_{c1} > 0$ akkor $P_{CID1} = 0.0$.

Mivel a jégfelszín felett kisebb a telítési párányomás, mint a vízfelszín felett, ezért a 0 - -40 C-os hőmérsékleti tartományban - ahol a víz mind folyékony, mind szilárd halmazállapotban előfordul - , a jégkristályok depozíciós növekedése a vízcseppek rovására történik.

Feltételezve, hogy a jégkristályok alakja hexagonális sík [72], a jégkristályok felületére tömegegységnyi levegőben, időegység alatt lecsapódó vízpára tömegét a következő egyenlet adja [15]:

$$P_{CID2} = 4N_{c1} \bar{D}_{c1} (q - q_{s1}) / (1/D + q_{s1} L_d \rho (L_d / (R_v T) - 1) / (K_a T)) \quad (34)$$

- 40 C-nál alacsonyabb hőmérsékleten már csak jégrészecskék találhatóak a felhőben, és a felhőjég keverési aránya a 3.6 fejezetben leírtak alapján számítható ki.

3.10 Jégkristályok zúzmarásodása

Laboratóriumi mérések és elméleti számítások szerint a jégkristályoknak el kell érniük egy kritikus méretet ahhoz, hogy kisméretű vízcseppekkel ütközhessenek [11]. Ha a kristály depozíciós növekedéssel már elérte ezt a kritikus méretet (esetünkben 150 μm [15]), akkor megkezdődik a jégkristályok zúzmarásodása. A jégkristályok által tömegegységnyi levegőben összegyűjtött felhőcseppek tömege a következő:

$$P_{CICWC} = E_1 \pi \bar{D}_{c1}^2 N_{c1} v_{c1} q_{CW} / 4\rho \quad (35)$$

ahol \bar{D}_{ci} a jégkristályok átlagos mérete (19. egyenlet), és v_{ci} a jégkristályok határsebessége. Mivel a koagulációs együttható egységnyinek való választásával jelentősen túlbecsülnénk a zúzmarásodás sebességét, a laboratóriumi mérések és elméleti számítások alapján a következő közelítő formulát használjuk

[15]:

$$E_1 = \begin{cases} 0.5 & \text{ha } \bar{r}_{cw} > 6\mu\text{m és } \bar{D}_{ci} > 150\mu\text{m} \\ 0.0 & \text{egyébként} \end{cases}, \quad (36)$$

ahol \bar{r}_{cw} a felhővízcseppek átlagos sugara. A zúzmarásodás miatt már gyorsabban növekvő jégkristályok határsebessége egyre jobban eltér a közelítőleg nullának vett értéktől, és az alakjuk sem fog már hasonlítani az eredetileg feltételezett hexagonális síkformára. Az átlagos jégkristályméret maximális értékét $500\mu\text{m}$ -nek választjuk, ennél nagyobb átlagos méret esetén az alábbiakban megadott összefüggés alapján a jégkristályok egy része átkerül a hó kategóriába [15]:

$$P_{sci} = \begin{cases} 0 & \text{ha } q_{ci} \leq q_{cim} \\ (q_{ci} - q_{cim})/\Delta t & \text{ha } q_{ci} > q_{cim} \end{cases}, \quad (37)$$

ahol Δt a numerikus időlépés, q_{cim} az $m_{cim} = 9.4 \cdot 10^{-10}$ kg-os jégkristály tömeghez ($500\mu\text{m}$ -es hexagonális sík jégkristály tömege) tartozó keverési arány:

$$q_{CIM} = N_{CI} m_{CIM} / \rho \quad (38)$$

3.11 Felhővíz homogén fagyása, felhőjég olvadása

Laboratóriumi mérések szerint az apró vízcseppek a -35 és a -40 C közötti szűk hőmérsékleti tartományban fagynak meg [85], ezért nem követünk el nagy hibát, ha a felhővízcseppek fagyási hőmérsékletét -40 C-nak választjuk [15]. A vízcseppek fagyása megváltoztatja a környező levegő hőmérsékletét:

$$\Delta T = L_F q_{CW} / c_P + L_d (q_{SW}(T) - q_{SI}(T + \Delta T)) / c_P, \quad (39)$$

ahol L_F a fagyáshő, q_{SW} és q_{SI} pedig a vízpára telítési keverési aránya a sík víz-, illetve jégfelszínre vonatkoztatva.

A fenti egyenlet első tagja a vízcseppek fagyása miatti hőmérsékletváltozás. A második tag abból származik, hogy különböző telítési páratartalom tartozik a T hőmérsékletű vízcseppekhez és a $T + \Delta T$ hőmérsékletű felhőjéghez, és ezért a fagyás mellett szublimáció vagy depozíció is előfordulhat.

A (39) egyenlet átalakítása után (a $q_{SI}(T + \Delta T)$ -t kéttagú Taylor-sorával helyettesítve, valamint a Clausius-Clapeyron -egyenlet felhasználásával), a környező levegő hőmérsékletének megváltozása a következő egyenlettel adható meg [86]:

$$\Delta T = (L_F q_{CW} + 0.622 L_d (e_{SW}(T) - e_{SI}(T)) / p) / (c_P + 0.622 L_d^2 e_{SI}(T) / (p R_v T^2)), \quad (40)$$

ahol e_{SW} és e_{SI} az egyensúlyi telítési párányomás a víz, illetve a jég felett. A (6) egyenlettel definiált entrópia pertur-

báció a fagyási folyamatok során nem megmaradó mennyiség, a felhőcseppek fagyása után a következő egyenlettel adható meg:

$$s' = c_p \Theta' / \bar{\Theta}_0 + L_d q / T_{00}, \quad (41)$$

ahol Θ' a fagyás előtti érték és a fagyás okozta potenciális hőmérsékletváltozás ($\Delta T \cdot (p_0/p)^{0.285}$) összege. A felhővíz spontán fagyása során a tömegegységnyi levegőben, időegység alatt keletkező felhőjég tömege:

$$P_{CWF} = q_{CW} / \Delta t \quad (42)$$

A felhőjeget alkotó jégkristályokról kis méretük miatt feltételezhető, hogy a pozitív hőmérsékleti tartományba kerülve azonnal megolvadnak, és felhőcseppek keletkeznek belőlük.

$$P_{CIM} = q_{CI} / \Delta t \quad (43)$$

3.12 Esőcseppek fagyása

Bigg laboratóriumi mérései alapján [9] az esőcseppek spontán fagyási sebességét a következő egyenlet írja le:

$$P_{RF} = 20 \pi^2 b_2 n_{R0} \rho_w \{ \exp(a_2 (T_0 - T)) - 1 \} / (\rho \lambda_R^2) \quad (44)$$

az a_2 és b_2 empirikus konstansok értéke 0.66 1/K és $100 \text{ m}^3/\text{s}$ [20]. Ezek az értékek némileg különböznek a Bigg által javasolt értékektől, aminek az az oka, hogy Bigg a kísérleteit a természetesnél kevésbé szennyezett vízzel végezte.

3.13 Autokonverziók

3.13.1 Felhővíz-eső autokonverzió

Az apró vízcseppecskék egymással ütközve egy idő után elérik, illetve túl is haladják azt a méretet, ami alapján még a felhővíz kategóriába tartoznának.

Berry és Reinhardt elméleti számításai alapján az autokonverziós sebesség a következő módon adható meg [87]:

$$P_{cwr} = \begin{cases} R_1/R_2 & \text{ha } R_1 > 0 \text{ és } R_2 > 0 \\ 0 & \text{egyébként} \end{cases}, \quad (45)$$

$$\text{ahol: } R_1 = 0.027(10^{24}r'^3\bar{r}_{cw} - 0.4)q_{cw}$$

$$R_2 = 3.72(10^6r' - 7.5)^{-1}(\rho q_{cw})^{-1}$$

$$r' = (\gamma/0.38)^{1/3}\bar{r}_{cw}$$

$$\bar{r}_{cw} = (3q_{cw}\rho_w/4\pi N_{cw})^{1/3}$$

Tipikus kontinentális vízcsepp koncentráció (500 cm^{-3}) és relatív diszperzió (0.18) esetén az autokonverzió beindulásához szükséges felhővíz keverési arány $\sim 2.5 \text{ g/kg}$.

3.13.2 Felhőjég-hó autokonverzió

A jégkristályok egymással való ütközése során hópelyhek alakulnak ki. A tömegegységnyi levegőben időegység alatt keletkező hó tömege a következő [16]:

$$P_{CIA} = \begin{cases} \alpha_1 (q_{c1} - q_{c10}) & \text{ha } q_{c1} > q_{c10} \\ 0 & \text{egyébként} \end{cases}, \quad (46)$$

ahol $\alpha_1 = 10^{-3} \exp(0.38(T - T_0))$ és $q_{c10} = 10^{-3} \text{ (kg/m}^3\text{)}/\rho$.

A q_{c10} fizikai jelentése az, hogy a jégkristályoknak el kell érniük egy bizonyos méretet és koncentrációt, hogy egyáltalán ütközni tudjanak egymással. Az α_1 paraméter az összegyűjtési hatékonysággal arányos, azaz magasabb hőmérsékleten a jégkristályok nagyobb valószínűséggel maradnak együtt ütközés után. Meg kell jegyezni, hogy ez a folyamat a zivatarfelhők esetében nem túl jelentős, mivel a jégkristályok csak olyan nagy magasságban érik el a folyamat beindulásához szükséges küszöb keverési arányt, ahol már az alacsony hőmérséklet miatt kicsi az összegyűjtési hatékonyság.

3.13.3 Hó-jég/graupel autokonverzió

A hópelyhek, hókristályok egymással való ütközése során graupelek alakulnak ki. Hasonlóan a felhőjég autokonverziós sebességének meghatározásához, a tömegegységnyi levegőben időegység alatt keletkező graupelek tömege [16]:

$$P_{SA} = \begin{cases} \alpha_2 (q_s - q_{s0}) & \text{ha } q_s > q_{s0} \\ 0 & \text{egyébként} \end{cases}, \quad (47)$$

ahol $\alpha_2 = 10^{-3} \exp(0.09(T - T_0))$, és $q_{s0} = 0.6 \cdot 10^{-4} \text{ (kg/m}^3\text{)}/\rho$.

Az α_2 és q_{50} paraméterek fizikai jelentése hasonló az előző fejezetben ismerttetettekéhez.

3.14 Felhő- és csapadékelemek koagulációja

Mint már említettük, a (15) határozott integrállal meghatározott koagulációs sebesség analitikus meghatározása csak bizonyos egyszerűsítések után lehetséges. A felhő- és csapadékelemek koagulációjának meghatározásakor a következő egyszerűsítéseket tesszük: (i) A felhőelemek mérete jóval kisebb, mint a csapadékelemeké ($D_2 \ll D_1$). (ii) A felhőelemek határsebessége elhanyagolható. (iii) A koagulációs együttható független az ütköző részecskék méretétől, és kiemelhető az integráljel elé. (iv) A csapadékelemeket gömb alakúaknak tekintjük. Ezen feltételek mellett az alábbiakban meghatározzuk az egyes koagulációs folyamatok sebességét.

3.14.1 Felhővíz-eső koaguláció

A koaguláció során az esőcseppek méretének növekedésével az eső keverési aránya növekszik az alábbi összefüggés szerint:

$$P_{RCWC} = E_2 \pi n_{R0} a_R q_{CW} \Gamma(3+b_R) \rho^{a_5} / (4 \lambda_R^{3+b_R} \rho^{a_5}) \quad , \quad (48)$$

ahol Γ a gamma függvény, és E_2 az egységnyiinek feltételezett koagulációs együttható.

3.14.2 Felhővíz-jég/graupel koaguláció

A jég szemek száraznövekedése során az összegyűjtött vízcseppek ráfagynak a jég szem felületére, míg a nedvesnövekedés, illetve a jég szemek olvadása során, a jég szem felületére ráfagyni nem tudó víz lesodródik.

Itt most csak a koagulációs sebességet adjuk meg, a lesodródás később kerül tárgyalásra (ld 3.17 fejezet).

$$P_{HCWC} = E_2 \pi n_{HD} q_{CW} \Gamma(3.5) / 4 \lambda_H^{3.5} (4g\rho_H / (3C_D\rho))^{0.5} \quad (49)$$

3.14.3 Felhővíz-hó koaguláció

0 C -nál alacsonyabb hőmérsékleten az összegyűjtött vízcseppecskék ráfagynak a hópelyhek, hókristályok felszínére.

A pozitív hőmérsékleti tartományban az összegyűjtött vízcseppecskék a megolvadt hóval együtt lesodródhatnak, és esőcseppekké állnak össze (ld 3.16 fejezet).

A hó által tömegegységnyi levegőben időegység alatt összegyűjtött felhőcseppek tömege a következő:

$$P_{SCWC} = E_2 \pi n_{SD} v_S q_{CW} \Gamma(3) / (4 \lambda_S^3) \quad (50)$$

3.14.4 Felhőjég-jég/graupel koaguláció

A koaguláció során a jég/graupel keverési aránya növekszik az alábbiakban megadott összefüggés szerint:

$$P_{HCIC} = E_3 \pi n_{HO} q_{CI} \Gamma(3.5) / (4\lambda_H^{3.5}) (4g\rho_H / (3C_D \rho))^{0.5}, \quad (51)$$

ahol az E_3 koagulációs együttható az alábbiak szerint függ a jég-
szemek átlaghőmérsékletétől [15]:

$$E = \begin{cases} 0.3 & \text{ha } \bar{T}_H < T_0 \\ 1. & \text{ha } \bar{T}_H = T_0 \end{cases}, \quad (52)$$

ahol \bar{T}_H az átlagos jégyszemhőmérséklet.

3.14.5 Felhőjég-hó koaguláció

Az időegység alatt, tömegegységnyi levegőben összegyűjtött
jégkristályok tömegét az alábbi egyenlet határozza meg:

$$P_{SCIC} = E_4 \pi n_{SO} v_S q_{CI} \Gamma(3) / (4\lambda_S^3), \quad (53)$$

ahol az E_4 koagulációs együttható az alábbiakban megadott módon
függ a hőmérséklettől [15]:

$$E_4 = \exp(0.38(T - T_0)) \quad (54)$$

3.14.6 Felhőjég-eső koaguláció

A túlhűlt esőcseppel érintkező jégkristály annak megfagyá-
sát eredményezi, és az esőcsepp méretétől függően vagy fagyott-

csepp jég szemembrió keletkezik (kontakt magvasítás), vagy a jég-kristály zúzmarásodása folytán hókristály (hó) keletkezik. Szokás ezt a folyamatot három komponensűnek nevezni, mivel két különböző típusú hidrometeor kölcsönhatásának eredményeként egy harmadik típusú hidrometeor (hó vagy jég/graupel) keletkezik [16]. A "bulk" parametrizáció miatt a méret szerinti szétválasztás csak az eső keverési aránya alapján lehetséges, azaz az esőcseppek mérete kicsi, ha a keverési arány kicsi. A folyamat során fagyott-csepp keletkezik, ha $q_R > 0.1$ g/kg, ellenkező esetben hókristály keletkezik [16].

Az esőcseppek által tömegegységnyi levegőben, időegység alatt összegyűjtött felhőjég tömege a következő:

$$P_{RCIC} = E_2 \pi n_{R0} a_R q_{ci} \Gamma(3+b_R) \rho_o^{0.5} / (4 \lambda_R^{3+b_R} \rho^{0.5}) \quad , \quad (55)$$

és hasonlóan a felhőjéggel időegység alatt, tömegegységnyi levegőben ütköző, és ezt követően megfagyó eső tömege:

$$P_{CIRC} = E_2 \pi^2 N_{ci} n_{R0} \rho_w a_R \Gamma(6+b_R) \rho^{0.5} / (24 \lambda_R^{6+b_R}) \quad . \quad (56)$$

3.15 Csapadékelemek koagulációja

Ebben a fejezetben kerül tárgyalásra az eső-jég/graupel a hó - jég/graupel és az eső - hó koaguláció. A csapadékelemek koagulációja esetén az előző fejezetben ismertetett egyszerűsítések már nem mind használhatók, ugyanis a részecskék mérete összemérhető, és határsebességük sem hanyagolható el. A "bulk" mikrofizikai leírást használó modellekben az alábbi egyszerű-

sítésekkel teszik lehetővé a (15) integrál analitikus meghatározását: (i) A koagulációs együttható független az ütköző részecskék méretétől. (ii) Az ütköző részecskék gömb alakúak. (iii) Az azonos kategóriába tartozó részecskék ugyanazzal az ún. tömegsúlyozott határsebességgel esnek. (Ez a feltételezés lehetővé teszi az abszolút érték jelben szereplő sebességkülönbség kiemelését az integráljel elé [15], [16].)

3.15.1 Eső-jég/graupel koaguláció

Hasonlóan a jég szemek által összegyűjtött felhőcseppekhez, az összegyűjtött esőcseppek is a száraznövekedés során ráfagynak a jég szem felszínére, míg a nedvesnövekedés során a megfagyni nem tudó víz lesodródik a jég szemről. A jég szemek által tömeg-egységnyi levegőben, időegység alatt összegyűjtött eső tömege:

$$P_{HRC} = E_2 |\bar{v}_R - \bar{v}_H| \pi^2 n_{R0} n_{H0} \rho_W (5/(\lambda_R^5 \lambda_H) + 2/(\lambda_R^5 \lambda_H^2) + 0.5/(\lambda_R^4 \lambda_H^3)) / \rho \quad (57)$$

3.15.2 Hó - jég/graupel koaguláció

A jég szemek által tömeg-egységnyi levegőben, időegység alatt összegyűjtött hó tömege a következő egyenlettel adható meg:

$$P_{HSC} = E_3 |\bar{v}_S - \bar{v}_H| \pi^2 n_{H0} n_{S0} \rho_S (5/(\lambda_S^5 \lambda_H) + 2/(\lambda_S^5 \lambda_H^2) + 0.5/(\lambda_S^4 \lambda_H^3)) / \rho, \quad (58)$$

ahol az E_3 koagulációs együttható függ a jég szemek átlaghőmérsékletétől (ld. 52. egyenlet).

3.15.3 Eső-hó koaguláció

A pozitív hőmérsékleti tartományban a hó által összegyűjtött eső a hó olvadását segíti, és a megolvadt hóval együtt lesodródva újra esőcseppekké áll össze (ld. 3.16 fejezet).

A negatív hőmérsékleti tartományban az ütközés a túlhűlt vízcsepp megfagyását eredményezi. A koaguláció során keletkező részecske fajtája függ az ütköző részecskék méretétől. Ha mindkét részecske kicsi, akkor a hópelyhek, hókristályok zúzmarásodásáról beszélhetünk. Ha a viszonylag nagy méretű, alacsony sűrűségű graupellel ütköznek a vízcseppek, akkor a graupel pórusait megtöltve nagy sűrűségű graupel keletkezik. Ha a vízcsepp mérete nagy, és a hó részecske kicsi, akkor a felhőjég-eső koagulációhoz hasonlóan fagyottcsep jégszemembrió keletkezik. Hasonlóan a felhőjég-eső koagulációhoz, a méret szerinti szétválasztás csak a keverési arányok alapján lehetséges. Lin és munkatársai javaslata alapján két komponensű folyamatról (hó zúzmarásodása) beszélünk, ha mind a hó, mind az eső keverési aránya kisebb, mint 0.1 g/kg. Ellenkező esetben három komponensű a folyamat (nagy sűrűségű graupel vagy fagyottcsepp jégszemembrió keletkezik) [16].

A hó által tömegegységnyi levegőben, időegység alatt összegyűjtött eső tömege a következő:

$$P_{SRC} = E_2 |\bar{v}_S - \bar{v}_R| \pi^2 n_{R0} n_{S0} \rho_w (5/(\lambda_R^6 \lambda_S) + 2/(\lambda_R^5 \lambda_S^2) + 0.5/(\lambda_R^4 \lambda_S^3)) / \rho, \quad (59)$$

hasonlóan az eső által összegyűjtött hó tömege:

$$P_{RSC} = E_2 |\bar{v}_S - \bar{v}_R| \pi^2 n_{R0} n_{S0} \rho_s (5/(\lambda_S^6 \lambda_R) + 2/(\lambda_S^5 \lambda_R^2) + 0.5/(\lambda_S^4 \lambda_R^3)) / \rho. \quad (60)$$

3.16 A hó olvadása

A 0 C-nál magasabb környezeti hőmérsékleten a hórészecskék olvadásnak indulnak. Ezt a folyamatot a környező levegőből felvett hőn kívül az összegyűjtött, pozitív hőmérsékletű felhő- és esőcseppek is elősegítik. Az időegység alatt tömegegységnyi levegőben megolvadó hó tömegét a következő összefüggés adja:

$$P_{SH} = 2\pi \{ (T_0 - T) K_a + \rho L_v (q_{sw} - q) \} (0.86 / \lambda_s^2 + 0.24 \pi^{0.5} v_s^{0.5}) / (\lambda_s^{2.5} \eta_a^{0.5}) / (L_F \rho) + c_w (T_0 - T) (P_{scwc} + P_{sRc}) / L_F \quad (61)$$

ahol a q_{sw} a vízpára keverési aránya a hórészecske felszínén, feltételezve, hogy az olvadó hórészecske felszínét egy vékony víz réteg borítja. (A (61) egyenlet levezetése az A6 függelékben található.)

3.17 Jég/graupel száraz-, vagy nedvesnövekedése, illetve olvadása

A jég szemek a vízpára depozíciójával, valamint a vízcseppekkel és a jégrészecskékkel való koaguláció során növekednek. Száraz növekedés során az összes összegyűjtött vízcsepp megfagy, míg nedves növekedés során az összegyűjtött víznek csak egy része fagy meg, a többi lesodródik a jég szem felszínéről. A "bulk" parametrizációt használó modellekben a száraznövekedési tartományban a jég szem és a környező levegő hőmérsékletét egyenlőnek feltételezik, és a száraz- és nedvesnövekedés szétválasz-

tása nem a jég szemek hőmérséklete alapján, hanem a száraz- és a nedvesnövekedési sebességek közül mindig a kisebbiket választva történik [15], [16]. Laboratóriumi megfigyelések és elméleti számítások szerint is a szárazan növekedő jég szemek hőmérséklete több fokkal, akár 5-10 C-al is magasabb lehet a környező levegő hőmérsékleténél. Az átlagos jég szemhőmérséklet, mint új paraméter - igaz, a "bulk" parametrizáció miatt csak korlátozott mértékben - lehetővé teszi ezen fizikai tény figyelembevételét [67]. A következő előnyök várhatók az új paraméter bevezetésétől:

- Figyelembe vehető, hogy az összegyűjtött vízcseppek fagyása során felszabaduló hőnek csak egy része adódik át a környező levegőnek, a másik része a jég szemek hőmérsékletét növeli. Ezáltal pontosabb értéket kapunk a levegő hőmérsékletére és ezen keresztül pl. a feláramlási sebességre vagy a felhőtető magasságára.
- Mivel az átlagos jég szemhőmérséklet bevezetésével pontosabban határozható meg a száraz- és nedvesnövekedés közötti átmenet, ezért pontosabb lesz a két növekedési tartomány kijelölése a zivatarfelhőben.
- Lehetőség nyílik olyan folyamatok pontosabb modellezésére, amelyek a jég szemek hőmérsékletétől függenek. Ilyen pl a Halett-Mosopp féle jégmultiplikáció [88].

Az alábbiakban ismertetett módon vezetjük be az átlagos jég szemhőmérsékletet és határozzuk meg a nedvesnövekedési sebességet.

Az M tömegű jég szem hőmérsékletváltozása az alábbi egyenlet segítségével határozható meg [67]:

$$c_i M dT_H / dt = dQ_H / dt + c_w dM'' / dt (T - T_o) + L_F dM / dt + \quad (62)$$

$$+ c_i dM / dt (T_o - T_H) + c_i dM' / dt (T - T_H) ,$$

ahol dM'' / dt és dM' / dt az időegység alatt összegyűjtött víz- és jégrészecskék tömege, és dQ_H / dt a D átmérőjű, T_H hőmérsékletű jég szem által időegység alatt felvett hő:

$$dQ_H / dt = 2\pi D K_a (T - T_H) f_H + 2\pi D \rho (q - q_{si}) D L f_H \quad (63)$$

Amikor a (62) egyenletből meghatározható jég szemhőmérséklet eléri vagy meghaladja a 0 C-ot, a jég szem nedvesen kezd növekedni, és hőmérséklete 0 C lesz. Feltételezve, hogy a lesodródó víz hőmérséklete 0 C, az egy jég szemre vonatkoztatott nedvesnövekedési sebesség a következő lesz:

$$dM / dt = (-dQ_H / dt - c_w dM'' / dt (T - T_o) - c_i dM' / dt (T - T_o)) / L_F + dM' / dt. \quad (64)$$

Integrálva a (70) egyenlet mindkét oldalát a teljes jég/graupel spektrumra, és feltételezve, hogy létezik egy átlagos \bar{T}_H jég szemhőmérséklet, ami kiemelhető az integrál elé, kapjuk a következő összefüggést:

$$d\bar{T}_H / dt = \{d\bar{Q}_H / dt + c_w (P_{HRC} + P_{HCWC}) (T - T_o) + L_F (P_{HRC} + P_{HCWC}) +$$

$$+ c_i (P_{HRC} + P_{HCWC}) (T_o - \bar{T}_H) + c_i (P_{HSC} + P_{HCIC}) (T - \bar{T}_H)\} / (\rho q_H), \quad (65)$$

ahol $d\bar{Q}_H / dt$ a (63) egyenletnek a teljes jég/graupel spektrumra vett integrálja. Ha a (65) egyenlet segítségével meghatározott

\bar{T}_H hőmérséklet eléri vagy meghaladja a 0 C-ot, akkor az összes jég szemre (mérettől függetlenül) nedvesnövekedést tételezünk fel. A (64) egyenlet mindkét oldalának a teljes jég/graupel spektrumra vett integrálásával kapjuk a teljes nedvesnövekedési sebességet:

$$P_{WET} = \{-d\bar{Q}_H/dt - c_w(P_{HRC} + P_{HCWC})(T - T_0) - c_i(P_{HSC} + P_{HCIC})(T - T_0)\} / L_F + P_{HSC} + P_{HCIC} \quad (66)$$

A jég szemek felületéről lesodródó vízből esőcseppek alakulnak ki [66]. A lesodródás során tömegegységnyi levegőben időegység alatt keletkező eső tömege a következő módon adható meg:

$$P_{SHED} = P_{HCWC} + P_{HRC} + P_{HSC} + P_{HCIC} - P_{WET} \quad (67)$$

Az átlagos jég szemhőmérséklet meghatározásával kapcsolatos közelítések és az ebből fakadó pontatlanságok részletesebb kifejtése a [67]-es irodalomban megtalálhatók.

3.18 Jég szemek depozíciós növekedése

A jég szemek felületére a jég szem hőmérsékletétől és a környező levegő páratartalmától függően vízpára csapódik le, illetve a felületről vízpára távozik. Ha a jég szem hőmérséklete kisebb, mint 0 C, akkor ez a folyamat depozíció vagy szublimáció; nedvesen növekedő vagy olvadó jég szem esetében pedig kondenzáció vagy párolgás. A depozíciós (vagy kondenzációs) növe-

kedési sebességet a teljes jég/graupel keverési arányra megkapjuk, ha a (63) egyenlet második tagját a depozíciós hő (vagy kondenzációs hő) elhagyása után integráljuk a teljes jég/graupel spektrumra:

$$P_{\text{HDEP}} = 2\pi(q - q_{s1})d(0.94/\lambda_H^2 + 0.28(\rho/\rho_0)^{0.5}(4\rho_H g/(3\rho C_D))^{0.25} \cdot \Gamma(2.75)/\lambda^{2.75}) \quad (68)$$

3.19 A kontinuitási egyenletekben szereplő forrástagok meghatározása

Mint már említettük, a (6) egyenlettel definiált entrópia perturbáció csak a száraz- és a nedvesadiabatikus állapotváltozások során tekinthető konzervatív mennyiségnek. A túlhűlt vízcseppek fagyása, a jégrészecskék olvadása, valamint a csapadékelemek és a vízpára kölcsönhatása nyomán (párolgás, szublimáció, stb.) a levegőnek leadott, illetve a levegőtől felvett hő megváltoztatja az entrópia perturbációt (7. egyenlet jobb oldalának utolsó tagja). A fent említett halmazállapot-változásokon kívül az entrópia perturbációt befolyásolja még a jég-szemeknek, az olvadó hóknak és az ezen részecskékről lesodródó víznek a környező levegővel való hőcseréje, valamint a hidrometeorok mozgásából fakadó hőcsere a hidrometeorok és a környező levegő között [14]. Az alábbiakban először a halmazállapot-változások során felszabaduló látenshőt határozzuk meg. A fagyás során felszabaduló hő a túlhűlt esőcseppek spontán fagyása és a hórészecskékkal, valamint a jégkristályokkal ütköző túlhűlt felhő- és esőcseppek fagyása során felszabaduló hő összege, il-

letve idevehető negatív előjellel a felhőjég olvadásához szükséges hő is:

$$Q_1 = L_F [P_{RF} + P_{CIRC} + (P_{SCWC} + P_{SRC})\delta_1 - P_{CIM}] \quad (69)$$

A felhővíz fagyása miatti entrópia perturbáció változást a (41) egyenlettel már figyelembe vettük. A jégszemek által összegyűjtött túlhűlt vízcseppek fagyása során felszabaduló látenshő a jégszemek hőmérsékletét növeli [67]. A környező levegőnek leadott hő a (63) egyenlet segítségével határozható meg. A vízpárának az esőcseppekről történő párolgása, illetve a vízpárának a felhőjégre (esetleg a jégmagvakra) és a hórészecskékre történő depozíciója során felszabaduló hő:

$$Q_2 = -L_V P_{RV} + L_d P_{SDEP} \delta_1 + L_d (P_{CID2} \delta_2 + P_{CID4} (1 - \delta_2)) \quad (70)$$

ahol $\delta_1 = 1$ ha $T < T_0$ különben 0; $\delta_2 = 1$ ha $q_{c1} > 0$ különben 0.

A hidrometeorok és a környező levegő közötti hőmérsékletkülönbségből fakadó hőcsere az alábbi összefüggéssel adható meg:

$$Q_3 = -(\frac{d\bar{Q}_H}{dt} - L_d P_{SDEP}) - (\frac{d\bar{Q}_S}{dt} - L_d P_{SDEP})(1 - \delta_1) + c_w (\bar{T}_H - T) P_{SHED} + c_w (T - T_0) P_{SH} \quad (71)$$

ahol a jobb oldal első és második tagja a \bar{T}_H hőmérsékletű jég/graupel, illetve az olvadó, 0 C -os hó és a környező levegő közötti hőcsere, a harmadik és a negyedik tag az a hőmennyiség, ami ahhoz szükséges, hogy a jégszemek és az olvadó hórészecskék felületéről lesodródó víz hőmérséklete a környező levegő hőmér-

sékletével legyen egyenlő. Az alábbiakban meghatározásra kerülő hőcsere független a mikrofizikai folyamatoktól. A hidrometeorok mozgása során változik a környező levegő hőmérséklete. Feltételeztük, hogy a részecskék hőmérséklete mindig megegyezik a környező levegő hőmérsékletével (kivéve a jégszemeket és az olvadó hószemecskéket), ezért a levegő hőt ad le vagy vesz fel a hidrometeoroktól. Egy kicsit más a helyzet a levegő hőmérsékletétől eltérő hőmérsékletű jégszemek esetében. Ekkor azt feltételezzük, hogy a levegő fedezi azt a hőt, ami ahhoz szükséges, hogy egy adott helyre a szomszédos helyekről érkező jégszem felvegye az ott lévő jégszemek átlagos hőmérsékletét. A fentiek alapján a hidrometeorok mozgásának tulajdonítható hőcsere a következő egyenlettel adható meg [14]:

$$Q_4 = (c_w q_{cw} + c_i q_{ci}) (u \partial T / \partial x + w \partial T / \partial z) + c_w q_R (u \partial T / \partial x + (w - \bar{v}_R) \partial T / \partial z) + c_{ci} q_s (u \partial T / \partial x + (w - v_s) \partial T / \partial z) \delta + c_{ci} q_H (u \partial \bar{T}_H / \partial x + (w - \bar{v}_H) \partial \bar{T}_H / \partial z). \quad (72)$$

Összegezve a fentieket, a (7) egyenlet jobb oldalán szereplő forrástag a következő:

$$Q/T_{oo} = (Q_1 + Q_2 + Q_3 - Q_4) / T_{oo} \quad (73)$$

Az előzőekben (3.7 - 3.19 fejezet) meghatározott mikrofizikai folyamatok segítségével meghatározhatók a (9)-(14) egyenletekben szereplő forrástagok:

$$\begin{aligned}
 P_i &= P_{RV} - P_{HDEP} - P_{SDEP} + P_{CW} + (P_{CI} - P_{CI02} \delta_2 - P_{CI04} (1 - \delta_2)) \quad , \\
 P_{CW} &= -P_{CWA} - P_{RCWC} - P_{SCWC} - P_{HCWC} + P_{CIM} - P_{CICWC} - P_{CWF} \quad , \\
 P_{CI} &= -P_{CIA} - P_{SCI} - P_{HCIC} - P_{SCIC} - P_{RCIC} + P_{CI02} \delta_2 + P_{CI04} (1 - \delta_2) - P_{CIM} + P_{CWF} + P_{CICWC} \quad , \\
 P_S &= P_{SCWC} + P_{SCI} + P_{CIA} + P_{SCIC} + P_{SDEP} + P_{SRC} (1 - \delta_3) + (P_{RCIC} + P_{CIRC}) \delta_4 + P_{SM} - \quad (74) \\
 &\quad - P_{SA} - P_{RSC} \delta_3 - P_{HSC} \quad , \\
 P_R &= P_{CWA} + P_{RCWC} + P_{SHED} - P_{SM} - P_{RV} - P_{CIRC} - P_{SRC} - P_{RF} - P_{HRC} \quad , \\
 P_H &= P_{SA} + P_{HCWC} + P_{HCIC} + (P_{RCIC} + P_{CIRC}) (1 - \delta_4) + P_{RF} + (P_{SRC} + P_{RSC}) \delta_3 + \\
 &\quad + P_{HSC} + P_{HRC} + P_{HDEP} - P_{SHED} \quad ,
 \end{aligned}$$

ahol $\delta_3 = 1$ ha $q_s > 0.1$ g/kg vagy $q_r > 0.1$ g/kg különben 0; $\delta_4 = 1$ ha $q_r < 0.1$ g/kg különben 0.

4. Kezdeti és határfeltételek, numerikus módszerek

A vizsgált kétdimenziós tartomány, amelyben a hidrodinamikai és a mikrofizikai folyamatokat modellezzük, vízszintesen 20 km, függőlegesen 19.2 km kiterjedésű. A rácspontok távolsága vízszintesen 400m, függőlegesen 200m .

Az második fejezetben ismertetett parciális differenciálegyenletek megoldásához szükséges a kezdeti és határfeltételek meghatározása. Az alábbiakban először az alkalmazott határfeltételek, majd a kezdeti feltételek és a konvekció beindulásához szükséges kezdeti perturbációk kerülnek tárgyalásra. Végül pedig a differenciálegyenletek megoldásához használt numerikus eljárásokat tárgyaljuk.

4.1 Határfeltételek

Az örvényességet, az áramfüggvényt, az entrópia perturbációt, a vízpára, valamint a hidrometeorok keverési arányát kell meghatározni a tartományt határoló négy oldal mentén. A legegyszerűbb a helyzet a tartomány felső határán. Itt a paraméterek időbeli változása elhanyagolható, sem a zivatarok hatása nem érvényesül, sem a nagyobb skálájú folyamatok nem okoznak jelentős változást a modellezett időtartam alatt. Ezért a felső határon az örvényesség, az áramfüggvény és az entrópia perturbáció (ilyen magasságban már csak a hőmérséklettől függ) állandónak, a vízpára és a hidrometeorok keverési aránya pedig a nullának választható.

Az alsó határon a földfelszín okozta hatást kell figyelembe venni. Az egyszerűség kedvéért az alsó határt a talaj felett néhányszor tíz méterre szokás felvenni [14], [15]. Ennek az az oka, hogy így el lehet tekinteni a felszíni egyenetlenségekből fakadó hatásoktól, de a közeli talaj pótolni tudja az alsó határról felfelé advektálódó vízpárát és hőenergiát. A földfelszín közelsége miatt feltételezhetjük, hogy a levegő függőleges sebességkomponense az alsó határon mindvégig nulla. Ebből következik, hogy az alsó határon az áramfüggvény állandó. Mivel az áramfüggvény egy additív konstans erejéig van meghatározva, ezért ez az állandó nullának is választható. Azon két-dimenziós modellekben, amelyekben az örvényességi egyenlet segítségével határozzák meg a sebességteret, az örvényességet szintén azonosan nullának tekintik az alsó határ mentén [14].

Ez azt jelenti, hogy a függőleges sebességkomponens eltűnésén túl a $\bar{\rho}u$ szorzat sem függhet a magasságtól az alsó határ közelében. Ezen utóbbi feltétel fizikailag nehezebben indokolható, és ezért a későbbiekben indokolt a feltétel módosításával foglalkozni. A felhőelemek keverési aránya szintén nullával egyenlő, azaz az alsó határon nem alakulhat ki felhő [14]. A vízpáráról és az entrópia perturbációról feltételezzük, hogy a magasság szerinti deriváltjuk nulla. A csapadékelemek megjelenése megengedett, és párolgásuk, illetve olvadásuk módosíthatja a talajközeli nedvességet és hőmérsékletet. A csapadékelemekre vonatkozó határfeltétel a magasság szerinti második derivált eltűnése, azaz a keverési arányok lineárisan változnak a határ közelében.

Az oldalsó határokon az ún. Neuman-féle határfeltétel választása lehetővé teszi a nedvesség növekedését a tartományban (periodikus határfeltétel esetén erre nincs lehetőség), valamint a zivatarfelhőknek a környezetére gyakorolt hatásának a figyelembevételét (rögzített határfeltétel esetén ez csak igen korlátozottan lehetséges) [26]. Azon feltételből, hogy az áramfüggvény x irányú deriváltja nulla, következik, hogy a levegő függőleges sebességkomponense az oldalsó határokon is eltűnik.

4.2 Kezdeti feltételek

A paraméterek kezdeti értéke a felhő kialakulásához mind térben, mind időben legközelebb álló rádiószondás mérések alapján kerül meghatározásra. Ha a legmagasabb mérési pont ala-

csonyabban van, mint a tartomány felső határa, akkor ebben a rétegben a hőmérséklet az utolsó két mérési pont segítségével meghatározott gradiens szerint változik. A légköri nyomás és a levegő sűrűsége hidrosztatikai egyensúlyt feltételezve kerül meghatározásra. Ebben a magasságban a levegő nedvessége már rendszerint elhanyagolható. A vízszintes szélkomponens a legnagyobb magasságban mért nagyságú és irányú marad a felső határig. Ha a mérés több órával megelőzi a zivatarfelhő kialakulását, akkor szükséges a talajközeli rétegben a hőmérsékleti értékek némi módosítása, feltételezve, hogy a zivatarok kialakulását megelőzően a felhőalap és a talaj között a hőmérséklet száraz adiabatikusan változik [38]. Természetesen ez a módosítás nem mindig használható, a dolgozatban ismertetett, légtömegben belül kialakuló zivatarfelhők esetében azonban indokolható a használata. A probléma megoldását a talajközeli változásokat előidéző tényleges okok figyelembevétele adhatja. Erre vonatkozólag már vannak próbálkozások, egyrészt a talajról kiinduló hőmérsékleti sugárzás okozta melegedés [3], másrészt a mezoskálájú folyamatok hatásának figyelembevételével [26].

A kétdimenziós közelítés miatt szükséges a vízszintes szélre vonatkozó mért adatok némi módosítása is. Először a szélnek a zivatarfelhő fő haladási irányába vett vetülete kerül meghatározásra. Ha a nagyság szerinti szélnyírás jelentős, akkor ez a valóságosnál jobban erodálja a zivatarfelhőt, mivel a kétdimenziós közelítés miatt a szél nem tudja megkerülni a felhőt. Emiatt a kétdimenziós modellekben szükség van a szélnyírás csökkentésére.

A csökkentés mikéntjére vonatkozólag egységesen elfogadott módszer nincsen. Természetesen a szélsőbesség ezen módosítása hatással van a modell dinamikájára, és ezen keresztül a mikrofizikájára is. A probléma igazi megoldása csak háromdimenziós modellekkel lehetséges.

A konvekció beindításához szükséges kezdeti hőmérséklet és/vagy nedvesség perturbáció kétféle módon kerül meghatározásra. Az egyik az ún. randomizált perturbáció, amikor a talajközeli 2-3 km-es rétegben véletlenszerűen $\max \pm 0.5$ C -os hőmérséklet és $\max. \pm 7\%$ -os nedvesség ingadozást tételezünk fel [83]. A másik módszer esetében az alábbiakban megadott hőmérséklet és vízpára keverési arány adódik a felszállásból meghatározott hőmérséklethez és vízpára keverési arányhoz:

$$\begin{aligned} \Delta T &= \Delta T_{\text{MAX}} \sin((x-x_M)\pi/(x_2-x_1))/((z-z_1)/\Delta z) & x_1 < x < x_2, & (75) \\ \Delta q &= \Delta q_{\text{MAX}} \sin((x-x_M)\pi/(x_2-x_1))/((z-z_1)/\Delta z) & \text{és } z > z_1, & \end{aligned}$$

ahol ΔT_{MAX} és Δq_{MAX} a maximális hőmérséklet és vízpára perturbáció, x_M a perturbációs tartomány középpontja, x_2 és x_1 pedig ezen tartomány jobb és bal szélét meghatározó koordináták. z_1 a perturbációs tartomány alsó szélét meghatározó magasság.

4.3 Numerikus módszerek

Az örvényességi egyenlet és a kontinuitási egyenletek megoldásához Crowley módszerének [89] Smolarkievich által továbbfejlesztett változatát használjuk [90]. Ennek a módszernek az

az előnye, hogy igen hatékonyan programozható számítógépen, és viszonylag jól teljesíti a megmaradási feltételeket; hátránya viszont, hogy a módszert leíró transzformáció nem pozitív definit [31]. A módszer algoritmusá röviden a következő:

Először a kiszámítandó A paraméterre megoldjuk a függőleges advekcións egyenletet:

$$A_{i,j}^{n+1} = A_{i,j}^n - \alpha_{i,j} (A_{i,j+1}^n - A_{i,j-1}^n) / 2 + \alpha_{i,j}^2 (A_{i,j+1}^n - 2A_{i,j}^n + A_{i,j-1}^n) / 2, \quad (76)$$

ahol $A_{i,j}^n$ tetszőleges paraméter az i, j rácspontban és $\alpha_{i,j} = \Delta t w_{i,j} / \Delta z$.

A kapott eredményt felhasználva a vízszintes advekcións egyenlet megoldása után kapjuk a megoldást:

$$A_{i,j}^{n+1} = A_{i,j}^{n+1} - \beta_{i,j} (A_{i+1,j}^{n+1} - A_{i-1,j}^{n+1}) / 2 + \beta_{i,j}^2 (A_{i+1,j}^{n+1} - 2A_{i,j}^{n+1} + A_{i-1,j}^{n+1}) / 2, \quad (77)$$

ahol $\beta_{i,j} = \Delta t u_{i,j} / \Delta x$. A módszer stabil, ha az alábbi feltétel a tartomány minden rácspontjában teljesül [90]:

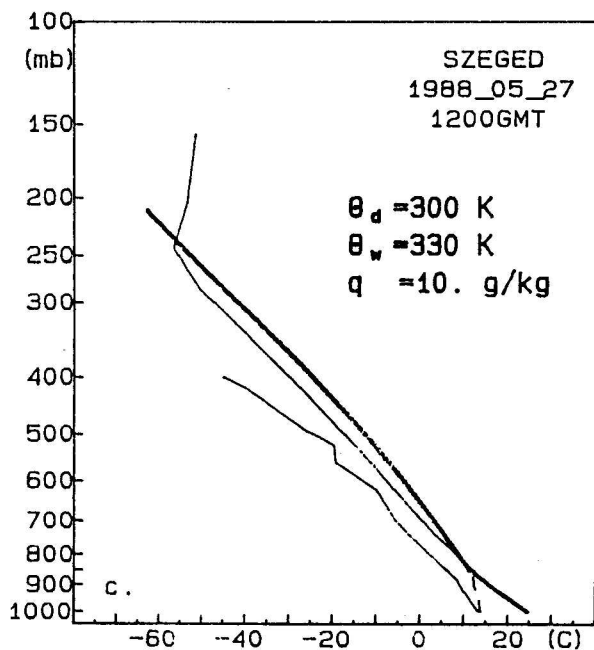
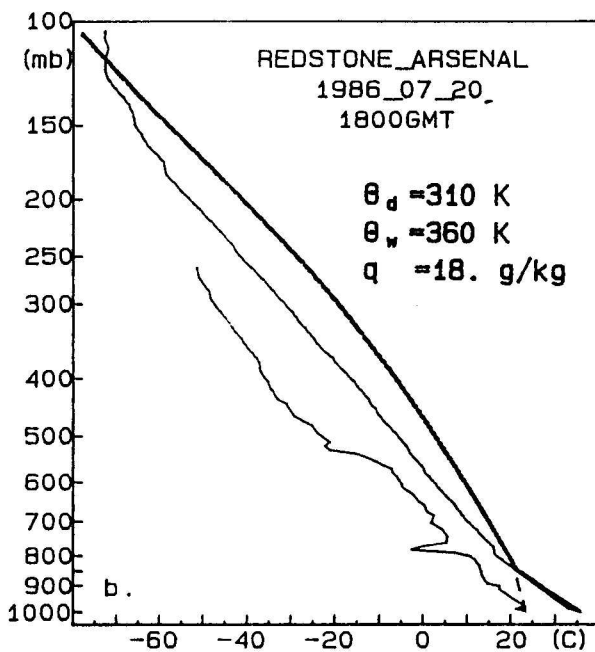
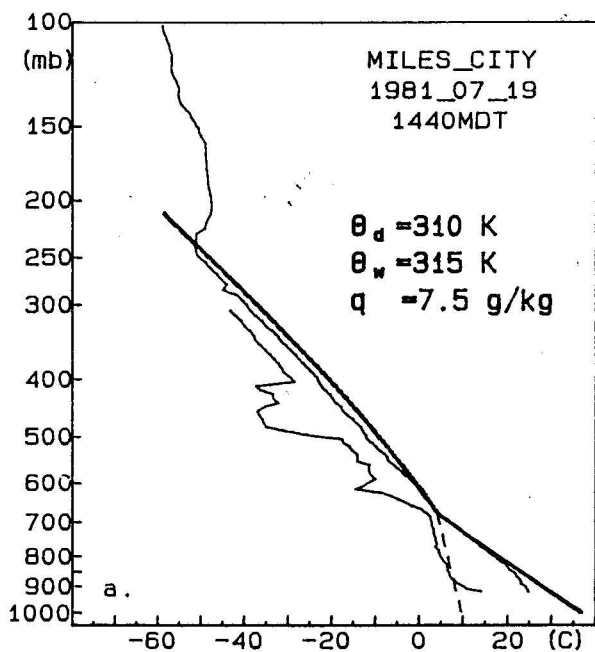
$$(\alpha_{i,j}^2 + \beta_{i,j}^2)^{1/2} < 0.95 \quad (78)$$

A numerikus módszer hatékonysága, pontossága növelhető különböző korrekciók segítségével. (Ezek részletes kifejtése az A7 függelékben található.)

Az (5) Poisson-típusú egyenlet megoldása az ún. gyors Fourier Transzformáció (FFT) segítségével történik [91], [92].

5. Esettanulmányok

A modellezéshez kapcsolódó kutatások csak részben jelertik a modellek fejlesztését, az arra való törekvést, hogy a modell minél pontosabban, részletesebben írja le a felhőben lejátszódó folyamatokat. Emellett legalább ilyen fontos a számított adatok értékelése, a rendelkezésre álló mérési adatokkal való összehasonlítás, illetve a számítások alapján a valós folyamatok rekonstruálása. E fejezetben olyan zivatarfelhők szimulálásának eredményeit mutatjuk be, amelyekben a csapadékképződés mechanizmusa a megfigyelések alapján várhatóan különböző, és a dinamikai folyamatok viszonylagos egyszerűsége miatt a kétdimenziós közelítés várhatóan nem eredményez nagy hibát. Az ismertetésre kerülő három esettanulmány közül két esetben részletes mérési információk (repülőgépes és/vagy radaros mérések) állnak rendelkezésre. Ezek az esetek egy-egy nagyobb projecthez kapcsolódnak. Az első esetben az USA északnyugati területe felett (Montana állam) kifejlődött, viszonylag kis méretű zivatarfelhőt modelleztünk, amit az 1980-as évek elején végrehajtott kutatások (Cooperative CONvective Precipitation Experiment) során figyeltek meg 1981. július 19-én. A második esetben az USA délkeleti vidékén (Alabama állam) megfigyelt igen intenzív, bár rövid élettartamú zivatarfelhőt modelleztünk. Ezt a zivatarfelhőt a "microburst"-ök tanulmányozására létrehozott project keretében (Microburst and Severe Thunderstorm) figyelték meg 1986. július 20-án. A harmadik, ismertetésre kerülő zivatarfelhőt Magyarországon, a Duna-Tisza közötti vidéken, a Bács-Kiskun megyei Rakétás Jégesőelhárító Egység munkatársai figyelték meg rádiólokátorral.



2. ábra: Kezdeti feltételeket meghatározó rádiószondás mérések. a) Miles City, 1981. 07. 19. 1440MDT.; b) Redstone Arsenal 1986. 07. 20. 1800GMT; c) Szeged, 1988. 05. 27. 1200GMT. A vékony vonalak a hőmérsékletet és a harmatpont hőmérsékletet jelölik, a vékony szaggatott vonal az állandó vízpára keverési arányt, a vastag folytonos görbék pedig a száraz- és nedvesadiabatikus hőmérsékletet jelölik.

5.1 Első esettanulmány (CCOPE 1981. 07. 19.)

5.1.1 Megfigyelések, mérési adatok

Az alábbiakban Dye és munkatársai munkája alapján [63] röviden összefoglaljuk a modellezett felhőről és környezetéről rendelkezésre álló mérési adatokat.

A környezeti feltételek a kis méretű, egycellás zivatarfelhők légtömegben belüli kialakulásának kedveztek. A zivatarfelhő környezetét a modell számára meghatározó rádiószondázás a felhő megjelenése előtt 1.5 órával, a megfigyelt területtől 35 km-re keletre történt (2a. ábra). A mérések tanúsága szerint a szélnyírás közepes volt ($3 \cdot 10^{-3}$ 1/s 800mb és 450 mb között), és a termikus instabilitás nem volt nagyobb 2 C-nál. A zivatarfelhőt két radaron kívül négy repülőgéppel is tanulmányozták. Egy vitorlázó repülőgép a felhő feláramlási csatornájában emelkedett 7 km-es magasságig. Egy repülőgép (King Air) 10 -szer repült át a felhőn kb. 6 km-es magasságban (-10 és -15 C között), mérve a különböző hidrometeorok koncentrációját és a feláramlási sebességet. Egy másik repülőgép (Aerocommander) háromszor repült át a felhőn kb. 4 km-es magasságban, és a fenti paramétereken kívül a felhő elektromos jellemzőit vizsgálta. A negyedik repülőgép (Queen Air) a felhőalap alatt repült.

A repülőgépes mérések alapján a felhőalap 650mb-nál (3.6 km-es tengerszint feletti magasságban) volt. A felhőtető maximális magassága (5dBZ-es kontúr) kb. 10.0 km volt. A kifejlett zivatarfelhő vízszintes kiterjedése kb. 6-8 km volt, amelyben

egy rendezett feláramlási tartomány volt található 10-15 m/s-os maximális feláramlási sebességgel. A felhőalap felett rendezett leáramlási tartományt nem találtak. Sajnos a Doppler-radaros méréshez a felhő nem volt megfelelő helyen, így a levegő áramlására vonatkozó adatok repülőgépes mérésekből származnak. A feláramlási csatornában emelkedő vitorlázó repülőgép mérései szerint a vízcseppek koncentrációja kontinentális jelleget mutatott. A felhőalaphoz közel a koncentráció $800-900 \text{ cm}^{-3}$, míg egy kicsit feljebb kb. 600 cm^{-3} volt. A számítások során ez utóbbi értéket választottuk a felhőcseppek koncentrációjául. A King Air 10 repülése közül az 5. során végzett méréseket publikálták a legrészletesebben. Ez a repülés helyi idő szerint 1629 és 1630 között, 5.4 km-es magasságban, a kifejlett állapotban lévő zivatarfelhő feláramlási csatornáján keresztül történt. Szerencsére a repülés iránya éppen egybeesett a modell síkjával. A 6a. ábrán a repülőgép által mért feláramlási sebesség és felhővíz keverési arány, a 6b. ábrán a különböző hidrometeorok koncentrációja látható. A $20 \mu\text{m}$ -nél nagyobb hidrometeorok koncentrációját két különböző érzékenységű műszerrel mérték [93]. Ezek az eszközök lehetőséget adnak annak eldöntésére is, hogy a megszámlolt részecske folyékony vagy szilárd halmazállapotú-e. Az egyik eszköz (2DC-próba) a $20 - 800 \mu\text{m}$ -es mérettartományban mért. A másik eszköz (2DP-próba) a $200-6400 \mu\text{m}$ -es mérettartományban mért. A modellben használt méret szerinti osztályozás alapján a 2DC-próba főleg a felhőjég koncentrációját, míg a 2DP-próba főleg a csapadékelemek koncentrációját méri.

Mivel a repülőgépek a - 5 C-os hőmérsékleti szint felett nem találtak esőcseppeket, ezért valószínű, hogy a csapadékképződésben döntő szerepet a jég- és hókristályok játszották, és az esőcseppek csak a felhő életének késői szakaszában jég szemekről, illetve a hórészecskékről lesodródó vízből alakultak ki.

Az első radarechot (>5dBZ) 6.5 és 7.5 km között mérték. Ezután az 5dBZ-es kontúr által meghatározott tartomány nagyon gyorsan terjedt felfelé (6-8 m/s) és lefelé is (10-12 m/s). A magasan képződő első echo is azt támasztja alá, hogy az első kialakuló csapadékelemek hórészecskék voltak. A felhő élettartama során a maximális reflektivitást (55dBZ) 17 perccel az első echo megjelenése után, a talaj közelében mérték. A talaj közelében mért reflektivitási értékek alapján a zivatarfelhő közepes intenzitású esőt adott, néhány, 1cm-nél kisebb jég szem kíséretében.

5.1.2 Eredmények

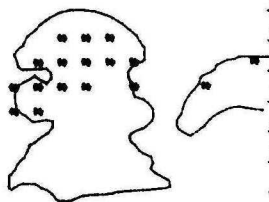
A kezdeti feltételek meghatározásánál a rádiószondázásból kapott hőmérsékleti és szélesség értékek némi módosítására volt szükség. A hőmérsékletet a talajközeli rétegben (kb. az alsó 100mb) úgy módosítottuk, hogy a hőmérséklet-változás száraz adiabatikus legyen ($\Theta = 310K$). A vízszintes szelet a felhő fő vonulási irányába (300°) vetítettük, majd értékét 75%-al csökkentettük [83]. Ezzel a szélnyírás csökkentésén kívül azt is elértük, hogy a felhő mindvégig a vizsgált tartományban maradjon. A konvekciós folyamatok beindítására az (75) egyenlet ál-

tal meghatározott ún. hőbuborékos kezdeti perturbációt ($\Delta T_{MAX} = 1.5$ C és $\Delta q_{MAX} = 0.0$), és a talajközeli rétegben randomizált perturbációt alkalmaztunk, maximum ± 0.5 C-os hőmérsékleti és $\pm 7\%$ -os nedvesség-ingadozást feltételezve.

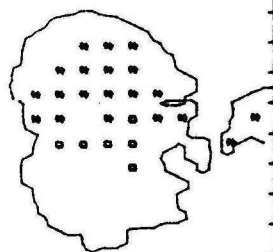
A felhő modellezett sematikus képe a számítások megkezdését követő 45. perctől 3 perces időközönként a 3. ábrán látható. A vízpára kondenzációja az indítás után 15 perccel kezdődött. A felhőalap magassága 3.4-3.6 km-nek adódott, ami egy kicsit alacsonyabb a megfigyelt magasságnál. A 36. percig a felhő csak lassan fejlődött, és kizárólag felhőcseppekből állt. A 36. perctől az 50. percig a felhő igen gyorsan nőtt, a látható felhőtető magassága ezalatt 6.5 km-ről 10.5 km-re emelkedett. Az első jégkristályok a 38. perc tájékán kezdtek el depozícióval növekedni, és kb. 2-3 percet vett igénybe, amíg elérték azt a kritikus méretet, ami a felhőjég-felhővíz koaguláció beindulásához szükséges (4c. ábra). Az első hórészecskék megjelenése a jégkristályok intenzív zúzmarásodásának tudható be. Ez jól nyomon követhető a P_{SCI} és a P_{CLWC} -val jelölt görbék együttlátásán is. A jégkristályok zúzmarásodása a felhővíz keverési arányának csökkenésével lelassult, illetve az 55. perc után a felhő elje-

3. ábra: A modellezett felhő sematikus képe. A folytonos vonal a felhő kontúrját mutatja. A csillagok a hórészecskéket szimbolizálják, ahol keverési arányuk nagyobb, mint 0.5 g/kg; a körök a jég szemeket szimbolizálják, ahol a jég/graupel keverési aránya nagyobb, mint 1 g/kg; a pontok az esőcseppeket jelentik, ahol az eső keverési aránya nagyobb, mint 1 g/kg. A bal felső sarokban a kezdeti indítástól eltelt idő, illetve mellette az ennek megfelelően a vízszintes és függőleges tengelyeken a beosztások távolsága 1 km. A magasság a talajszint feletti magasságnak felel meg. Jelen esetben a talaj szintje 800m-rel van a tenger szintje felett.

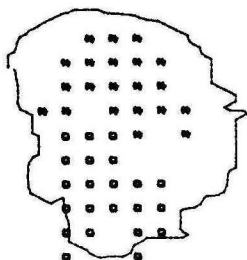
45. (1628.)



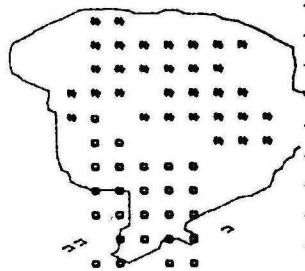
48. (1631.)



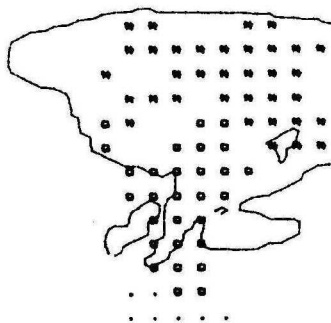
51. (1634.)



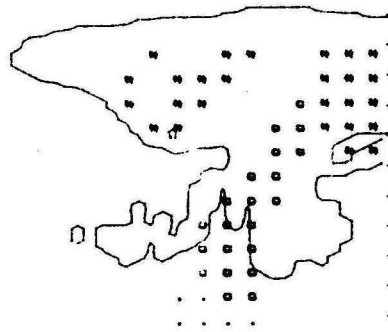
54. (1637.)



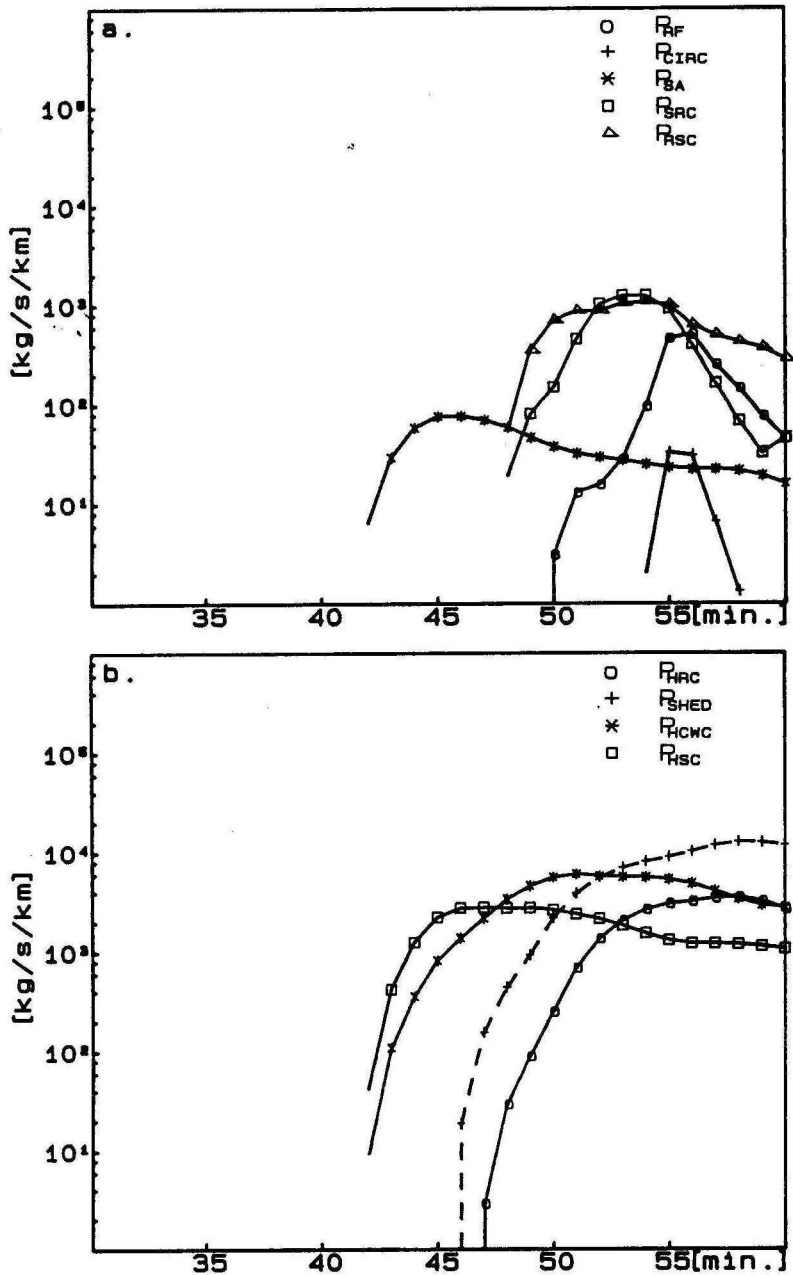
57. (1640.)



60. (1643.)



gesedése során újra felgyorsult, de ekkor már a keletkező hórészecskék száma jóval kevesebb volt. A későbbiekben a hórészecskék növekedésének fő forrása a felhőcseppekkel való koaguláció volt. Az első hórészecskék megjelenését az első radarecho megjelenésével lehet kapcsolatba hozni. A számított első echo magassága 6 és 7 km közé esett, ami megegyezik a megfigyelt magassággal. Az első radarecho megjelenését választottuk a modellezett és a valóságos folyamatok közötti időegyeztetésre, azaz: 40. perc - 1623 MDT. Az első echo megjelenése után az 5 dBZ-es kontúr által határolt tartomány igen gyorsan terjedt felfelé és lefelé is. (A csapadékelemek reflektivitását Rayleigh-szórást feltételezve határoztuk meg, ld. a függelék A9. fejezetét.) A kontúr teteje az 50. percben elérte a 10 km-es magasságot, az alja pedig az 51. percben elérte a talajt (5a. ábra). Ez a gyors terjedés megegyezik a valóságban tapasztaltakkal. Az első jégszemek a 42. percben (1625 MDT) alakultak ki a hórészecskék autokonverziója során 6.2 km-es magasságban (4a. ábra P_{SA} görbe). A King Air az első jégszemet 1626-kor detektálta 5.8 km-es magasságban. A későbbiek során a jég/graupel-hó, illetve a jég/graupel - felhővíz koaguláció vált a jég/graupel keverési arányának fő növekedési forrásává (4b. ábra P_{HSC} és P_{HCWC} görbék). Az első esőcseppek a 46. perc tájékán alakultak ki a -5 C-os hőmérsékleti szint alatt a nedvesen növekedő, vagy olvadó jégszemekről lesodródó vízből (4d. ábra P_{SHED} görbe). Az esőcseppek megjelenése után az eső-hó koaguláció során graupel jégszemembriók alakultak ki (4a. ábra P_{SRC} és P_{RSC} görbék). Az 50. percet követően néhány esőcsepp a feláramlás segítségével hidegebb tar-

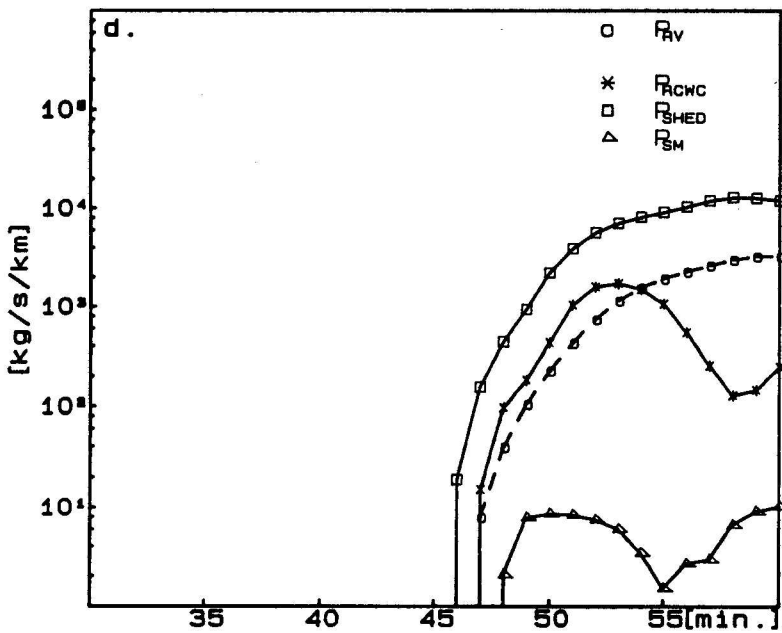
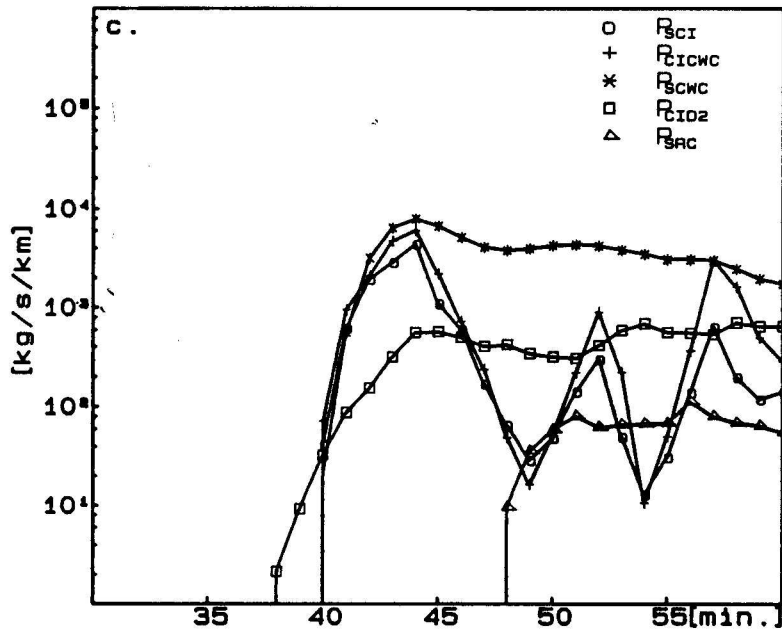


4. ábra: A főbb mikrofizikai folyamatok sebességének az egész tartományra vett összegét ábrázoljuk az idő függvényében.
 a) Jégszemek keletkezését meghatározó folyamatok.

- P_{RF} : esőcseppek spontán fagyása
- P_{CIAC} : felhőjég - eső koaguláció (kontakt magvasítás)
- P_{SA} : hórészecskék autokonverziója
- P_{SRC} : eső - hó koaguláció
- P_{RSC} : eső - hó koaguláció

b) Jégszemek koagulációs növekedését meghatározó folyamatok, valamint a víznek a jégszemekről történő lesodródása.

- P_{HRC} : eső - jég/graupel koaguláció
- P_{SHED} : víz lesodródása a jégszemek felületéről
- P_{HCWC} : felhővíz - jég/graupel koaguláció
- P_{HSC} : hó - jég/graupel koaguláció



4. ábra: c) A felhőjég és a hórészecskék keletkezését és növekedését meghatározó folyamatok.

- P_{SCI} : felhőjég - hó átalakulás (a felhőjég kristályok méretének növekedése miatt)
- P_{ICWC} : felhőjég zúzmarásodása
- P_{SCWC} : hórészecskék zúzmarásodása (felhőcseppek)
- P_{ERC} : hórészecskék zúzmarásodása (esőcseppek)
- P_{ID2} : felhőjég kristályok depozíciós növekedése (csak Bergeron - Findensein folyamat)

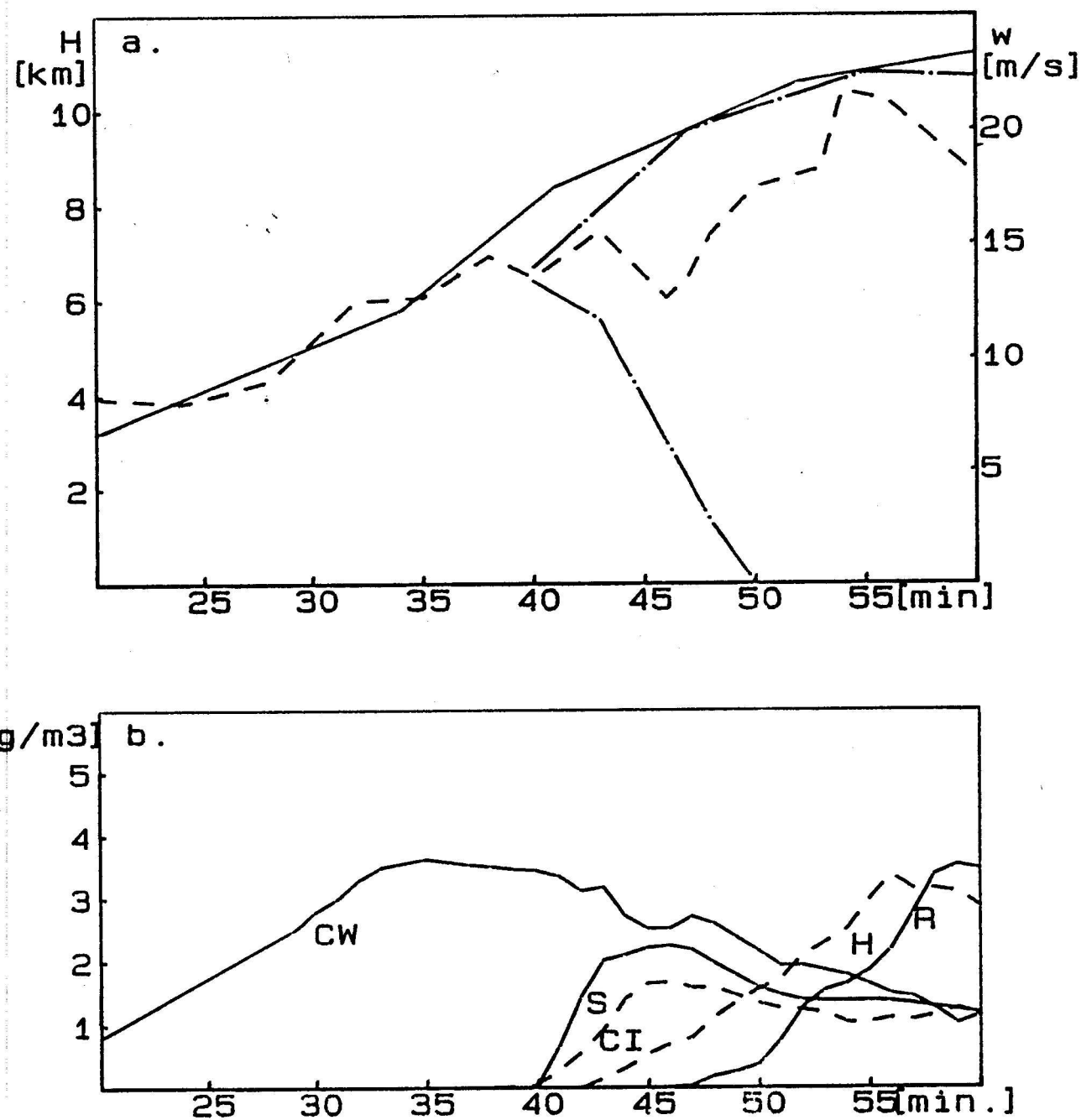
d) Az esőcseppek keletkezését és növekedését meghatározó folyamatok, valamint az esőcseppek párolgása (szaggatott vonal).

- P_{RV} : esőcseppek párolgása
- P_{RCWC} : felhővíz - eső koaguláció
- P_{SHED} : víz lesodródása a jég szemek felületéről
- P_{SM} : hórészecskék olvadása

tományba került, ahol megfagyva nagy sűrűségű jég szemembriókká alakultak (4a. ábra P_{RF} görbe). Mivel az esőcseppek a -5 C -os hőmérsékleti szint fölé csak a felhő disszipálódó stádiumában kerültek, és ekkor is csak kis koncentrációban, ezért az esőcseppek nem játszottak fontos szerepet a csapadékképződésben. A csapadék a Bergeron-Findeisenin folyamaton keresztül alakult ki. Ezt támasztja alá az 5b. ábra is, ahol a különböző hidrometeorok keverési arányának az egész tartományon vett maximumának időbeli változását mutatjuk be. Látható, hogy a felhőcseppek után felhőjég- és hóreszecskek, majd jég szemek, és legvégül esőcseppek alakultak ki. A modell némileg felülbecsülte a felhővíz keverési arányának maximumát, ami a vitorlázó repülőgép mérései alapján csak 2.5 g/m^3 volt. A felhő kiszáradásának kezdetét a felhővíz keverési arányának gyors csökkenése jelenti a 47. perctől.

Az 5a. ábrán a felhőtető magasságát, a feláramlási sebesség maximumát, valamint az 5dBZ -es kontúr aljának és tetejének magasságát ábrázoltuk az idő függvényében. Ezen paraméterek összehasonlítása a valós értékekkel lehetővé teszi a modell dinamikájának ellenőrzését. A felhőtető magasságát kb. 1.5 km -rel a modell felülbecsülte. A feláramlási sebesség maximumára a modell szintén nagyobb értéket adott, mint a megfigyelések, habár pusztán repülőgépes mérések alapján nem lehet kizárni az ilyen nagy feláramlási sebesség lehetőségét. A felhőtető magasságának túlbecslése mégis azt támasztja alá, hogy a modell felülbecsülte a feláramlási sebesség maximumát.

A 6. ábrán láthatók a King Air 5. berepülésének mérési adatai (6a. és 6b.), valamint az időben és helyben megfeleltetett mo-



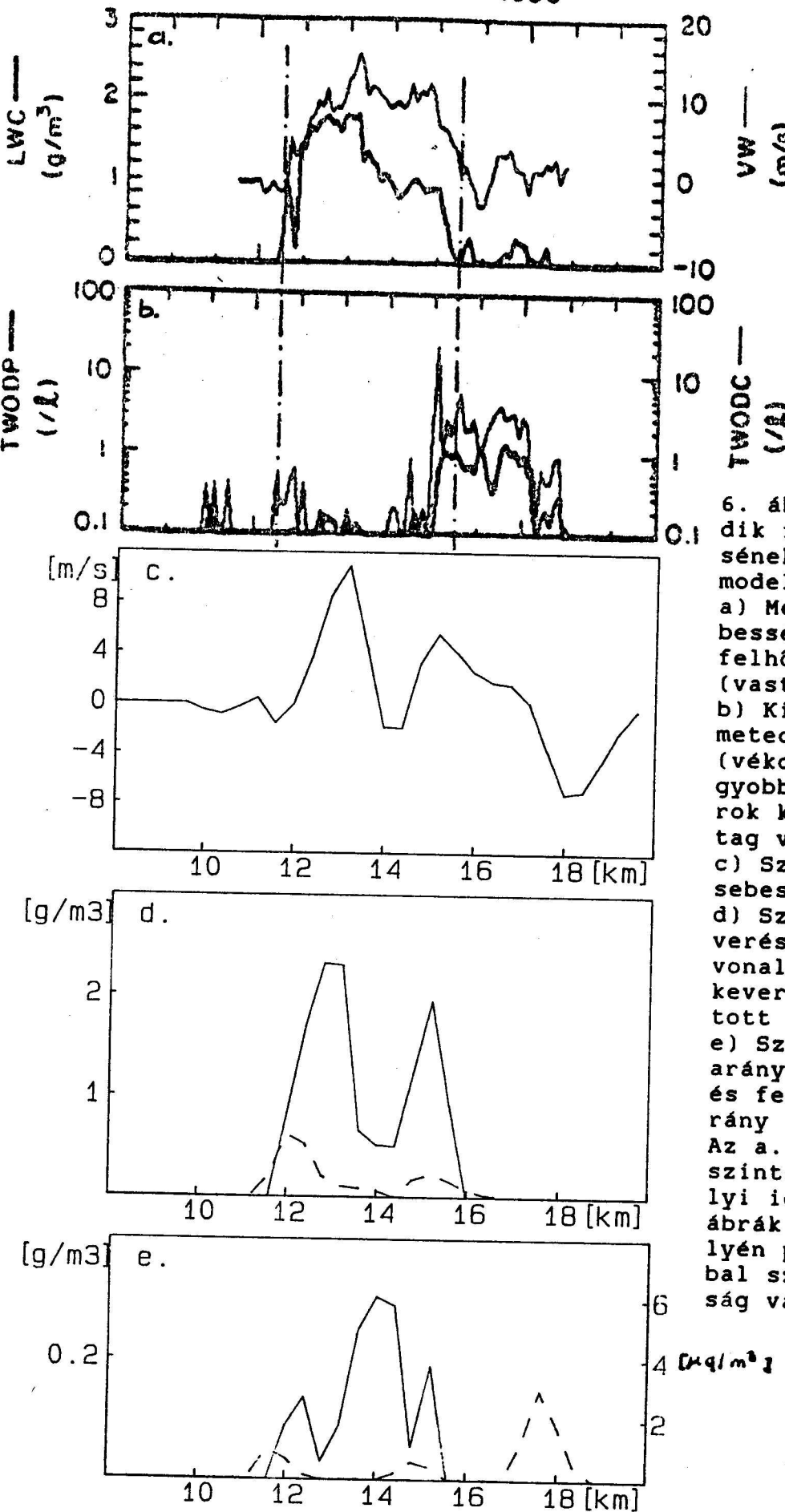
5. ábra:

- a) A látható felhőtető magasságának (folytonos vonal), az 5dBZ -es kontúr teteje és alja magasságának (szaggatott-pontozott vonal), valamint a feláramlási sebesség maximumának (szaggatott vonal) időbeli változása. A magasság a talajszint feletti magasságot jelenti.
- b) A különböző típusú hidrometeorok maximális keverési arányának időbeli változása. A 'CW' a felhővízet, a 'CI' a felhőjeget, az 'S' a havat, az 'R' az esőt és a 'H' a jég/graupelt jelenti.

dellezett értékek (6c., 6d. és 6e.). A 6c. ábra a számolt feláramlási sebességet mutatja. A kb. 11 m/s -os maximális érték némileg alacsonyabb a mért maximumnál. A 14. km környékén jelentősebb eltérés figyelhető meg, a számított sebesség jóval nagyobb mértékben csökken, mint a mért sebesség. Hasonló eredményt publikált Helsdon és Farley, akik szintén kétdimenziós, síkszimmetrikus, "bulk" parametrizációs modellt használtak és az irodalomból ismert legrészletesebb leírást adják ezen zivatarfelhő modellezésének eredményéről [83]. Az irodalomból ismert, ezen felhőre vonatkozó háromdimenziós szimulációk ([43], [94]) nem térnek ki a repülőgépes méréssel való összehasonlításra, így nem lehet eldönteni, hogy az eltérés pusztán csak a kétdimenziós közelítés következménye-e. A 6d. ábrán a felhővíz és a jég szemek keverési arányának változása látható. A felhővíz keverési arányának változása jól követi a feláramlási sebesség változását. Mind a megfigyelések, mind a számítások alapján kb. 4 km széles az a tartomány, ahol a felhővíz keverési aránya nagyobb, mint nulla. A számított felhővíz keverési arány általában többé-kevésbé felülmúlja a mért értékeket (ld. még I. Táblázat). Erre illetve arra, hogy a modell alulbecsülte a felhőalap magasságát némi magyarázatul szolgál, hogy a felhő kialakulásával egyidőben a talajról felemelkedő repülőgépek a talaj közelében alacsonyabb vízpára keverési arányt mértek, mint a rádiószonda (9.5-11 g/kg). Ellentétben a felhőcseppekkel a jég szemek (6d. ábra) és a hórézecskek (6e. ábra) inkább azon tartományokban található nagyobb koncentrációban, ahol a feláramlási sebesség viszonylag alacsony. A felhőjég részecskek keverési arányának gyors növekedése (6e. ábra) összefüggésben van a feláramlási sebesség hirtelen csök-

kenésével. (A számított relative nagy keverési arány 0.5 db/l , illetve ennél kisebb jégkristály koncentrációt jelent.) A számított keverési arányok, valamint a mért koncentrációk (6b. ábra) összehasonlítása nem könnyű, pl. a jég szemek koncentrációja egy-két nagyságrenddel is kisebb, mint a hórészecskéké, így annak ellenére, hogy a keverési arányuk nagyobb, arányuk a mért koncentrációban szinte elhanyagolható. Emiatt csak kvalitatív jellegű összehasonlítást tehetünk a mérési adatok és a számított értékek között: nagyobb koncentrációban szilárd halmazállapotú csapadékelemek (hó, jég/graupel) mind a mérések, mind a számítások alapján a feláramlási csatorna szélénél található, de míg a mért koncentrációkban közel nagyságrendnyi a különbség a feláramlási csatorna elülső és hátulsó oldalán, addig a modell közel azonos keverési arányokat adott a két oldalra. Hasonló eredményt kapott Helsdon és Farley is [83], ők azonban a keverési arányokban mutatkozó néhányszoros különbséget a felhő két oldalán a mérési eredményekkel való jó egyezés bizonyítékaként tekintik. Egyparaméteres, exponenciális, méret szerinti eloszlást feltételezve a csapadékelemekre (20., 23. és 28. egyenlet) - ezt használták ők is [83] - a részecskék koncentrációja a keverési arány $1/4$ -ik hatványával arányos, így a keverési arányokban mutatkozó eltérés semmiképpen nem egyeztethető össze a mért értékeknek megfelelő koncentrációkülönbséggel.

1629 1630



6. ábra: A King Air ötödik felhőbeli berepülésének adatai és annak modellezett megfelelői. a) Mért feláramlási sebesség (vékony vonal) és felhővíz keverési arány (vastag vonal). b) Kisebb méretű hidrometeorok koncentrációja (vékony vonal) és a nagyobb méretű hidrometeorok koncentrációja (vastag vonal). c) Számolt feláramlási sebesség. d) Számolt felhővíz keverési arány (folytonos vonal) és jég/graupel keverési arány (szaggatott vonal). e) Számolt hó keverési arány (szaggatott vonal) és felhőjég keverési arány (folytonos vonal). Az a. és b. ábrák vízszintes tengelyén a helyi idő, a c., d. és e. ábrák vízszintes tengelyén pedig a tartomány bal szélétől vett távolság van feltüntetve.

Az a. és b. ábrák Dye és munkatársainak cikkéből [63] lettek kimásolva.

A modell által számított paraméterek és mérési adatok további számszerű összehasonlítása az I. Táblázatban található.

I. TÁBLÁZAT

Paraméterek	Megfigyelés	Számítás
Felhőalap magassága	3.8 km	3.6-3.4 km
Felhőtető maximális magassága	10.5 km	11.8 km
5dBZ-es kontur terjedése felfele/lefele	6-8/10-12 m/s	7/5-12 m/s
Gyors növekedés időszaka	1620-1630	1618-1631
Maximális felhővíz keverési arány		
vitorlázó repülőgép	2.5 g/m ³	3.6 g/m ³
King Air mérés	1.8 g/m ³	2.2 g/m ³
Aerocommander mérés	0.3 g/m ³	1.2 g/m ³
Felhő kiszáradásának kezdete	1632	1630
Maximális feláramlási sebesség		
King Air mérés	15 m/s	11 m/s
Aerocommander mérés	9 m/s	8 m/s
Első echo magassága	7 km	7 km
Első graupel kialakulása	1626, 5.8 km	1625, 6.2 km
Maximális reflektivitás	55 dBZ, közel a talajhoz	62 dBZ, 3km

A magaságok a tengerszinthez viszonyítva, az időpontok helyi időben vannak megadva.

5.2 Második esettanulmány (MIST 1986. július 20.)

5.2.1 Megfigyelések, mérési adatok

A zivatarfelhőre és környezetére vonatkozó megfigyeléseket Wakimoto és Bringi [64], valamint Tuttle és munkatársai [3] munkája alapján az alábbiakban foglaljuk össze.

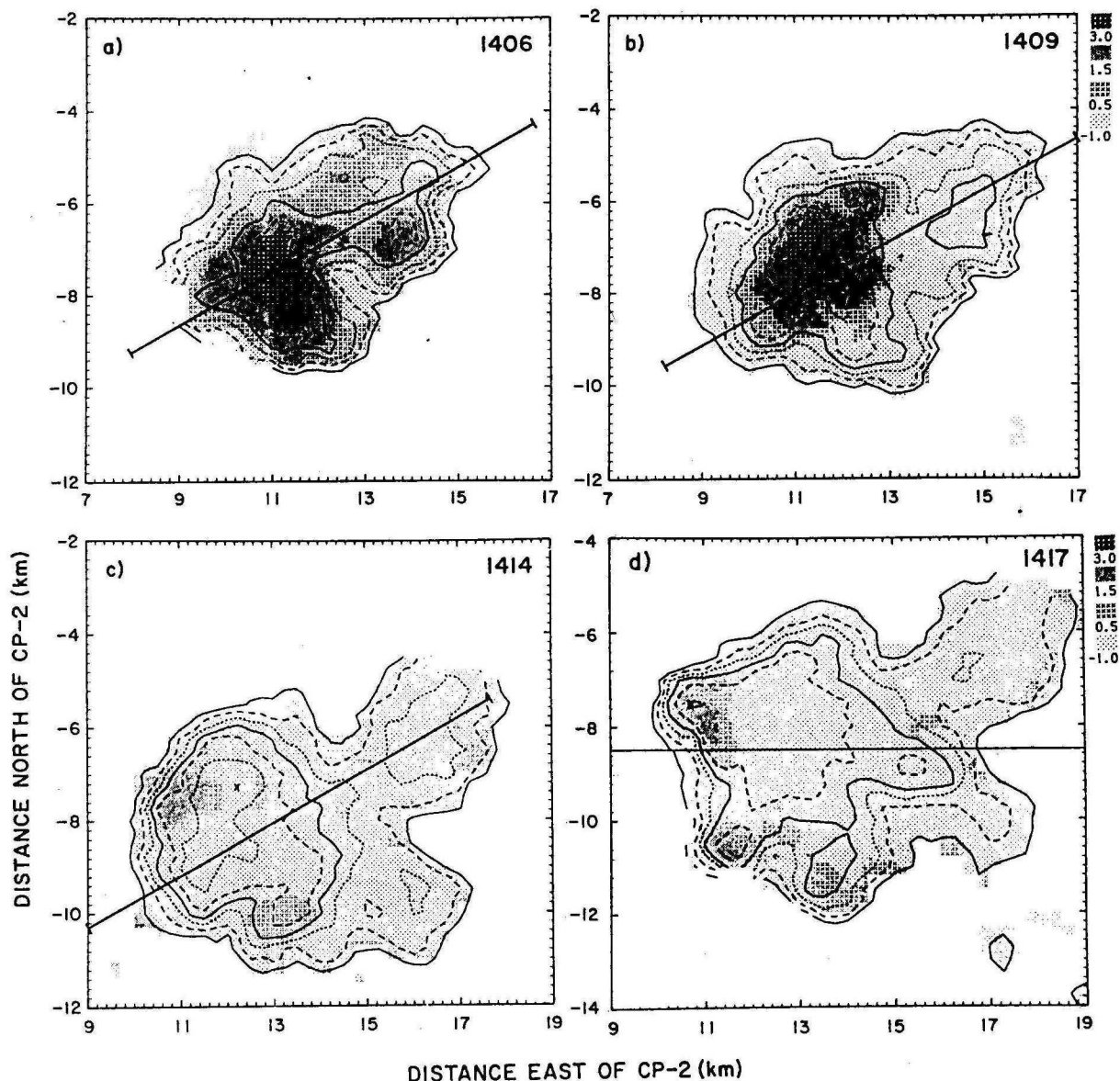
A zivatarfelhő egy hidegfront előtti melegszeletben alakult ki. A felhő legnagyobb magassága elérte a 14 km-t. Intenzív záporosó és borsó nagyságú jégszemek kíséretében egy 4km átmérőjű "microburst" fejlődött ki, amelyben a vízszintes irányú sebességkülönbség elérte a 30m/s-ot.

A légállapot meghatározására szolgáló rádiószondázást a "microburst" kialakulását megelőzően kb. 1.5 órával, a "microburst" középpontjától kb. 19km-re dél-délkeletre hajtották végre (2b. ábra). A vízszintes szélnyírás gyenge volt ($\sim 0.8 \cdot 10^{-3}$ 1/s), a szélirány a talajközeli rétegtől és a 10 km-nél magasabb tartománytól eltekintve 280° és 330° között változott. A konvektív instabilitás jelentős volt, $-7C$ -os emelési indexszel. A talajközeli rétegben a hőmérsékleti profil közel száraz adiabatikus volt ($\theta = 310$ K), és itt igen nedves is volt a levegő ($q \sim 18$ g/kg). A felhőalap magassága a rádiószondás mérések és a felhőről készült fotók alapján kb. 1.8 km volt.

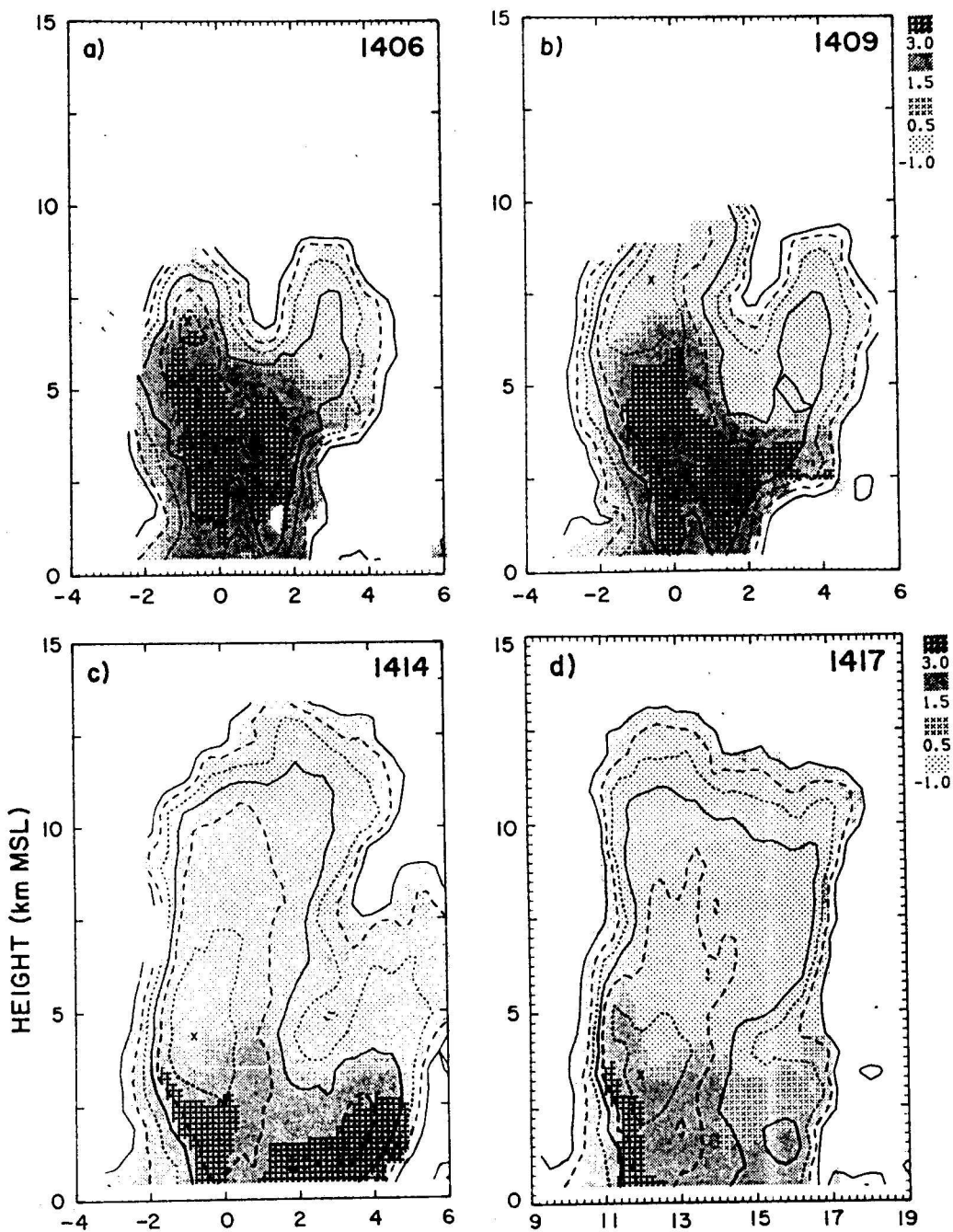
A zivatarfelhőben repülőgépes mérést nem végeztek, viszont több rádiólokátorral is mérték a zivatarfelhőt. Három Doppler-radarral a reflektivitáson kívül a levegő áramlási sebességét is mérték, és igen hasznos információkat szolgáltatott a 10 cm-es

hullámhosszon működő polarizációs lokátor is. Ez utóbbi az egymásra merőlegesen polarizált rádióhullámok visszaverődése során mért intenzitáskülönbség alapján lehetővé teszi a vízcseppeket és a jégszemeket tartalmazó tartományok elkülönítését.

A zivatarfelhő megfigyelését rádiólokátorral helyi idő szerint 1342-kor kezdték. 1405-ig a zivatarfelhő különböző fejlettségi állapotban lévő, kisméretű, rövid élettartamú cellákból állt. Ezek 2-3 km átmérőjűek voltak, magasságuk elérte a 6-7 km-t, és élettartamuk 10-15 perc volt. 1406-tól az egyik cella igen gyors fejlődésnek indult, a felhőtető magassága 8 perc alatt 8.5 km-ről 13.5 km-re nőtt. Az intenzív fejlődés kezdetétől a zivatarfelhő már egycellásnak volt tekinthető. A 7. és 8. ábrán láthatók a 10cm-es hullámhosszon mért reflektivitási kontúrok vízszintes és függőleges metszetben a zivatarfelhő gyors növekedésének kezdetétől addig az időpontig, amíg a kialakult "microburst" el nem érte legnagyobb intenzitását. A reflektivitási értékek mellett a polarizációs radarral mért reflektivitás-különbség (Z_{DR}) is leolvasható. (A $-1\text{dB} < Z_{DR} < 0.5\text{ dB}$ tartományban általában felhőcseppek és jégszemek találhatóak. A $0.5\text{dB} < Z_{DR} < 1.5\text{dB}$ tartományban az átlagos cseppméret $\sim 1\text{mm}$. Az $1.5\text{dB} < Z_{DR} < 3\text{dB}$ tartományban az esőcseppek mérete $\sim 2\text{mm}$. 3dB -nél nagyobb intenzitáskülönbség esetén a vízcseppek mérete nagyobb mint 3.5mm . A $Z_{DR} > 1.5\text{ dB}$ -es tartományt csaknem teljesen esőcseppek töltik ki, itt szilárd halmazállapotú csapadékelemek csak kis koncentrációban találhatóak).



7. ábra: 10cm-es hullámhosszon, 5.4 km-es magasságban készült vízszintes metszetek. A legkülső kontúr 5dBZ-es, majd a kontúrok 10 dB-enként követik egymást. A különböző módon sátozított tartományok a polarizációs radarral mért reflektivitás különbségeket jelölik. A vízszintes és a függőleges tengelyeken a radartól mért északi és keleti irányú távolságok vannak feltüntetve. Az ábrák jobb felső sarkában a helyi idő van feltüntetve. A felhőket metsző egyenes szakaszok a következő ábrán látható függőleges metszetek irányát mutatják. Az ábrát Tuttle és munkatársai cikkéből másoltuk [3].

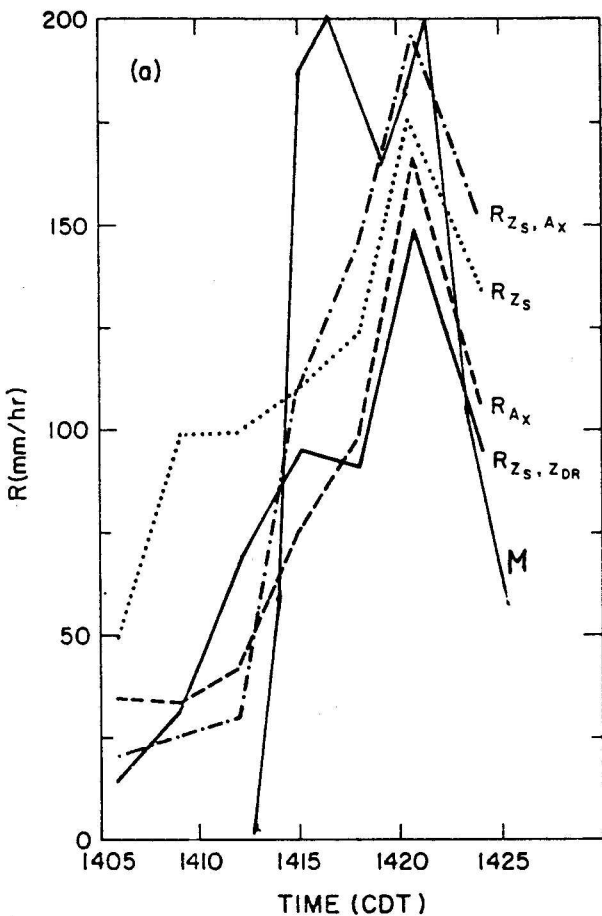


8. ábra: A jelölések ugyanazok, mint a 7. ábrán, csak itt a függőleges metszetek kerülnek ábrázolásra. A magasság a tengerszint feletti magasságot jelenti. Az ábrát Tuttle és munkatársai cikkéből másoltuk [3].

A zivatarfelhő intenzív fejlődésének kezdetén a $Z > 40\text{dBZ}$ -es tartomány csaknem teljesen egybeesik a $Z_{DR} > 1.5\text{dB}$ tartománnyal, amely 2 km-rel nyúlik az olvadási szint fölé és szélessége kb. 3 km. Ez azt jelenti, hogy a felhőben még csaknem kizárólag eső- és felhőcseppek vannak jelen, és még nem indult meg az esőcseppek spontán fagyása. A Doppler-radaros mérések alapján a feláramlási sebesség ekkor éri el a maximális értéket (25-30 m/s), és a feláramlási csatorna egybeesik a $Z_{DR} > 1.5\text{dB}$ -es tartománnyal. Három perc alatt (1409-re) a felhőtető gyors emelkedésével együtt jelentősen kiterjedt mind a 45, mind az 55 dBZ-es tartomány, de ekkor a Z_{DR} értékek alapján az utóbbit már csaknem kizárólag jégszemek, és legfeljebb felhőcseppek töltötték ki.

Az esőcseppek jelenléte ekkor már csaknem kizárólag a pozitív hőmérsékleti tartományra korlátozódott. A talajfelszíni és a Doppler-radaros mérések tanúsága szerint a microburst kialakulása arra az időre esett, amikor a 45 dBZ-es kontúr elérte a talajt (1414). Ekkor a felhő már tulajdonképpen leépülőben volt, aminek jelei: a reflektivitási gradiens jelentős csökkenése a felhőtetőnél (25 dBZ/km-ről 10 dBZ/km-re); a feláramlási sebesség maximuma 15 és 20 m/s közé csökkent; és megkezdődött az üllő kialakulása is, amely aztán 1419-re teljesen el is jegesedett. A "microburst" maximális intenzitását 1417-re érte el ($\Delta v = 30\text{m/s}$), és még további 7 percig tartott. A "microburst" kialakulásakor a talaj közelében egy igen keskeny ún. Z_{DR} lyukat (Z_{DR} közel 0) figyeltek meg, amiből arra lehet következtetni, hogy erre a szűk területre korlátozódott a jégeső. Ezt a talajfelszíni mérések is megerősítették, ugyanis jégesőt csak egy nagyon keskeny zónában

figyeltek meg. A 9. ábrán a rádiólokátoros mérések alapján különböző módszerekkel, 1.4 km-es magasságban meghatározott csapadékintenzitás maximumok kerültek ábrázolásra. Látható, hogy a különböző módszerekkel meghatározott esőintenzitás-értékek jelentős szórást mutatnak, különösen 1415 előtt, amikor 100-300%-os különbségek is előfordultak. Ennek a következő lehet a magyarázata: amikor a csapadék kihullása a nagyobb méretű esőcseppek kiesésével kezdődik, az egyhullámhosszas módszeren alapuló csapadékintenzitás-mérés a cseppmérettől való erős függés miatt (hatodik hatvány) jelentősen túlbecsülheti a kieső csapadék mennyiségét. Ezen ábráról az is leolvasható, hogy milyen nagy bizonytalansággal bír a csapadékintenzitás rádiólokátorral történő meghatározása.

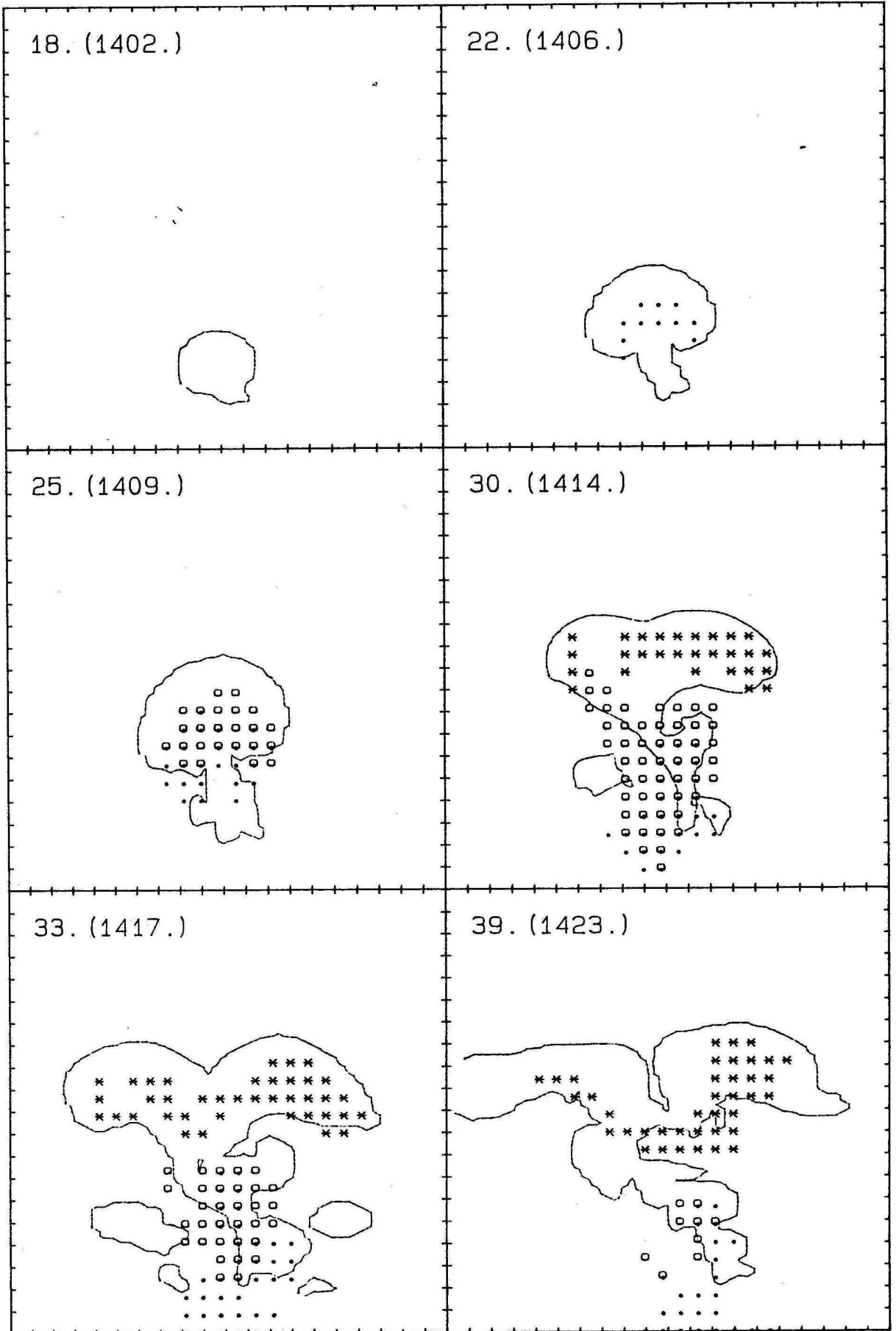


9. ábra: Különböző mérési módszerek, illetve a modell alapján számolt maximális esőintenzitás 1.4 km-es magasságban. R_{Zs} jelenti a 10cm-es hullámhosszon mért reflektivitás alapján meghatározott esőintenzitást, R_{Ax} jelenti a 3cm-es hullámhosszon mért reflektivitási gradiens alapján meghatározott esőintenzitást, és R_{ZDR} jelenti a polarizációs mérések alapján meghatározott esőintenzitást. Az 'M' betűvel jelölt folytonos vonal a modell alapján meghatározott maximális esőintenzitás időbeli változását mutatja. Ezen görbe kivételével az ábra Tuttle és munkatársai cikkéből [3] lett kimásolva.

5.2.2 Eredmények

A kezdeti feltételek meghatározásakor a szondázás segítségével kapott vízszintes szelet a felhő fő vonulási irányába (300°) vetítettük. Mivel a szélnyírás jelentéktelen volt, és a maximális szélsébség is csak 6 és 7 m/s között változott, ezért a sebességeket minden szinten 2 m/s-al csökkentettük, hogy a felhőt a tartomány közepén tartsuk. Repülőgépes mérések hiányában a felhőcseppek koncentrációját a tipikusan kontinentális 500 cm^{-3} -nak választottuk. A kezdeti perturbációt a (75) egyenlettel határoztuk meg $\Delta T_{\text{MAX}} = 3 \text{ C}$ és $\Delta q_{\text{MAX}} = 2 \text{ g/kg}$ maximális perturbációs értékekkel. Próbálkoztunk kisebb értékekkel is, de ekkor a kialakuló felhők csak 6 - 7 km magasak voltak. Ez összhangban van azzal a megfigyeléssel, miszerint a nagy konvektív instabilitás ellenére a kialakuló cellák 1405-ig csak 6-7 km -es magasságig nőttek, majd rövid időn belül leépültek. Elképzelhető, hogy az intenzív növekedést egy ilyen erősebb talajközeli perturbáció váltotta ki.

A 10. ábrán látható a zivatarfelhő sematikus képe a számítások megkezdését követő 18. perctől kezdve. A képek most nem egyenletes időközönként kerülnek bemutatásra, mivel igyekeztünk olyan időpontokat kiválasztani, amelyekhez radaros mérések is rendelkezésre állnak (ld. 7. és 8. ábra). A felhő kialakulását követően igen gyorsan fejlődött, a 18. percben a felhőtető magassága már 5 km volt. A 16 - 17. percben kezdődött a felhőcseppek autokonverziója és kialakultak az első esőcseppek (11d. ábra R_{cwn} görbe). A későbbiekben az esőcseppek gyorsan növekedtek a felhőcseppekkel való koaguláció során. A 22. percre az esőcseppek keverési aránya annyira megnőtt, hogy a számított reflektivitás elérte az 55dBZ-t.



10. ábra: A felhő sematikus képe. A jelölések ugyanazok, mint a 3. ábrán. (A tengerszint feletti magasság jelen esetben kb. 200m.)

Ezt az időpontot választottuk a modellezett és a valóságos folyamatok közötti időegyeztetésre (22 - 1406). Ennek alapja, hogy mind a valóságban, mind a modell alapján ekkor a felhőtető magassága kb. 8 - 8.5 km, és mindkét esetben ez idő tájt kezdődik a felhő intenzív növekedése. Ezen egyeztetést az is alátámasztja, hogy mind a Doppler-radaros mérés, mind a modell a felhő életének erre a szakaszára adta a maximális feláramlási sebességet (12a. ábra). A felhő ekkor még csaknem kizárólag kisebb és nagyobb méretű vízcseppekből állt. A 13. ábrán láthatók a 7. és a 8. ábrán megadott vízszintes és függőleges metszetekkel megegyező időpontokhoz rendelt, számított függőleges reflektivitási metszetek. Sajnos, mint az a 7. ábrán is látható, a mért függőleges metszetek síkja nem egyezik meg a modell síkjával. A számított és mért reflektivitási képet összehasonlítva a legszembetűnőbb különbség az, hogy míg a számítások szerint a csapadék csak a 30. perc (1414) tájékán éri el a talajt, addig a valóságban ez már jóval előbb megtörtént. Ez a korábbi csapadék a talaj közelében származhat a még létező, de már leépülő cellából (8a. ábra, jobb oldali rész), illetve a "bulk" parametrizálás miatt az eső később kezd el esni a szimulálás során, mint a valóságban. Ha a magasabb reflektivitási értékeket hasonlítjuk össze, akkor a különbség már nem ilyen nagy. A 22. percben a 45 dBZ-es kontúr a mérés szerint kb. 2.5 km-től 7.5 km-ig terjedt, míg a számítások alapján 3.5 km-től 7 km-ig. Az 13. ábrán a satírozott terület azon tartományokat jelenti, ahol az eső keverési aránya nagyobb, mint 5 g/kg és a jég/graupel keverési aránya kisebb, mint 1 g/kg. Az 5 g/kg-os eső keverési arányhoz tartozik az a kb. 3 mm-es átlagos cseppméret, ami nagyjából megfelel a 3dB-es Z_{DR} értéknek. A 22. és a 25. perc-

ben a reflektivitási kontúrok alján elhelyezkedő betüremkedés megfigyelhető a mért kontúrokon is. Ez a nagy feláramlási sebességgel magyarázható. A jég szemek kialakulása az esőcseppek spontán fagyásával kezdődik (11a. ábra, P_{RF} görbe). A 25. perc tájékán rövid ideig nagy számú jég szem keletkezik a túlhűlt esőcseppek hórészecskékkel történő kontakt magvasítása során (11a. ábra, P_{SRC} görbe). Mind a spontán fagyás, mind a kontakt magvasítás szerepe csökken, ahogy a nagyobb méretű esőcseppek visszaszorulnak a pozitív hőmérsékleti tartományba. A 13. ábrán (25. perc) és a 8b. ábrán is jól látható, hogy a 3mm-es és az ennél nagyobb esőcseppek csaknem kizárólag a pozitív hőmérsékleti tartományban találhatóak (a 0 C-os szint magassága ~5 km). A jég szemek - amelyek szinte teljes egészében fagyott csepp embriókból alakultak ki - az eső- és felhőcseppekkel való koaguláció során tovább növekedtek. A jég szemeknek a hórészecskékkel való koagulációja elhanyagolható volt (11b. ábra, P_{HSC} görbe). A 30. percre a felhő elérte a 13 km-es magasságot (a 20dBZ-es kontúr magassága ekkor 12 km volt). A megfigyelések szerint ekkor alakult ki a "microburst" a talajon. Ekkor már az 55 dBZ-es kontúr által határolt tartomány is erősen megközelítette a talajt. A modell szerint a tartomány alja kb. 1 km-en volt, a mért függőleges metszet alapján kb. 2.5 km-en. A 11d. ábrán jól látható, hogy ez idő tájt majdnem egy nagyságrenddel megnő a jég szemekről az egész tartományban időegység alatt lesodródó víz mennyisége (P_{SHED} görbe). A lesodródás nagyrészt a jég szemek oladásának a következménye. Az esőcseppek keverési arányának gyors növekedésével jelentősen megnő az egész tartományra vonatkoztatott párolgási sebesség is (11d. ábra, P_{RV} görbe).

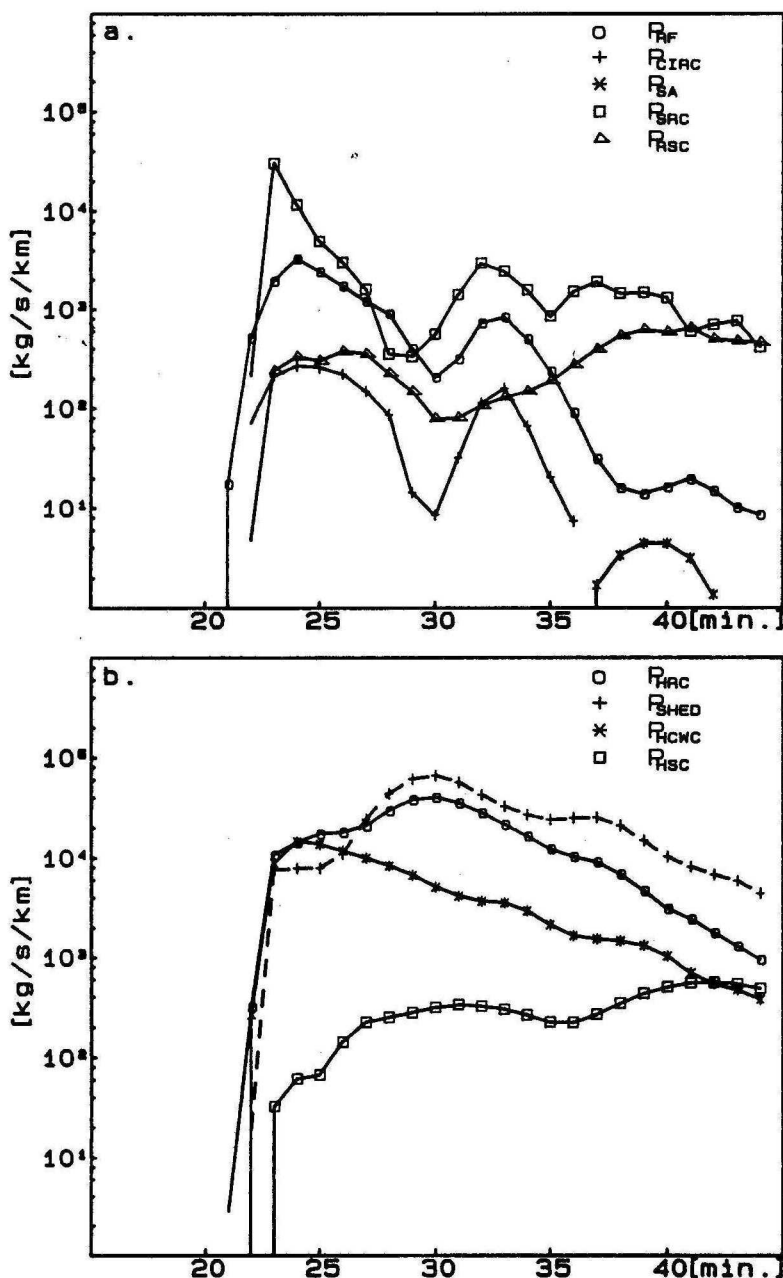
Ez a párolgás nagyrészt a felhőalap alatti tartományra korlátozódik. Valószínű, hogy a két folyamat okozta hőelvonásnak döntő jelentősége volt a leáramlás, majd a "microburst" kialakulásában. A "microburst" maximális intenzitását a 33. percben (1417) érte el, ami jól megegyezik a valóságos folyamathoz tartozó időponttal. A 12a. ábrán jól látható, hogy erre az időpontra tehető a feláramlási sebesség maximumának gyors csökkenése. A valóságban is ekkortól kezdve már csak 10-15 m/s - os feláramlási sebességmaximumot mértek. A megfigyelésekkel megegyezően jég csak egy nagyon keskeny zónában érte el a talajt (800-1200m).

A későbbiekben a "microburst" intenzitása csökkent, habár még mindig jelentősen felülmúlta a valós sebességkülönbséget. A talaj közelében fellépő erős hőmérsékletcsökkenés miatt (4-8C) csökkent a jégszemek olvadási sebessége. Ennek tudható be a 12b. ábrán megfigyelhető, maximális jég/graupel keveredési arány növekedés a 35. perc tájékán. A 40. percre a csapadékelemek nagy részének kiesésével és az üllő eljegesedésével a felhő teljesen disszipálódott.

A 9. ábrán összehasonlítjuk a számított, és a különböző mérési módszerekkel meghatározott esőintenzitást. A mérésekben mutatkozó nagy bizonytalanság miatt nehéz megítélni, mennyire elfogadható a modell által meghatározott intenzitás. Az minden esetre látszik, hogy a modellben az eső később kezd el esni. Erre már utaltunk a reflektivitási képek (8. és 13. ábra) összehasonlításakor is. Az intenzitásnak a valóságnál gyorsabb felfutását is valószínűleg a "bulk" parametrizálás okozta. A maximális intenzitásra a modell jó becslést adott.

Erről a zivatarfelhőről részletes tanulmányt készítettek Tuttle és munkatársai is [3]. Ők szintén egy kétdimenziós síkszimmetrikus, "bulk" parametrizációs modellt alkalmaztak a zivatarfelhő szimulálására. Mivel figyelmüket főleg a "microburst" kialakulására, illetve a kialakulás feltételeire irányították, ezért részletekbe menő összehasonlításra nincs lehetőség a modellek eredményei között. Az megállapítható, hogy a csapadékképződés jellegére vonatkozóan, és a "microburst"-öt kiváltó okokat illetően hasonló következtetésre jutottak. Nekik azonban nem csak azt az intenzív zivatarfelhőt sikerült leírniuk, amelynek leépülése a "microburst" kialakulásához vezetett, hanem - mint azt a valóságban is megfigyelték - az intenzív zivatarfelhő kialakulását megelőző több kisebb zivatarfelhő kialakulását és leépülését is. Ennek oka a konvekciós folyamatok beindulásához vezető kezdeti feltételek különbözőségében rejlik. A modellünkben alkalmazott "buborékos" perturbáció (75. egyenlet) általában csak egy cella kialakulását teszi lehetővé, és az is igaz, hogy a "buborék" paramétereinek meghatározása is elég önkényes. Tuttle és munkatársainak modelljében a konvekció beindulásához a talajról kiinduló állandó nagyságú hőáram vezetett, ami lehetővé tette, hogy egy zivatarfelhő leépülése után egy újabb alakuljon ki. Kétségtelen, hogy ez utóbbi közelítés közelebb áll a valósághoz, de jóval több számítógépidőt igényel. (Míg modellünkben a kezdeti indítás után kb. 15 perccel kialakult a tanulmányozni kívánt zivatarfelhő, addig a másik esetben a kezdeti indítás után kb. 80 perccel jelent meg az első zivatarfelhő). Pontosabb becslést adtak a "microburst"-ben előforduló legnagyobb sebességkülönbségre is (25 m/s), szemben a modellünk által adott 50 m/s-al, ami jelentősen felülbecsli a mért 30 m/s-ot.

Szimulációjuk hiányosságai közül elsőként említik az eső keverési arányának jelentős felülbecslését. (A radaros mérések alapján valószínű 8-9 g/kg-os maximális érték helyett 14 g/kg-ot kaptak.) Ez lehet az oka annak is, hogy az általuk számított maximális csapadékintenzitás 300 mm/h, szemben a mért 200 mm/h-val. A hiba lehetséges okait nem vizsgálták, azonban valószínű, hogy az eltérés részben azzal magyarázható, hogy az állandónak tekintett, talajról induló hőáram a valóságosnál erősebb konvekciót eredményez. Erre utal az is, hogy a maximális felhőtető magasságot 1 km-rel felülbecslik. Az eltérés nagysága miatt valószínűleg más okok is közrejátszhattak, pl. az esőcseppek kialakulásához vezető folyamatok pontatlan modellezése. Mint a 11d. ábrán látható, a felhő fejlődésének kezdeti időszakától eltekintve az esőcseppek többsége a nedvesen növekedő, vagy olvadó jég szemek felületéről lesodródó vízből alakul ki. Az előző esettanulmányban ismertetett zivatarfelhő modellezésekor az átlagos jég szem hőmérséklet bevezetése a hagyományos jég szem növekedési leírás alkalmazásával összevetve a nedves növekedési tartomány csökkenését eredményezte [67]. Ha, mint valószínű, ebben az esetben is ez történik, akkor ez megmagyarázza, hogy miért kaptunk a valóságos értékhez jóval közelebb álló maximális eső keverési arányt és maximális csapadékintenzitást, szemben Tuttle és munkatársai eredményeivel, akik a hagyományos parametrizációs módszert alkalmazták a jég szem növekedésének leírására. Természetesen a különbség ezen feltételezett okának igazolásához a [67]-as irodalomban ismertetetthez hasonló összehasonlító számításokra lesz szükség.



11. ábra: A főbb mikrofizikai folyamatok sebességének az egész tartományra vett összegét ábrázoljuk az idő függvényében.

a) Jégszemek keletkezését meghatározó folyamatok:

P_{RF} : esőcseppek spontán fagyása

P_{CIRC} : felhőjég - eső koaguláció (kontakt magvasítás)

P_{SA} : hórészecskék autokonverziója

P_{SRC} : eső - hó koaguláció

P_{RSC} : eső - hó koaguláció

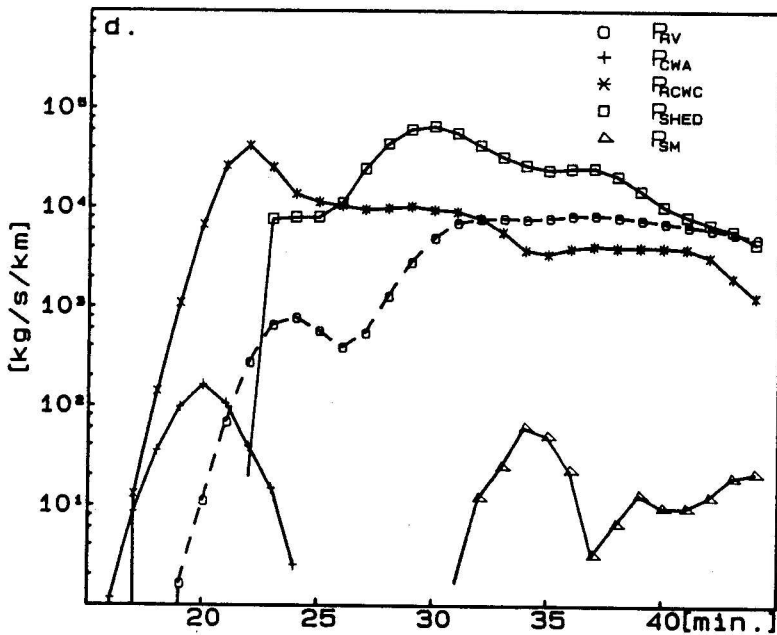
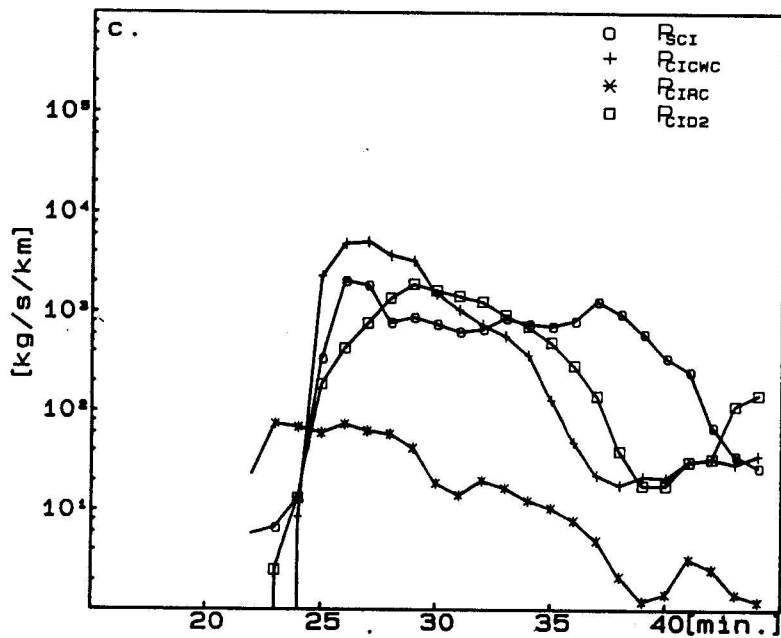
b) Jégszemek koagulációs növekedését meghatározó folyamatok, valamint a víznek a jégszemekről történő lesodródása

P_{HRC} : eső - jég/graupel koaguláció

P_{SHED} : víz lesodródása a jégszemek felületéről

P_{HCWC} : felhővíz - jég/graupel koaguláció

P_{HSC} : hó - jég/graupel koaguláció



11. ábra: c) A felhőjég és hórészecskék keletkezését és növekedését meghatározó folyamatok.

P_{SCI} : felhőjég - hó átalakulás (a felhőjég kristályok méretének növekedése következtében)

P_{ICWC} : felhőjég zúzmarásodása (felhőcseppek)

P_{IAC} : felhőjég zúzmarásodása (esőcseppek)

P_{ID2} : felhőjég kristályok depozíciós növekedése (csak a Bergeron - Findensein folyamat)

d) Az esőcseppek keletkezését és növekedését meghatározó folyamatok, valamint az esőcseppek párolgása.

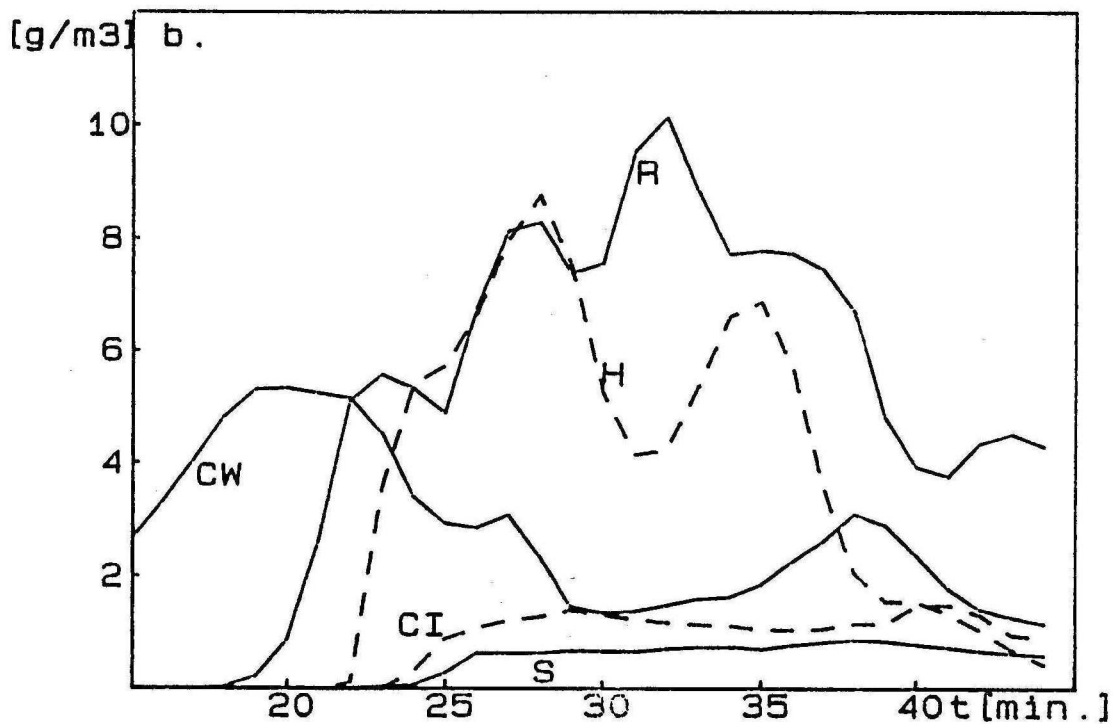
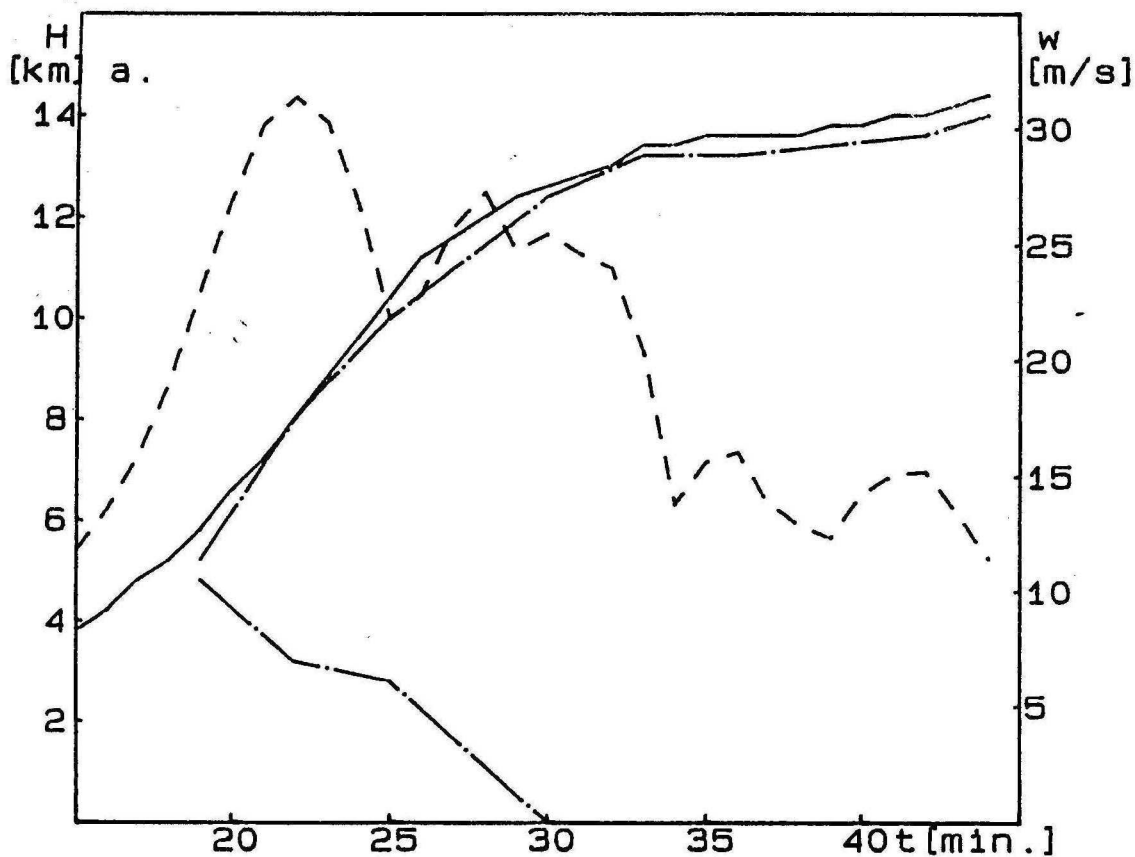
P_{RV} : esőcseppek párolgása

P_{CWA} : felhőcseppek autokonverziója

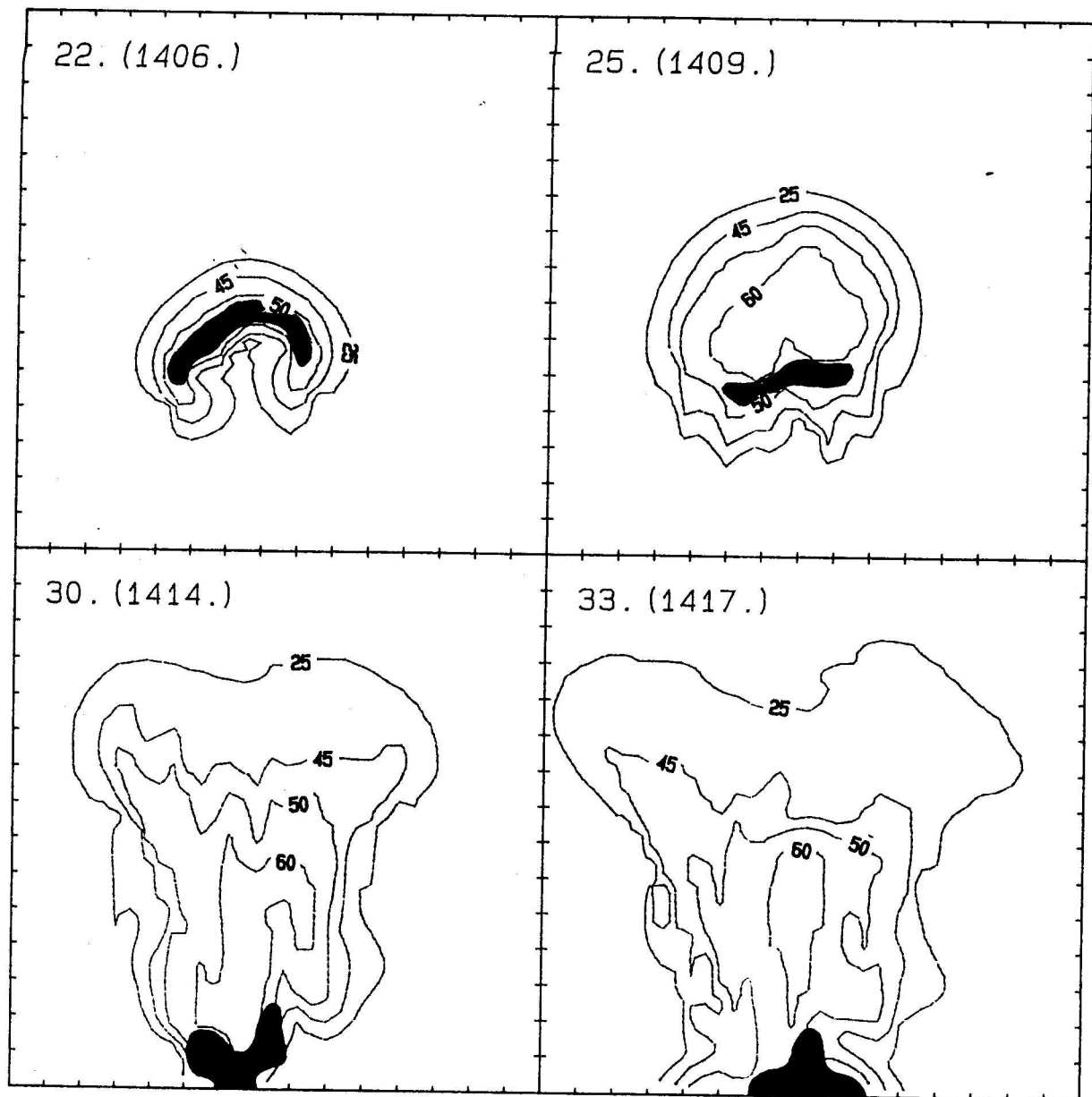
P_{RCWC} : felhővíz - eső koaguláció

P_{SHED} : víz lesodródása a jégszemek felületéről

P_{SM} : hórészecskék olvadása



12. ábra: a) A látható felhőtető magasságának, az 5dBZ-es kontúr teteje és alja magasságának, valamint a feláramlási sebesség maximumának időbeli változása.
 b) A különböző típusú hidrometeorok maximális keverési arányának időbeli változása.
 A jelölések ugyanazok, mint az 5. ábrán.



13. ábra: Számolt függőleges reflektivitási metszet. A feltüntetett kontúrokhoz tartozó reflektivitási értékek rendre 25 dBZ, 45 dBZ, 50 dBZ és 60 dBZ. A sátozott terület azt a tartományt jelenti, ahol az eső keverési aránya nagyobb, mint 5 g/m^3 , és a jég keverési aránya kisebb, mint 1 g/m^3 . Hozzávetőlegesen ez felel meg a $Z_{OR} > 3\text{dB}$ tartománynak. A függőleges és a vízszintes tengelyeken a beosztások távolsága 1km.

Néhány a modell által számolt és mért fizikai paraméter szám-
szerű összehasonlítása a II. Táblázatban található.

II. TÁBLÁZAT

Paraméter	Megfigyelés	Számítás
Felhőalap magassága	1.8 km	2.2 km
Felhőtető maximális magassága	14 km	14.6 km
Feláramlási sebesség maximuma	25-30 m/s	31.5 m/s
Felhővíz keverési arányának maximuma	-	5.6 g/m ³
Első jégszem kialakulása	~ 1406	1406
Felhőtető emelkedési sebessége a gyors növekedési fázisban	~ 10 m/s	~ 11 m/s
Gyors növekedés időtartama	1406-1414	1406-1412
Maximális reflektivitás	> 65 dBZ	66 dBZ
Maximális esőintenzitás 1.4 km-en	~200 mm/hr 1421-kor	200 mm/hr 1416 és 1421-kor
"Microburst" kialakulásának kezdete	1414	1414
"Microburst" maximális intenzitása	30 m/s (1417)	50 m/s (1417)

Az időpontok helyi időben vannak megadva.

5.3 Harmadik esettanulmány (BÁRJE 1988. 05. 27)

5.3.1 Megfigyelések, mérési adatok

A délelőtti óráktól kezdve viszonylag rövid élettartamú (~30 perc) egycellás zivatarfelhők alakultak ki a megfigyelt területen. A rádiólokátoros mérések tanúsága szerint a koradélutáni órákig (kb. 15 óráig) a kialakuló zivatarfelhők magassága 8 km és 10 km között változott, majd később -valószínűleg a talajközeli levegő további felmelegedése, valamint megnövekedett nedvessége miatt - már 11 km magas zivatarfelhők is kialakultak. A 1200GMT-s szegedi rádiószonda adatait használtuk a kezdeti értékek meghatározásához (2c. ábra). A szél iránya a talajközeli rétegtől eltekintve 135° és 145° között változott. A szélesség nagysága a talajtól a 600 mb-os szintig fokozatosan növekedve elérte a 8 m/s-ot, majd némi csökkenés után (500 mb-nál 5 m/s) hirtelen 10 m/s fölé emelkedett, és csak a tropopauza fölött (250 mb) csökkent újra 5 m/s -ra.

A nap folyamán a megfigyelt zivatarfelhők száma meghaladta a harmincat. A modellezésre kerülő zivatarfelhőt az alábbi követelmények alapján választottuk ki:

- a) A zivatarfelhőben és környezetében nem történhetett magvasítás.
- b) Minél részletesebb rádiólokátoros és talajfelszíni mérések álljanak rendelkezésre.

Ezek alapján a védett terület északkeleti határa közelében elhaladó zivatarfelhőt választottuk ki, amelyet helyi idő szerint 1213 és 1300 között folyamatosan figyeltek rádiólokátorral (10 cm-es hullámhosszon), és néhány radarképről fotó is készült (14. ábra). Sajnos a délutáni órákban ugyanezen a területen két, a

fent említetthez hasonló intenzitású zivatarfelhő vonult át, így a jégesőindikátoros megfigyelések alapján nem lehet eldönteni egyértelműen, hogy az általunk modellezni kívánt zivatarfelhő adott-e jeget a talajon, és ha igen, akkor milyen méretű jégszemek érték el a talajt. A zivatarfelhő által érintett területen elhelyezett 6 jégesőindikátor kiértékelése [95] alapján megállapítható, hogy kb. 1240 -ig jégeső nagy valószínűséggel nem esett a felhőből. Az egyetlen, jégeső verte indikátort azon a területen találták, ami felett a felhő már leépülő stádiumában vonult keresztül, így valószínűleg az indikátoron nyomot hagyó jégszemek nem ebből a felhőből estek ki. Nem lehetett megállapítani a felhőből kihulló csapadék intenzitását, mivel a felhő mozgása során nem érintette a csapadékmérővel felszerelt rakétakilövő állomásokat. Ezen állomások lehetővé tették a talajfelszíni hőmérséklet és páratartalom pontosabb meghatározását a zivatarfelhő kialakulásának környezetében. Eszerint a levegő hőmérséklete nagyjából megegyezett a Szegeden mért 24.5 C-kal, a levegő nedvességtartalma viszont egy kicsit magasabb volt (10 g/kg a szegedi 9 g/kg helyett).

A kialakuló zivatarfelhőre az első mérést 1213-kor végezték. Ekkor a maximális reflektivitás már meghaladta a 40 dBZ-t, de még nem érte el az 50 dBZ-t. A 30 dBZ-es és a 40 dBZ-es kontúrok magassága rendre 6.6 km és 5.8 km volt. Az ezen kontúrok által határolt tartomány nagyrészt a -5 C-os hőmérsékleti szint (~4 km) felett volt található. A felhő elég lassan fejlődött, a 40 dBZ-es kontúr teteje 1223-kor érte el a maximális 7.4 km-es magasságot. A maximális reflektivitás 10 perc alatt kb. 10 dB-t nöött, és az 50 dBZ-es kontúr teteje 4.8 km magasan volt.

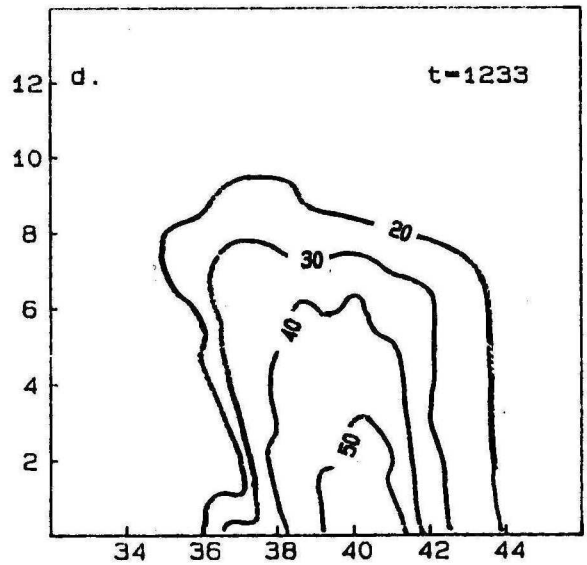
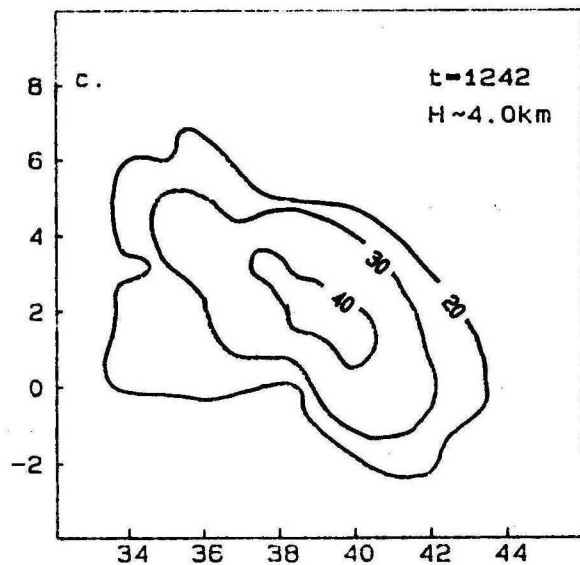
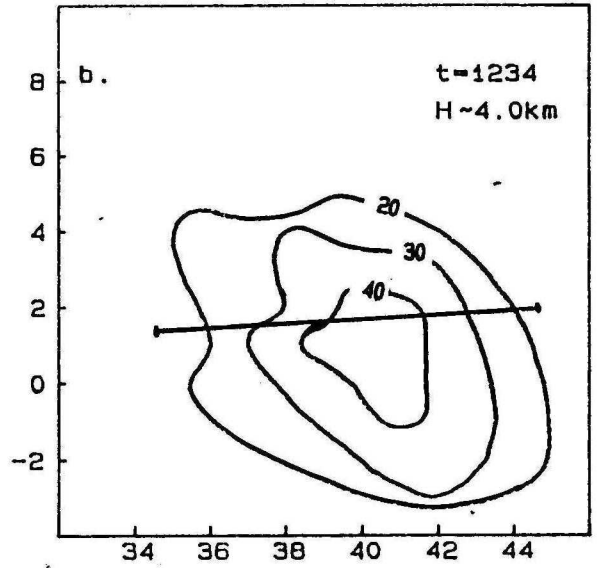
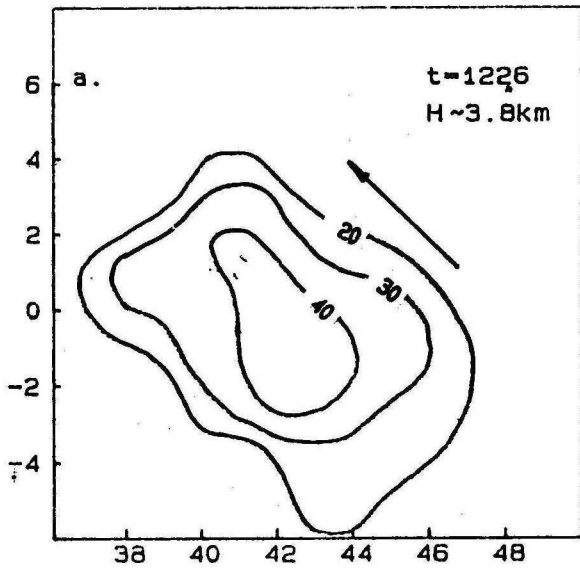
1223 után a felhő már nem fejlődött tovább. A későbbiekben 50dBZ-nél nagyobb reflektivitást már csak a 0 C-os hőmérsékleti szint alatt (~3.1 km) figyeltek meg. A 40 dBZ-es kontúr teteje 1228-ra 6.4 km-re csökkent. Ezután ez a magasság már nem csökkent lényegesen, 1240-kor 6.2km-t és 1254-kor 5.4 km-t mértek. A felhő életének három szakasza jól nyomon követhető a 40 dBZ-es kontúr területének változásán a -5C-os és -10C-os hőmérsékleti szintek közötti kvázi vízszintes metszeten. A felhő fejlődése során kb. 1213-tól kb. 1223-ig a terület 4 km²-ről 9 km²-re növekszik. A csapadék kiesésének kezdetére ez a terület még egy kicsit megnő. 1225-től 1230-ig a terület nem változik lényegesen (10-11 km²). Ebben az időszakban tekinthető kifejlett állapotban lévőnek a felhő. Ezután a kontúr területének csökkenése (1242-re 4.5km²) mutatja, hogy a felhő a leépülés stádiumába került.

5.3.2 Eredmények

A vízszintes szél kezdeti értékének meghatározásakor a rádiószonda által mért szelet a felhő fő vonulási irányába (135°) vetítettük. Az 500mb-os szint környékén mutatkozó erős szélnyírás ($5 \cdot 10^{-3}$ 1/s) csökkentése érdekében a vetítés után kapott szélsébség értékeket az alábbi formula segítségével módosítottuk:

$$u_H(z) = \begin{cases} u_0(z) & \text{ha } u_0(z) > -5 \text{ m/s} \\ -5 + 0.25(u_0(z)+5) & \text{ha } u_0(z) < -5 \text{ m/s} \end{cases}, \quad (79)$$

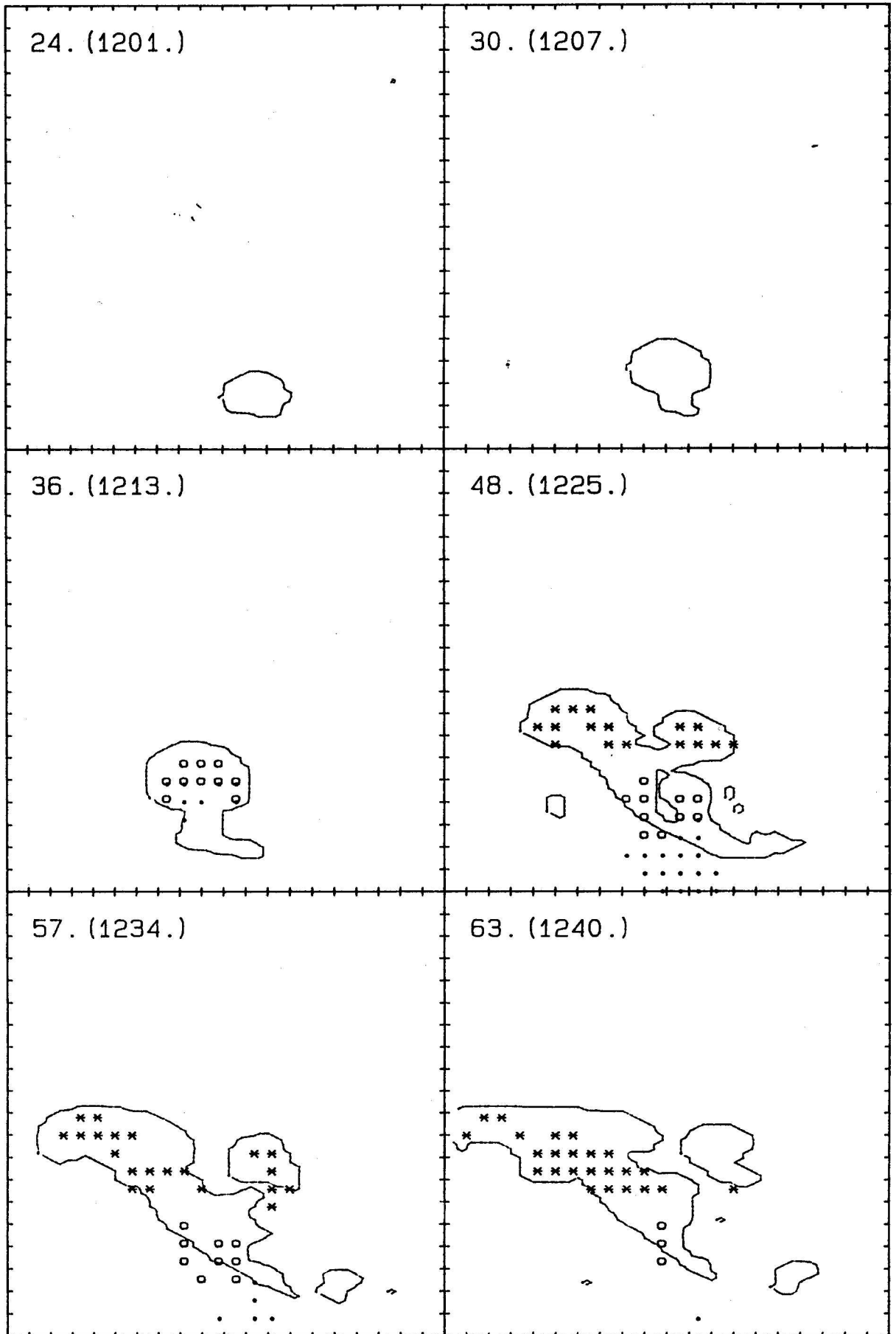
ahol $u_0(z)$ a vetítés után kapott szélsébség. (A negatív előjel azt jelenti, hogy a szél jobbról balra fúj.) Mivel az előzetes



14. ábra: MRL-5 típusú lokátorral, 10 cm-es hullámhosszon készült radarképek. A mérések ideje a jobb felső sarokban van megadva. Az a., b. és c. ábrákon kvázi vízszintes metszetek láthatók a jobb felső sarokban feltüntetett átlagos magasságban. A koordinátatengelyeken a radartól mért keleti és északi irányú távolságok vannak feltüntetve km-ben. A d. ábrán függőleges metszet látható, amely a b. ábrán megjelölt irányban készült. A vízszintes tengelyen a radartól mért távolság, a függőleges tengelyen a földfelszín feletti távolság van feltüntetve km-ben. A feltüntetett izovonalak rendre 20, 30, 40 és 50 dBZ-es reflektivitási értékeket jelentenek. Az a. ábrán a nyíl iránya a felhő vonulási irányát mutatja.

számítások alapján a már lecsökkentett szél is azt eredményezi, hogy a felhő 45-50 perc alatt elhagyja a vizsgált tartományt, ezért - az előző esettanulmányban alkalmazott sebességcsökkentés helyett - a tartomány mozgatásával tartottuk nagyjából a tartomány közepén a felhőt. A kezdeti hőmérséklet és nedvesség perturbációt a (75) egyenlettel ($\Delta T_{\text{MAX}}=3\text{C}$ és $\Delta q_{\text{MAX}}=2\text{g/kg}$), valamint a talajközeli 3km-es rétegben véletlenszerű, maximálisan $\pm 0.5\text{C}$ -os hőmérséklet-, és $\pm 7\%$ -os nedvesség-ingadozást feltételezve határoztuk meg. A felhőcseppek koncentrációját a tipikusan kontinentális 500 cm^{-3} -nek választottuk.

A 15. ábrán látható a felhő sematikus képe a 24. perctől kezdve. A felhő kialakulása után lassan fejlődött. A felhőtető emelkedési sebessége egy rövid időszaktól eltekintve (a 30. és a 35. perc között) 3 m/s vagy annál kisebb volt (ld. 16a. ábra). A felhőtető gyorsabb emelkedése (5m/s), valamint a feláramlási sebesség maximumának hirtelen növekedése a felhővíz maximális keverési arányának növekedésével volt összhangban (ld. 16a,b ábrák). Ebből arra lehet következtetni, hogy a felhő növekedését elsősorban a vízpára kondenzációja során felszabaduló látenshő határozta meg, és a fagyási folyamatok csak kevéssé befolyásolták a felhő dinamikáját. A 30. percig a felhő csak apró felhőcseppeket tartalmazott, az első esőcseppek a 30. perc körül alakultak ki a felhőcseppek autokonverziójának következtében, majd az így kialakult esőcseppek a felhőcseppek összegyűjtésével gyorsan növekedtek (ld. 17d. ábra). Az első jég szemek az esőcseppek kialakulása után 4 perccel jöttek létre a túlhűlt esőcseppek spontán fagyása során kb. 5km -es magasságban ($\sim -13\text{ C}$). Az első jég szemekkel szinte egyidőben alakultak ki az első jégkristályok,

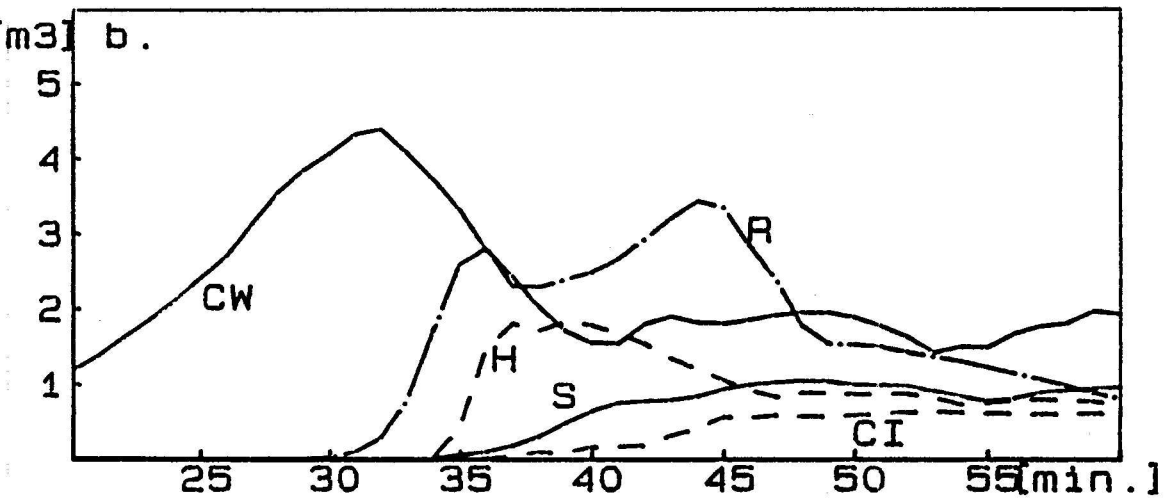
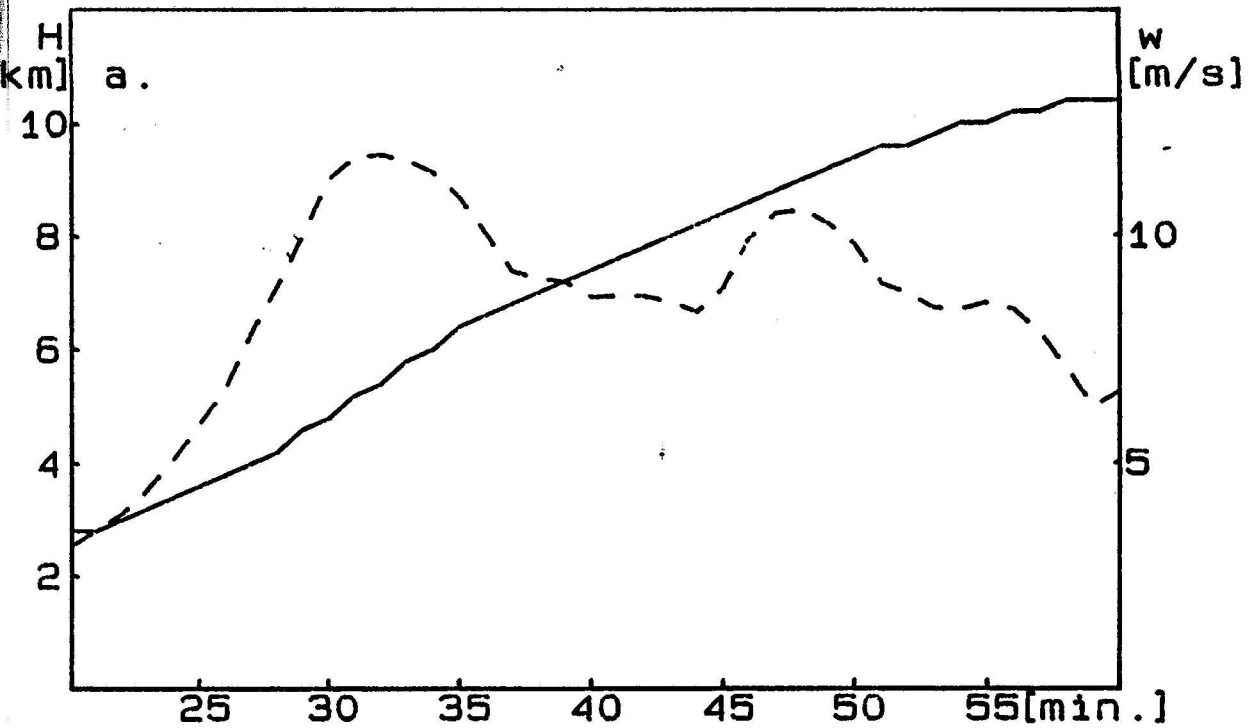


15. ábra: A felhő sematikus képe. A jelölések ugyanazok, mint a 3. ábrán, kivéve, hogy az esőcseppeket és a jég szemeket már 0.5 g/kg-os eső, illetve jég/graupel keverési arányánál is feltüntettük. A tengerszint feletti magasság 200m.

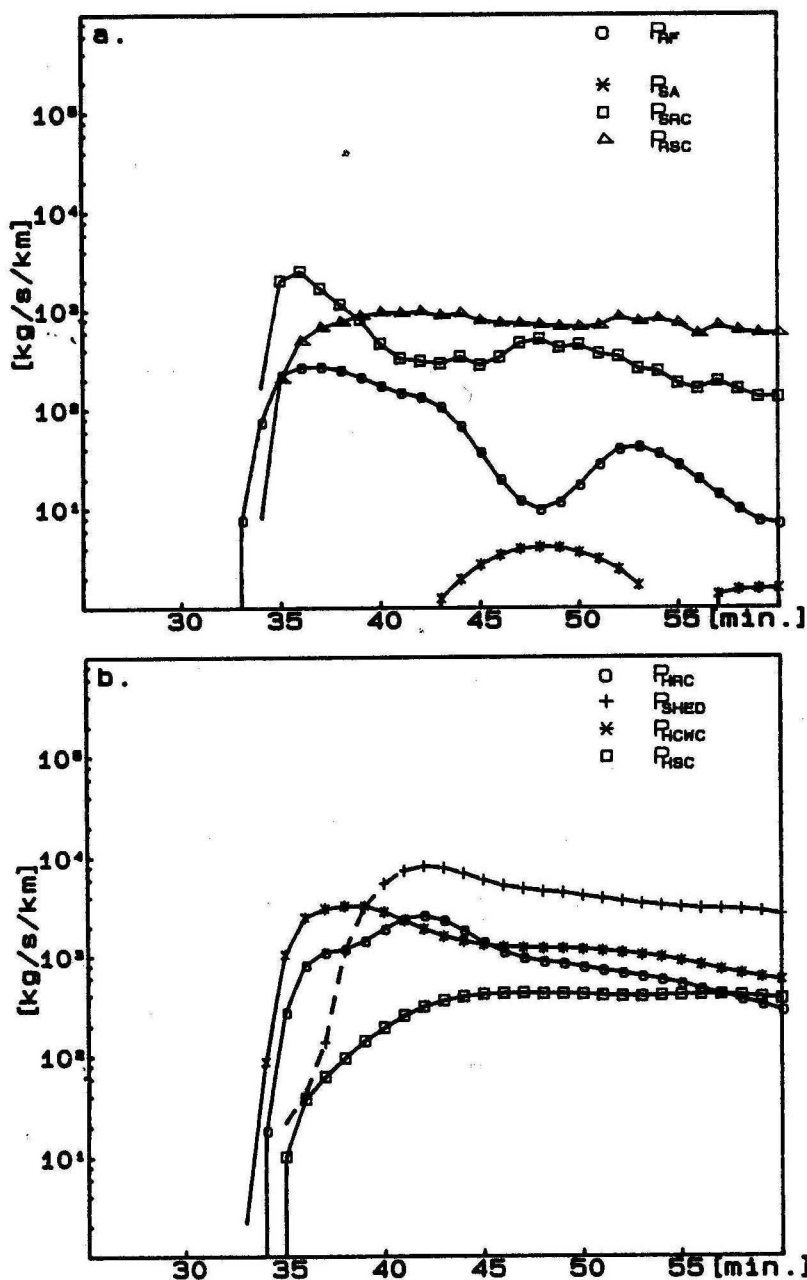
majd ezek intenzív zúzmarásodása miatt rövidesen az első hóré-
szecskék. A 35. perctől kezdve a jég szemek már jóval nagyobb
arányban keletkeztek a túlhűlt esőcseppeknek a hóré szecskékkel
történő kontakt magvasítása, mint spontán fagyása során (ld. 17a.
ábra). Az első radaros mérés a felhőről helyi idő szerint 1213-
kor történt. Ezt az időpontot választottuk a helyi és a modellbe-
li idő közötti egyeztetésre. A 1213-kor mért magasságot és maxi-
mális reflektivitást a szimulálás során a 36. percben érte el a
felhő. Meg kell jegyezni, hogy önmagukban ezek a paraméterek csak
hozzávetőleges időegyeztetést tesznek lehetővé, és mivel ezek a
paraméterek mind a valóságban, mind a modellezés során elég las-
san változtak, az időbeli eltolódás akár több perc is lehet. A 36.
perchez tartozó számított függőleges reflektivitási metszet a 18.
ábrán látható. A valósággal megegyezően a 30 dBZ-es kontúr teteje
6.6km-en volt, a maximális reflektivitás 40dBZ és 50 dBZ között
volt, valamint a 30 dBZ-nél nagyobb reflektivitású tartomány szin-
te teljes egészében a -5C -os hőmérsékleti szint felett volt ta-
lálható. A 17. ábrán jól látható, hogy a felhő első detektálásá-
nak időpontjára a mikrofizikai folyamatok többsége már beindult,
sőt, egy-két folyamattól eltekintve sebességük csökkent. A 40.
perctől kezdve az eső-felhővíz koagulációs folyamat sebességének
csökkenése, illetve a jég szemek olvadásának megnövekedett sebes-
sége miatt megnőtt a jelentősége a jég szemek felületéről lesodró-
zó víznek az eső keverési arányának alakulásában (17d. ábra). A
csapadék a talajt a 43. percben érte el. A csapadék intenzitása
az első öt percen kb. 50 mm/h, majd később fokozatosan csökkent.
A 60. percre szinte teljesen elállt az eső. A kiesett csapadék

mennyisége csak a zivatargócban érte el a 8.5 mm-t, egy szélesebb, kb. 5km-es körzetben az átlagos csapadékmennyiség csak kb. 5mm-nek adódott. A kiesett jégszemek mennyisége 0.1 mm volt, és maga a jégeső is csak a 45. perctől (1222) az 50. percig (1227) tartott. Ez a kis érték összhangban van azzal, hogy a kb. 9 km²-enként elhelyezkedő jégesőindikátorokon nem találtak jégszemnyomokat.

A modellezett és a valóságos folyamatok összehasonlítására ad lehetőséget a 18. és a 14. ábrák összevetése. Sajnos, függőleges metszetről fénykép csak egy készült, és ennek síkja sem esik egybe a modell síkjával. A 14a., b. és c. ábrán a kontúroknak a fő haladási irányba vett kiterjedését összehasonlítva a számított kontúrok vízszintes méretével elég jó egyezést kapunk, csak a legkülső, a 20-dBZ-es kontúr által határolt tartomány kiterjedését becsüli némileg alul a modell. A 18. ábrán is jól nyomon követhető a 40 dBZ-es kontúr szélességének növekedése a felhő fejlődése során, amit a kontúr által határolt tartomány magasságának némi növekedése kísért, majd a 40 dBZ-es kontúr szélességének csökkenése nagyjából változatlan magasságok mellett a felhőleépülése során. A függőleges metszeteket összehasonlítva (57. perc-1233) látható, hogy a számolt kontúrok magassága néhányszor 100m-es eltéréstől eltekintve jól megegyezik a megfigyelt magasságokkal, ez alól csak az 50 dBZ-es kontúr magassága a kivétel, amelyre a modell kb. 2 km-rel kisebb értéket adott. Az, hogy a modellezett felhő jobban dől, mint a 14d. ábrán látható metszet, annak is betudható, hogy míg a modell síkja a vonulási irányba esik, addig a mért metszet síkja erre majdnem merőleges.



16. ábra: a) A látható felhőtető magasságának és a feláramlási sebesség maximumának időbeli változása.
b) A különböző típusú hidrometeorok maximális keverési arányának időbeli változása.
A jelölések ugyanazok, mint az 5. ábrán.



17. ábra: A főbb mikrofizikai folyamatok sebességének az egész tartományra vett összegét ábrázoljuk az idő függvényében.

a) A jégszemek keletkezését meghatározó folyamatok:

P_{RF} : esőcseppek spontán fagyása

P_{SA} : hórészecskék autokonverziója

P_{SRC} : eső - hó koaguláció

P_{RSC} : eső - hó koaguláció

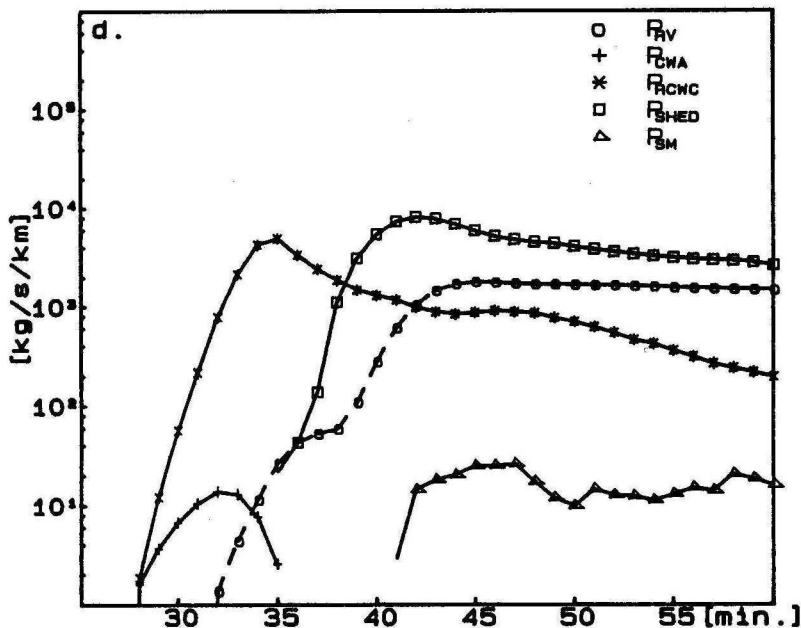
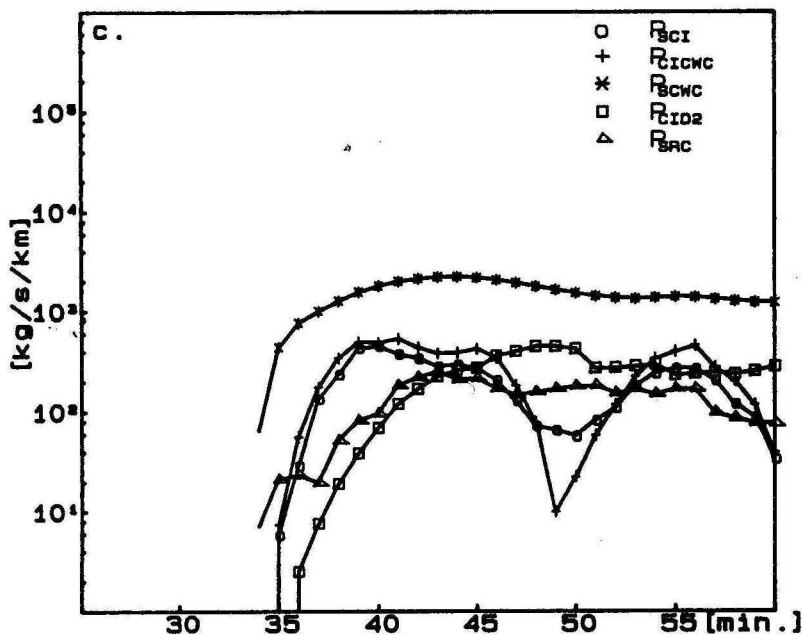
b) A jégszemek koagulációs növekedését meghatározó folyamatok, valamint a víznek a jégszemekről történő lesodródása:

P_{HRC} : eső - jég/graupel koaguláció

P_{SHED} : víz lesodródása a jégszemek felületéről

P_{HWC} : felhővíz - jég/graupel koaguláció

P_{HSC} : hó - jég/graupel koaguláció

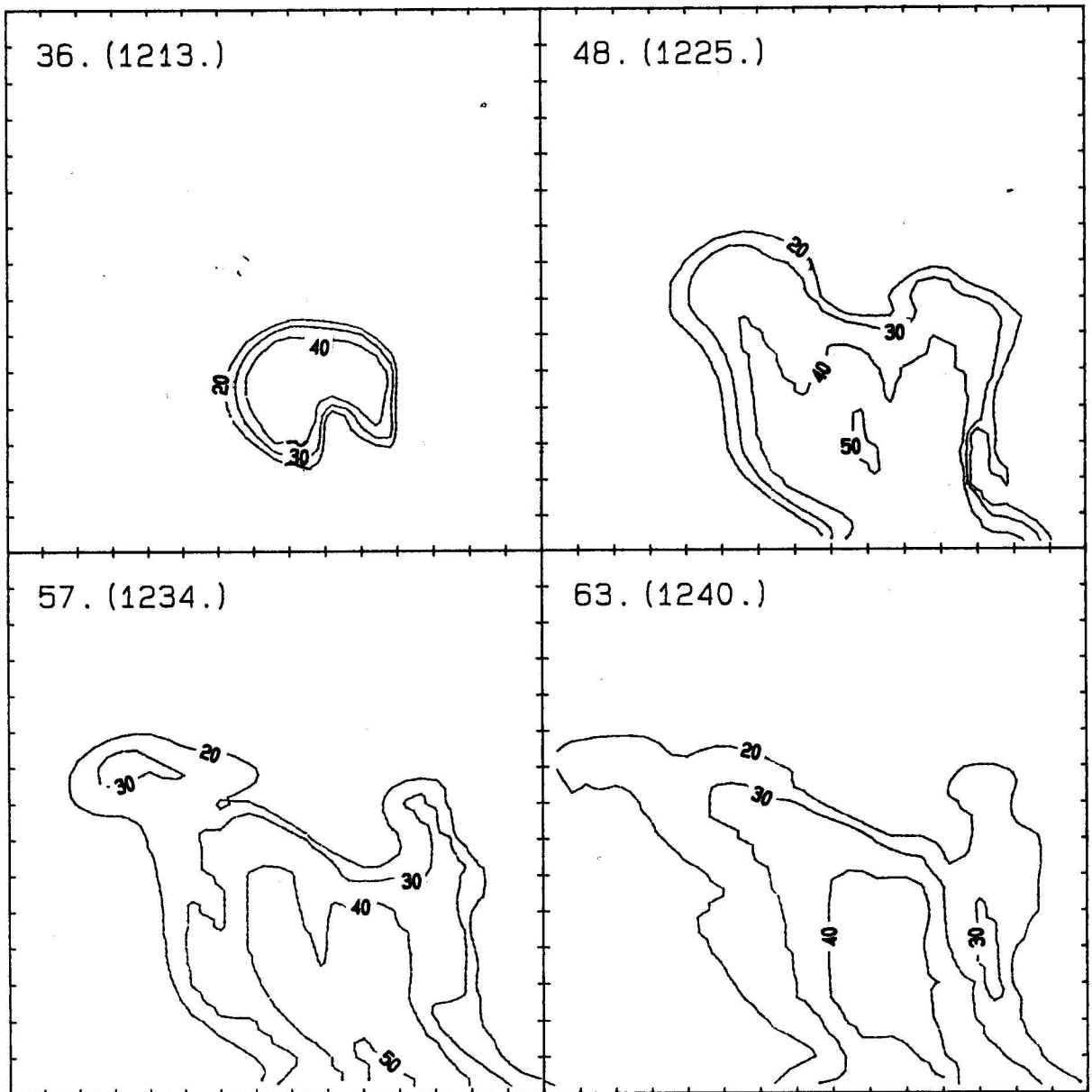


17. ábra: c) A felhőjég és hórészecskék keletkezését és növekedését meghatározó folyamatok:

- P_{SCI} : felhőjég - hó átalakulás (a felhőjég kristályok méretének növekedése miatt)
- P_{CICWC} : felhőjég zúzmarásodás
- P_{SCWC} : hórészecskék zúzmarásodása (felhőcseppek)
- P_{SRC} : hórészecskék zúzmarásodása (esőcseppek)
- P_{ID2} : felhőjég kristályok depozíciós növekedése (csak a Bergeron - Findensein folyamat)

d) Az esőcseppek keletkezését és növekedését meghatározó folyamatok, valamint az esőcseppek párolgása:

- P_{RV} : esőcseppek párolgása
- P_{CWA} : felhőcseppek autokonverziója
- P_{RCWC} : felhővíz - eső koaguláció
- P_{SHED} : víz lesodródása a jég szemek felületéről
- P_{SM} : hórészecskék olvadása



18. ábra: Számolt függőleges reflektivitási metszetek. A feltüntetett kontúrokhoz tartozó reflektivitási értékek rendre 20, 30, 40 és 50 dBZ. A függőleges és a vízszintes tengelyeken a beosztások távolsága 1km.

A modell által számított paraméterek és a mérési adatok összehasonlítása a III. Táblázatban található.

III. TÁBLÁZAT

Paraméter	Megfigyelés	Számítás
Felhőalap magassága	1.4 km *	1.6 - 1.8 km
40 dBZ-es kontur maximális magassága	7.4 km	6.8 km
Maximális feláramlási sebesség	-	12 m/s
Felhővíz keverési arányának maximuma	-	4.4 g/m ³
Felhőtető emelkedési sebessége	3 m/s **	3-5 m/s
Első jégszem kialakulása	-	1210, 5.2 km
Maximális reflektivitás	> 50 dBZ	57 dBZ

* Rádiószondás mérés alapján

** A mérések a 40 dBZ-es kontúr magasságára vonatkoznak, de a tapasztalat szerint ez együtt növekszik a fejlődő felhő látható konturjának magasságával.

Az időpontok helyi időben vannak megadva.

6. Összefoglalás

Az előzőekben ismertetett három esettanulmányban három, klimatikus viszonyaikban eltérő területen kialakult zivatarfelhő számítógépes modellezése során kapott eredményeket hasonlítottuk össze a rendelkezésre álló mérési adatokkal. Az első esetben a csapadék kialakulása a Bergeron - Findeisen folyamaton keresztül ment végbe. Ennek következtében a jégszemembriók többnyire graupelek voltak, az esőcseppek pedig csak a jégszemek felületéről lesodródó vízből, illetve - jóval kisebb mértékben - az olvadó hórészecskékből alakultak ki. A másik két esetben a felhőcseppek autokonverziójának volt döntő jelentősége a csapadékképződés beindulásában. A jégszemembriók többsége megfagyott esőcsepp volt, a graupelek kialakulásához vezető hóautokonverzió szerepe elhanyagolható volt. A csapadékképződés eltérő módjának legfőbb oka a felhővíz keverési arányokban mutatkozó különbség. Nagyjából azonos cseppkoncentrációt feltételezve az első esetben a felhőcseppek mérete kisebb, és ezért jóval kisebb valószínűséggel ütköznek, mint a másik két esetben (ld. 3.13.1 fejezet). A három eset alapján a modell segítségével kapott eredmények alátámasztják azt a megfigyelést, miszerint az alacsonyabb felhőalap hőmérsékletű felhők esetében a jégszemembriók többsége graupel, míg a 10 C-nál magasabb felhőalap hőmérséklet esetén fagyottcsepp [91]. (Az első esettanulmányban a felhőalap hőmérséklete +1 C, a második és harmadik esettanulmányban +19 C, illetve +12 C volt.)

Az esettanulmányok alapján úgy tűnik, hogy az átlagos jégszemhőmérséklet bevezetése pontosítja a mikrofizikai folyamatok leírását.

A második esettanulmányban (MIST) közvetett bizonyítékot kaptunk arra, hogy a jégszemnövekedés leírásának pontosítása jobb becslést ad a maximális csapadékintenzitásra. Az elsőnek ismertetett zivatarfelhő (CCOPE) szimulálását elvégeztük a szárazon növekedő jégszemek és a környező levegő közötti hőmérsékletkülönbség figyelembevételével (3.17 fejezet), illetve figyelmen kívül hagyásával is (pl. [83]). Az eredmények összehasonlítására ez a felhő volt a legalkalmasabb, mert az ebben végzett repülőgépes mérések adták a legtöbb és legrészletesebb információt a mikrofizikai folyamatokra vonatkozólag. Az eredmények röviden a következők voltak:

- Az átlagos jégszemhőmérséklet bevezetésének nem volt nagy hatása a dinamikai paraméterek alakulására. A feláramlási sebesség csak néhány m/s-ot változott és a maximális felhőtető is csak 200-400 m-rel csökkent.
- A felhőt átszelő repülőgépek mérései alapján a száraz és nedves növekedési tartományok szétválasztása sokkal pontosabban sikerült az átlagos jégszemhőmérséklet segítségével. Ugyanis a hagyományos jégszemnövekedési leírás alkalmazásakor a nedves növekedési tartomány mind horizontálisan, mind vertikálisan olyan nagy kiterjedésűnek adódott, hogy a felhőt kb. a -6C-os szinten átszelő repülőgépnek biztosan detektálnia kellett volna nagyobb méretű esőcseppeket. A 3.17 fejezetben leírt módon modellezve a jégszemek növekedését, a nedves növekedési tartomány szinte teljesen a -6C-os szint alá esett, ami összhangban van azzal, hogy a felhőt a negatív hőmérsékleti tartományban átszelő repülőgépek nem detektáltak esőcseppeket.

Az időjárásmódosítással, nevezetesen a jégesőelhárítással kapcsolatos kutatások vetették fel először a jégszemek kialakulási módjának és a kialakulás helyének kérdését, pl. [97] vagy [98]. Ezen kérdés megválaszolása fontos lehet a zivatarfelhők fizikájának megértésében is. A legtöbb publikációban azt vizsgálják, hogy az ún. szupercellákban hogyan alakulnak ki, illetve hogyan növekednek a jégszemek (radaros mérések alapján, pl. [99], vagy numerikus modellek segítségével pl. [100], [101]). A dolgozatban e nálunk ritkán előforduló zivatarfelhő típus helyett a gyakoribb, egycellás zivatarfelhőkkel foglalkoztunk, és az esettanulmányok alapján megpróbáltunk általános következtetéseket levonni a jégszemek kialakulásának módját és helyét illetően:

- A hórészecskéknek akkor is jelentős szerepük van a jégszemkezdemények kialakulásában, amikor a jégszemembriók nem a hórészecskék autokonverziója következtében alakulnak ki. Viszonylag alacsony hó keverési arány esetén is ($< 1\text{g/kg}$) a túlhűlt esőcseppeknek a hórészecskékkel való ütközése, majd ezt követő fagyása következtében jóval több fagyottcsepp jégszemembrió keletkezik, mint a spontán fagyás során. Emiatt sokkal gyorsabban megy végbe a túlhűlt esőcseppek fagyása, mintha csak spontán fagyás történne. Ezzel magyarázható az is, hogy miért olyan nehéz a zivatarfelhőkben annak a zónának a repülőgéppel történő azonosítása, amelyet a jégszemek kialakulását megelőzően nagy méretű esőcseppek töltenek ki. (Ezen nagy cseppű, vagy ún. akkumulációs zóna megléte vagy hiánya a jégesőelhárítás fontos elvi kérdése.) Ugyanis a felhőnek a rádiólokátorral történő felderítése után nagyon rövid időn belül megfagynak az esőcseppek, így

az, hogy az odaérkező repülőgép csak jég szemeket detektál, nem feltétlenül jelenti a nagy cseppű zóna hiányát, mint azt Waldvogel és munkatársai állítják [102].

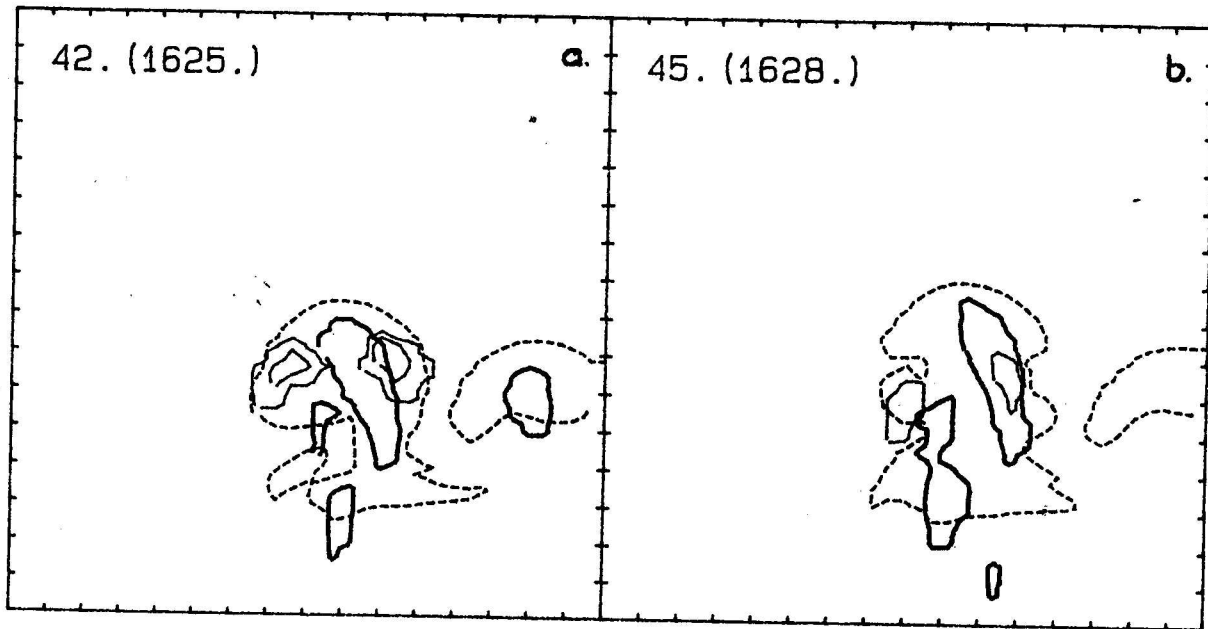
- Amikor az első jég szemkezdemények a hórészecskék autokonverziója során jönnek létre, akkor a jég szemkezdemények a feláramlási csatorna szélén, illetve kisebb mértékben a felhő felső harmadában alakulnak ki. Ennek az az oka, hogy azon tartományban, ahol nagy a feláramlási sebesség, a felhőjég és a hórészecskék gyorsan emelkednek, és nem tudnak elég nagyra megnőni ahhoz, hogy belőlük jég szemkezdemények alakulhassanak ki.
- Amikor a jég szemkezdemények fagyott esőcseppekből alakulnak ki, akkor ez a feláramlási csatorna belsejében történik, mivel az esőcseppek határsebessége jóval nagyobb mint, a hórészecskéké. Az általában a pozitív hőmérsékletű zónában kialakuló esőcseppeket csak viszonylag erős feláramlás tudja olyan magasságba emelni, ahol megfagynak.

A fenti megállapításokat mind a mérési eredmények, mind a modell eredményei alátámasztják. Mint az első esettanulmány eredményeinek kiértékelésekor említettük, a repülőgépes mérések és a számítások alapján is a csapadékelemek kialakulása a feláramlási csatorna szélén, az alacsony feláramlási sebességű tartományban történik. (Ez a megállapítás szigorúan véve csak a csapadékképződési folyamatok kezdetén igaz, később az esőcseppek megjelenésével és a felhő eljegesedése során már máshol is kialakulhatnak csapadékelemek.) A 19a. ábra a modellel végzett számítások eredményeit mutatja abban az időpontban, amikor a jég szemek kialakulása még éppen csak megkezdődött. (Ekkor a maximális hó keverési arány 1.5 g/kg volt.) Jól látható, hogy a hórészecskék nagyobb kon-

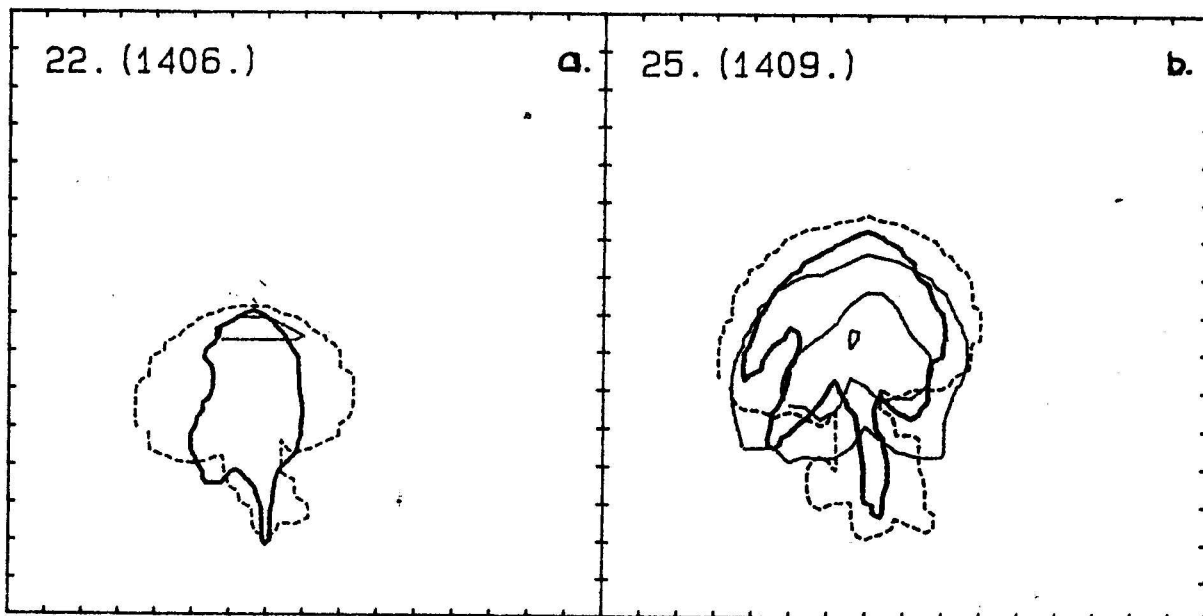
centrációban a vastag folytonos vonallal határolt tartományokon kívül található ott, ahol a feláramlási sebesség kisebb mint 5 m/s. A 19b. ábra a három perccel későbbi helyzetet mutatja. Ezen az ábrán a vékony vonal azt a tartományt jelöli, ahol a jég/graupel keverési aránya nagyobb mint 0.5 g/kg. (A maximális jég/graupel keverési arány 0.8 g/kg.) A hórészecskék ekkor már szinte teljesen kitöltik a 7km feletti tartományt a felhőben. Mivel a jég szemkezdemények a hórészecskék autokonverziója következtében alakulnak ki, ezért a jég szemek ott alakulnak ki, nagyobb koncentrációban, ahol a hórészecskék koncentrációja nagy. A jég szemek növekedésében fontos szerepük van a felhőcseppeknek is (ld. 4b. ábra). Ezek nagyobb mennyiségben a nagyobb feláramlási sebességű tartományokban vannak. Ezzel, valamint a jég szemek nagyobb határsebességével magyarázható, hogy a jég szemek a hórészecskékkel összehasonlítva nagyobb mennyiségben található azokban a tartományokban, ahol a feláramlási sebesség 5 m/s-nál nagyobb. A második és harmadik esetben a jég szemkezdemények megfagyott esőcseppek. Mivel részletesebb mérési adatokkal csak a másodiknak ismerttetett zivatarfelhőre (MIST) vonatkozólag rendelkezünk, a fent említett állításunkat ezen esettel szeretnénk igazolni. A Doppler-radar és a polarizációs radar mérései alapján az első jég szemek a feláramlási csatorna belsejében, kb. 7 km-es magasságban alakulnak ki, és az első jég szemek megjelenése után kb. 2-3 perccel nagyobb esőcseppek (>3mm) már csak a pozitív hőmérsékletű tartományban található (8. ábra). A 20. ábrán a jég szemek kialakulása és a jég szemeket tartalmazó zóna szétterjedése követhető nyomon a modell számításai alapján. A vastag folytonos vonalak itt most azokat a tartományokat határolják, ahol a felá-

ramlási sebesség nagyobb mint 10 m/s. A 20a. ábrán a vékony vonal azt a zónát határolja, ahol a jég szemek keverési aránya nagyobb mint 0.1 g/kg. Az ábrán megfigyelhető, hogy a mérési adatokkal egyezően a modellel végzett számítások alapján is az első jég szemek a felhő feláramlási csatornájában alakulnak ki. A 20b. ábra a 3 perccel későbbi állapotot mutatja. Itt a vékony vonalak rendre azokat a tartományokat jelölik, ahol a jég/graupel keverési aránya nagyobb mint 0.5, 5 és 10 g/kg. Megfigyelhető, hogy 3 perc alatt a maximális jég/graupel keverési arány közel 100 szorosára nőtt, amiben igen jelentős szerepük van a hórészecskéknek is (ld. 11a. ábra). Az a tartomány, ahol a feláramlási sebesség nagyobb 10 m/s-nál, vízszintesen és függőlegesen is jelentősen kiterjedt. Ez a jég szemek keletkezése és növekedése során felszabaduló hővel magyarázható. A tartomány alsó része viszont összeszűkült és a maximális feláramlási sebesség is közel 10m/s-mal csökkent. Ennek oka a jég szemek által a felfelé áramló levegőre kifejtett fékező hatás, illetve a jég szemek olvadásához szükséges, a levegőtől elvont hő.

Természetesen a jég szemek keletkezésére vonatkozó elképzelésünk pontosításához további esettanulmányokra lesz szükség. Pl. amikor a zivatarfelhő feláramlási csatornája dőlt, vagy amikor a zivatarfelhő többcellás. Ez utóbbi zivatarfelhő típusba tartozik a zivatarfelhők kb. 60-40 %-a. Modellezésük elég nehéz, mert az egycellás - általában légtömegben belüli helyzetben kialakuló - zivatarfelhőkhöz viszonyítva hosszabb élettartamúak, kiterjedésük nagyobb és valószínűleg a kétdimenziós közelítés is több problémát okozhat.



19. ábra: A jégszemek kialakulása a CCOPE zivatarfelhőben. A folytonos vastag vonalak azokat a tartományokat határolják, ahol a feláramlási sebesség nagyobb, mint 5 m/s. A vékony folytonos vonalak a baloldali ábrán (a.) azokat a tartományokat jelölik, ahol a hőszecskék keverési aránya nagyobb, mint 0.5 g/kg, illetve 1 g/kg, a jobboldali ábrán pedig azt a tartományt, ahol a jég/graupel keverési aránya nagyobb mint 0.5 g/kg. A szaggatott vonalak a felhő kontúrjait jelölik (ahol a vízpára telítettsége 100 %-os). A bal felső sarokban a modell idő és a helyi idők vannak feltüntetve. A vízszintes és függőleges tengelyeken a beosztások távolsága 1 km.



20. ábra: A jég szemek kialakulása a MIST zivatarfelhőben. A folytonos vonalak azokat a tartományokat határolják, ahol a feláramlási sebesség nagyobb, mint 10 m/s. A vékony folytonos vonal a baloldali ábrán (a.) azt a tartományt határolja, ahol a jég/graupel keverési aránya nagyobb, mint 0.1 g/kg. A jobb oldali ábrán a vékony folytonos vonalak azokat a tartományokat határolják, ahol a jég/graupel keverési aránya rendre nagyobb, mint 0.5, 5.0 és 10. g/kg. A szaggatott vonalak a felhő kontúrját adják. A bal felső sarokban a modell idő és a helyi idő van feltüntetve. A vízszintes és függőleges tengelyeken a beosztások távolsága 1 km.

Az alábbiakban röviden összefoglaljuk a modell azon leglényesebb hiányosságait, amelyek az esettanulmányok kapcsán merültek fel.

- Szélnyírás önkényes csökkentése. Ez a kétdimenziós modelleknek egy olyan problémája, amely magából a kétdimenziós közelítésből fakad. Az irodalomból nem ismert egy egységesen elfogadott módszer, így a szélnyírást modellenként és esetenként különbözőképpen módosítják. A probléma korrekt megoldása csak háromdimenziós modellel lehetséges.
- "Bulk" parametrizáció. Mint már a bevezetőben említettük a "bulk" parametrizáció több egyszerűsítő feltevésre épül. Előnye viszont, hogy jóval kisebb számítógép kapacitást igényel, mint a részletes mikrofizikai leírás. A "bulk" parametrizációból származó hiba legjobban a második esettanulmány kapcsán volt megfigyelhető. A számított és mért értékek összehasonlítása mind a reflektivitási kontúrok (8. és 13. ábra), mind a csapadékintenzitás (9. ábra) esetében azt mutatja, hogy a modell kb. 10 perces késéssel jósolja meg az első esőcseppek megjelenését a talaj közelében, és az első esőcseppek megjelenését követően nagyon gyorsan nő a számított csapadékintenzitás. A "bulk" parametrizáció nem teszi lehetővé, hogy a nagyobb esőcseppek a kisebbeket megelőzve essenek ki a felhőből. Ha viszont az eső keverési aránya elér egy, a feláramlási sebességtől függő küszöbértéket, akkor a kihullás nagyon gyorsan megy végbe.
- Kezdeti értékek meghatározása. Főleg a talajközeli rétegben nagyon jó lenne nyomon követni a hőmérsékleti, a nedvesség- és a szélviszonyok alakulását a rádiószondás mérés és a zivatar ki-

alakulása között eltelt időben, illetve a zivatar élete során is. Ennek hiánya modellünkben legjobban az első esettanulmányban mutatkozott. Egy határréteg modell és egy zivatarfelhő modell egyesítésével próbálják megoldani a problémát [103].

- Szélsébség a talaj mentén. A modell felülbecsli a csapadék kihullását kísérő kifutó szél nagyságát. Ez legszembetűnőbben a második eset kapcsán mutatkozott, de más modellekkel összevetve az első esetben is nagyobb szélsébséget kaptunk [67]. Az okot sajnos még nem sikerült tisztázni, valószínűleg az alsó határfeltételek nem megfelelő választása lehet a háttérben. Végezetül néhány mondatot szánunk arra, hogy milyen lehetőséget látunk a modell alkalmazását, illetve fejlesztését illetően.
- A modell dinamikájának és mikrofizikájának némi javítása után - gondolunk itt pl. a kifutószél pontosabb meghatározására, vagy a kétparaméteres exponenciális méreteloszlások bevezetésére - további esettanulmányokat lehetne készíteni főleg a dinamikai szempontból egyszerűbb egycellás zivatarfelhők tanulmányozása céljából. Érdekes lenne annak megvizsgálása is, hogy a kétdimenziós modellek mennyire alkalmasak a többcellás zivatarfelhők tanulmányozására, ugyanis erre vonatkozólag csak nagyon kevés próbálkozás ismert az irodalomból [39].
- Egyre több felhőmodellel már nem csak a felhők természetét vizsgálják, hanem a környezetvédelmi kutatásokhoz kapcsolódóan a felhőben kialakuló csapadék szerepét a légköri szennyeződések kimosódásában pl. [2]. Az ezen munkába való bekapcsolódás a modell mikrofizikájának egy elég jelentős átdolgozását igényli mind a leírandó folyamatok természetét illetően (pl. phoretikus folyamatok figyelembevétele), mind a parametrizá-

ciót illetően (pl. a "bulk" parametrizációt részben vagy teljesen részletes mikrofizikai leírással kell helyettesíteni).

- A legnehezebb, de a leglátványosabb előrelépés a modell háromdimenziós változatának kidolgozása. Ehhez a modell dinamikáját teljesen át kell dolgozni, és a differenciálegyenletek megoldására is hatékonyabb numerikus eljárást kell keresni. Jelenleg a háromdimenziós modellek még nem nagyon alkalmasak részletes mikrofizikai vizsgálatokra (főleg a durvább térbeli felbontás miatt), de elméleti vizsgálatok alapján csak a háromdimenziós modellek tűnnek alkalmasnak a néhány órás zivatarprognózisok készítésére. Természetesen ehhez még számtalan probléma megoldása szükséges [104].

Függelék

A1. Turbulens keveredési együtthatók

A kétdimenziós modellek megjelenése lehetővé tette a különböző fizikai jellemzők turbulens keveredésének modellezését. Az első kétdimenziós modellekben a turbulens keveredési együtthatók térben és időben állandóak voltak [33]. A modellben szereplő, az alábbiakban meghatározott együtthatók már térben és időben is változhatnak [40]:

$$K_H = \begin{cases} C\Delta^2 |Def| (1-Ri)^{0.5} / \sqrt{2} & \text{ha } Ri < 1 \\ K_0 & \text{ha } Ri > 1 \end{cases} \quad (A1)$$

ahol $Def = 0.5 [D_{11}^2 + D_{33}^2 + D_{\theta}^2]^{0.5}$

$Ri = g\beta\theta/\partial z / (\bar{\theta} |Def|^2)$ (Richardson-szám)

$D_{i,j}$ a deformációs tenzor egy eleme :

$$D_{i,j} = \partial u_i / \partial x_j + \partial u_j / \partial x_i - 2/3 \delta_{i,j} \partial u_k / \partial x_k$$

$\Delta = (\Delta x \Delta z)^{0.5}$, $K_0 = 16 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ és $C = 0.4$

A fentiekben meghatározott turbulens keveredési együttható a levegő impulzusára és a csapadékelemekre vonatkozik. A K_H turbulens keveredési együttható és az entrópia perturbációra, valamint a vízpárára és a felhőelemekre vonatkozó K_H turbulens keveredési együttható viszonyát az ún. örvényességi Prandtl-szám (N_p) határozza meg:

$$K_H = N_p K_H$$

Vannak modellek ahol, ez a szám egységnyi pl. [40], vannak, ahol a Richardson-szám függvénye pl. [14], és vannak, ahol értéke állandó ugyan, de egynél nagyobb szám pl. [15]. Az ismerttetett modellben $N_p \approx 3$.

A2. Perturbációs mennyiségek közötti összefüggések

Feltételezzük, hogy a légkör állapotára jellemző T hőmérséklet, θ potenciális hőmérséklet, p légköri nyomás és a ρ levegősűrűség felírható egy átlagos, legfeljebb csak a magasságtól függő tag és egy ún. perturbációs tag - amely már a helykoordináták és az idő függvénye - összegeként.

$$\begin{aligned} T(x, z, t) &= \bar{T}(z) + T'(x, z, t) \\ p(x, z, t) &= \bar{p}(z) + p'(x, z, t) \\ \theta(x, z, t) &= \bar{\theta}(z) + \theta''(x, z, t) \\ \rho(x, z, t) &= \bar{\rho}(z) + \rho'(x, z, t) \end{aligned} \tag{A2}$$

ahol $\bar{T}(z)$ és $\bar{p}(z)$ a hidrosztatikai egyensúlyban lévő levegő hőmérséklete és nyomása; $\bar{\theta}(z) = \bar{\theta}_0 + \bar{\theta}'(z)$, és $\bar{\theta}_0$ potenciális hőmérséklet a talaj közelében, $\bar{\theta}'(z)$ pedig a \bar{T} és \bar{p} segítségével meghatározott potenciális hőmérséklet ($\bar{\theta}$) és a $\bar{\theta}_0$ különbsége; $\bar{\rho}$ a hidrosztatikai egyensúlyban lévő levegő sűrűsége.

Zivatarfelhőkben és azok környezetében végzett mérések szerint a hőmérséklet - perturbáció max. 10 C, a nyomásperturbáció pedig csak néhány, max. 5 - 10 mb [105]; ebből következik:

$$T'/\bar{T} \sim 0.1 \quad \text{és} \quad p'/\bar{p} \sim 10^{-2} - 10^{-3} \quad .$$

Mivel az (A2) egyenletben felsorolt paraméterek nem függetlenek, ezért a perturbációs tagok között is létezik összefüggés. Ezen összefüggések meghatározásakor az általános gáztörvényt és a potenciális hőmérsékletet definiáló egyenletet használjuk. A definíció alapján a potenciális hőmérséklet a következő módon írható fel:

$$\theta = (\bar{T} + T') \left((\bar{p} + p') / p_0 \right)^{-\kappa} = (\bar{p} / p_0)^{-\kappa} (\bar{T} + T') (1 + p' / \bar{p})^{-\kappa}, \quad (A3)$$

ahol $\kappa = 0.286$ és $p_0 = 10^5$ Pa. Kihhasználva, hogy $|p' / \bar{p}| \ll 1$ a jobb oldal utolsó tagja jó közelítéssel helyettesíthető egy két tagu Taylor-sorral:

$$\theta \approx (\bar{p} / p_0)^{-\kappa} (\bar{T} + T') (1 - \kappa p' / \bar{p}) = \bar{T} (\bar{p} / p_0)^{-\kappa} - \bar{T} (\bar{p} / p_0)^{-\kappa} \kappa p' / \bar{p} + \\ + T' (\bar{p} / p_0)^{-\kappa} - T' \kappa (\bar{p} / p_0)^{-\kappa} p' / \bar{p} \quad (A4)$$

A jobb oldal utolsó tagja a többi tagnál legalább egy nagyságrenddel kisebb, ezért elhanyagolható. A maradék három tagból nagyságrendi analízissel adódik a potenciális hőmérséklet perturbációja:

$$\theta'' = \bar{\theta} (T' / \bar{T} - \kappa p' / \bar{p}) \quad (A5)$$

A sűrűség-perturbáció meghatározásakor a következő egyenletből indulunk ki:

$$\rho = (\bar{p} + p') / (R (\bar{T} + T')) / (1 + 0.608q) = \\ = \bar{p} / (R \bar{T}) \cdot (1 + p' / \bar{p}) \cdot 1 / (1 + T' / \bar{T}) \cdot 1 / (1 + 0.608q) \quad (A6)$$

Az utolsó két szorzó tagot első rendű Taylor-sorral helyettesítve kapjuk a következő összefüggést:

$$\rho \approx \rho' (1+p'/\bar{p})(1-T'/\bar{T})(1-0.608q) \quad (A7)$$

A kijelölt szorzások elvégzése után kapjuk:

$$\rho \approx \bar{\rho} [1+p'/\bar{p}-T'/\bar{T}-0.608q-p'T'/(\bar{p}\bar{T}) - (p'/\bar{p}+T'/\bar{T} + p'T'/(\bar{p}\bar{T}))0.608q]. \quad (A8)$$

Mivel a vízpára keverési arányának nagyságrendje $\approx 10^{-2}-10^{-3}$, a szögletes zárójelben lévő utolsó két tag legalább egy nagyságrenddel kisebb mint a többi, így elhanyagolható. Nagyságrendi analízissel a sűrűség-perturbációra a következő egyenletet kapjuk:

$$\rho' = -\bar{\rho}(-p'/\bar{p}+T'/\bar{T}+0.608q) = -\bar{\rho}(\theta''/\bar{\theta} - (1-\kappa)p'/\bar{p}+0.608q) \quad (A9)$$

Mivel a p'/\bar{p} arány általában egy nagyságrenddel kisebb, mint a másik két tag, ezért az (A9) tovább egyszerűsíthető [27]:

$$\rho' = -\bar{\rho}(\theta''/\bar{\theta} + 0.608q) \quad (A10)$$

Ez az elhanyagolás már nem olyan megalapozott, mint a többi, mégis igen elterjedt, ugyanis jelentősen leegyszerűsíti az örvényességi egyenlet megoldását.

Az alábbiakban az entrópia perturbációnak a (6) egyenlettel történő meghatározását bizonyítjuk.

A vízpárát telített vagy telítetlen állapotban tartalmazó nedves levegő specifikus entrópiája a következő egyenlettel határozható meg [54]:

$$s = (c_p + rc_w) \ln(T) - R_d \ln(p - e) + qL_v/T + \text{const.} \quad , \quad (\text{A11})$$

ahol r a telített levegő esetén a vízpára és a víz keverési arányának az összege, míg telítetlen levegő esetén csak a vízpára keverési aránya; e a vízpára nyomása; q a vízpára keverési aránya. Mivel az $r \sim 10^{-2} - 10^{-3}$ nagyságrendű, és az e páranyomás is legalább két nagyságrenddel kisebb a légköri nyomásnál, az (A11) a következő egyszerűbb alakra hozható:

$$s \approx c_p \ln(T) - R_d \ln(p) + qL_v/T + R_d \ln(p_0) + \text{const}' \quad . \quad (\text{A12})$$

Kihasználva a potenciális hőmérséklet definícióját, kapjuk a következőt:

$$s \approx c_p \ln(\theta) + qL_v/T + \text{const.}' \quad . \quad (\text{A13})$$

Ezek után írjuk fel a fenti egyenletet úgy, hogy a potenciális hőmérséklet és a hőmérséklet helyére egy magasságtól is független átlagmennység ($\bar{\theta}_0$ illetve T_{00} referencia hőmérséklet) és egy perturbációs tag összege kerüljön. A behelyettesítés és némi átalakítás után:

$$s = c_p \ln(\bar{\theta}_0 (1 + \theta' / \bar{\theta}_0)) + qL_v / (T_{00} (1 + T' / T_{00})) + \text{const.}' \quad . \quad (\text{A14})$$

Mind az első, mind a második tagot sorbafejtve kapjuk a következőt:

$$s = c_p \ln(\bar{\theta}_0) + c_p \theta' / \bar{\theta}_0 + q L_v / \bar{T}_{00} (1 - T' / \bar{T}_{00}) + \text{const.} \quad (\text{A15})$$

Nagyságrendi analízissel belátható, hogy az entrópia perturbációt a következő összefüggés határozza meg:

$$s' = c_p \theta' / \bar{\theta}_0 + L_v q / \bar{T}_{00} \quad (\text{A16})$$

Hasonló módon járhatunk el a csak jeget és vízpárát tartalmazó levegő specifikus entrópiájának a meghatározásakor:

$$s' = c_p \theta' / \bar{\theta}_0 + L_v q / \bar{T}_{00} \quad (\text{A17})$$

A modellben ez utóbbi formulát használjuk -40 C-nál alacsonyabb levegő-hőmérséklet esetén, ha a vízpára mellett jégkristályok is vannak [14].

A3. Az örvényességi egyenlet

Az Euler-féle egyenletek impulzus alakjából indulunk ki:

$$\begin{aligned} \partial(\bar{\rho}u) / \partial t &= -\partial(\bar{\rho}uu) / \partial x - \partial(\bar{\rho}uw) / \partial z - \partial p / \partial x + \nabla(K_M \bar{\rho} \nabla u) , \\ \partial(\bar{\rho}w) / \partial t &= -\partial(\bar{\rho}uw) / \partial x - \partial(\bar{\rho}ww) / \partial z - \partial p / \partial z - \rho g - \rho g q + \nabla(K_M \bar{\rho} \nabla w) \quad (\text{A18}) \end{aligned}$$

Az első egyenlet z szerinti, a második x szerint parciális deriválása után vonjuk ki a két egyenletet egymásból:

$$\begin{aligned} \partial(\partial\bar{p}w/\partial x - \partial\bar{p}u/\partial z)/\partial t = & \partial^2(\bar{p}uu)/\partial x\partial z - \partial^2(\bar{p}uw)/\partial x^2 + \partial^2(\bar{p}wu)/\partial z^2 - \\ & - \partial^2(\bar{p}ww)/\partial x\partial z - g\partial\rho/\partial x - g\partial\rho q/\partial x + \partial(\nabla_{K_M}\bar{p}\nabla w)/\partial x - \partial(\nabla_{K_M}\bar{p}\nabla u)/\partial z. \end{aligned} \quad (A20)$$

Az egyenlet bal oldala definíció szerint az örvényesség idő szerinti parciális deriváltja. Részletesebben először a jobb oldal első négy tagjával foglalkozunk. Jelöljük ezek összegét V -vel. A kijelölt deriválások elvégzése után kapjuk a következő kifejezést:

$$\begin{aligned} V = & u \partial^2 u \bar{p} / \partial x \partial z + \partial u / \partial x \partial u \bar{p} / \partial z + \partial u / \partial z \partial u \bar{p} / \partial x + \bar{p} u \partial^2 u / \partial x \partial z - \\ & - u \partial^2 w \bar{p} / \partial x^2 - 2 \partial u / \partial x \partial w \bar{p} / \partial x - \bar{p} w \partial^2 u / \partial x^2 + \quad (A21) \\ & + w \partial^2 u \bar{p} / \partial z^2 + 2 \partial w / \partial z \partial u \bar{p} / \partial z + \bar{p} u \partial^2 w / \partial z^2 - \\ & - w \partial^2 w \bar{p} / \partial x \partial z - \partial w / \partial z \partial w \bar{p} / \partial x - \partial w / \partial x \partial w \bar{p} / \partial z + \bar{p} w \partial^2 w / \partial x \partial z \end{aligned}$$

Az első oszlopban lévő négy tag összegéről könnyen belátható, hogy az örvényesség advekciójával egyenlő:

$$u \partial(\partial u \bar{p} / \partial z - \partial w \bar{p} / \partial x) / \partial x + w \partial(\partial u \bar{p} / \partial z - \partial w \bar{p} / \partial x) / \partial z = - \bar{v} \nabla n. \quad (A22)$$

A második oszlopban lévő tagokat az alábbi módon csoportosíthatjuk, majd kihasználva az örvényesség definícióját és a levegő kontinuitási egyenletét (1), kapjuk a következő összefüggést:

$$\begin{aligned} \partial u / \partial x (\partial u \bar{p} / \partial z - \partial w \bar{p} / \partial x) - \partial u / \partial x \partial w \bar{p} / \partial x + \partial w / \partial x (\partial u \bar{p} / \partial z - \partial w \bar{p} / \partial x) + \partial w / \partial z \partial u \bar{p} / \partial z = \\ = - n w / \bar{p} \partial \bar{p} / \partial z - \bar{p} \partial u / \partial x \partial w / \partial x + \bar{p} \partial w / \partial z \partial u / \partial z + u \partial w / \partial z \partial \bar{p} / \partial z \end{aligned} \quad (A23)$$

A harmadik oszlopban az alsó tagot a kontinuitási egyenlet segítségével átírva, kapjuk:

$$\partial u \bar{\rho} / \partial x \partial u / \partial z + \partial u \bar{\rho} / \partial x \partial w / \partial x = \bar{\rho} \partial u / \partial x \partial u / \partial z + \bar{\rho} \partial u / \partial x \partial w / \partial x \quad . \quad (A24)$$

Az utolsó oszlopban lévő tagok összevonása után, felhasználva az (1) kontinuitási egyenletet, kapjuk a következő összefüggést:

$$\begin{aligned} u \bar{\rho} \partial (\partial u / \partial x + \partial w / \partial z) / \partial z - w \bar{\rho} \partial (\partial u / \partial x + \partial w / \partial z) / \partial x = \\ = uw / \bar{\rho}^2 (\partial \bar{\rho} / \partial z)^2 - u \partial w / \partial z \partial \bar{\rho} / \partial z - uw \partial^2 \bar{\rho} / \partial z^2 + w \partial w / \partial x \partial \bar{\rho} / \partial z \quad (A25) \end{aligned}$$

A továbbiakban az (A23)-(A25) egyenletekben lévő tagok összevonásával foglalkozunk. Az (A23) egyenlet negyedik és az (A25) egyenlet második tagja kiejti egymást, ugyanez a helyzet az (A23) egyenlet második és az (A24) egyenlet második tagjával. Az (A23) egyenlet harmadik, az (A24) egyenlet első és az (A25) egyenlet utolsó tagját összevonva, kapjuk:

$$\bar{\rho} \partial u / \partial z (\partial u / \partial x + \partial w / \partial z) + w \partial w / \partial x \partial \bar{\rho} / \partial z = w (n + u \partial \bar{\rho} / \partial z) \partial \bar{\rho} / \partial z \quad . \quad (A26)$$

Ezek után V a következő alakban írható:

$$V = -\bar{v} \nabla \eta + 2w / \bar{\rho} (n + u \partial \bar{\rho} / \partial z) \partial \bar{\rho} / \partial z - uw \partial^2 \bar{\rho} / \partial z^2 \quad (A27)$$

Az örvényességi egyenlet jobb oldalának ötödik tagja az (A10) egyenlet alapján a következő lesz:

$$g \partial \rho / \partial x = -\bar{\rho} g \cdot (1/\bar{\theta} \partial \theta'' / \partial x + 0.608 \cdot \partial q / \partial x) \quad . \quad (A28)$$

Végül átalakítjuk, majd nagyságrendi becslések alapján egyszerűsítjük a levegő turbulens keveredéséből származó két tag összegét. Jelölje ezt az összeget T_M :

$$\begin{aligned}
 T_M = & \partial(\nabla K_M \bar{\rho} \nabla w) / \partial x - \partial(\nabla K_M \bar{\rho} \nabla u) / \partial z = \quad (A29) \\
 = & K_M [-\partial w / \partial x \partial^2 \bar{\rho} / \partial z^2 + 2 \partial u / \partial z \partial^2 \bar{\rho} / \partial z^2 + \partial(\partial^2 \bar{\rho} w / \partial x^2 + \partial^2 \bar{\rho} w / \partial z^2) / \partial x - \\
 & - \partial(\partial^2 \bar{\rho} u / \partial x^2 + \partial^2 \bar{\rho} u / \partial z^2) / \partial z + u \partial^3 \bar{\rho} / \partial z^3 - \partial \bar{\rho} / \partial z \partial^2 w / \partial z \partial x + \partial^2 u / \partial z^2 \partial \bar{\rho} / \partial z] + \\
 & + \partial K_M / \partial x [2 \partial^2 \bar{\rho} w / \partial x^2 - \partial^2 \bar{\rho} w / \partial z^2 - \partial^2 \bar{\rho} u / \partial x \partial z - w \partial^2 \bar{\rho} / \partial z^2 - \partial w / \partial z \partial \bar{\rho} / \partial z] + \\
 & + \partial K_M / \partial z [\partial^2 \bar{\rho} w / \partial x \partial z - \partial^2 \bar{\rho} w / \partial x^2 - 2 \partial^2 \bar{\rho} u / \partial z^2 + 2 u \partial^2 \bar{\rho} / \partial z^2 - \partial w / \partial x \partial \bar{\rho} / \partial z + \\
 & + 2 \partial u / \partial z \partial \bar{\rho} / \partial z] + \partial^2 K_M / \partial x^2 \partial \bar{\rho} w / \partial x + \partial^2 K_M / \partial z^2 (u \partial \bar{\rho} / \partial z - \partial \bar{\rho} u / \partial z) + \\
 & + \partial^2 K_M / \partial x \partial z (-\partial \bar{\rho} u / \partial x - \partial \bar{\rho} w / \partial z - w \partial \bar{\rho} / \partial z) .
 \end{aligned}$$

A további átalakítások során felhasználva a kontinuitási egyenletet és az örvényesség definícióját, kapjuk a következőt:

$$\begin{aligned}
 T_M = & K_M [\nabla^2 \eta + \partial \bar{\rho} / \partial z (\partial^2 u / \partial z^2 - \partial^2 w / \partial z \partial x) - \partial^2 \bar{\rho} / \partial z^2 (2 \partial u / \partial z - \partial w / \partial x) - u \partial^3 \bar{\rho} / \partial z^3] + \\
 & + \partial K_M / \partial x [2 \partial \eta / \partial x - \partial w / \partial z \partial \bar{\rho} / \partial z - w \partial^2 \bar{\rho} / \partial z^2] + \\
 & + \partial K_M / \partial z [2 \partial \eta / \partial z - \partial w / \partial x \partial \bar{\rho} / \partial z + 2 u \partial^2 \bar{\rho} / \partial z^2 + 2 \partial u / \partial z \partial \bar{\rho} / \partial z] + \quad (A30) \\
 & + \partial^2 K_M / \partial x^2 \partial w / \partial x - \partial^2 K_M / \partial z^2 \partial u / \partial z + \partial^2 K_M / \partial z \partial x [\partial w / \partial z - \partial u / \partial x] .
 \end{aligned}$$

Az alábbi nagyságrendi becslést használjuk a fenti formula egyszerűsítésére:

$\bar{\rho} \sim 1 \text{ kg/m}^3$	$u, w \sim 1-10 \text{ m/s}$
$\partial \bar{\rho} / \partial z \sim 10^{-4} - 10^{-3} \text{ kg/m}^3$	$\partial u / \partial x, \partial u / \partial z, \partial w / \partial z, \partial w / \partial x \sim 10^{-2} - 10^{-1} \text{ 1/s}$
$\partial^2 \bar{\rho} / \partial z^2 \sim 10^{-6} - 10^{-7} \text{ kg/m}^3$	$\partial^2 u / \partial x^2, \partial^2 u / \partial z^2, \partial^2 w / \partial z^2 \sim 10^{-4} - 10^{-3} \text{ 1/s/m}$
$\partial^3 \bar{\rho} / \partial z^3 \sim 10^{-12} \text{ kg/m}^3$	$\partial^2 w / \partial x^2, \partial^2 u / \partial z \partial x, \partial^2 w / \partial z \partial x \sim 10^{-4} - 10^{-3} \text{ 1/s/m}$
$K_M \sim 1-100 \text{ m}^2/\text{s}$	$\eta \sim 10^{-2} - 10^{-3} \text{ kg/m}^3/\text{s}$
$\partial K_M / \partial x, \partial K_M / \partial z \sim 0.1-1 \text{ m/s}$	$\partial \eta / \partial x, \partial \eta / \partial z \sim 10^{-4} - 10^{-3} \text{ kg/m}^4/\text{s}$
$\partial^2 K_M / \partial x^2, \partial^2 K_M / \partial z^2 \sim 10^{-2} - 10^{-1} \text{ 1/s}$	$\partial^2 \eta / \partial x^2, \partial^2 \eta / \partial z^2 \sim 10^{-6} - 10^{-5} \text{ kg/m}^5/\text{s}$
$\partial^2 K_M / \partial x \partial z \sim 10^{-2} - 10^{-1} \text{ 1/s}$	

A fentiek figyelembevételével az alábbi egyszerűbb alakra hozható az (A30) egyenlet [26]:

$$T_M = K_M \nabla^2 n + 2 \cdot \frac{\partial K_M}{\partial x} \frac{\partial n}{\partial x} + 2 \cdot \frac{\partial K_M}{\partial z} \frac{\partial n}{\partial z} + \frac{\partial^2 K_M}{\partial x^2} \frac{\partial w}{\partial x} - \quad (A31) \\ - \bar{\rho} \frac{\partial^2 K_M}{\partial z^2} \frac{\partial u}{\partial z} + \bar{\rho} \frac{\partial^2 K_M}{\partial z \partial x} (\frac{\partial w}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial z})$$

A4. Hidrometeorok kontinuitási egyenlete

Irjuk fel a kontinuitási egyenletet a $[D, D+\Delta D]$ méretintervallumba tartozó részecskék keverési arányára. Legyen az ebbe a méretintervallumba tartozó részecskék levegőhöz viszonyított határsebessége $v(D)$.

$$\frac{\partial \bar{\rho} q'(D)}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} q'(D) u}{\partial x} + \frac{\partial \bar{\rho} q'(D) (w - v(D))}{\partial z} = \bar{\rho} P' + \nabla (\bar{\rho} K \nabla q'(D)) \quad , (A32)$$

ahol q' a $[D, D+\Delta D]$ méretintervallumhoz tartozó keverési arány, és természetesen nem csak a mérettől függ, mint ahogy a képletben szerepel, hanem az idő és a helykoordináták függvénye is.

Az (A32) egyenlet jobb oldalán az első tag az ún. forrás tag, a második tag a részecskék turbulens keveredése miatt szerepel.

Integráljuk mindkét oldalt a teljes mérettartományra:

$$\frac{\partial \bar{\rho} q_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} q_i u}{\partial x} + \frac{\partial \bar{\rho} q_i w}{\partial z} - \frac{\partial \bar{\rho} \bar{v}_i q_i}{\partial z} = \bar{\rho} P'_i + \nabla (\bar{\rho} K \nabla q_i) \quad , (A33)$$

ahol a bal oldal negyedik tagjában szereplő átlagsebesség pont a (26) egyenlettel definiált tömegsúlyozott határsebesség.

Kihasználva a levegőre vonatkozó kontinuitási egyenletet, és átrendezve a fenti egyenletet kapjuk:

$$\partial q_i / \partial t = -u \partial q_i / \partial x - w \partial q_i / \partial z = P_i' + \nabla(\bar{\rho} K \nabla q_i) / \bar{\rho} + 1/\bar{\rho} \partial \bar{\rho} \bar{v}_i q_i / \partial z . \quad (A34)$$

A jobb oldal utolsó tagja csak a csapadékelemekre felírt egyenletekben létezik, a felhőelemek esetében az eltűnő határsebesség miatt ez a tag azonosan nulla.

A5. A vízpára kondenzációja és depozíciója a felhőelemekre

Az alábbiakban a 3.6 fejezetben kvalitatíve ismertetett vízpára - felhőelemek kölcsönhatás kerül részletesebb tárgyalásra. Mint már említettük, a csak vizet, illetve vizet és jeget vegyesen tartalmazó tartományban a vízre vonatkozó 100 % -os telítettséget, a csak jeget (felhőjeget) tartalmazó részen pedig a jégre vonatkozó 100 %-os telítettséget tételezünk fel. Itt most részletesen csak azt az esetet tárgyaljuk, amikor a vizsgált rendszer vízpárából és vízből áll. A többi esetben az eljárás nagyon hasonló. A számítások során kihasználjuk, hogy a (6) egyenlettel definiált entrópia perturbáció a vízpára kondenzációja során állandó.

Gondolatban párologtassuk el a tömegegységnyi levegőben lévő összes vizet. Ekkor - változatlan entrópia perturbáció mellett - a potenciális hőmérséklet perturbáció a következő egyenlettel adható meg [14]:

$$\Theta_{us}' = \bar{\Theta}_0 (s' / c_p - L_v r / (c_p T_{00})) \text{ ahol } r = q + q_{cw} . \quad (A35)$$

Ezek után definiáljuk a következő potenciális hőmérséklet perturbációt [14]:

$$\theta'_s = \bar{\theta} (s'/c_p - L_v q_s(\theta_{us}) / (c_p T_{oo})) \quad , \quad (A36)$$

ahol q_s a $\theta_{us} = \theta'_{us} + \bar{\theta}_o$ potenciális hőmérséklethez tartozó telítési keverési arány. Könnyen belátható, hogy ha $\theta'_s = \theta'_{us}$ akkor a víz elpárolgása után a rendszer éppen telített lesz, és ha $\theta'_s < \theta'_{us}$, akkor az összes víz elpárolgása sem tudja biztosítani a 100 %-os telítettséget, ezért ha $\theta'_s \leq \theta'_{us}$, akkor:

$$\theta = \bar{\theta}_o + \theta'_{us}$$

$$q_{cw} = 0.0$$

$$q = r$$

Ellenkező esetben (amikor $\theta'_s > \theta'_{us}$) a víz elpárolgása folytan, vagy a már elve nagy páratartalom miatt a levegő túltelített. Az egyensúlyi, 100 %-os telítettséghez tartozó hőmérsékletet, vízpára és felhővíz keverési arányt a (6) egyenlet iterációs megoldásával határozzuk meg. (A vízpára keverési aránya is függ a θ' - től.) A megoldáshoz a Newton-Rhopsion-féle iterációs módszert használjuk. Az algoritmus a következő:

Legyen az első közelítés:

$$\theta'_1 = \theta'_s \quad \text{és} \quad q_1 = q_s(\theta'_s) \quad \text{ahol} \quad \theta'_s = \bar{\theta}_o + \theta'_s$$

A $k+1$ -ik közelítés a k -ik közelítésből az alábbi egyenlet segítségével határozható meg:

$$\theta'_{k+1} = \theta'_k - [\theta'_k - \bar{\theta}_o (s'/c_p - L_v q_s(\theta'_k) / (c_p T_{oo}))] / [1 + L_v \bar{\theta}' / (c_p T_{oo} dq_s / d\theta)] \quad (A37)$$

Az iteráció befejezhető ha: ,

$$|\theta'_k - \theta'_{k+1}| < \epsilon$$

ahol ϵ tetszőlegesen kicsi pozitív szám. Az iterációs eljárás elég gyors, $\epsilon=0.01$ esetén 2 - 3 iteráció elég.

A számítások befejezése után adódik a potenciális hőmérséklet, a vízpára és a felhővíz keverési arány:

$$\theta = \bar{\theta}_0 + \theta'_{k+1}$$

$$q = q_s(\theta)$$

$$q_{cv} = r - q$$

A6. Esőcseppek párolgási és fagyási sebessége, valamint a hó-részecskék olvadási sebessége.

a) Esőcseppek párolgása.

Egy M tömegű, D átmérőjű vízcsepp párolgási sebességét a következő egyenlettel adjuk meg [11]:

$$dM/dt = 2\pi D (\rho_{sv} - \rho_v) D f_R \quad , \quad (A38)$$

ahol D a diffúziós állandó, ρ_v és ρ_{sv} a vízpára sűrűsége a környezetben, illetve a vízcsepp felszínén. Az f_R ventillációs együtthatóval azt veszik figyelembe, hogy a párolgó vízcsepp mozog a levegőhöz képest. (A ventillációs együttható konkrét alakja az A8. függelékben található.) A párolgási hőveszteség miatt a vízcsepp felszínének hőmérséklete némileg (néhány század, maximum egy tized fokkal) alacsonyabb a környező levegő hőmérsékle-

ténél. Ez a hőmérséklet különbség a hővezetési egyenlet segítségével fejezhető ki. Kihasználva, hogy ez a hőmérséklet különbség elég kicsi, az egy cseppre vonatkozó párolgási sebesség az alábbi formulával adható meg [11]:

$$dM/dt = 2\pi D(q_{sw} - q) f_R / (1/(2) \rho) - L_v q_{sw} (L_v / (R_v T) - 1) / (K_a T), \quad (A39)$$

ahol q_{sw} a T környezeti hőmérsékletéhez tartozó telítési keverési arány, K_a a levegő hővezetési együtthatója. A fenti egyenletnek a teljes spektrumra való integrálása után kapjuk az eső keverési arányára vonatkozó párolgási sebességet (ld. 30. egyenlet).

b) Esőcseppek fagyása.

Bigg laboratóriumi mérései alapján egy D átmérőjű vízcsepp fagyási valószínűsége (P) az alábbi egyenlettel határozható meg [9]:

$$\ln(1-P) = b_2 \int_0^t D^3 \pi / 6 \{ \exp(a_2 (T_0 - T)) - 1 \} dt, \quad (A40)$$

ahol a_2 , b_2 állandók, t az idő. A P fagyási valószínűséget a következő összefüggéssel szokás definiálni:

$$P = N_F / (N_F + N_R), \quad (A41)$$

ahol N_F a $[D, D + \Delta D]$ méretintervallumba tartozó $[0, t]$ időintervallumban megfagyott cseppek száma. $N_F + N_R = N$ az összecséppszám a $[D, D + \Delta D]$ méretintervallumban. Az (A40) egyenlet idő szerinti deriválása után, kihasználva az (A41) definíciót és, hogy $dN_F = -dN_R$ kapjuk a következő összefüggést:

$$dN_R/dt = 20\pi^2 b_2 n_{R0} \rho_w \{ \exp(a_2(T_0 - T)) - 1 \} / (\rho \lambda_g^2) . \quad (A42)$$

Az (A42) egyenletnek a eső teljes méretintervallumára való integrálása után kapjuk az időegység alatt, tömegegységnyi levegőben megfagyó esőcseppek tömegét (ld. 44. egyenlet).

c) Hó olvadása.

Pozitív hőmérsékleti tartományban, egy M tömegű hórészecske olvadási sebessége az alábbi egyenlettel adható meg [16]:

$$dM/dt = (-dQ_s/dt - c_w(T - T_0) dM'/dt) / L_f , \quad (A43)$$

ahol dM'/dt az időegység alatt összegyűjtött felhő- és/vagy esőcsepp tömege; a hórészecskét melegítő hőt (hővezetés+páralecsepódás) a következő összefüggés adja:

$$dQ_s/dt = 2\pi DK_a (T - T_0) f_s + 2\pi D\rho(q - q_{sw}) f_s \Theta L_v , \quad (A44)$$

ahol q_{sw} és q a vízpára keverési aránya a részecske felszínén és a környezetben, feltételezvé, hogy az olvadó hórészecske felszínét vékony vízréteg borítja. Integrálva az (A44) egyenletet a teljes hó méretintervallumra a tömegegységnyi levegőben időegység alatt megolvadó hó tömegét kapjuk (ld. 61. egyenlet).

A7. A differenciálegyenletek numerikus megoldása során alkalmazott korrekciók.

Proctor javaslata alapján az alábbi korrekciót használtuk a csapadékelemek numerikus diffúziójának csökkentésére [15]:

$$\begin{aligned}
 q_{cw} &= q_{cw} + q_R \quad \text{és } q_R = 0 \quad \text{ha } 0 < q_R < 10^{-6} \text{ g/kg} \\
 q_{ci} &= q_{ci} + q_S \quad \text{és } q_S = 0 \quad \text{ha } 0 < q_S < 10^{-6} \text{ g/kg} \\
 q_{ci} &= q_{ci} + q_H \quad \text{és } q_H = 0 \quad \text{ha } 0 < q_H < 10^{-6} \text{ g/kg} .
 \end{aligned}
 \tag{A45}$$

Némileg bonyolultabb annak a hibának a kiküszöbölése, ami abból fakad, hogy a numerikus megoldást ((76), (77) egyenletek) leíró transzformáció nem pozitív definit, és ezért előfordul, hogy a numerikus megoldás néhány rácspontban negatív hidrometeor vagy vízpára keverési arányt eredményez. Egy olyan, első ránézésre kézenfekvő korrekció alkalmazása, hogy a paraméter értéke legyen nulla, ha a megoldás eredményeként egyébként negatív volt, a tömegmegmaradást sérti. Ennek kiküszöbölésére az alábbi módszert választjuk. Határozzuk meg az alábbi összegeket minden rácspont-ra összegezve:

$$\begin{aligned}
 \text{SUM1} &= \sum_{i,j} \rho q_{i,j} , \\
 \text{SUM2} &= \sum_{i,j} \rho (q_{i,j} + |q_{i,j}|) / 2 .
 \end{aligned}
 \tag{A46}$$

A két összeg meghatározása után az új keverési arányok (q'') a régiből az alábbi módon határozhatók meg:

$$\begin{aligned}
 q''_{i,j} &= q_{i,j} \cdot \text{SUM1} / \text{SUM2} \quad \text{ha } q_{i,j} > 0 \\
 q''_{i,j} &= 0 \quad \text{ha } q_{i,j} < 0 .
 \end{aligned}
 \tag{A47}$$

A8. A modellben szereplő fizikai paraméterek

Az alábbiakban megadjuk a modellben szereplő legfontosabb fizikai mennyiségeket. A mértékegység minden esetben a megfelelő SI egység.

Fagyáshő [11]:

$$L_p = 4186 \{ 79.7 + 0.488(T - T_0) - 2.5 \cdot 10^{-3}(T - T_0)^2 \} .$$

Párolgáshő [11]:

$$L_v = 4186 \cdot 597.3 (T/T_0)^\gamma , \text{ ahol } \gamma = 0.167 + 3.67 \cdot 10^{-4} \cdot T .$$

Levegő hővezető képessége [11]:

$$K_a = 418.6 \{ 5.69 + 0.017(T - T_0) \} 10^{-5} .$$

A levegő viszkozitása [11]:

$$\eta_a = \begin{cases} \{ 1.718 + 4.9 \cdot 10^{-3}(T - T_0) \} 10^{-5} & \text{ha } T > T_0 \\ \{ 1.718 + 4.9 \cdot 10^{-3}(T - T_0) - 1.2 \cdot 10^{-5}(T - T_0)^2 \} 10^{-5} & \text{ha } T < T_0 \end{cases}$$

Vízpára diffúziós együtthatója levegőben [11]:

$$D = 2.11 \cdot 10^{-5} (T/T_0)^{1.24} (p/p_0) , \text{ ahol } p_0 = 101325 \text{ Pa} .$$

A sík víz-, illetve sík jégfelszínre vonatkoztatott telítési párányomás [14]:

$$e_{s,w} = \exp((23.684T - 4947.4)/(T - 35.86))$$

$$e_{s,i} = \exp((28.289T - 6024.4)/(T - 7.66)) .$$

A levegőhöz képest mozgó csapadékelemek esetében két fajta ventillációs együttható különböztetnek meg. Az egyik a részecske és a levegő közötti hőcserével, a másik a vízmolekuláknak a részecske felületéről történő elpárolgásával kapcsolatos. A két együttható formailag teljesen azonos, csak míg a hőcserére vonatkozó ún. Nusselt-számtól függ, addig a párolgásra vonatkozó

az ún. Schmidt-számtól függ [11]. Ezek a számok a számunkra érdekes nyomás- és hőmérséklettartományban nem nagyon változnak ($N_N \sim 0.72$, $N_S \sim 0.63$), és mivel a köztük lévő különbség sem nagy, a modellben csak egyfajta ventillációs együtthatót használunk. Ezek a következők:

$$f_R = 0.78 + 0.26 \cdot N_{RE}^{1/3} \quad \text{az esőcseppekre [11],}$$

$$f_S = 0.86 + 0.24 \cdot N_{RE}^{1/3} \quad \text{a hó részecskékre [11],}$$

$$\text{és } f_H = 0.94 + 0.33 \cdot N_{RE}^{1/3} \quad \text{a jégszemekre [106].}$$

A9. Radarreflektivitás meghatározása

A zivatarfelhők rádiólokációs mérése adja az egyik lehetőséget a modellezett és a valóságban lejátszódó folyamatok összehasonlítására. A méréseket általában 3.2 cm-es vagy 10cm-es hullámhosszú elektromágneses hullámokkal végzik. A 10cm-es hullámhossz általában jóval nagyobb mint a felhőt alkotó hidrometeorok mérete, ezért Rayleigh-szórást feltételezve határozható meg a radar reflektivitási faktor:

$$Z = \sum_i n_i D_i^6, \quad (A48)$$

ahol n_i az i -ik méretintervallumba lévő részecskék koncentrációja, D_i a részecske mérete. Nagyobb jégszemek esetén előfordulhat, hogy a méret összemérhető a hullámhosszal, ebben az esetben már a jóval bonyolultabb Mie-féle szóráselméletet kellene használni. Elméleti számítások szerint, exponenciális méret szerinti eloszlást feltételezve, és nem túlságosan nagy jég keverési arány

esetén a Mie-féle szórás-elmélet és a Rayleigh-féle szórás-elmélet által adott reflektivitási értékek csak kicsit különböznek [107]. Ennek az az oka, hogy a fenti feltételek teljesülése esetén a nagyméretű jég szemek koncentrációja viszonylag kicsi. Mivel a reflektivitási faktor igen erősen függ a részecskék méretétől, a felhőelemeket ebből a szempontból figyelmen kívül hagyhatjuk.

Folytonos méret eloszlást tételezve fel az összegzés integrállá alakítható. Az esőcseppek visszaverőképessége a következő módon adható meg [107]:

$$Z_R = \int_0^{\infty} n_R(D) D^6 dD = 720 \cdot 10^{18} n_{R0} \lambda_R^{-7} \quad [\text{mm}^6 \text{m}^{-3}] \quad (\text{A49})$$

A szilárd halmazállapotú csapadékelemek visszaverőképességének meghatározásakor figyelembe kell venni a víz és a jég eltérő dielektromos állandóját. Ha a hó, illetve a jég szemek felületét nem borítja vékony vízhártya, azaz hőmérsékletük kisebb mint 0 C, a visszaverőképesség a következő módon határozható meg [15]:

$$Z_{SDRY} = 720 \cdot 10^{18} |K_I|^2 \rho_S^2 / (|K_W|^2 \rho_W^2) \cdot n_{S0} \lambda_S^{-7} \quad [\text{mm}^6 \text{m}^{-3}] \quad (\text{A50})$$

$$Z_{MORY} = 720 \cdot 10^{18} |K_I|^2 \rho_M^2 / (|K_W|^2 \rho_W^2) \cdot n_{M0} \lambda_H^{-7} \quad [\text{mm}^6 \text{m}^{-3}] \quad ,$$

ahol $|K_I|^2$ és $|K_W|^2$ a jég és a víz dielektromos állandója, és értékük 0.21, illetve 0.93.

Az olvadó hó reflektivitása az esőcseppekéhez hasonlóan határozható meg [15]:

$$Z_{SWET} = 720 \cdot 10^{18} n_{SO} \lambda_S^{-7} \quad [\text{mm}^6 \text{m}^{-3}] \quad . \quad (\text{A51})$$

Amikor a jég szemek hőmérséklete 0 C-os - nedves növekedés vagy olvadás esetén - a következő, empirikusan meghatározott formula adja a jég szemek reflektivitását [107]:

$$Z_{HWET} = (720 \cdot 10^{18} n_{HO} \lambda_H^{-7})^{0.95} \quad [\text{mm}^6 \text{m}^{-3}] \quad . \quad (\text{A52})$$

Az eredő reflektivitás az eső, a hó és a jég/graupel reflektivitási tényezőjének összege lesz.

A10. Szimbólumlista

a_1	állandó (felhőjég, jégmagvak koncentrációja)	10^{-2} m^{-2}
a_2	állandó (esőcseppek fagyása)	0.66 K^{-1}
a_{C1}	állandó (hexagonális jégkristály átmérője)	$16.3 \text{ mkg}^{-0.5}$
a_{d1}	hőmérsékletfüggő paraméter	$\text{kg}^{1-2} \text{ s}^{-1}$
a_{d2}	hőmérsékletfüggő paraméter	
a_5	állandó (hó határsebessége)	1.1 ms^{-1}
a_R	állandó (esőcseppek határsebessége)	842 m^{1-b_R}
b_1	állandó (felhőjég, jégmagvak koncentrációja)	0.6 K^{-1}
b_2	állandó (esőcseppek fagyása)	$100 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$
b_R	állandó (esőcseppek határsebessége)	0.8
c_1	jég fajhője	$2098 \text{ Jkg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
c_P	szárazlevegő állandó nyomáson vett fajhője	$1004 \text{ Jkg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
c_W	víz fajhője	$4186 \text{ Jkg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
C_D	jégszemek alakellenállási együtthatója	0.6
D	tetszőleges hidrometeor átmérője	m
D_{C1}	jégkristályok átlagos átmérője	m
D	vízpára diffúziós együtthatója levegőben	$\text{m}^2 \text{ s}^{-1}$
e_{s1}	egyensúlyi telítési párányomás jég felett	Pa
e_{sW}	egyensúlyi telítési párányomás víz felett	Pa
E_2	koagulációs együttható	1
E_1	felhőjég-felhővíz koagulációs együttható	
E_3	felhőjég-jég/graupel ill. hó-jég/graupel koagulációs együttható	
E_4	felhőjég-hó koagulációs együttható	
f_H	jégszemek ventilációs együtthatója	
f_R	esőcseppek ventilációs együtthatója	
f_S	hórészecskék ventilációs együtthatója	

g	gravitációs gyorsulás	9.81	ms^{-2}
K_a	levegő hővezetési együtthatója		$\text{Jm}^{-1}\text{s}^{-1}\text{K}^{-1}$
K_H	turbulens keveredési együttható a hőre		m^2s^{-1}
K_M	turbulens keveredési együttható az impulzusra		m^2s^{-1}
l	a felhőelemek és a vízpára keverési arányának összege		kgkg^{-1}
L_f	fagyáshő		Jkg^{-1}
L_d	szublimációshő		Jkg^{-1}
L_v	párolgáshő		Jkg^{-1}
m_{CIM}	500 μm -es hexagonális kristály tömege	$9.4 \cdot 10^{-10}$	kg
M	tetszőleges hidrometeor tömege		kg
n_{CW}	felhővíz méret szerinti eloszlása		m^{-4}
n_H	jég/graupel méret szerinti eloszlása		m^{-4}
n_{H0}	állandó	$4 \cdot 10^4$	m^{-3}
n_R	eső méret szerinti eloszlása		m^{-4}
n_{R0}	állandó	$8 \cdot 10^6$	m^{-4}
n_S	hó méret szerinti eloszlása		m^{-4}
n_{S0}	állandó	$3 \cdot 10^6$	m^{-4}
N_{CI}	felhőjég koncentrációja		m^{-3}
N_{CW}	felhőcseppek koncentrációja		m^{-3}
N_d	jégmagvak koncentrációja		m^{-3}
N_F	a $[D, D+\Delta D]$ méretintervallumba tartozó megfagyott esőcseppek koncentrációja		m^{-3}
N_R	a $[D, D+\Delta D]$ méretintervallumba tartozó esőcseppek koncentrációja		m^{-3}
N_N	Nusselt-szám	0.72	
N_{RE}	Reynolds-szám		
N_S	Schmidt-szám	0.63	

p	légtéri nyomás	Pa
P	esőcseppek fagyási valószínűsége	
P_{CI}	forrástag a felhőjég kontinuitási egyenletében	$kgkg^{-1}s^{-1}$
P_{CW}	forrástag a felhővíz kontinuitási egyenletében	$kgkg^{-1}s^{-1}$
P_H	forrástag a jég/graupel kontinuitási egyenletében	$kgkg^{-1}s^{-1}$
P_R	forrástag az eső kontinuitási egyenletében	$kgkg^{-1}s^{-1}$
P_S	forrástag a hó kontinuitási egyenletében	$kgkg^{-1}s^{-1}$
P_L	forrástag a felhőelemek és a vízpára összegére felírt kontinuitási egyenletben	$kgkg^{-1}s^{-1}$
P_{CIA}	felhőjég autokonverziós sebessége	$kgkg^{-1}s^{-1}$
P_{CWA}	felhővíz autokonverziós sebessége	$kgkg^{-1}s^{-1}$
P_{SA}	hó autokonverziós sebessége	$kgkg^{-1}s^{-1}$
P_{CICWC}	felhőjég-felhővíz koagulációs sebesség	$kgkg^{-1}s^{-1}$
P_{CID1}	felhőjég depozíciós növekedése jégmagvakon	$kgkg^{-1}s^{-1}$
P_{CID2}	felhőjég depozíciós növekedése	$kgkg^{-1}s^{-1}$
P_{CIM}	felhőjég olvadása	$kgkg^{-1}s^{-1}$
P_{CWF}	felhővíz fagyása	$kgkg^{-1}s^{-1}$
P_{CIRC}	felhőjég-eső koagulációs sebesség	$kgkg^{-1}s^{-1}$
P_{HDEP}	jég/graupel depozíciós növekedése	$kgkg^{-1}s^{-1}$
P_{HCIC}	jég/graupel-felhőjég koagulációs sebesség	$kgkg^{-1}s^{-1}$
P_{HCWC}	jég/graupel-felhővíz koagulációs sebesség	$kgkg^{-1}s^{-1}$
P_{RF}	eső spontán fagyása	$kgkg^{-1}s^{-1}$
P_{HRC}	jég/graupel-eső koagulációs sebesség	$kgkg^{-1}s^{-1}$
P_{HSC}	jég/graupel-hó koagulációs sebesség	$kgkg^{-1}s^{-1}$
P_{RCIC}	eső-felhőjég koagulációs sebesség	$kgkg^{-1}s^{-1}$
P_{RCWC}	eső-felhővíz koagulációs sebesség	$kgkg^{-1}s^{-1}$
P_{RSC}	eső-hó koagulációs sebesség	$kgkg^{-1}s^{-1}$
P_{SHED}	jégszemekről lesodródó víz	$kgkg^{-1}s^{-1}$
P_{SCIC}	hó-felhőjég koagulációs sebesség	$kgkg^{-1}s^{-1}$

P_{SCWC}	hó-felhővíz koagulációs sebesség	$kgkg^{-1}s^{-1}$
P_{SRC}	hó-eső koagulációs sebesség	$kgkg^{-1}s^{-1}$
P_{SM}	hó olvadása	$kgkg^{-1}s^{-1}$
P_{SDEP}	hó depozíciós növekedése	$kgkg^{-1}s^{-1}$
P_{RV}	eső párolgása	$kgkg^{-1}s^{-1}$
P_{WET}	jég/graupel nedves növekedése	$kgkg^{-1}s^{-1}$
q	vízpára keverési aránya	$kgkg^{-1}$
q_{SI}	vízpára telítési keverési aránya jég felett	$kgkg^{-1}$
q_{SW}	vízpára telítési keverési aránya víz felett	$kgkg^{-1}$
q_{CI}	felhőjég keverési aránya	$kgkg^{-1}$
q_{CIO}	felhőjég autokonverziós küszöbértéke	$kgkg^{-1}$
q_{CW}	felhővíz keverési aránya	$kgkg^{-1}$
q_H	jég/graupel keverési aránya	$kgkg^{-1}$
q_R	eső keverési aránya	$kgkg^{-1}$
q_S	hó keverési aránya	$kgkg^{-1}$
q_{SO}	hó autokonverziós küszöbértéke	$kgkg^{-1}$
q'	hidrometeorok keverési arányának összege	$kgkg^{-1}$
q_{CIM}	500 μ m-es átlagos jégkristály mérethez tartozó felhőjég keverési arány	$kgkg^{-1}$
Q	tömegegységnyi levegőnek időegység alatt átadott hő	$Jkg^{-1}s^{-1}$
Q_H	egy jég szem által felvett hő	J
\bar{Q}_H	tömegegységnyi levegőben lévő jég/graupel-által felvett hő	$Jkgkg^{-1}$
Q_S	egy hórészecske által felvett hő	J
\bar{Q}_S	tömegegységnyi levegőben lévő hó által felvett hő	$Jkgkg^{-1}$

r'	paraméter (felhővíz autokonverziója)		m
\bar{r}_{cw}	átlagos felhőcseppméret		m
R_1	paraméter (felhővíz autokonverziója)		
R_2	paraméter (felhővíz autokonverziója)		
R_d	szárazlevegő gázállandója	286.7	$\text{Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$
R_v	vízpára gázállandója	461.5	$\text{Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$
s	nedves levegő specifikus entrópia perturbációja		$\text{Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$
t	idő		s
Δt	numerikus megoldás időlépése		s
T	levegő hőmérséklete		K
T_0		273.15	K
T_{00}	referencia hőmérséklet		K
T_H	egy jég szem hőmérséklete		K
\bar{T}_H	átlagos jég szem hőmérséklet		K
u	levegő vízszintes sebességkomponense		ms^{-1}
\bar{v}	levegő sebességvektora		ms^{-1}
v_{ci}	jégkristályok határsebessége	0.4	ms^{-1}
v_H	jég szem határsebessége		ms^{-1}
\bar{v}_H	jég/graupel tömegsúlyozott határsebessége		ms^{-1}
v_R	esőcsepp határsebessége		ms^{-1}
\bar{v}_R	eső tömegsúlyozott határsebessége		ms^{-1}
v_s	hó határsebessége		ms^{-1}
w	levegő függőleges sebességkomponense		ms^{-1}
x	vízszintes független helykoordináta		m
Δx	rácspontok távolsága vízszintesen		m
z	függőleges független helykoordináta		m
Δz	rácspontok távolsága függőlegesen		m

Z	reflektivitás	dBZ
α	felhővíz relatív diszperziójának a reciproka	
α_1	paraméter (felhőjég autokonverziója)	\bar{s}^{-1}
α_2	paraméter (hó autokonverziója)	s^{-1}
β	paraméter (felhővíz méret szerinti eloszlása)	m
γ	felhővíz méret szerinti eloszlásának relatív diszperziója	
n	örvényesség	$\text{kgm}^{-3}\text{s}^{-1}$
η_0	levegő viszkozitása	$\text{kgm}^{-1}\text{s}^{-1}$
θ	potenciális hőmérséklet	K
$\bar{\theta}_0$	potenciális hőmérséklet a talaj közelében	K
$\bar{\theta}$	hidrosztatikai egyensúlyban lévő levegő potenciális hőmérséklete	K
θ''	potenciális hőmérséklet perturbációja	K
λ_H	paraméter (jég/graupel méret szerinti eloszlása)	m^{-1}
λ_R	paraméter (eső méret szerinti eloszlása)	m^{-1}
λ_S	paraméter (hó méret szerinti eloszlása)	m^{-1}
ρ_0	levegő sűrűsége a talajon	1.3 kgm^{-3}
ρ	levegő sűrűsége	kgm^{-3}
$\bar{\rho}$	levegő átlagos sűrűsége	kgm^{-3}
ρ_H	jég/graupel sűrűsége	900 kgm^{-3}
ρ_W	víz sűrűsége	1000 kgm^{-3}
ρ_S	hó átlagos sűrűsége	100 kgm^{-3}
Ψ	áramfüggvény	$\text{kgm}^{-1}\text{s}^{-1}$

Irodalomjegyzék

- [1] Kuo-Nan Liou and Szu-Cheng S. Ou ,1988: Theory on the uncertainty in cloud microphysical processes and climate.
10th International Cloud Physics Conference, Preprints 118-120, Bad-Homburg 1988.
- [2] Alheit, R.R., A.I. Flossmann and H.R. Pruppacher , 1990: A theoretical study of the wet removal of atmospheric pollutants. Part IV: The uptake and redistribution of aerosol particles through nucleation and impaction scavenging by growing cloud drops and ice particles.
J. Atm. Sci. 47, 870-887
- [3] Tuttle, J.D., V.N. Bringi, H.D. Orville and F.J. Kopp, 1989: Multiparameter radar study of microburst: comparison with model result.
J. Atm. Sci. 46, 601-620
- [4] Weinstein, A.I., 1972: Application of numerical models to cumulus cloud modification.
J. Weath. Mod. 4, 177-185
- [5] Orville, H.D. 1990: The use of cloud models in weather modification. J. Weath. Mod. 22, 137-142
- [6] Hobbs, P.V., 1989: Research on clouds and precipitation: Past, present and future, Part I.
Bull. Am. Met. Soc. 70, 282-285
- [7] Schumann, T.E.W., 1938: The theory of hailstone formation.
Quart. J. Roy. Met. 64, 3-21
- [8] Langmuir, I. and K.B. Blodgett, 1946: Mathematical investigation of water droplet trajectories.
Army Air Force Technical Report. 66-78, Whashington D.C.
- [9] Bigg, E.K., 1953: The formation of atmospheric ice crystals by freezing droplets.
Quart. J. Roy. Met. 79, 510-519
- [10] Warner, J. 1969: The microstructure of cumulus cloud. Part I
General features of droplet spectrum.
J. Atm. Sci. 26, 1049-1059
- [11] Pruppacher, H.R. and J.D. Klett, 1978: Microphysics of clouds and precipitation.
D. Reidel Publishing Company, Dordrecht, Holland 1978.
- [12] Fletcher, N.H., 1962: The Physics of rain clouds.
Cambridge Universiti Press.

- [13] Huffmann, P.J. and G. Vali, 1977: The effect of vapor depletion on ice nucleous measurements with membrane filters.
J. Appl. Met. 12, 1018-1024
- [14] Orville, H.D. and F.J. Kopp, 1977: Numerical simulation of life history of a hailstorm.
J. Atm. Sci. 34, 1596-1618
- [15] Proctor, F.H., 1987: The terminal area simulation system Volume I: Theoretical formulation.
NASA Contract report 4046.
- [16] Lin, Y-L., R.D. Farley and H.D. Orville, 1983: Bulk parametrization of the snow field in a cloud model.
J. Clim. Appl. Met., 22, 1065-1092
- [17] Squires, P. and J.S. Turner, 1962: An entraining jet model for cumulus updraft. Tellus, 14, 422-434
- [18] Simpson, J. and V. Wiggert, 1971: 1968 Florida seeding experiment: Numerical model results.
Mon. Wea. Rev., 102, 115-139
- [19] Foote, G.B. and C.G. Mohr, 1979: Results of a randomized hail suppression experiment in northeast Colorado. Part VI: Post hoc stratification by storm intensity and type. J. Appl. Met., 18. 1589-1600
- [20] Wisner, C., H.D. Orville and C.G. Myers, 1972: A numerical model of hail-bearing cloud.
J. Atm. Sci., 29. 1160-1181
- [21] Danielsen, E., R. Bleck and D. Morris, 1972: Hail growth by stochastic collection in a cumulus model.
J. Atm. Sci., 29. 135-155
- [22] Nelson, L.D. 1979: Observation and numerical simulation of precipitation mechanism in natural and seeded convective clouds.
Technical note No. 54. University of Chicago.
- [23] Orville, H.D. 1977: A review of hailstone-hailstorm numerical simulation. Met. Mon. 16, Hail: A review of hail science and hailsuppression. p.49-61
- [24] Marwitz, J.D., 1973: Trajectories within the weak echo regions of hailstorms. J. Appl. Met., 12. 1174-1182
- [25] Report of the International Cloud Modelling Workshop/Conference, Irsee (FRG), 1985, p34.
- [26] Chen, C-H. and H.D. Orville, 1980: Effects of mesoscale convergence on cloud convection.
J. Appl. Met., 19. 256-274

- [27] Orville, H.D., 1965: A numerical study of the initiation of cumulus clouds over mountainous terrain. *J. Atm. Sci.*, 30. 684-699
- [28] Ogura, Y. and N.W. Philips, 1962: Scale analysis of deep and shallow convection in the atmosphere. *J. Atm. Sci.*, 19. 173-179
- [29] Molenkamp, C.R., 1968: Accuracy of finite-difference methods applied to the advection equation. *J. Appl. Met.*, 7. 160-167
- [30] Smolarkiewicz, P.K., 1984: A fully multidimensional positive definite advection transport algorithm with small implicit diffusion. *J. Comp. Phys.*, 54. 325-362
- [31] Geresdi I. és Weidinger T., 1989: A meteorológiai folyamatok modellezésében alkalmazott numerikus módszerek. *Időjárás*, 93. 100-114
- [32] Ogura, Y. and T. Takahasi, 1971: Numerical simulation of the life cycle of a thunderstorm cell. *Month. Wea. Rev.*, 99. 895-911
- [33] Orville, H.D. and L.J. Sloan, 1970: A numerical simulation of the life history of a rain storm. *J. Atm. Sci.*, 8. 1148-1159
- [34] Kessler, E., 1969: On the distribution and continuity of water substance in atmosphere circulation. *Met. Mon. No.* 34. p.84
- [35] Takahasi, T., 1976: Hail in an axisymmetric cloud model. *J. Atm. Sci.*, 33, 1579-1601
- [36] Pringle, J.E., H.D. Orville and T.D. Stechmann, 1973: Numerical simulation of atmospheric electricity effects in a cloud model. *J. Geophys. Res.*, 78. 4508-4514
- [37] Takahasi, T., 1974: Numerical simulation of warm cloud electricity. *J. Atm. Sci.*, 31. 2160-2181
- [38] Helsdon, J.H. and R.D. Farley, 1987: A numerical modelling study of a Montana thunderstorm: 2. Model results versus observations involving electrical aspects. *J. Geophys. Res.*, 92. 5661-5675
- [39] Farley, R.D., 1987: Numerical modelling of hailstorms and hailstone growth: Part III. Simulation of an Alberta hailstorm - natural and seeded cases. *J. Clim. Appl. Met.*, 26. 789-812
- [40] Hall, W.D., 1980: A detailed microphysical model within a two dimensional dynamic framework: model description and preliminary results. *J. Atm. Sci.*, 37. 2486-2507

- [41] Gagin, A., 1972: The effect of supersaturation on the ice crystal production by natural aerosols. *J. Rech. Atm.*, 6. 175-185
- [42] Cotton, W.R., M.A. Stephens, T. Nehr Korn and G.J. Tripoli 1982: The Colorado State University three-dimensional cloud/mesoscale model-1982. Part II. : An ice phase parametrization. *J. Rech. Atm.*, 16, 295-300
- [43] Proctor, F.H., 1987: The terminal area simulation system Volume II: Verification cases. NASA Contract Report.
- [44] Report of the Second International Cloud Modelling Workshop, Toulouse, 1988, p29-49
- [45] Zoltán Cs. and Geresd I. 1984: A one-dimensional steady-state jet model for thunderclouds. *Időjárás* 88, 21-31
- [46] Geresdi I. and Zoltán Cs., 1986: One-dimensional time-dependent model with bulk parametrization Report of the International Cloud Modelling Workshop/Conference Irsee (FRG), 1985
- [47] Geresdi I. and Zoltán Cs., 1987: An one-dimensional time-dependent model of Cb in cumulus stage. *Időjárás*, 91, 224-237
- [48] List, R., Schuepp, P.H. and Methot, R.G.J., 1965: Heat exchange ratios of hailstones in a model cloud and their simulation in a laboratory. *J. Atm. Sci.*, 22, 710-718
- [49] Geresdi, I., Zoltán, Cs., Székely, Cs., Molnár, K. and Stoyanov, S, 1984: A numerical model of hailstone growth Proceedings of 9th International Cloud Physics Conference Tallin, 1984, p493-496
- [50] Dutton, J.A. and G.H. Fichtl, 1969: Approximate equations of motions for gases and liquids. *J. Atm. Sci.*, 26. 241-254
- [51] Götz G. és Rákóczi F., 1981: A dinamikus meteorológia alapjai. Tankönyvkiadó, Budapest, 314. old.
- [52] Wilhelmson, R.B., 1976: On the thermodynamic equation for deep convection. *Month. Wea. Rev.*, 105. 545-549
- [53] Lipps, F.B. and R.S. Hemler, 1979: Another look at the thermodynamic equation for deep convection. *Month. Wea. Rev.* 108. 78-84
- [54] Iribarne, J.V. and W.L. Godson, 1973: Atmospheric thermodynamics. *Geophys. Astrophys. Mon.* 6, p 75-77
- [54a] Tennekes, H. and J.D. Woods, 1973: Coalescence in a weakly turbulent cloud. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 99. 758-763

- [55] Schlamp, R.J., S.N. Grover, H.R. Pruppacher and A.E. Hamielec, 1976: A numerical investigation of the effect of electrical charges and vertical external electric fields on the collision efficiency of cloud drops. *J. Atm. Sci.*, 33. 1747-1755
- [56] Beard, K.V. and S.N. Grover, 1974: Numerical collision efficiencies for small raindrops colliding with micron size particles. *J. Atm. Sci.*, 31. 543-550
- [57] Cotton, W.R., 1975: Theoretical cumulus dynamics. *Rev. Geophys. and Space Phys.*, 13. 419-448
- [58] Warner, J., 1968: The supersaturation in natural clouds. *J. Rech. Atm.*, 3. 233-237
- [59] Bencze P., Major Gy., Mészáros E., 1982: Fizikai meteorológia (6. fejezet). Akadémia Kiadó, Budapest.
- [60] Srivastava, R.C., 1989: Growth of cloud drops by condensation: a criticism of currently accepted theory and new approach. *J. Atm. Sci.*, 46. 869-887
- [61] Young, K.C., 1974: The role of contact nucleation in ice phase initiation in clouds. *J. Atm. Sci.* 31., 768-776
- [62] Mossop, S.C., R.E. Cottis and B.M. Bartlett, 1972: Ice crystal concentration in cumulus and stratocumulus clouds. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 98. 105-123
- [63] Dye, J.E., J.J. Jones, W.P. Winn, T.A. Cerni, B. Gardiner, D. Lamb, R.L. Pitter, J. Hallett and P.R. Saunders, 1986: Early electrification and precipitation development in a small isolated Montana cumulonimbus. *J. Geophys. Res.*, 91. 1231-1247
- [64] Wakimoto, R.M. and V.N. Bringi, 1988: Operational detection of microburst associated with intense convection: The 20 July storm during the MIST project. *Month. Wea. Rev.*, 116. 1521-1539
- [65] Musil, D.J., 1970: Computer modelling hailstone growth in feeder clouds. *J. Atm. Sci.*, 27. 474-482
- [66] Rasmussen, R.M. and A.J. Heymsfield, 1987: Melting and shedding of graupel and hail. Part I: Model physics. *J. Atm. Sci.* 44, 2754-2763
- [67] Geresdi, I., 1991: Two-dimensional simulation of a small hailstorm. *Időjárás (megjelenés alatt)*
- [68] Knight, C.A., W.D. Hall and P.M. Roskovski, 1983: Visual cloud histories to first radar echo formation in North-east Colorado cumulus. *J. Clim. Appl. Met.*, 22. 1022-1040

- [69] Cotton, W.R., G.J. Tripoli, R.M. Rauber and E.A. Mulvihill, 1986: Numerical simulation of the effects of varying ice crystal nucleation rates and aggregation processes on orographic snowfall. *J. Clim. Appl. Met.*, 25. 1658-1680
- [70] Hsie, E.Y., R.D. Farley and H.D. Orville, 1980: Numerical simulation of ice-phase convective cloud seeding. *J. Appl. Met.*, 19. 950-977
- [71] Cooper, W.A., 1974: A possible mechanism for contact nucleation. *J. Atm. Sci.*, 31. 1832-1837
- [72] Rutledge, S.A. and P.V. Hobbs, 1984: The mesoscale and microscale structure and organization of clouds and precipitation in midlatitude cyclones. XII: A diagnostic modelling study of precipitation development in narrow cold-frontal rainbands. *J. Atm. Sci.*, 41. 2949-2972
- [73] Gunn, K.L.S. and J.S. Marshall, 1958: The distribution with size of aggregate snowflakes. *J. Met.*, 15. 452-461
- [74] Locatelli, J.D. and P.V. Hobbs, 1974: Fall speeds and masses of solid precipitation particles. *J. Geophys. Res.*, 79. 2185-2197
- [75] Marshall, J.S. and W.M. Palmer, 1948: The distribution of raindrops with size. *J. Met.*, 5. 165-166
- [76] Gunn, R. and G.D. Kinzer, 1949: The terminal velocity of fall for water drops in stagnant air. *J. Met.*, 6. 243-248
- [77] Zikmunda, and G. Vali, 1972: Fall patterns and fall velocities of rimed ice crystals. *J. Atm. Sci.* 29., 1334-1347
- [78] Pflaum, J.C., 1980: Hail formation via microphysical recycling. *J. Atm. Sci.*, 37. 160-173
- [79] Federer, B. and A. Waldvogel, 1978: Time resolved hailstone analyses and radar structure of Swiss storms. *Quart. J. R. Met. Soc.*, 104. 69-90
- [80] Federer, B. and A. Waldvogel, 1975: Hail and raindrop size distribution from Swiss multicell storms. *J. Appl. Met.*, 14, 91-97
- [81] Matson, A.W. and Matson, R., 1979: Field observation of the kinematics of hailstones. NCRA Technical Note.

- [82] Anderson, J. and J. Halett, 1976: Supersaturation and time dependence of ice nucleation from the vapor on single crystal substrates. *J. Atm. Sci.* 33, 822-832.
- [83] Helsdon, J.H. and R.D. Farley, 1987: A numerical modeling study of a Montana thunderstorm: 1. Model results versus observations involving nonelectrical aspects. *J. Geophys. Res.* 92, 5645-5659
- [84] Koenig, L.R., 1971: Numerical modeling of ice deposition. *J. Atm. Sci.* 28, 226-237
- [85] Wirth E., 1967: Temperature zamerzania kapel odúknovennoj (H_2O); tjzseloj (D_2O) vodü. Simposion po fizike oblakov, Sofia 1967.
- [86] Orville, H.D. and K. Hubbard, 1973: On the freezing of liquid water in cloud. *J. Appl. Met.* 12, 671-676.
- [87] Berry, E.X. and R.L. Reinhardt, 1974: An analysis of cloud drop growth by collection: Part II. Single initial distributions. *J. Atm. Sci.* 31, 1825-1831
- [88] Mossop, S.C., 1985: The origin and concentration of ice crystals in clouds. *Bull. Amer. Met. Soc.*, 66, 264-273
- [89] Crowley, W.P., 1968: Numerical advection experiment. *Mon. Wea. Rev.* 96, 1-11
- [90] Smolarkiewicz, P.K., 1982: The multi-dimensional Crowley advection scheme with small implicit diffusion. *Mon. Wea. Rev.* 111, 479-486
- [91] Temperton, C., 1977: Mixed-radix fast Fourier transformation without reordering, ECMWF Technical Report No. 3.
- [92] Temperton, C., 1980: On the FACR(1) algorithm for the discrete Poisson equation. *J. Comp. Phys.*, 34, 314-329
- [93] Knollenberg, R.G., 1976: Three new instruments for cloud physical measurements: The 2-D spectrometer, the forward scattering spectrometer probe and the active scattering aerosol spectrometer. Preprints. Int. Cloud Phys. Conf. American Met. Soc. Boluder, Colorado, 1976, 554-561
- [94] Schumann, U., Hauf, T., Höller, H., Schmidt, H. and Volker, H., 1987: A mesoscale model for the simulation of turbulence, clouds and flow over mountains: formulation and validation examples. *Cont. Atm. Phy.*, 60, 413-445

- [95] Székely Cs. és Zoltán Cs., 1984: A jégesőindikátor és felhasználásának lehetőségei. *Időjárás*, 88, 32-45
- [96] Knight, C.A. and N.C. Knight, 1976: Hail embryo studies. Preprints. Int. Cloud Phys. Conf. American Met. Soc., Boulder Colorado, 1976, 222-226
- [97] Young, K.C., 1977: A numerical examination of some hail suppression concepts. *Met. Mon.* 16, Hail: A review of hail science and hail suppression. p 195-214
- [98] Report of the meeting of experts on the dynamic of hailstorms and related uncertainties of hail suppression. WMO report 1981
- [99] Miller, L.J., Tuttle, J.D. and Foote, G.B., 1990: Precipitation in a large Montana hailstorm: Airflow and particle growth trajectories. *J. Atm. Sci.*, 47, 1619-1646
- [100] Paluch, I.R., 1978: Size sorting of hail in a three-dimensional updraft and implications for hail suppression. *J. Appl. Met.*, 17, 763-777
- [101] Kubesh, R.J., Musil, D.J., Farley, R.D. and Orville, H.D., 1988: The August 1981 CCOPE storm: Observation and modelling results. *J. Clim. Appl. Met.*, 27, 216-243
- [102] Waldvogel, A., Klein, L., Musil, D.J. and Smith, P.L., 1987: Characteristic of radar-identified big drop zones in swiss hailstorms. *J. Clim. Appl. Met.*, 26, 861-877
- [103] Nicolini, M. and Paegle, J., 1988: Real data deterministic forecast of the impact of ambient vertical motion fields upon convective precipitation. Report of the second International Cloud Modelling Workshop, Toulouse, 1988, p 207-220
- [104] Lilly, D.K., 1990: Numerical prediction of thunderstorms - has its time come? *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 116, 779-798
- [105] LeMone, M.A., G.M. Barnes, J.C. Fankhauser and L.F. Tarleton, 1988: Perturbation pressure fields measured by aircraft around the cloud-base updraft of deep convection clouds. *Month. Wea. Rev.*, 116, 313-327.
- [106] Mason, B.J. and A.D. Thorpe, 1966: The evaporation of ice spheres and ice crystals. *Brit. J. Appl. Phys.*, 17, 541-548.
- [107] Smith, P.L., Jr., C.G. Myers and H.D. Orville, 1975: Radar reflectivity factor calculations in numerical cloud models' using bulk parametrization of precipitation. *J. Appl. Meteor.*, 14, 1156-1165.