

SABINA ŞTEFAN

FİZİKA ATMOSFERİ,
vremea și cîma'

SABINA ȘTEFAN

FIZICA ATMOSFEREI, VREMEA ȘI CLIMA



**EDITURA UNIVERSITĂȚII DIN BUCUREȘTI
2004**

© Editura Universității din București
Sos. Panduri, 90–92, București – 050663; Telefon/Fax: 410.23.84
E-mail: editura_unibuc@yahoo.com
Internet: www.editura.unibuc.ro

Culegere text : Prof. Dr. *Sabina Ștefan*
Tehnoredactare computerizată: *Victoria Iacob*
Sabina Ștefan

Descrierea CIP a Bibliotecii Naționale

ȘTEFAN, SABINA

Fizica atmosferei, vremea și clima / Sabina Ștefan –

București: Editura Universității din București, 2004 –

423 p.

Bibliogr.

Index

ISBN 973-575-961-6

551.51

CUPRINS

Cuvânt înainte	10
Prefață	13
Istoria meteorologiei pe scurt, în date de referință	17
1. ATMOSFERA – DESCRIERE GENERALĂ	19
1.1. Scurt istoric privind formarea atmosferei	23
1.2. Caracteristicile generale ale atmosferei	23
1.2.1. Densitatea	26
1.2.2. Masa atmosferei	27
1.2.3. Structura atmosferei statice	28
1.2.4. Presiunea la nivelul mării. Temperatura	31
1.2.5. Mișcările din atmosferă	34
1.3. Stratificarea termică a atmosferei	35
1.3.1. Troposfera	36
1.3.2. Stratosfera	40
1.3.3. Mezosfera	41
1.3.4. Termosfera	41
1.3.5. Exosfera	42
Întrebări	45
Bibliografie recomandată	46
2. COMPOZIȚIA ATMOSFEREI	47
2.1. Constituenții gazoși din atmosferă	47
2.1.1. Compoziția standard a aerului uscat	47
2.1.2. Despre principaliii constituente gazoși ai aerului atmosferic	51
2.1.3. Vaporii de apă în atmosferă	57
2.1.4. Ozonul (O_3)	60
2.1.5. Dioxidul de sulf și hidrogenul sulfurat	67
2.2. Aerosolul atmosferic	68
2.2.1. Sursele de aerosol atmosferic	69
2.2.2. Timpul de viață al particulelor de aerosol	72
Întrebări	73
Bibliografie recomandată	73
3. RADIAȚIA SOLARĂ, TERESTRĂ ȘI ATMOSFERICĂ	74
3.1. Soarele și radiația solară	76
3.1.1. Soarele și activitatea solară	77
3.1.2. Conceptele de bază și principalele legi ale radiației	77
3.1.3. Compoziția spectrală a radiației solare	81
3.2. Radiația solară directă	84
3.2.1. Constanta solară – S	85

3.2.2. Insolația	85
3.2.3. Atenuarea radiației solare în atmosferă	86
3.2.4. Radiația totală	93
3.2.5. Reflexia radiației solare. Albedoul	93
3.3. Radiația terestră	96
3.4. Bilanțul radiativ planetar	99
3.4.1. Bilanț radiativ	99
3.4.2. Forcinguri radiative	102
Întrebări	112
Bibliografie recomandată	113
4. TERMODINAMICA ATMOSFEREI	114
4.1. Aerul atmosferic ca sistem termodinamic	114
4.1.1. Temperatura	115
4.1.2. Aerul uscat. Ecuării de stare	117
4.2. Aerul umed	117
4.2.1. Mărimele caracteristice aerului umed	118
4.2.2. Moduri de exprimare a umidității aerului	120
4.3. Principiile termodinamicii și aplicațiile la atmosferă	121
4.3.1. Principiul I al termodinamicii	121
4.3.2. Principiul al doilea al termodinamicii. Entropia	123
4.3.3. Calculul energiei interne, entalpiei și entropiei pentru aerul uscat	125
4.4. Aplicații ale principiilor termodinamicii	127
4.4.1. Procesul adiabatic pentru aerul uscat	128
4.4.2. Temperaturi potențiale	128
4.4.3. Mișcare pe verticală a aerului. Gradienti adiabatici	130
4.5. Stabilitatea și instabilitatea atmosferei	135
4.5.1. Stabilitatea statică	135
4.5.2. Determinarea stabilității	136
4.6. Energia unei coloane de aer	140
4.6.1. Energia potențială totală a unei coloane de aer	140
4.6.2. Energia potențială disponibilă	141
4.6.3. Energia zonală și a curenților turbionari	144
4.7. Diagrame aerologice	145
4.7.1 Tipuri de diagrame	146
4.7.2 Discuția stărilor pe diagramă	149
4.7.3. Calcularea energiilor din arii	151
4.8. Amestecarea aerului	153
4.9. Subsidență și inversionsurile	155
4.10. Inversiunile termice și poluarea aerului	156
Întrebări	159
Bibliografie recomandată	160
5. SISTEMELE NOROASE ȘI PRECIPITAȚIILE	161
5.1. Apa în atmosferă. Noțiuni de bază	161
5.2. Caracteristicile microfizice ale norilor	163
5.2.1. Concentrația și modul de acțiune al nucleelor de condensare	164
5.2.2. Formarea și creșterea picăturilor de nor	165
5.2.3. Creșterea picăturilor de nor prin colectare (coalescență)	169
5.2.4. Parametrii microfizici caracteristici norilor	171
5.3. Norii din troposferă	174

5.4. Fizica fenomenelor naturale de precipitare	180
5.4.1. Viteza de cădere a picăturilor de nor și ploaie	181
5.4.2. Mecanismele formării precipitațiilor	182
5.4.3. Microfizica precipitațiilor	189
5.5. Ceată	191
5.5.1. Tipuri de ceată	192
5.5.2. Microfizica ceței	202
Întrebări	204
Bibliografie recomandată	205
6. DINAMICA ATMOSFEREI	206
6.1. Descrierea comportării atmosferei	206
6.2. Forțe care acționează asupra particulei de aer	208
6.2.1. Forța de gradient baric	209
6.2.2. Forța gravitațională	210
6.2.3. Forțe de frecare	210
6.2.4. Forța centrifugă și gravitația	212
6.2.5. Forța Coriolis	213
6.3. Ecuatiile de mișcare	214
6.3.1. Analiza scalară a ecuațiilor de mișcare	215
6.3.2. Ecuatiile simplificate	216
6.3.3. Sistem de coordonate izobarice	220
6.4. Sistemul ecuațiilor fundamentale și aplicații	221
6.4.1. Ecuația de mișcare în coordonate izobarice	221
6.4.2. Ecuația de continuitate	222
6.4.3. Ecuația energiei termodinamice	223
6.4.4. Aproximații ale vântului în atmosferă	224
6.4.5. Mișcarea ageostrofică	228
6.4.6. Vântul termic	231
6.4.7. Divergența câmpului vânt	234
6.4.8. Vântul în stratul de frecare	236
6.4.9. Vânturi locale	242
6.5. Fluidul în rotație, conceptele de bază și aplicații	246
6.5.1. Teoremele circulației	247
6.5.2. Vorticitatea și interpretarea ei	249
6.6. Aproximația cvasi-geostrofică	256
6.6.1. Analiza scalară a sistemului fundamental de ecuații în coordonate izobarice	257
6.6.2. Ecuația tendinței geopotențialului și ecuația omega	260
6.6.3. Ecuația vorticității potențiale cvasi-geostrofice	263
Întrebări	264
Bibliografie recomandată	266
7. UNDELE ÎN ATMOSFERĂ	267
7.1. Oscilații atmosferice	267
7.2. Unde – principalele caracteristici	269
7.2.1. Viteza de fază	269
7.2.2 Reprezentarea undelor prin serii Fourier	270
7.2.3. Relația de dispersie și viteza de grup	272
7.4. Tipuri de unde	275
7.4.1. Undele sonore (acustice)	277
7.4.2. Unde gravitaționale	279

7.5. Undele Rossby	285
Întrebări și probleme	290
Bibliografie recomandată	291
8. CIRCULAȚIA GENERALĂ A ATMOSFEREI	292
8.1. Structura observată a atmosferei	292
8.1.1. Reprezentarea câmpurilor medii	294
8.1.2. Câmpul temperaturii la suprafața terestră	297
8.1.3. Câmpul $p_S(\lambda, \varphi)$ – presiunea la nivelul mării	299
8.2. Organizarea circulației generale	301
8.2.1. Modelul tricelular al circulației generale	301
8.2.2. Distribuția globală a energiei cinetice	304
8.2.3. Conservarea momentului kinetic al atmosferei	308
8.3. Circulația tropicală	313
8.3.1. Circulația musonică	315
8.4. Circulația la latitudini medii	316
8.5. Curenții jet	319
Întrebări și probleme	324
Bibliografie recomandată	325
9. VREMEA	326
9.1. Masele de aer și transformarea maselor de aer	326
9.1.1. Regiuni de formare a maselor de aer	327
9.1.2. Clasificarea maselor de aer	328
9.1.3. Caracteristicile maselor de aer	330
9.2. Transformarea maselor de aer	333
9.3. Formațiuni barice și de geopotențial	335
9.3.1. Caracteristicile câmpului presiunii	336
9.3.2. Caracteristicile câmpului înălțimii de geopotențial	340
9.4. Fronturi și zone frontale	342
9.4.1. Condițiile de echilibru al maselor de aer pe suprafețele frontale	342
9.4.2. Clasificarea fronturilor	346
9.4.3. Cinematica frontogenezei	348
9.4.4. Frontul în câmpul presiunii, temperaturii și nebulozității	352
9.5. Dezvoltarea ciclonilor extratropicali	355
9.5.1. Instabilitatea baroclină	356
9.5.2. Ciclul de viață al depresiunii	359
9.5.3. Depresiuni nefrontale	361
9.6. Prevederea vremii	362
9.6.1. Generalități cu privire la prevederea vremii	363
9.6.2. Prevedere numerică a vremii	364
Întrebări și probleme	365
Bibliografie recomandată	366
10. CLIMA	367
10.1. Despre climă și schimbări climatice	367
10.2. Componentele sistemului climatic	369
10.3. Ecuațiile de bază ale sistemului climatic	372
10.3.1. Sistemul complet de ecuații în forma lagrangeană	373
10.3.2. Sistemul complet de ecuații în forma euleriană	374
10.4. Variabilitatea climatică	377
10.4.1. Paleoclimatul	377

10.4.2. Cauzele externe ale variabilității climatice	380
10.4.3. Cauzele interne ale variabilității climatice	387
10.5. Forcing-uri și feedback-uri	388
10.5.1. Feedback zăpadă și gheafă-albedo	388
10.5.2. Vaporii de apă și norii, feedback-uri atmosferice	389
10.5.3. Feedback-uri biologice în sistemul climatic	389
10.5.4. Combinarea feedback-urilor sistemului climatic	390
10.6. Variabilitatea climatică interanuală și decenală	392
10.6.1. Oscilația Nord Atlantică, NAO	392
10.6.2. El Niño-Oscilația Sudică (ENSO)	400
10.6.3. Variabilitatea cvasi-decenală din bazinul Atlanticului	404
10.7. Modele climatice	405
10.7.1. Principalele tipuri de modele climatice	406
Întrebări	408
Bibliografie recomandată	409
Index	411
Bibliografie	419

Cuvânt înainte

Fotografia Pământului făcută din spațiu interplanetar oferă o perspectivă unică asupra planetei noastre și se pot distinge cele trei componente principale ale sistemului, numit de noi sistemul fizic Pământ: litosfera-partea solidă a Pământului, hidrosfera- apele și atmosfera-subțirele și fragilul înveliș gazos în care ne desfășurăm cvasi-totalitatea vieții și activității. Alături de aceste trei componente care interacționează strâns, biosfera-totalitatea formelor de viață de pe planeta noastră și criosfera – tot ce înseamnă gheăță, întregesc sistemul fizic Pământ.

Oamenii au fost din totdeauna interesati de ceea ce se întâmplă în jurul lor, cu viața lor și ca urmare au privit cu atenție mediul înconjurător. Sigur, există elemente care afectează viața noastră zilnică mai mult decât altele, cum ar fi de exemplu multitudinea de fenomene pe care noi le numim cu un singur cuvânt, vremea. Dar, alături de deciziile zilnice legate de vreme trebuie în mod permanent luate decizii care implică toate fenomenele care au loc în atmosferă și în mediul înconjurător. Răspunsuri la întrebările privind poluarea aerului și controlul ei, efectele transportului aerian în continuă dezvoltare inclusiv supersonic, asupra atmosferei medii, posibilitatea schimbărilor climatice și efectele lor asupra producției mondiale de hrană și tendințele pozitive sau adverse în modificarea vremii sunt toate foarte importante și în orice caz, vitale.

De aceea este nevoie de o conștientizare și o înțelegere sporită a atmosferei și a comportării ei.

În studiul sistemului fizic Pământ, și al componentelor sale, se aplică toate legile fizicii, ținând seama de condițiile specifice fiecărui subsistem în parte. Acumulările în înțelegere și cunoaștere depind puternic de îmbunătățirea sistemelor de măsurare și observare. Căștigurile recente constau în dezvoltarea și calitatea mai bună a rețelelor clasice de observare dar și în aplicarea noilor tehnologii: radar, laser, lidar, radiometre de infraroșu, tomografe acustice și altele.

Progresul atât în conținutul fizic cât și în cel observațional este reflectat în dezvoltarea rapidă a modelelor fizico-matematice. Aceste modele tind nu numai să îmbogățească cunoașterea noastră privind procesele care au loc în sistemul climatic sau în una dintre componente sale, ci mai ales să elaboreze prognoze de vreme și scenarii sau anticipări climatice. Climatul este un factor determinant în configurația producției de hrană și a distribuției populației pe glob.

Omul a influențat și influențează prin activitățile sale climatul și este de importanță vitală cunoașterea implicațiilor oricărora noi acțiuni cu efecte asupra climei. Aceasta este posibilă numai printr-o mai bună înțelegere și teoretizare a climatului și a schimbărilor

climaticice iar pentru aceasta cunoașterea și înțelegerea componentelor sistemului fizic Pământ și a interacțiunilor dintre aceste componente.

Acestea fiind spuse se înțelege că scrierea unei cărți de fizica atmosferei este o sarcină deosebit de grea, deoarece autorii sunt confruntați cu necesitatea de a face numeroase opțiuni în materie de conținut, metodică și formă, de atitudine atât față de progresele din acest domeniu cât și față de cei care se inițiază în tainele atmosferei.

Volumul de informații crește continuu, iar importanță relativă a multor fapte se schimbă. Aceasta creează greutăți în selectarea corectă a elementelor și noțiunilor de bază, proces care nu poate fi realizat prin simple adăugiri și eliminări, ci necesită o munca de analiză și sinteză, de evaluare și ordonare.

Cartea, *Fizica atmosferei, vremea și clima*, a profesorei universitare, doctor în fizică, Sabina Ștefan întrunește în mod adecvat aceste opțiuni și consider că prin modul de tratare a capitolelor de fizica atmosferei (capitolele 1-8) ajută la cunoașterea și înțelegerea proceselor care au loc în atmosferă, și în consecință a vremii (capitolul 9) și climei (capitolul 10).

Cartea este un material cu valoare de referință și cred că va fi de folos celor care lucrează, intenționează să lucreze sau să-și exprime un punct de vedere științific în domeniul meteorologiei și mediului, în general.

Dr. Vladimir Ivanovici
Director științific,
Administrația Națională de Meteorologie

Principiile fundamentale ale dinamicii fluidelor necesare pentru înțelegerea mișcărilor atmosferice sunt prezentate în capitolul 6. Scrierea ecuațiilor de bază pentru atmosferă, și interpretarea acestora a permis tratarea aproxiماțiilor cu care se lucrează în atmosferă, cum ar fi, de exemplu, *aproxiماțiile geostrofică și cvasi-geostrofică*. Conceptele legate de mișcarea de rotație a fluidului, circulația și vorticitatea, fac de asemenea subiectul acestui capitol.

Capitolul 7 introduce cititorul în *teoria perturbațiilor* care se propagă în atmosferă, teoria undelor, încheind cu *undele Rossby*, undele planetare responsabile în bună parte de fenomenele caracteristice vremii.

Capitolul 8 urmează firesc cunoștințelor prezentate în capitolele precedente și anticipăază ce se tratează în capitolele 9 și 10, pentru că este consacrat *circulației generale atmosferice*. Structura observată a atmosferei stă la baza înțelegерii circulației generale atmosferice.

Vremea este conceptul care desemnează stări instantanee ale atmosferei și evoluții zilnice ale sistemelor sinoptice individuale. Atmosfera este caracterizată prin fluctuații întâmplătoare, relativ rapide în timp și spațiu, așa că vremea, identificată ca o stare completă a atmosferei la un moment dat, este în continuă schimbare.

Ca urmare, consider că despre vreme este foarte greu să scrii. Mi-am permis să abordez acest subiect complex în capitolul 9, fără pretenția că reușesc altceva decât o introducere în subiect. După discutarea elementelor sinoptice de bază, mase de aer, formațiuni barice și de geopolențial, fronturile atmosferice, am prezentat foarte pe scurt ce presupune prevederea vremii care în zilele noastre se face cu mult succes pentru perioade scurte, datorită modelelor din ce în ce mai performante. Rolul meteorologului previzionist nu va putea fi însă niciodată înlocuit.

Clima este subiectul capitolului 10. Legile termohidrodinamice care formează fundamental fizic pentru studierea comportării instantanee a atmosferei, adică a vremii, sunt în mod esențial aceleași pentru studierea fizicii climatului. Important este că atunci când se tratează clima și climatul trebuie să se țină seama de interacțiunile dintre cele cinci subsisteme ale sistemului climatic. Despre toate acestea și despre variabilitatea climatică și manifestări ale acesteia cum ar fi Oscilația Nord Atlantică (NAO) și El Niño-Oscilația Sudică (ENSO), cititorul se poate informa din acest capitol 10.

Unele capitole din carte pot fi folosite ca introducere pentru cursuri mai dezvoltate cum ar fi Fizica norilor, Fizica sistemului climatic sau Meteorologia dinamică.

Fără a avea pretenția ca am acoperit subiectele deosebit de complexe legate de atmosferă și, în final, de cele ale vremii sau climei, sper că această carte *Fizica atmosferei, vremea și clima* va fi de interes și folos fizicienilor, meteorologilor, geografilor, climatologilor precum și matematicienilor, ecologilor și inginerilor interesați de domeniul atmosferei și climatului.

Mulțumesc colegilor de la Administrația Națională de Meteorologie, CP I Dr. Constanța Boroneanț, CP I Dr. Roxana Bojariu, CP II Violeta Copaciu, Drd. Florinela Popa, care cu răbdare au citit părți din carte și au făcut comentarii, observații și sugestii utile finalizării. Mulțumesc de asemenea, Dr. Cristiana Stan care a citit cu atenție capitolul de circulație generală și a făcut observații pertinente. Sunt îndatorată studenților

și doctoranzilor pentru interesul lor continuu pentru diverse capitole și tinerelor drd. Irina Sandu, drd. Cristina Bălăceanu și drd. Monica Ioniță pentru ajutorul dat în realizarea unor grafice din carte.

Și nu în ultimul rând vreau să mulțumesc domnului CP I Dr. Vladimir Ivanovici care deși foarte ocupat, dată fiind funcția de director științific al Administrației Naționale de Meteorologie, a găsit timp să referențieze carte.

De un real folos în realizarea cărții mi-a fost bursa de senior asociat la Abdus Salam- International Centre for Theoretical Physics (Abdus Salam - ICTP) din Trieste Italia, pentru că am beneficiat în perioadele de timp petrecute acolo de biblioteca foarte bine dotată, accesul la internet precum și de condiții de lucru deosebite.

Dedic această carte ficei mele și soțului meu cu speranța că explic astfel nenumărtele seri și zile de sfârșit de săptămână sau de sărbătoare pe care nu le-am petrecut împreună, eu folosindu-le pentru studiu.

Sabina Ștefan

Octombrie 2004
București



Istoria meteorologiei pe scurt, în date de referință

Istoria științelor atmosferice cunoaște trei perioade mari: din timpuri străvechi până la sfârșitul secolului XV, de la 1500 la 1800 și de la 1800 până în prezent.

În prima perioadă meteorologia nu a fost o disciplină independentă ci o parte a științei, dezvoltându-se împreună cu astronomia.

În aceasta perioadă descoperirile științifice au fost făcute de popoare din Babilon, China, India, Egipt, Grecia, Arabia etc.. De exemplu, Babilonul a dat primii matematicieni; ei cunoșteau cele patru direcții cardinale: sud, nord, est și vest și de asemenea direcțiile intermediare. Egiptenii au definit unitățile de măsură și au introdus cele 365 zile ale anului. Chinezii au inventat compasul, au făcut observații astronomice și previzuni meteorologice.

Cea mai bună contribuție metodică la știință a fost făcută de greci care au dezvoltat geometria, logica și filozofia. Ei au făcut observații meteorologice și au creat teorii ale fizicii.

Romanii au contribuit în special în domeniul organizării, legislației, medicinei, agriculturii, construcțiilor și apeducte. Unul din filozofii romani interesați de meteorologie a fost Seneca (4 î.C.-65 d.C.). În cartea sa *Naturales Quaestiones*, Seneca a discutat despre diferite fenomene atmosferice. În primele trei cărți el a scris despre halo, tunet, fulger și vânt, iar în cartea a patra despre nori, ploaie, grindină, zăpadă și gheăță. Sursele de inspirație pentru carte au fost scriitorii greci.

Perioada istoriei europene, care a început cu căderea Imperiului Roman și s-a terminat cu începutul Renașterii (secolul XV) a fost cunoscută ca Evul Mediu. Această perioadă a fost una de stagnare în știință și artă în vestul Europei. Un important și nefericit eveniment pentru încreștinarea dezvoltării științei l-a constituit incendierea Bibliotecii din Alexandria, unde existau mii de exemplare, multe din ele fiind într-o singură copie.

Arabii erau cunoscuți ca având realizări în matematică, optică și astronomie. Datorită expansiunii teritoriale aceste descoperiri au circulat mai târziu spre Europa, ca de exemplu descoperirea hărției (transferată din China) sau a sistemului zecimal (din India). Arabii au învățat de la indieni folosirea semnului zero, o mare descoperire matematică. Ei au creat termenul *algebra* iar notația pentru numere folosită în matematică este numită *arabică*. Cifrele arabe au fost introduse în Europa în 1202.

În a doua perioadă s-a observat o schimbare în viziunea științifică a lumii. Istoricii au numit primul secol al acestei perioade perioada geniilor, și ultimul perioada rațiunii. În anul 1543, astronomul polonez Nicolaus Copernicus a demonstrat că Pământul este numai un corp al unui vast sistem solar.

Bazele fizicii atmosferei sau meteorologiei moderne au fost puse prin inventarea instrumentelor meteorologice și introducerea observațiilor meteorologice.

În ultimele două secole, meteorologia a cunoscut o extindere rapidă a orizonturilor ei științifice, influențată de dezvoltarea disciplinelor înrudite, în principal fizica, urmată îndeaproape de matematică, chimie și electronică. De exemplu, prima soluție matematică a ecuației ce descrie o mișcare atmosferică simplă a fost obținută de Valfrid Ekman în 1905. Meteorologia sinoptică a fost dezvoltată de Vilhelm Bjerknes și urmașii săi după primul război mondial. În 1950 a fost realizat primul computer folosit în prevederea vremii. Prima cercetare a structurii verticale a atmosferei a fost făcută cu ajutorul baloanelor și turnurilor. În prezent, meteorologii au la dispoziție cele mai moderne tehnologii, ca sodarul, lidarul, avioane și sateliți precum și cele mai rapide computere.

În cele ce urmează sunt prezentate datele de referință pentru istoria științelor atmosferice.

350 î.C. Aristotel (384–322 î.C.) publică un tratat din patru cărți, „*Meteorologica*”, carte în care sunt descrise fenomene atmosferice și se încearcă explicații cauzale. Prima carte explică teoria a 4 elemente: foc, apă, pământ și aer. A doua carte prezintă: mările, cutremurele, fulgerele și tunetele. A treia examinează uraganele și lumina. A patra carte este despre proprietățile obiectelor calde, reci, umede și uscate.

330 î.C. Hipocrates scrie un tratat despre climat și medicină “Aer, Apă și Medicină”.

300 î.C. Theophrastus scrie un tratat de meteorologie: *Despre semne de ploaie, vânt și vreme bună*.

300 î.C. Erathostenes evaluează raza Pământului.

60 (?) d.C. Seneca (4 î.C.–65 d.C.) scrie *Naturales Quaestiones*.

25 (?) d.C. Pomponius Mela, geograf roman care a împărtit Pământul în cinci zone climatice din care scria el, numai două locuibile.

1025 Alhasan evaluează grosimea atmosferei.

1170 “*Meteorologica*” lui Aristotel este tradusă în latinesă, în Italia.

1450 Cardinalul Cussa inventează *balanță higrometrică*.

1593 Galileo Galilei (1564–1642) inventează termometrul cu coloană de lichid.

1638 Galileo Galilei descoperă că aerul are greutate.

1644 Evangelista Torricelli (1608–1647), elevul lui Galileo Galilei, inventează barometrul cu mercur.

1648 Pascal Blaise (1623–1662) descoperă că presiunea aerului descrește cu altitudinea și pune bazele hidrostaticii.

1654 Von Guericke Otto (1602–1686) evaluează densitatea aerului.

1657 Von Guericke Otto efectuează experimentul Magdeburg.

1659 Huygens Christiaan (1629–1695) descoperă forțele centrifugă și centripetă.

1659 Boyle Robert (1627–1691) în același timp cu **Edme Mariotte**, descoperă legea gazelor care-i poartă numele, stabilind legătura dintre presiunea și volumul gazului.

1667 Hooke Robert (1635–1703) construiește anemometrul pentru măsurarea vitezei vântului.

1673 Hooke Robert construiește primul barometru aneroid.

- 1686 Halley Edmund** (1656–1742) publică un studiu sistematic despre alizee și monsoni și arată ca mișcările atmosferice sunt rezultatul încălzirii de la Soare.
- 1687 Newton Isaac** (1642–1727) publică *Principia*.
- 1716 Halley Edmund**, leagă apariția aurorilor de liniile câmpului magnetic terestru.
- 1735 Hadley George** (1685–1768) prezintă teoria permanenței alizeelor și legătura acestora cu rotația Pământului, explicând corect circulația generală a atmosferei.
- 1738 Bernoulli Daniel** (1700–1782) publică *Hydrodynamica*.
- 1742 Celsius Anders** (1704–1744) introduce scara de temperatură centezimală care-i poartă numele.
- 1747 Franklin Benjamin** (1706–1790) a arătat prin experiențe identitatea dintre fulger și descărările electrice și inventează paratrăsnetul.
- 1755 Cullen** inventează “termometrul umed și uscat (psihrometrul)”;
- 1766 Cavendish** descoperă hidrogenul.
- 1780 de Saussure Horace** inventează higrometrul cu fir de păr.
- 1780** se înființează **Societatea Meteorologică Palatină** cu sediul la Mannheim care funcționează până în 1795. În cadrul societății există o rețea de 39 de stații de observații amplasate în mai multe țări (14 în Germania) dotate cu instrumente comparabile și etalonate de tipul celor descoperite până la acel moment: barometre, termometre, higrometre.
- 1783 Frații Charles și Roberts Montgolfier** efectuează primul zbor cu balonul dirijabil; Charles și Roberts folosesc pentru prima dată un balon în scop științific, pentru a obține informații despre atmosferă.
- 1802 Gay-Lussac Joseph Louis** (1778–1860) publică una dintre legile gazelor ideale; **Dalton** definește “umiditatea relativă”.
- 1803 Howard Luke** (1773–1864) definește norii și prezintă clasificarea norilor, realizând un atlas de nori.
- 1806 Beaufort Francis** (1774–1856) creează scara pentru intensitatea vântului, scără care-i poartă numele.
- 1811 Avogadro Amedeo** (1776–1856) introduce noțiunea de moleculă și o metodă de determinare a maselor atomice și moleculare.
- 1826 Brandes H.V.**, matematician german, trasează prima hartă de presiune, folosind datele reale culese în anul 1783 de Societatea Meteorologică Palatină.
- 1826** Se înființează primul serviciu meteorologic în Belgia.
- 1827 Navier Claude Louis Marie Henri** (1785–1836) formulează ecuațiile mișcării fluidelor văsoase.
- 1835 Gaspard Gustav de Coriolis** (1792–1843) descoperă legea corpurilor aflate în mișcare pe o suprafață care se rotește.
- 1843** Inventarea telegrafului folosit pentru schimbul de informații meteorologice.
- 1851 Kelvin, Lord William Thomson** (1824–1907) formulează a doua lege a termodinamicii.
- 1855 Ferrel William** (1817–1891) explică circulația generală a atmosferei bazată pe o teorie hidromecanică complexă a atmosferei; a găsit o expresie pentru variația vântului geostrophic cu înălțimea și a prezentat teoria convecției ciclonice.
- 1860** În Statele Unite ale Americii sunt puse în funcțiune 500 de stații de telegraf pentru observații meteorologice. Observațiile sunt întrerupte de Razboiul Civil.
- 1869 Lockyer Josep** editează revista științifică **NATURE**

- 1875 Coulier** descoperă rolul nucleelor de condensare.
- 1883 Reynolds** descrie curgerea turbulentă laminară.
- 1888 Abercromby** clasifică sistemele de presiune.
- 1892 John William Strutt, Lord Rayleigh** (1842–1919) și **sir William Ramsay** descoperă argonul.
- 1898 Sir William Ramsay** (1852–1916) descoperă heliul.
- 1899-1902 De Bort** efectuează primul studiu despre atmosfera superioară.
- 1904 Vilhelm Bjerkness** (1862–1951) pune bazele meteorologiei sinoptice.
- 1905 Valfred Ekman** explică curgerea aerului în stratul limită.
- 1920 Teoria fronturilor atmosferice dezvoltată de V. Bjerkness, H. Solberg și J. Bjerkness** din Școala norvegiană de meteorologie.
- 1920 Milankovich Milutin** (1879–1958) explică existența ciclurilor climatice prin variația parametrilor astronomici legați de orbita Pământului.
- 1922 Richardson Lewis Fry** (1881–1953) pune bazele prevederii numerice a vremii.
- 1928 Molchanov** inventează prima radio-sondă.
- 1933 Bergeron** inițiază cercetarea formării norilor.
- 1942 Primul radar meteorologic.**
- 1944 Sunt descoperiți curenții Jet.**
- 1946** Se inventează sodarul; sunt folosite primele rachete pentru investigarea atmosferei; primele experimente de producere a ploii artificiale de către **Schaefer și Langmuir Irving** (1881–1957).
- 1950** Încep experimentele numerice pentru prevederea vremii cu ajutorul calculatoarelor, primul model fiind cel barotrop.
- 1951** Se efectuează prima prevedere numerică a vremii pe un calculator ENIAC.
- 1951, 23 martie** la Paris se trece de la **Organizația Meteorologică Internațională** înființată în 1873 și care a funcționat cu întreruperi până în 1947, la **Organizația Meteorologică Mondială**.
- 1957** Este lansat primul satelit.
- 1960** Este lansat primul satelit meteorologic (TIROS-1).
- 1963 Lorenz Edward N.** aplică teoria haosului (atractorul Lorenz) pentru a explica prognoza vremii.
- 1975** este lansat pe orbită primul satelit geostaționar operațional pentru mediu (GEOS) în principal pentru urmărirea traectoriilor huricanelor.
- 1988** a fost inițiat de ONU (Organizația Națiunilor Unite), OMM (Organizația Meteorologică Mondială) și de UNEP (Programul de Mediu al Națiunilor Unite) apariția IPCC (Intergovernmental Panel on Climate Change)
- 1990** Este introdusă prima rețea de radare Doppler în serviciul meteorologic american.

*
* *

În România câteva date de referință pentru istoria științelor atmosferice (una dintre surse: pagina Web a Administrației Naționale de Meteorologie)

1770, 1773, 1789, începutul observațiilor meteorologice sporadice la Iași, București, Sibiu.

1833, 1857, 1863, 1874 Începutul observațiilor meteorologice la Cluj, Sulina, Giurgiu, Timișoara.

1840 La Școala Vasiliană din Iași se predă meteorologia ca știință, folosindu-se un manuscris în limba greacă, luat din biblioteca Mitropoliei.

1859 Înființarea stației meteorologice la Sulina.

1884 (30 iulie) academicianul fizician **Hepites Ștefan** (1851–1922) înființează Serviciul Meteorologic al României și România se înscrie printre țările fondatoare ale Organizației Meteorologice Internaționale

1885 Hepites Ștefan scoate primul buletin meteorologic oficial al Serviciului Meteorologic.

1891 Ștefan Hepites este ales membru în Comitetul Internațional de Meteorologie, la Conferința de la München.

1900 La Expoziția Internațională de la Paris, Serviciul Meteorologic al României primește medalia de argint și «Diploma de onoare».

1915 Începe efectuarea sistematică a sondării atmosferei cu balon pilot, la stațiile meteorologice militare.

1920 Se constituie Institutul Meteorologic Central în cadrul Ministerului Agriculturii și Domeniilor, prin despărțirea de Observatorul Astronomic.

1922 Încep sondaje aerologice experimentale.

1925 Se organizează Serviciul sinoptic de prevedere a vremii.

1930 Se construiește (la aeroportul Băneasa) primul Observator Meteorologic, care devine și centru de formare profesională.

1936 Se organizează rețea de observații sinoptice de stat și, începe sistematizarea sistemului meteorologic național.

1938 Herovanu Mircea inițiază primul program complex de fizica atmosferei și balneo-climatologie din Balcani.

1941 Începe activitatea de sondaj cu avionul, la București.

1942 Începe activitatea de radiosondaj pe aeroportul București Băneasa, folosindu-se radiosondele LANG.

1946 Topor Nicolae (1911–1987) elaborează primele prognoze pe lungă și foarte lungă durată.

1948 România ratifică Convenția de la Washington din 1947 și schimbă calitatea de membru fondator, cu aceea de membru cu drepturi depline al Organizației Meteorologice Mondiale. Se înființează la București prima Școală medie tehnică de meteorologie.

1949 Herovanu Mircea înființează (la Afumați) Observatorul de Fizica Atmosferei. Consiliul științific al Institutului Meteorologic aproba programă analitică de specializare în domeniul meteorologiei la Facultatea de Matematică și Fizică din cadrul Universității din București.

1957 Se înființează Observatorul Aerologic Constanța.

1960 Se implementează o metodă grafo-analitică de calcul numeric al hărții probabile pe 24 h pentru nivelul de 500 hPa.

1965 Beșleagă Nicolae înființează Laboratorul de meteorologie dinamică. Se realizează primele integrări numerice ale modelelor de prognoză numerică, folosind calculatorul.

1966 Stația meteorologică automată de concepție românească este prezentată în stare de funcționare la prima Expoziție Mondială de stații meteorologice automate, de la Geneva.

1967 Se instalează (la Bucuresti) primul radar meteorologic.

1970 La ființă Institutul de Meteorologie și Hidrologie, prin alipirea activităților de hidrologie celor de meteorologie.

Se organizează Oficiul de Calcul al Institutului de Meteorologie și Hidrologie.

Se înființează primele stații din rețeaua de supraveghere a poluării de fond.

1990 Meteo – France propune o colaborare cu țările din Europa Centrală și de Est (proiectul ALADIN – Aire Limitée Adaptation Dynamique Développement International) în domeniul prevederii numerice a vremii, cu scopul de a dezvolta un model numeric de prevedere a vremii, care să fie integrat pe domenii mici, la rezoluții înalte.

1992 Se instalează sistemul de stocare / prelucrare a datelor climatice (*CLICOM*).

1997 Modelul ALADIN devine operational la București, însemnând o schimbare semnificativă a sistemului de prevedere numerică.

1999 Se inițiază proiectul privind sistemul meteorologic național integrat (SIMIN).

Se instalează o stație de recepție și prelucrare a datelor (numerice) ale sateliților americanii (NOAA) de pasaj.

Se pun în funcțiune (la București și Craiova) primele două radare meteorologice Doppler (în banda C) și se instalează primele 12 stații meteorologice automate.



ATMOSFERA – DESCRIERE GENERALĂ

Atmosfera este învelișul gazos menținut ca un manșon în jurul Pământului, datorită gravitației. Deși se consideră că toate cele nouă planete din sistemul solar s-au format în același timp și din același amestec omogen de gaz și praf, diferența în compoziție a atmosferelor este foarte mare. Atmosferele planetelor Marte și Venus sunt compuse din dioxid de carbon, iar Jupiter și Saturn au atmosfere formate din hidrogen și heliu cu mici cantități de metan și amoniu. Diversitatea compoziției atmosferei Pământului în care se remarcă în atmosferă joasă dominantă azotului urmat de oxigen, argon, vaporii de apă și alte gaze, arată că ea a suferit modificări însemnante în timpul istoriei sale de peste 4,6 miliarde de ani.

Este firesc deci, ca descrierea atmosferei terestre să fie legată de noțiunile noastre despre galaxie, sistemul solar, planete și în final de evenimentele care au avut loc în timpul erelor geologice.

Este de asemenea nevoie de o descriere a atmosferei ca a oricărui sistem fizic, pentru a interpreta corect datele acumulate, pentru a înțelege corect răspunsul atmosferei la diferențele modificări ale stării sale. Capitolul 1 include după un scurt istoric al formării, o descriere a principalelor caracteristici ale atmosferei.

1.1. SCURT ISTORIC PRIVIND FORMAREA ATMOSFEREI

Hidrogenul și heliul sunt componentele predominante în Univers, iar de la hidrogen s-au format celelalte elemente, transformarea hidrogenului în elemente mai grele fiind un proces complex care are loc în centrul stelelor. Temperatura critică la care sunt inițiate reacțiile nucleare în stele este de aproximativ 10 milioane grade Celsius. În stelele cele mai mari și mai fierbinți au loc reacții nucleare complexe în urma cărora apar elemente din ce în ce mai grele, dar în cantități care scad pe măsură ce numărul atomic crește.

În timpul evoluției unei astfel de stele foarte mari, reacțiile nucleare pot deveni atât de intense încât steaua explodează și se formează o supranovă. Supernovele îmbogățesc cu elemente grele galaxia.

Galaxia în care se află Soarele nostru și stelele vizibile poartă numele de Calea Lactee și se știe că are o vârstă de două sau trei ori mai mare decât a sistemului solar care a fost estimată la 4,6 miliarde de ani. Soarele și planetele s-au format din materia gazoasă condensată, îmbogățită cu elemente grele provenite de la supernovele din Calea Lactee.

Cea mai cunoscută ipoteză privind originea Pământului consideră că planeta, conform teoriei nebuloasei, s-a format sub acțiunea proprietății gravitației, prin condensarea și acreția unui nor de gaz răcit. Deci, la început, planeta noastră a fost un agregat format în mare măsură din gazele hidrogen și heliu, praf și corpuși solide, reprezentând diverse tipuri de meteorizi. Masa planetei a crescut în zeci de milioane de ani, topirea interiorului ei determinând o reorganizare a întregii mase a planetei astfel că Pământul a fost diferențiat în: nucleu, manta și crustă. Eruptiile vulcanice și apariția muntilor au fost două efecte ale încălcirii interiorului planetei, care au determinat forma suprafeței Pământului.

Încălzirea interiorului planetei a avut însă și un alt efect: scurgerea gazelor către suprafață în cantități uriașe. Astfel, cantități mari de dioxid de carbon, metan, apă și gaze care conțineau sulf nu s-au disipat în spațiu datorită forței gravitaționale.

Acum 3,7–2,2 miliarde de ani, suprafața Pământului s-a răcit, iar vaporii de apă au condensat, căzând din atmosfera foarte densă la suprafață sub formă de ploaie. Cum Pământul a continuat să se răcească, s-au format nori și au început să cadă ploi foarte mari. La început apa s-a evaporat înainte de a atinge suprafața sau chiar a fierb, grăbind astfel răcirea Pământului. Când Pământul s-a răcit suficient de mult, ploile torrentiale au continuat mii de ani umplând bazinile oceanelor care se formaseră în această perioadă. În același timp procesele de eroziune prin vânt și apă au acționat ca în zilele noastre, iar gazele s-au dizolvat în apa de ploaie, s-au combinat cu alte elemente cum ar fi calciul și magneziul și s-au depus la suprafața rocilor. Apa lichidă a devenit mijlocul de transport pentru materialul erodat prin sistemul de râuri, care s-a dezvoltat la suprafața Pământului, către oceane.

În ceea ce privește formarea atmosferei există mai multe ipoteze printre care și cea a unei atmosfere primare pe care Pământul a pierdut-o ca apoi, conform cu ceea ce cred cei mai mulți geoșimiști, atmosfera s-a dezvoltat foarte lent ca rezultat al unui număr bine definit de procese. Unele procese au adăugat gaze, altele au îndepărtat gazele și au completat pierderile din atmosferă din timpul perioadelor geologice.

Primul mecanism prin care Pământul și-a format *atmosfera primară* a fost cel de captare a moleculelor de gaz care intrau în câmpul său gravitațional în timpul procesului de acreție. În mod aproximativ compoziția în mare și cantitățile unei astfel de atmosfere pot fi estimate cu suficiență încredere, deoarece planeta și atmosfera să conțin elemente în aceleași cantități ca cele prezente în nebuloasa solară.

Bazat pe estimările condițiilor din nebuloasa solară primară, S. I. Rasool de la Goddard Space Flight Center (U.S.A) a determinat compoziția inițială a atmosferei Pământului, ca fiind formată din: hidrogen, heliu, apă, neon, amoniu, metan și argon, ca în *tabelul 1.1*.

*Tabel 1.1
Atmosfera primară a Pământului (după S. I. Rasool, 1963)*

Gaz	Ponderea în procente
Hidrogen	63,50
Heliu	34,90
Vapori de apă	0,60
Neon	0,34
Amoniu	0,26
Metan	0,11
Argon	0,15

Atmosfera primară a Pământului a fost foarte densă. Numai oxigenul din atmosferă era de 400 de ori mai abundant decât grupul celor patru elemente, magneziu, siliciu, fier și oxigen, care astăzi constituie practic, partea solidă a planetei.

Dar foarte timpuriu, în istoria sa, Pământul și-a pierdut învelișul gazos inițial, deoarece Soarele, ca orice stea tânără, a emis cantități uriașe de materie cu viteze mari, formând *vântul solar* care a risipit atmosfera Pământului în spațiu.

Este greu de scris o istorie coerentă a atmosferei pentru că sunt încă foarte multe întrebări la care nu s-a găsit răspuns, privind atât formarea gazelor care compun astăzi atmosfera, cât și în ce condiții a apărut viața pe Pământ și cum a schimbat ea atmosfera.

Teoria Oparin-Urey despre originea vieții pe Pământ sugerează că atmosferă primativă formată în principal din metan cu cantități mici de amoniu, hidrogen și vaporii de apă. Pe de altă parte, experimentele de laborator pentru sinteza aminoacizilor sugerează că atmosfera timpurie a Pământului a constat din dioxid de carbon, monoxid de carbon, hidrogen și vaporii de apă.

Gazele din erupțiile vulcanice actuale cum au fost de exemplu erupțiile vulcanilor Kilauea și Mauna Loa, reprezintă 57,8 % apă, 23,5% carbon total ca dioxid de carbon, 12,6% sulf și 5,7% azot. D. H. Holland a folosit studiile erupțiilor vulcanice și a dezvoltat un model interesant pentru evoluția atmosferei.

Conform lui Holland, în perioada care a urmat imediat formării Pământului și la începutul procesului de scurgere a gazelor din interiorul lui, emanatiile vulcanice conțineau metan și hidrogen, mai degrabă decât apă și dioxid de carbon. Holland arată că deficiența în oxigen în topiturile vulcanice s-ar datora îndepărțării lui de către fierul liber care era mult mai abundant în crustă decât în prezent. Ca urmare, în aceste condiții, atmosfera primară era, în mare, compusă din metan și hidrogen cu mici cantități de amoniu și vaporii de apă. În ciuda părerilor divergente privind compoziția atmosferei primare, cert este că oxigenul liber lipsea.

Abundența oxigenului liber este cel mai interesant subiect legat de compoziția atmosferei pentru că el nu este, ca de exemplu azotul, component al erupțiilor vulcanice. Există două surse principale de producere a oxigenului liber: disocierea vaporilor de apă în atmosferă superioară și fotosinteza plantelor. Este cunoscut că vaporii de apă ajunși în atmosferă superioară sunt disociați în hidrogen și oxigen sub acțiunea radiației ultraviolete ale Soarei. Hidrogenul atomic, fiind un gaz foarte ușor părește atmosfera, în timp ce oxigenul atomic mai greu se combină, formând molecule de oxigen. Prin procesul de fotosintează, a doua sursă de oxigen, plantele folosesc lumina ca să genereze oxigen prin schimbarea apei și dioxidului de carbon din atmosferă în materie organică. Acest proces prepune însă existența unei forme de viață înainte de a fi existat oxigen în atmosferă. Oamenii de știință cred că primele forme de viață, probabil bacteriile, au realizat procesele metabolice în absența oxigenului. Există chiar astăzi multe astfel de bacterii anaerobe. Apoi, plantele verzi primitive au evoluat și astfel a fost suplimentată cantitatea de oxigen liber care să susțină forme superioare de viață. Cantitatea de oxigen din atmosferă a început să crească așa încât la începutul erei Paleozoic, acum 600 milioane de ani, cercetările fosilelor au arătat că în mare era o abundență de organisme care aveau nevoie de oxigen. Două sute de milioane de ani mai târziu, în timpul perioadei Devoniene, plantele s-au răspândit foarte mult. Astfel, de când atmosfera noastră este legată de viață, compoziția ei trebuie să fi evoluat în timp precum abundența și varietatea formelor de viață care s-au schimbat de-a lungul anilor.

Pe scurt, principaliii pași în evoluția atmosferei sunt:

- Din cauza temperaturilor foarte ridicate de la suprafața Pământului și a vântului solar, prima atmosferă a Pământului s-a disipat în spațiu;
- S-a creat o nouă atmosferă prin eliberarea gazelor din roca topită, dar această atmosferă nu conținea deloc oxigen;
- Când Pământul s-a răcit ploile torrentiale au umplut bazinile oceanelor, reducând astfel cantitatea de apă din atmosferă și "spălând" o parte importantă din dioxidul de carbon.

Oxigenul liber din atmosferă a apărut foarte lent, în primul rând prin intermediul plantelor verzi care l-au eliberat în procesul de fotosinteză.

1.2. CARACTERISTICILE GENERALE ALE ATMOSFEREI

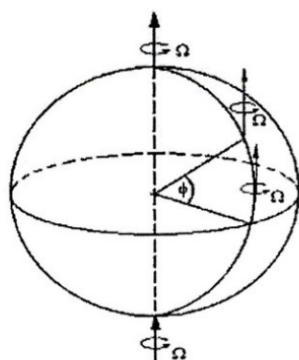


Fig. 1.1. Rotația Pământului la o anumită latitudine

Atmosfera se rotește împreună cu Pământul (Fig. 1.1) cu viteza unghiulară $\Omega = 7,29 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$. Forma atmosferei este cea a unui elipsoid de rotație (bombată la ecuator și turtită la poli), gradul de tortură fiind mai mare decât al geoidului, a cărui rază polară este cu numai 21 km mai scurtă decât cea ecuatorială.

Dacă *limita inferioară* a atmosferei este considerată suprafața activă a planetei, adică suprafața continentelor oceanelor și calotelor polare, *limita superioară* este greu de definit în mod concret, considerându-se la nivelul la care densitatea aerului devine egală cu cea a gazului interplanetar sau după alți autori nivelul la care câmpul magnetic terestru nu și mai exercită atracția asupra particulelor gazoase atmosferice.

1.2.1. Densitatea

Densitatea este definită ca masa totală care ocupă un volum dat din spațiu. Masa de aer poate fi măsurată în grame (g) sau kilograme (kg) și în acest caz densitatea se măsoară în g/cm^3 sau în kg/m^3 .

Densitatea atmosferei la nivelul mării este de $1,23 \text{ kg/m}^3$, iar la altitudinea de 6 km scade aproape la jumătate din valoarea sa la nivelul mării. Descreșterea densității continuu să scadă cu înălțimea, ajungând astfel la 33% din valoarea la nivelul mării, la o înălțime de 10 km. Din tabelul 1.2 se observă că la înălțimea de 90 km densitatea aerului este numai trei milionimi de kg/m^3 .

Tabel 1.2

Variația densității cu înălțimea (Atmosfera Standard, 1976)

Înălțime (km)	0	2	4	8	10	20	30	50	70	90	100
Densitate (kg/m^3)	1,23	1,01	0,82	0,53	0,41	0,09	0,018	10^{-3}	$9 \cdot 10^{-5}$	$3 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-7}$

1.2.2. Masa atmosferei

Masa atmosferei este de aproximativ $5,16 \times 10^{15}$ t, ceea ce reprezintă mai puțin de o milionime din masa Pământului, considerată a fi de $5,98 \times 10^{21}$ t.

Cea mai mare parte din masa aerului este concentrată într-un strat relativ îngust în apropierea Pământului (Fig. 1.2 și 1.3). Aproximativ 50% din masa atmosferei se află cuprinsă într-un strat ce se întinde de la suprafața pământului până la 5 km, 75% până la înălțime de 10 km și 99% până la 16 km înălțime.

Comparând în figura 1.2, scara înălțimii cu cea a presiunii se constată că:

- 90% din masa atmosferei este conținută în primii 20 km (până la nivelul de 100 hPa)
- 99,9% din masa atmosferei este estimată în primii 50 km (până la nivelul de 1 hPa).

La 100 km presiunea scade brusc la aproape 10^{-3} mb și numai o fracțiune de ordinul a 10^{-6} din masa atmosferei va fi deasupra acestui nivel. Într-un strat de peste 1000 km se găsește numai o fracțiune de 10^{-13} din masa atmosferei.

Din figura 1.2 se observă că, pe măsură ce ne îndepărtem de suprafața Pământului, se deosebesc regiuni cu proprietăți diferite și cu o mare varietate de fenomene fizice și climatice. Pentru înțelegerea atmosferei este nevoie de o clasificare care să diferențieze aceste regiuni și fenomene.

Se observă că, alături de înălțime, pe verticală este reprezentată distribuția masei și a fenomenelor și în funcție de presiune.

Întrucât atmosfera este un *sistem termohidrodinamic* ea poate fi caracterizată prin compoziție, starea termodinamică, variabilele termodinamice și starea mecanică (mișcarea). O descriere completă a stării atmosferei ar trebui să includă de asemenea și alte variabile precum acoperirea cu nori, precipitațiile, încălzirea diabatică, care afectează comportarea la scară mare a atmosferei.

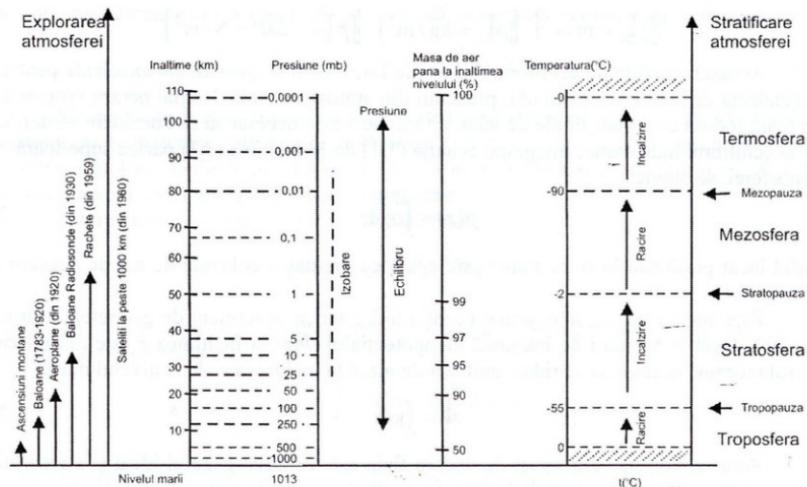
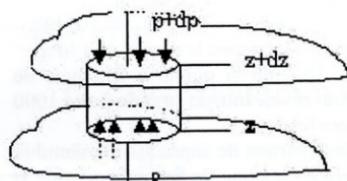


Fig. 1.2. Caracteristicile atmosferei și structura ei verticală

1.2.3. Structura atmosferei statice

Starea fizică a atmosferei în orice punct este determinată prin valorile presiunii, temperaturii și densității în acel punct.

Se consideră aerul atmosferic ca un fluid căruia i se aplică legile fundamentale ale fizicii. Astfel, atmosfera se consideră în echilibru hidrostatic, adică greutatea fiecărui strat infinitesimal de aer de suprafață unitate este egală cu componenta verticală a forței de gradient baric (gradientul presiunii).



$$\frac{dp}{dz} = -\rho g \quad \text{sau}$$

$$\frac{dp}{dz} = -\rho g$$
1.1

Fig. 1.3. Echilibrul hidrostatic pentru o coloană de aer atmosferic de secțiune dA și înălțime dz , mărginită pe verticală de suprafețele izobarice p și $p + dp$

Semnul minus arată că presiunea scade cu înălțimea; g – reprezintă accelerația gravitațională și scade cu creșterea înălțimii:

$$g = \frac{g_0}{\left(1 + \frac{z}{a}\right)^2},$$

cu g_0 s-a notat accelerația gravitațională la nivelul mării și latitudinea de 45° ($9,814 \text{ m/s}^2$) iar “ a ” – raza Pământului.

$$[g]_{SI} = \text{m/s}^2 \quad [\rho]_{SI} = \text{kg/m}^3 \quad [P]_{SI} = \text{daN/m}^2$$

Această condiție de echilibru hidrostatic furnizează o aproximare excelentă pentru dependența de înălțime a câmpului presiunii din atmosferă reală. Numai pentru sistemele de scară redusă cum sunt liniile de vânt și tornadele este necesar să se considere abaterile de la echilibrul hidrostatic. Integrând ecuația (1.1) de la înălțimea z la partea superioară a atmosferei, se obține:

$$p(z) = \int_0^z \rho g dz \quad 1.2$$

astfel încât presiunea în orice punct este egală cu greutatea coloanei de aer de deasupra punctului.

Este adesea util să se exprime ecuația hidrostatică în termeni de geopotențial mai degrabă decât în termeni de înălțime. Geopotențialul $\Phi(z)$ la înălțimea z este definit ca lucrul mecanic necesar să se ridice unitatea de masă la înălțimea z , de la nivelul mării:

$$\Phi = \int_0^z g dz \quad 1.3$$

Aerul atmosferic din punct de vedere fizic este asimilat gazului ideal și starea lui este caracterizată prin parametrii de stare (p, ρ, T) și ecuația de stare cunoscută:

$$p = \frac{\rho R T}{\mu}, \quad 1.4.$$

unde μ este masa molară a aerului.

Pentru aerul atmosferic ca amestec de mai multe componente gazoase, la temperatura considerată constantă, este valabilă și legea lui Dalton:

$$p = \sum p_i, \quad 1.5$$

cu p_i presiunea parțială a gazului (adică presiunea pe care o are un component gazos în amestec dacă ar ocupa singur întregul volum).

Pentru amestecul de gaze ecuația de stare va avea expresia:

$$pV = \frac{m}{\bar{\mu}} RT, \quad 1.6$$

cu $\bar{\mu}$ masa molara a amestecului care se definește în funcție de masele molare ale componentelor gazoase și numărul de moli pentru fiecare component:

$$\bar{\mu} = \frac{\sum \mu_i v_i}{v}. \quad 1.7$$

Din (1.3) scriind că $d\Phi = gdz$ și din ecuația de stare pentru aerul atmosferic considerat gaz ideal, se poate exprima ecuația hidrostatică sub forma:

$$d\Phi = -\frac{RT}{p} dp = -RT d \ln p. \quad 1.8$$

Astfel, variația de geopotențial în raport cu presiunea depinde numai de temperatura. Integrarea ecuației (1.8) pe verticală, determină o **ecuație hipsometrică**:

$$\Phi(z_2) - \Phi(z_1) = R \int_{p_1}^{p_2} T d \ln p. \quad 1.9$$

Meteorologii preferă adesea să înlocuiască $\Phi(z)$ din (1.9) printr-o mărime numită înălțime de geopotențial care este definită prin $Z = \Phi(z)/g_0$, unde $g_0 = 9.80665 \text{ ms}^{-2}$, este gravitația globală medie la nivelul mării. Astfel în troposferă și stratosferă joasă Z , este numeric aproape identic cu înălțimea geometrică z .

În termeni de Z , **ecuația hipsometrică** devine:

$$\Delta Z = Z_2 - Z_1 = \frac{R}{g} \int_{p_1}^{p_2} T d \ln p, \quad 1.10$$

unde ΔZ este grosimea stratului atmosferic între suprafețele de presiune p_1 și p_2 . Definind un strat de temperatură medie

$$\bar{T} = \int_{p_1}^{p_2} T d \ln p / \int_{p_1}^{p_2} d \ln p$$

și un strat de înălțime medie $\bar{H} = \frac{RT}{\mu g_0}$, se obține din relația (1.10), relația:

$$\Delta Z = \bar{H} \ln \frac{p_1}{p_2}. \quad 1.11$$

S-a definit parametrul $\bar{H} = \frac{RT}{\mu g_0}$ ca *parametrul de scală al atmosferei*.

Astfel, grosimea unui strat este proporțională cu temperatura medie a stratului. Presiunea descrește mai rapid cu înălțimea într-un strat rece decât într-un strat cald. Se deduce imediat că într-o atmosferă izotermă de temperatură \bar{T} înălțimea de geopotențial este proporțională cu logaritmul natural al presiunii normalizat prin suprafața de presiune:

$$Z = -H \ln \frac{p}{p_0},$$

unde p_0 este presiunea la $z = 0$. Dacă se consideră temperatura constantă ($T = 273K$), $g = 9,8 m/s^2$, iar $\mu = 28,96 kg/kmol$, se obține pentru *înălțimea de scală*, \bar{H} , valoarea de 8 km.

Așadar, dacă temperatura este constantă atunci variația presiunii cu înălțimea va fi pentru aerul atmosferic bine amestecată

$$p(z) = p(0) e^{-\frac{z}{\bar{H}}}. \quad 1.12$$

Astfel, presiunea descrește în mod exponențial cu înălțimea prin factorul $e^{-z/\bar{H}}$ pe scara înălțimii; \bar{H} arată înălțimea la care presiunea scade de e ori ($e^{-1} = 0,37$), adică înălțime la care aproximativ 2/3 din masă este conținută în stratul de aer. Sub 100 km mecanismele de amestec ale aerului (cele mai importante convecția și turbulența) sunt foarte active astfel încât presupunerea aerului bine amestecat este valabilă. Pe de altă parte, echilibrul hidrostatic se stabilește aproape instantaneu și ca urmare, sub 80–100 km compoziția aerului exceptând constituenții minori este constantă și se poate aplica pentru variația presiunii cu înălțimea (ecuația 1.12).

Stratul de sub 1000 km este numit în consecință, **omosferă**. Omosfera este vitală pentru oameni și tot ce înseamnă viață deoarece ea reprezintă interfața dintre atmosferă și biosferă. Această zonă inferioară a atmosferei furnizează elementele vitale, carbon, oxigen, hidrogen și azot – sub forma de gaze: dioxid de carbon, oxigen liber, azot liber și vaporii de apă. Fiecare dintre aceste gaze fac posibilă existența vieții.

Deasupra nivelului de 80–100 km compoziția aerului începe să varieze iar distribuția de echilibru se scrie pentru fiecare component gazos altfel:

$$p_i = p_{oi} \exp \left(- \int_0^z \frac{1}{H_i} dz \right) \quad 1.13$$

cu $H_i = \frac{RT}{\mu_i g}$, corespunzător fiecarei mase molare μ_i .

Aceasta conduce la o predominanță a moleculelor mai grele la nivelele inferioare și a moleculelor mai ușoare la nivelele superioare.

Partea atmosferei cu compoziția variabilă (peste nivelul de 100 km) poartă numele de **eterosferă**. Există patru straturi în această regiune: un strat de azot molecular, între 88 km și 200 km, un strat format în principal din oxigen atomic, între 200 km și 1125 km, un strat în care domină heliu și care se întinde de la 1125 la 3540 km și cel de-al patrulea care este cel mai sus, ajungând la 9660 km și în care domină hidrogenul atomic. Aceste patru straturi nu au suprafețe de separare distincte, limitele dintre straturi fiind de fapt zone de tranziție în care unul dintre atomi devine predominant.

În concluzie, atmosfera se împarte în două regiuni distincte după cum compoziția ei este constantă sau variabilă, iar regiunea superioară eterosferei poartă numele de **exosferă**.

Pe scurt, datele despre variația presiunii cu înălțimea arată că marea cantitate de gaze care compune atmosfera este în apropierea suprafeței Pământului și că aceste gaze se rarefiază cu cât crește înălțimea atmosferei. Este clar că din punctul de vedere al masei sale, atmosfera este un înveliș foarte subțire al Pământului. În ciuda masei și grosimii sale reduse, atmosfera este un sistem complex cu o mare variabilitate a proprietăților sale atât în spațiu cât și în timp.

1.2.4. Presiunea la nivelul mării. Temperatura

Starea atmosferei, ca aceea a oricărui sistem fizic, înseamnă totalitatea proprietăților fizice, chimice și mecanice la un moment dat. Ea este descrisă prin parametrii de stare, care sunt mărimi fizice, variabile de câmp, cum sunt cunoscute în meteorologie. În atmosferă, care este un sistem fizic special, se folosesc câmpurile, scalare sau vectoriale, pentru caracterizarea stării ei. Variabilele folosite sunt în primul rând mărimile fizice care se pot măsura: presiunea, temperatura, umiditatea, viteza și direcția vântului, la care se adaugă cantitatea de precipitații, radiația solară directă, difuză sau globală, insolația și nebulozitatea. Variația cu înălțimea a principalilor parametrii de stare ai atmosferei standard se observă din *figurile 1.4 și 1.5*.

Presiunea este o mărime definitorie alături de densitate și temperatură pentru starea fizică a atmosferei. Presiunea este unul din cei mai importanți parametri meteorologici măsuiați pentru analiza aspectelor de vreme și prevederea acestelui. Cu mici excepții, presiunea la nivelul mării variază în timp și spațiu de la 980 mb la 1040 mb (mb, milibari), unitate folosită frecvent în meteorologie). Un mb reprezintă presiunea de un hPa, 100 Pa, adică 100 N/m^2 , în sistemul internațional de unități.

La nivelul mării presiunea medie este de 1000 hPa. Distribuția orizontală a presiunii este descrisă prin câmpul presiunii. Meteorologii analizează câmpul presiunii în condițiile de la nivelul marii (nivel de referință) și în condițiile straturilor superioare ale atmosferei, la nivelele standard: 920, 850, 700, 600, 500, 400, 300, 200, 100, 50, etc., hPa. (Figura 1.2 arată corespondența dintre nivelele standard de presiune și înălțime). Analiza se realizează în două moduri diferite: pentru nivelul mării sunt trasate *izobarele* (linii de aceeași presiune), pe hărțile sinoptice, iar pentru suprafețele de aceeași presiune de la altitudine sunt trasate *izohipsele* (linii de aceeași înălțime de geopotențial). Hărțile sunt numite hărți de topografie barică. Aceste reprezentări prin suprapunere creează imaginea tridimensională a câmpului presiunii.

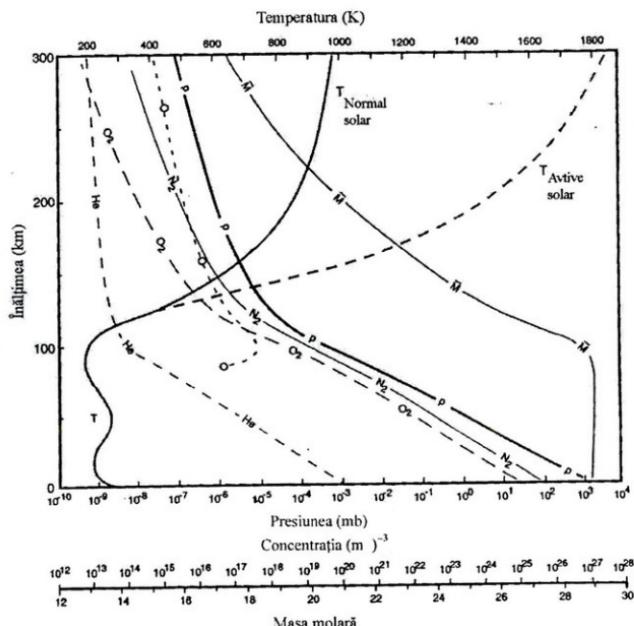


Fig. 1.4. Presiunea medie globală (curba continuă groasă), temperatura (linia intreruptă), masa molară medie (curba continuă) și concentrația constituenților atmosferei în funcție de înălțime, după Atmosfera Standard U.S.A (1976)

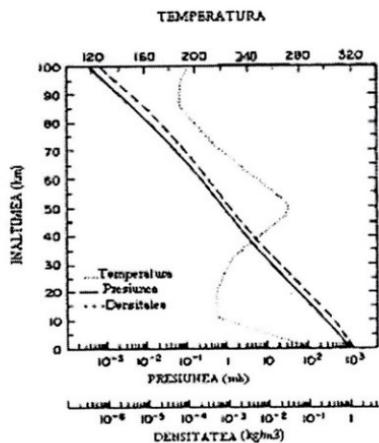


Fig. 1.5. Presiunea medie globală (curba continuă), densitatea (curba întreruptă) și temperatura (curba punctată) în funcție de înălțime (Atmosfera Standard, 1976)

În plus, pe aceste hărți sinoptice (de la sol) și de topografie barică absolută (izohipsele pentru suprafețele standard de presiune), sunt identificate formațiunile barice și de geopotențial, elemente sinoptice esențiale în diagnoza și proghoza vremii: 1) *cyclonii* (depresiunile – formațiuni barice și de geopotențial cu linii închise și valori scăzute de presiune și de geopotențial) și asociate lor, *talvegurile*; 2) *anticicloni* (maxime barometrice – formațiuni barice și de geopotențial cu linii închise și valori ridicate de presiune și de geopotențial) și asociate acestora, *dorsalele* și *șaua barometrică* (Fig. 1.6).

Sistemele circulației atmosferice rar seamănă cu reprezentările simple din figura 1.6. Ele au în general o formă asimetrică, având cele mai puternice intensificări de vânt și cei mai mari gradienți de temperatură, concentrații de-a lungul unor benzi înguste numite *fronturi*. De asemenea, astfel de sisteme sunt, în general, puternic barocline. Complexitatea acestor sisteme se datorează faptului că ele nu se suprapun peste o curgere medie uniformă, ci sunt înglobate în curgerea la scară planetară, ea însăși puternic baroclină (vezi capitolul 6).

În general, presiunea ridicată domină la latitudinile de 30° sud și nord, presiunile coborâte predomină la latitudini înalte și la tropice și cele mai coborâte presiuni se găsesc în emisferă nordică în regiunile insulelor Islanda și Aleutine.

Din secțiunea precedentă se poate scrie că forța de presiune pe unitatea de masă este dirijată de la o valoare ridicată a presiunii la una coborâtă și se definește astfel

$$\text{gradientul presiunii: } -\frac{1}{\rho} \nabla p.$$

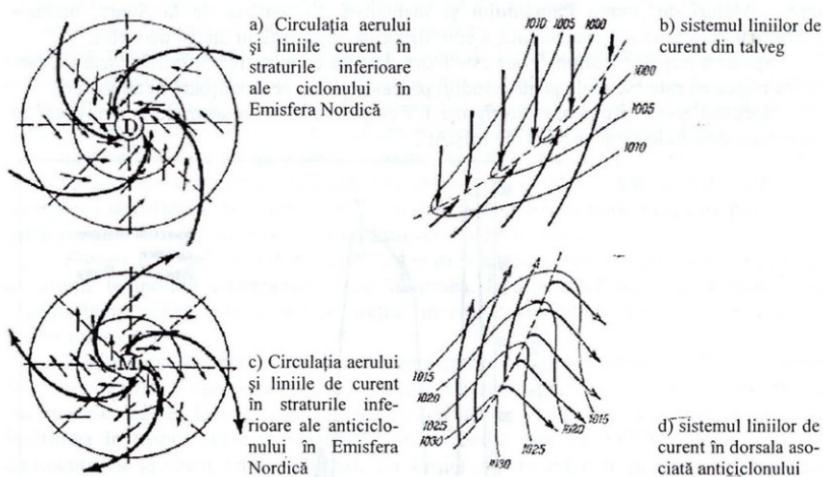


Fig. 1.6. Formațiunile barice la nivelul mării

Gradientul de presiune joacă un rol esențial în generarea mișcărilor atmosferice.

Presiunea se măsoară în mod obligatoriu la toate stațiile meteorologice, cel mai folosit instrument fiind barometrul.

Temperatura aerului este o mărime variabilă, datorită factorilor care determină încălzirea și răcirea suprafeței terestre, a neomogenității acesteia și a repartiției diferențiate a energiei solare.

În orice loc pe suprafața Pământului, temperatura aerului prezintă două feluri de variații: variații periodice (diurne și anuale) și variații accidentale.

Variația diurnă a temperaturii aerului este rezultatul schimbului de căldură între suprafața terestră și atmosferă. Astfel, ziua scoarța terestră se încălzește datorită fluxului de radiație solară, iar noaptea se răcește din cauza radiației nocturne.

În același timp, temperatura aerului prezintă variații rapide cu înălțimea, iar odată cu creșterea înălțimii variația temperaturii scade.

Rezultă că valorile gradientelor termici verticali în stratul apropiat solului, sunt de zeci și sute de ori mai mari în comparație cu cele de la înălțimi mai mari.

Observațiile orare sau curba înregistrată de un termograf arată că temperatura aerului în cursul unei zile variază de la un moment la altul. Dacă aspectul vremii nu se schimbă în decurs de 24 de ore, pe diagrama termografului se observă o creștere continuă a temperaturii aerului, până la aproape 2 ore, după trecerea Soarelui de meridianul locului. Apoi temperatura aerului va scădea, tot timpul după amiezii și noaptea, scădere care continuă puțin timp și după răsăritul soarelui.

1.2.5. Mișcările din atmosferă

Complexitatea mișcărilor din atmosferă, este rezultatul acțiunii unei multitudini de factori. Alături de rotația Pământului și încălzirea diferențiată de la Soare, neomogenitatea termodinamică și mecanică a condițiilor de suprafață au un rol deosebit.

Spectrul mișcărilor atmosferice este foarte larg iar cunoașterea diferitelor scări la care are loc mișcarea este esențială pentru studiul proceselor care se desfășoară în atmosferă.

Spectrul energiei cinetice din figura 1.7 cu perioade de la secunde la ani, prezintă foarte bine diferențele caracteristice ale mișcării.

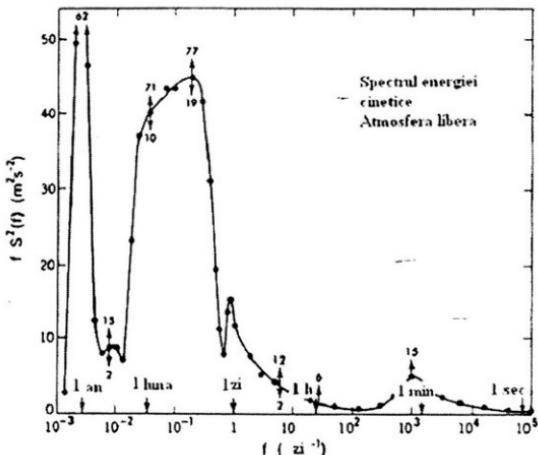


Fig. 1.7. Spectrul energiei cinetice în atmosferă libera

Cea mai mare parte a energiei este concentrată la frecvențe joase și anume la 10^0 z^{-1} , în jur de 10^{-1} și între 10^{-2} și 10^{-3} z^{-1} . Primul și al treilea maxim sunt asociate cu ciclurile diurn și anual, în timp ce al doilea maxim (de la zile la săptămâni) este asociat cu perturbațiile tranzitorii la scară mare, care se manifestă la latitudini medii de-a lungul frontului polar. Maximul relativ de la 10^{-3} z^{-1} este rezultatul mișcărilor turbulente de scară mică. Aceste mișcări împreună cu vâscozitatea moleculară nu vor fi considerate ca parte a energiei cinetice a circulației, în ciuda importanței lor în stratul limită al atmosferei.

O altă caracteristică importantă este *timpul de răspuns* al atmosferei la o schimbare impusă. Prin *timpul de răspuns sau de relaxare* se înțelege *timpul necesar unui sistem să ajungă la starea de echilibru, în urma întrerupării acțiunii unei perturbații externe*. Timpul de răspuns al atmosferei este de ordinul zilelor sau de ordinul săptămânilor datorită proprietății de compresibilitate a atmosferei și valorilor reduse ale căldurii specifice și ale densității aerului atmosferic.

Din punct de vedere climatic este interesant de exemplu, răspunsul atmosferei la schimbările produse prin activitatea umană.

1.3. STRATIFICAREA TERMICĂ A ATMOSFEREI

În cursul ultimilor 100 de ani foarte multe cercetări au fost îndreptate spre descrierea cât mai exactă a atmosferei și pentru stabilirea unei structuri verticale a acesteia. Studiile folosind sondaje cu baloane, radiosondaje, rachete și sateliți, au arătat că atmosfera își schimbă presiunea, temperatură și compozitia cu creșterea înălțimii de la suprafața Pământului. De fapt aceste date arată că atmosfera poate fi împărțită în mai multe straturi definite în funcție de o mulțime de factori. Putem defini de exemplu diferențele regiunii ale atmosferei după compoziția lor, cum am și făcut-o în omosferă și eterosferă, sau se poate folosi structura termică a stăriilor. Procesele chimice, ionizarea și magnetismul, pot de asemenea să constituie moduri de identificare a diferențelor regiunii din atmosferă.

Până în 1951 nu se ajunsese la o opinie științifică unică, deși majoritatea opinioilor convergeau către stratificarea termică. Organizația Mondială a Meteorologiei a hotărât acceptarea stratificării atmosferei după variația temperaturii cu înălțimea, care presupune patru straturi: *Troposfera, Stratosfera, Mezosfera și Termosfera*.

Figura 1.8 reprezintă distribuția schematică a temperaturii cu înălțimea. Există și o variație temporală a temperaturii cu înălțimea. În atmosferă se observă straturi cu aceeași temperatură – izotermii și straturi în care temperatura crește cu înălțimea – inversiuni termice.

Regiunea atmosferei în care temperatura scade cu înălțimea este numită *troposferă* și este cea mai importantă regiune pentru că reprezintă locul unde se manifestă fenomenele legate de vreme și ca urmare legate de viață. Scăderea temperaturii cu înălțimea în troposferă este variabilă dar în medie este de $0,65^{\circ}\text{C}/100 \text{ m}$, valoare cunoscută ca gradient termic normal. La limita superioară a troposferei, *tropopauza* separă troposfera de următoarea regiune, *stratosfera* ($11\text{--}32 \text{ km}$), marcată superior de stratopauză. Următoarele trei straturi sunt:

- *mezosfera* între $32\text{--}80 \text{ km}$ cu *mezopauza* care separă cele două straturi adiacente;
- *termosfera* între $80\text{--}(100)\text{--}1000 \text{ km}$ cu *termopauza*;
- *exosfera* între $1000\text{--}3000 \text{ km}$.

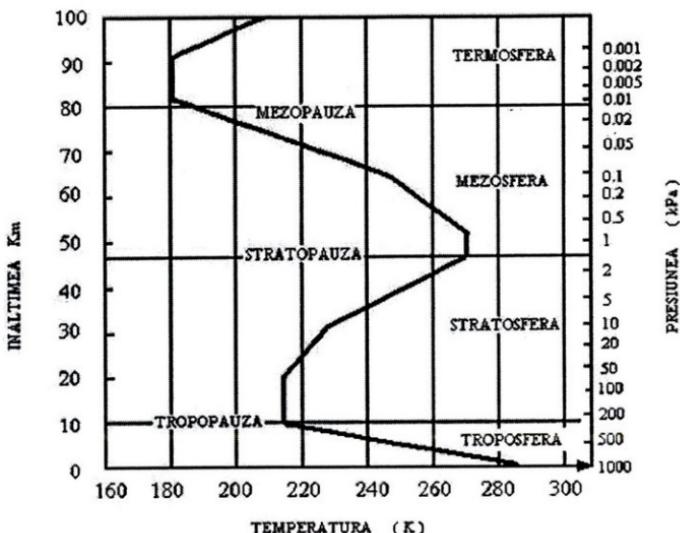


Fig. 1.8. Stratificarea standardă a atmosferei

1.3.1. Troposfera

Troposfera este stratul de bază al atmosferei care este în contact cu suprafața planetei și deși este cel mai subțire strat al atmosferei, concentrează cea mai mare parte a masei de aer iar în acest strat au loc cele mai importante fenomene și procese meteorologice cu implicare ecologică directă.

Grosimea troposferei este în medie de 16–18 km la ecuator, 10–12 km la latitudini medii, iar în regiunile polare atinge 8–9 km.

Troposfera se caracterizează prin scăderea temperaturii cu înălțimea, gradientul vertical al temperaturii fiind de $6,5^{\circ}\text{C}/\text{km}$. La limita superioară temperatura medie este la ecuator de aproximativ -70°C , iar deasupra polului nord iarna -65°C iar vara -45°C . Sunt cazuri în care deasupra Siberiei Centrale este mai frig la suprafața terestră -70°C , -80°C decât la limita superioară a troposferei -45°C , -50°C , iarna, în regim anticiclonic.

În troposferă se află aproape întreaga masă de vaporii de apă din atmosferă.

Presiunea scade cu înălțimea, ajungând ca la 10 km să scadă de 4 ori în raport cu presiunea la suprafața Pământului.

Troposfera prezintă o circulație generală de scară mare, cu mișcări turbionare la latitudini medii, cum sunt sistemele de vreme și mișcări turbulentă întâmplătoare, în principal în stratul limită planetar și în apropierea curenilor jet.

În troposferă se disting câteva substraturi cu proprietăți specifice:

- *Stratul limită planetar* cu o grosime de 1–3 km în care are loc un schimb activ de căldură, de vaporii de apă și de impuls între pământ și atmosferă. În acest strat se

formează fronturile atmosferice bine conturate și au loc toate fenomenele asociate acestora. În cadrul acestui strat se separă *stratul atmosferic adiacent* (suprafata subiacentă), partea inferioară a stratului limită planetar, cu o grosime de 50–100 m. În acest strat gradientul vertical de temperatură și de umiditate precum și viteza vântului sunt deosebit de ridicate. Ca urmare, aerul în acest strat este turbulent și turbulența realizează în mod rapid schimbul de energie sub formă de căldură, umezeală, impuls între atmosferă și suprafață. Cele mai importante schimburi sunt cel de umezeală prin evaporarea de la suprafață și cel de impuls datorită frecării.

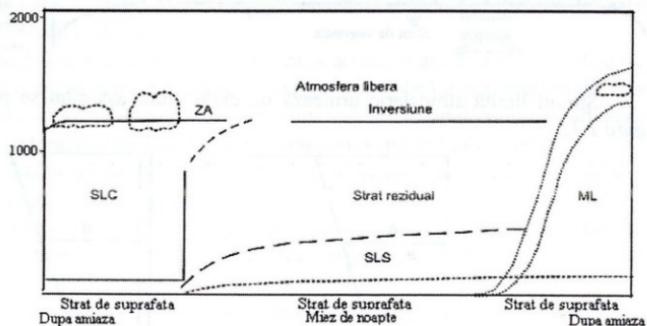


Fig. 1.9 Diagrama schematică a evoluției stratului limită planetar în condiții de vreme frumoasă. SLC strat limită convectiv; SLS strat limită stabil; ML strat de amestec; ZA zona de antrenare (Stull, 1988)

Înălțimea stratului limită planetar variază foarte mult atât în spațiu cât și în timp, dar în medie este 1 km.

Pentru mișcările din atmosfera joasă, stratul limită planetar este de cel mai mare interes pentru meteorologi, în particular când se consideră procesele care se desfășoară la suprafața Pământului ca, de exemplu, în agricultură unde se estimează evaporația și evapotranspirația, în procesele din mediul, ca emisiile de poluanți (sau chiar gazele de la automobile), studiul efectului de seră, sau pentru studiul convecției turbulente care determină situații de vreme severă.

Ca urmare, oamenii de știință și-au îndreptat atenția asupra studiului proceselor din stratul limită.

Structura stratului limită după Stull (1988) se observă în figura 1.9 și, respectiv, figura 1.10.

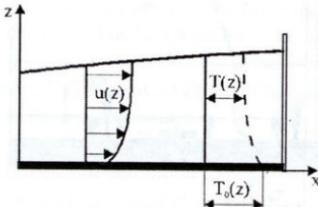


Fig. 1.10. Curgerea în stratul limită de-a lungul unei suprafețe încălzite

Curgerea aerului în stratul limită se poate descrie analitic prin ecuațiile de bază pentru fluxurile de căldură (ecuația energiei) și fluxurile de impuls (ecuația impulsului). Curgerea se consideră bidimensională de-a lungul unei suprafețe cu rugozitatea cunoscută.

Interesant este faptul că în ultimii ani, experimentele în tunelurile aerodinamice sau tancuri de apă au reușit să pună în evidență situații tipice din stratul limită planetar.

Un astfel de tunel este prezentat schematic în figura 1.11.

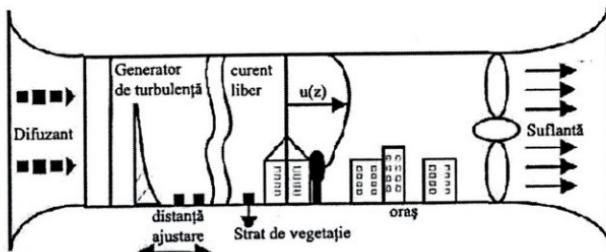


Fig. 1.11. Tunel aerodinamic cu profilele de curgere (Plate, 1997).

Stratul limită atmosferic urmează un ciclu diurn aşa cum se poate observa din figura 1.12.

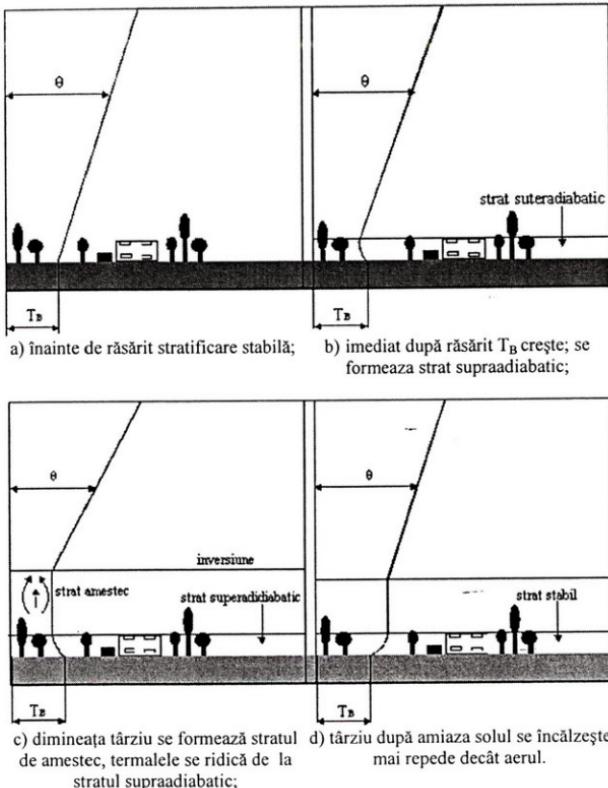


Fig. 1.12. Dezvoltarea profilelor temperaturii în timpul zilei pentru o zi cu cer senin (Plate, 1971).

Variată diurnă a radiației solare determină un ciclu de răcire și încălzire a stratului limită planetar care este puternic reflectat în câmpul vântului. Dimineața, devreme, înainte de răsărit, stratificarea stratului de aer este stabilă din cauză că pământul este mai rece decât masele de aer de deasupra (Fig. 1.12a). Cu ridicarea soarelui într-o zi senină, radiația solară face ca pământul să se încălzească mai repede decât aerul de deasupra. Când solul este mai cald decât aerul, căldura trece de la el la aerul care este în contact cu solul. Aerul cald se destinde și devine mai ușor decât cel de deasupra lui. Particulele de aer încălzite tind să se deplaseze în sus, în timp ce aerul mai rece se mișcă în jos, adică stratul de aer devine instabil (Fig. 1.12b). În capitolul patru aceste stări sunt discutate în detaliu.

Întrucât în mod direct la sol nu există mișcarea aerului, transferul căldurii de la sol are loc prin conduction moleculară. Stratul de conduction moleculară este foarte subțire și se schimbă în stratul de convecție forțată în care căldura este transportată printr-o turbulență care este aproape în întregime cauzată prin acțiune mecanică (presiunea curgerii).

La distanțe mai mari de sol, turbulența devine în mod progresiv mai slabă și gradienții de temperatură și viteza a vântului scad.

Distribuția temperaturii devine supraadiabatică, dar cu creșterea înălțimii turbulență este mai puțin menținută de forfecarea curgerii și o cantitate mai mare de turbulență este indușă prin ascendență termică (Fig. 1.12c).

Deasupra stratului supraadiabatic, particulele turbulente de aer mai cald se ridică într-o regiune mai rece și se amestecă cu mediul în stratul de convecție liberă, care este puternic agitat din cauza penelor calde sau termalelor care au viteze verticale semnificative și transportul de masă asociat cu ele creează o mișcare descendentală a aerului mai rece și, de asemenea, turbulent. Rezultatul este o amestecare a aerului care este atât de intensă că în stratul de convecție liberă temperatura potențială este aproape constantă.

Stratul în care câmpul temperaturii este influențat prin fluxul de căldură de la sol este *stratul de amestec*. El este limitat superior printr-o inversions, adică prin aer stratificat stabil.

În cursul zilei, când solul devine mai cald și aerul de deasupra este încălzit, stratul convectiv crește în grosime, cu o viteza care este determinată de fluxul de căldură de la sol, care la rândul lui depinde de gradientul de temperatură din stratul supraadiabatic.

După-amiază târziu, este atins un cvasi-echilibru momentan, și solul este aproape la aceeași temperatură ca aerul de deasupra lui. Întrucât atunci aproape că nu există nici un gradient de temperatură în apropierea solului, nu există inducție de căldură de la sol și, în absența fluxurilor nu există fluctuații în temperatură, așa că stratul limită stratificat neutru este lipsit de fluctuațiile temperaturii. Stratul limită stratificat neutru este o stare de excepție a atmosferei.

Ziua târziu, temperatura aerului o depășește pe cea de la sol și fluxul de căldură descendentală determină un strat stabil stratificat în apropierea solului și determină o răcire a stratului convectiv (Fig. 1.12d).

În timp ce se dezvoltă o inversions la sol, în particular după apusul soarelui înălțimea la care se obține inversionsa superioară este mai coborâtă. Dacă condițiile

pentru răcirea suprafetei persistă un timp destul de lung, inversiunile superioară și inferioară distrug stratul de temperatură constantă dintre ele se unesc și ulterior răcirea intensifică gradientul temperaturii până dimineața următoare și ciclul reîncepe.

Variația diurnă a stratului limită al atmosferei arată complexitatea stării atmosferei și în consecință importanța descrierilor acestor stări prin parametrii meteorologici: temperatură, vânt, umiditate (conținut de vaporii), densitate și mai ales prin fluxurile de căldură, de impuls, de masă. De aici interesul pentru metode cât mai precise de investigare a atmosferei.

- *Stratul mijlociu sau troposfera liberă* (între 3–6 km) nu este influențat decât slab de mișcările turbulente. În acest strat domină advecția, adică deplasarea particulelor de aer în plan orizontal.

- *Troposfera înaltă* este la înălțimi de peste 6 km până la tropopauză. În acest strat temperatura aerului este în general negativă, vaporii de apă sunt în cantități reduse și se întâlnesc frecvent norii formați din cristale de gheată, norii cirrus.

Tropopauza de grosime cuprinsă între 1,5–2 km se caracterizează prin inversiune sau ușoară izotermie pozitivă. Înălțimea tropopauzei pentru un loc dat nu este aceeași, depinzând de anotimp și de unele procese din atmosferă. De exemplu, vara înălțimea tropopauzei este mai mare decât iarna, iar la ecuator este mai mare decât la poli.

Din punct de vedere dinamic, imediat sub baza tropopauzei au fost identificate curenți rapizi de vest numiți *curenți jet*, care au viteze de 200 km/h iar uneori în nucleul jetului de 500–1000 km/h

1.3.2. Stratosfera

Deasupra troposferei se află stratosfera care este caracterizată printr-o stabilitate puternică chiar dacă temperatura crește în sus în stratosfera medie și superioară. Stratosfera se întinde până la 40–45 km sau 50–55 km și se caracterizează prin izotermie în partea inferioară, ca apoi spre limita superioară temperatura să crească apropiindu-se de 0°C. Cercetări recente au demonstrat că izotermia verticală din stratosfera inferioară nu se regăsește și în restul stratosferei pentru că apar perturbații spectaculoase numite *încălziri brusăte* ale stratosferei în locuri și la înălțimi foarte diferite, în special în emisfera nordică. În stratosferă este centrală zona de producere a ozonului. Concentrația maximă de ozon se găsește între 19 și 30 km. Creșterea temperaturii în stratosferă se explică prin proprietatea ozonului de a absorbi radiația ultravioletă. Stratosfera din emisfera cu vară este foarte liniștită din punct de vedere dinamic și caracterizată de vânturile estice, cu aer cald deasupra polului. În emisfera cu iarnă stratosfera este mult mai activă, cu aer foarte rece deasupra polului.

Stratosfera tropicală este locul unei interesante schimbări periodice a direcției vântului zonal, cu o perioadă puțin mai lungă decât doi ani, numită Oscilația Cvâsibienală (QBO în abrevierea din limba engleză care se folosește în lumea științifică – Quasibiennial Oscillation).

Vaporii de apă sunt foarte rari în stratosferă ceea ce înseamnă că transferul de căldură latentă de condensare sau evaporare este nesemnificativ. Norii sidefi care se

observă în statosferă între 20–30 km sunt formați din picături de apă suprarăcătă, adică apa la temperaturi sub 0°C.

Stratopauza sau stratul de tranziție spre mezosferă, marchează aşadar, partea superioară a stratosferei și este izoterm sau temperatura crește ușor.

1.3.3. Mezosfera

Acest strat se întinde până la aproximativ 85 km. Temperatura scade cu creșterea înălțimii iar la limita superioară atinge o valoare cuprinsă între –80 și –98°C. Densitatea aerului este foarte scăzută iar presiunea este de aproximativ 200 de ori mai mică decât la suprafața Pământului. Existența unui gradient vertical de temperatură determină mișcări turbulente intense ale aerului și în consecință amestecarea lui pe verticală. La partea superioară a mezosferei se observă norii argintii sau norii luminoși nocturni care sunt observați în mod normal la latitudini înalte în timpul verii. Investigarea cu rachete a acestor nori arată că ei sunt formați din pulberi de origine extraterestră, praful cosmic cu conținut ridicat de nichel acoperit cu gheăță, deși este surprinzător că la temperaturi foarte scăzute de –100°C să se găsească apa în această stare.

Mezopauza limitează superior mezosfera iar temperatura la acest nivel este de –100, –110°C.

1.3.4. Termosfera

Termosfera se întinde de la mezopauză până la altitudinea de aproximativ 800 km. În termosferă, compoziția aerului se modifică foarte mult: se disociază oxigenul molecular, dioxidul de carbon și se formează gruparea OH (hidroxil). Disocierea se datorează atât radiației cosmice cât și radiației ultraviolete din spectrul solar. Aceste radiații produc de asemenea ionizări și excitări ale atomilor și moleculelor. Intensitatea ionizării este mare între 80 și 300 km.

Temperatura crește rapid cu înălțimea. La înălțimi de 200 km temperatura este în jur de 700°C, ca la limita superioară să se atingă temperaturi de 1000–1500°C. Aerul este puternic rarefiat. Temperatura în această regiune nu se poate măsura, dar se calculează din considerante energetice. Creșterea temperaturii se explică în principal prin absorția radiației solare de către oxigenul atomic.

Baza termosferei este un veritabil laborator fizic și în această regiune numită **ionosferă**, există o distribuție verticală a densității de electroni, cu straturi caracteristice sau regiuni de densitate ridicată asociate cu și depinzând de procesele fotochimice.

Ionosfera poate fi studiată de la sol prin undele radio în domeniul de frecvențe 1–20 MHz (lungimi de undă între 300 și 15 m). Rezultatele obținute cu diverse tehnici de investigare a ionosferei au arătat prezența a patru regiuni: D, E, F₁ și F₂; înălțimea la care se află aceste regiuni și concentrațiile de electroni sunt prezentate în *tabelul 1.3.* și în *figura 1.13.*

Atât concentrația cât și maximul densității de electroni din înălțime au o variație zilnică (diurnă) și sezonieră.

Tabel 1.3.

Regiunile Ionosferei

Regiunea	Înălțimea (km)	Concentrația de electroni (cm^{-3})
D	< 90	$10^3 - 10^4$
E	90 - 140	10^5
F_1	> 140	
F_2		Maximum 10^6 în regiunea de la 350 la 500 km

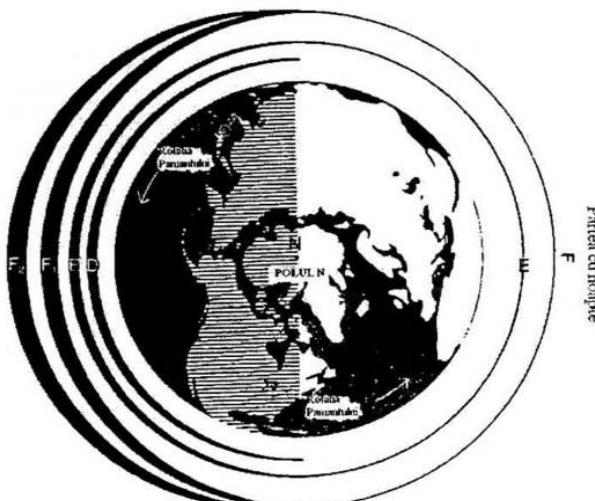


Fig. 1.13. Cele patru regiuni distincte de particule ionizate, cunoscute în ansamblu ca ionosferă (Navarra, 1979)

Regiunea D este observată numai în timpul zilei iar regiunile F_1 și F_2 devin noaptea, o singură regiune. Regiunea D se află chiar deasupra stratului de ozon, care în unele descrieri se mai numește și ozonosferă. Oamenii de știință cred că în această zonă imediat deasupra stratului de ozon, radiația de 1216 Å disociază moleculele de oxigen în atomi ridicând în înălțime regiunea D. Regiunea E este centrală la 100 km și caracteristicile sale sunt rezultatul absorbției radiației X care ionizează moleculele de azot. În regiunile F, absorbția radiație din domeniul 100 Å și 800 Å produce ioni pozitivi de oxigen.

Ionosfera în mod normal reflectă undele lungi radio în banda de frecvență înaltă. Noaptea când baza ionosferei se ridică, reflexia se obține la nivele mai înalte și undele de frecvență înaltă sunt transmise la distanță foarte mare. Pentru lungimile de undă scurte reflexia este redusă. Undele radio folosite pentru transmisiile televiziunii sunt în banda de frecvență înalta (VHF – very high frequency) și foarte înalta (UHF – ultra high frequency). VHF și UHF sunt unde prea scurte pentru a fi reflectate de ionosferă și astfel televiziunea are limitată transmisia la distanță.

1.3.5. Exosfera

Ultimul strat al atmosferei este caracterizat de temperaturi, superioare celor din termosferă. La limita superioară stabilită pe criteriul egalizării densității aerului cu densitatea materiei din spațiul interplanetar, are loc împărțirea atomilor și moleculelor gazelor componente, în spațiul cosmic.

În exosferă crește frecvența particulelor ionizate și în jur de 200 km, în magnetosferă există numai electroni și protoni proveniți din *vântul solar*. *Vântul solar este un flux continuu de plasma (format din protoni și electroni de la Soare) care se deplasează cu viteze foarte mari.*

Deci, această regiune este legată de proprietățile magnetice ale Pământului și de interacțiunea acestora cu fluxul continuu de radiații solare corpusculare, adică „*vântul solar*”.

Investigarea detaliată a acestor regiuni care a fost poziția bila cu ajutorul sateliților, implică studiul magnetohidrodinamic adică comportarea particulelor de plasma și gaze încărcate electric.

Figura 1.14. arată câmpul magnetic din jurul Pământului ca și când Pământul ar fi izolat în spațiu.

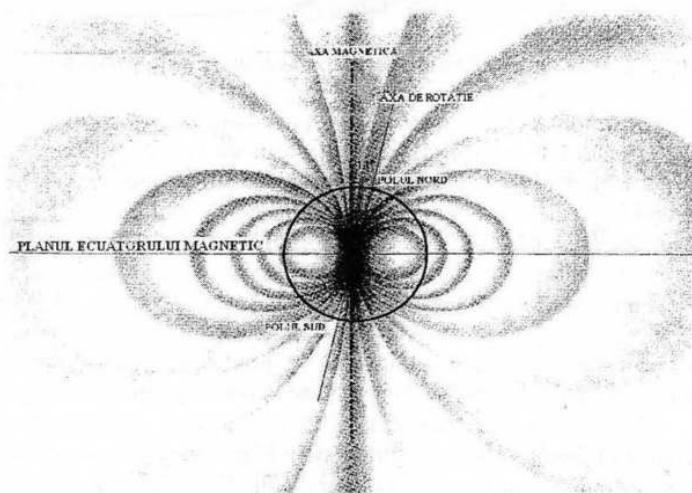


Fig. 1.14. Câmpul magnetic terestru idealizat, în apropierea suprafeței Pământului, amintind de câmpul unei bare magnetice (Navarra, 1979)

Pământul are un câmp magnetic, adesea denumit câmp dipolar, din cauza că el seamănă cu câmpul magnetic al unui magnet în formă de bară care are doi poli magnetici unul *nord* și altul *sud*. Câmpul magnetic dipolar este produs în nucleul Pământului format din metale în stare topită. Nucleul lichid acționează ca un magnet bară gigant care nu este central chiar pe centrul Pământului ci înclinat cu aproximativ 11° ca în figura 1.14. Văzut în trei dimensiuni, câmpul prezintă liniile de forță idealizate ca pentru un magnet simplu. Deși ele ar trebui să fie simetrice în jurul Pământului, aşa cum se observă din figura 1.15. nu sunt, iar configurația distorsionată este rezultatul acțiunii vântului solar. Vântul solar exercită o presiune care comprimă limitele dintre câmpul geomagnetic și el însuși la o distanță de 64370 km pe partea cu zi, care este astfel mult mai puțin extinsă decât cea din partea opusă.

Limita dintre câmpul magnetic al Pământului și vântul solar reprezentat în figura 1.15. este numită *magnetopauză*, iar tot ce este sub magnetopauză poartă numele de *magnetosferă*.

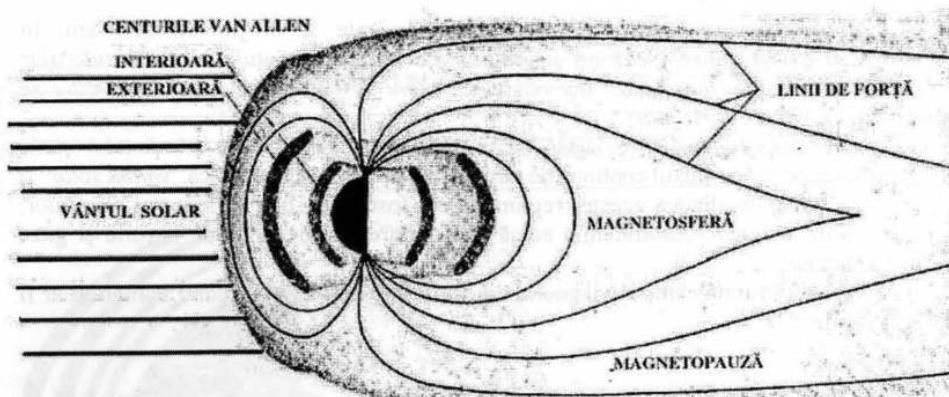


Fig. 1.15. Magnetosferă și centurile de radiație Van Allen (Navarra, 1979)

În timpul perioadelor cu activitate solară intensă, particulele încărcate (electronii și protonii) pătrund prin magnetopauza părții de noapte a Pământului, zona unde câmpul este mai puțin intens. Particulele încărcate sunt concentrate în două benzi centrate la înălțimi în jur de 3000 și 16000 km, formând centurile de radiație ale Pământului numite *Centurile Van Allen*. Ele au fost descoperite pentru prima dată în 1958 cu ajutorul sateliștilor americanii Explorer I și II. Fizicianul James Van Allen, în 1958 a descris aceste benzi care acum îi poartă numele.

Prin bombardarea moleculelor și atomilor de către corpusculii electrizati de mare energie care alcătuiesc vântul solar, se produc fenomene luminoase în urma ionizării aerului rarefiat din termosferă, denumite *aurorele polare*.

Fenomenul este asemănător cu cel care se produce în tuburile de descărcare electrică în gaze rarefiate. În timpul activității solare intense, particulele încărcate intră în magnetosferă și sunt accelerate către poli. Ele oscilează de-a lungul liniilor de câmp magnetic și izbesc moleculele de gaz prezente.

În termosferă cu fiecare ciocnire, moleculele de gaz emit radiație luminoasă de diferite lungimi de undă. Cele mai obișnuite lungimi de undă sunt cele din vizibil pentru culorile verde, roșu, albastru, oranž și violet.

Cele mai multe aurore polare sunt observate într-o bandă în jurul polului geomagnetic între 15° și 30° de la acesta, cu o frecvență maximă la aproximativ $22,5^{\circ}$. Ele apar într-o varietate de forme. Apariția tipică este pentru o durată de aproximativ o jumătate de oră sau o oră cu activitatea maximă de câteva minute. Ele se dezvoltă rapid și uneori, aparent se deplasează cu viteze foarte mari. În general, baza aurorei polare nu este niciodată mai jos de 65 km în timp ce limita superioară nu depășește 900 km. Arcul aurorei polare este rareori mai lat de 2 sau 3 km dar o singură auroră poate să se întindă de la est la vest pe mii de kilometri.

Atmosfera înaltă a fost și este studiată intens dat fiind interesul pentru comportarea și influența ei asupra atmosferei joase și a vieții pe Pământ. Astfel, în 1976 Greed și I. Isaksen și apoi T. Holtzer și P. Crutzen de la NCAR (Centrul Național pentru

Cercetarea Atmosferei) susțin influența asupra vietii a cantității de ozon distrusă acum 700.000 de mii de ani. Ei au ajuns la această concluzie găsind o relație între două fapte care fuseseră studiate ca evenimente izolate:

- (i) Acum 700.000 de ani câmpul magnetic al Pământului și-a schimbat polaritatea;
- (ii) examinarea probelor de la fundul oceanului datează pentru acea perioadă arată că multe specii de animale microscopice marine, cunoscute acum ca fiind sensibile la radiația ultravioletă, nu mai există.

Reconstrucția de către acești cercetători a datelor, indică următoarele secvențe ale evenimentelor:

Schimbarea polarității câmpului magnetic al Pământului înseamnă că în perioada cu câmp magnetic inversat, scutul magnetic a descrescut și a ajuns la zero; de atunci a început să se intensifice în direcție opusă. Când intensitatea câmpului a ajuns zero, a urmat o slabire a forțelor magnetice care apărău Pământul și atmosfera sa de cantitatea substanțială de radiație solară.

Cu câmpul magnetic la zero, a existat un bombardament puternic al atmosferei cu radiație solară care a determinat formarea de cantități excesive de oxid de azot, în atmosferă superioară. Oxidul de azot a distrus prin reacții catalitice o parte din ozonul din stratosferă.

Distrugerea parțială a stratului de ozon a permis creșterea cantității de radiație ultravioletă de la Soare care a penetrat atmosfera.

Cantitățile excesive de radiație ultravioletă pot să omoare anumite specii de plante și animale. Astfel au fost distruse o serie de specii acvatice.

În prezent, oamenii de știință estimează că Pământul nu își va inversa polaritatea câmpului magnetic decât în mileniul 40. Aceasta este desigur numai o ipoteză deoarece rațiunile pentru inversarea polilor magnetici sunt încă necunoscute. În trecut, inversarea a avut loc la intervale neregulate de timp, de la câteva mii la sute de mii de ani.



Întrebări:

1. Definiți pe scurt cele cinci "sfere" care constituie mediul fizic Pământ.
2. Subliniați stadiile de formare a atmosferei.
3. Reamintiți-vă că presiunea medie la nivelul mării este de 1000 hPa care este echivalentă cu o greutate de 1 kg pe un cm^2 . Care este presiunea în hPa și greutatea atmosferei (în kg pe cm^2) deasupra următoarelor înălțimi: 5,6 km, 16 km, 100 km?
4. Cu creșterea înălțimii, presiunea descrește cu o rată constantă, crescătoare sau descrescătoare. Subliniați răspunsul corect.
5. Pe baza temperaturii, atmosfera este împărțită în patru straturi. Enumerați aceste straturi începând de la suprafața Pământului și precizați cele mai importante caracteristici ale lor.
6. Sa se scrie expresia accelerării gravitaționale în funcție de înălțime.
7. Ce este parametrul de scală și care este expresia lui?
8. Dacă temperatura este constantă atunci să se scrie legea de variație a presiunii cu înălțimea pentru aerul atmosferic bine amestecat.

9. Care sunt sistemele circulației atmosferice?
10. Dacă temperatura în atmosferă descrește cu înălțimea, densitatea aerului va descrește mai repede sau mai lent decât ea?
11. Să se definească *stratul limită planetar* și să se prezinte principalele lui caracteristici.
12. Ce este stratul de amestec?
13. De ce temperatura crește în stratosferă?
14. De ce izotermia verticală din stratosferă inferioară nu se regăsește și în restul stratosferei?
15. De ce temperaturile din termosferă nu sunt comparabile cu cele măsurate de la suprafața Pământului?
16. Faceți deosebirea dintre omosferă și eterosferă.
17. Ce sunt *Centurile Van Allen*?
18. Ce este ionosfera și cum se numesc straturile ei?
19. Care este principală cauză a apariției aurorilor polare?
20. În ce fel distorsionează vântul solar magnetosfera Pământului?



BIBLIOGRAFIE RECOMANDATĂ

- Fleagle Robert G., Joost A. Businger, *An introduction to Atmospheric Physics*, 1963, Academic Press, New York, London , 400 pg.
- Houghton J., 2002, *The Physics of Atmosphere – third edition*, Cambridge University Press, 320 pg .
- Navarra J.G., Atmosphere, Weather and Climate, *An Introduction to Meteorology*, 1979, 600 pg.

2. COMPOZIȚIA ATMOSFEREI

Pe vremea lui Aristotel aerul era considerat că este una din cele patru substanțe care nu se pot separa în parti componente: aer, apă, foc și pământ. Chiar și astăzi uneori termenul de aer este folosit să desemneze un anumit gaz, deși este total greșit, el fiind un amestec de mai multe gaze, fiecare având proprietăți fizice și chimice distincte. Învelișul gazos al Pământului este format din acest amestec de gaze pe care-l numim aer în care se găsesc în suspensie cantități variabile de particule solide și lichide.

Compoziția aerului nu este constantă, ea variind în funcție de timp și loc. Totuși, dacă se îndepartează din aer vaporii de apă, particulele în suspensie și celelalte gaze variabile, aerul are o compoziție aproape constantă sub înălțimea de 85 km, după cum s-a precizat în capitolul precedent. În acest strat, numit *omosferă*, constituenții gazoși sunt prezentați în proporții diferite. Peste 85 km, compoziția atmosferei începe să varieze considerabil datorită separării gravitaționale a constituenților chimici și datorită radiației solare, care disociază unii constituenți și stimulează formarea de noi specii chimice (Fig. 2.1.). Această parte a atmosferei se numește *eterosferă*.

2.1. CONSTITUENȚII GAZOȘI DIN ATMOSFERĂ

2.1.1. Compoziția standard a aerului uscat

În aerul uscat, adică aerul din care s-au exclus vaporii de apă, azotul, oxigenul și argonul reprezintă 99,964%. Celelalte șapte gaze din *tabelul 2.1.*, care împreună cu cele trei gaze dominante constituie compoziția standard a atmosferei, reprezintă numai 0,036 % în compoziția atmosferei joase.

Deși aceste elemente sunt cele mai abundente componente ale atmosferei, ele au o foarte mică importanță sau de loc în ceea ce privește afectarea fenomenelor legate de schimbarea vremii.

Toate elementele care se găsesc în atmosfera joasă, sunt într-o permanentă circulație; cele mai multe, originare de la suprafața pământului, sunt transportate în altitudine ca mai apoi să se întoarcă prin sedimentare gravitațională sau alte procese din nou la suprafață.

Tabel 2.1.

Principalele gaze ale aerului uscat, sub 25 km

Componentul gazos	Masa moleculară	Volumul în procente
Azot (N_2)	28,02	78,84
Oxigen (O_2)	32,00	20,946
Argon (Ar)	39,88	0,934
Dioxid de carbon (CO_2)	44,00	0,0325
Neon (Ne)	20,18	0,00182
Heliu (He)	4,00	0,000524
Metan (CH_4)	16,04	0,00015
Kripton (Kr)		0,000114
Hidrogen (H_2)		0,00005

Exceptând vaporii de apă, primele gaze variabile care au atras atenția au fost dioxidul de carbon și ozonul. Inițial, studiul lor a fost stimulat în primul rând datorită importanței lor pentru viață, dar treptat s-a realizat că ele reprezintă de asemenea, constituente implicați în circulația atmosferică și în procesele chimice din atmosferă.

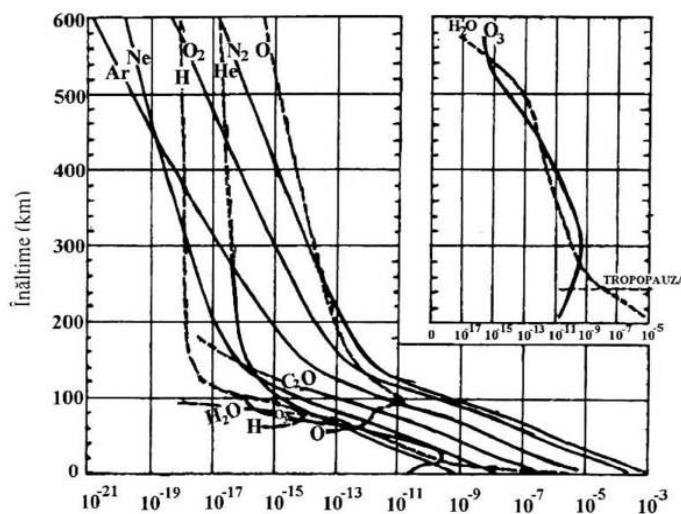


Fig. 2.1. Repartitia verticala a compozitiei aerului uscat la activitate solară medie (după Kallmann și Sibley, 1964)

Vor fi abordate următoarele probleme legate de constituenții gazoși din atmosferă:

- * distribuția observată în timp și spațiu;
- * sursele și pierderile din atmosferă și din vecinătățile ei;
- * bilanțul și ciclul acestor gaze atmosferice.

Comportarea atmosferică a diferitelor gaze diferă în primul rând datorită diferențelor în distribuția ariilor, surselor și pierderilor. Această varietate în comportare face foarte atractiv studiul gazelor atmosferice.

O caracteristică generală a constituenților gazoși este relația de variabilitate a unui gaz în *timpul său de viață din atmosferă*, τ .

Acet timp de viață împreună cu distribuția spațială a surselor și pierderilor din atmosferă și vecinătățile ei, este responsabil de variațiile spațio-temporale ale gazelor atmosferice. Dacă distribuția în spațiu și timp a surselor și pierderilor ar fi aceeași pentru toate gazele, variațiile în spațiu și timp ale tuturor constituenților ar fi identice și amplitudinea variației ar fi proporțională cu τ^{-1} . Întrucât nu este asta, relația dintre τ^{-1} și aceste variații este neînsemnată.

Gazele cu o variabilitate la fel ca cea a vaporilor de apă vor avea un timp de viață corespunzător de scurt, adică de la câteva zile la câteva săptămâni. Cea mai mare parte dintre constituenții gazoși minori activi fac parte din această categorie. Aceasta nu este surprinzător, întrucât îndepărarea prin precipitații joacă un rol important în ciclul de viață al acestor gaze.

Există însă și o alta categorie de gaze cum ar fi CO_2 , O_3 , N_2O și poate CH_4 și H_2 pentru care ciclul apei nu este important.

Tabel 2.2.

Surse și pierderi de gaze atmosferice, exceptând azotul (N_2).

Gaze	Surse	Pierderi prin:
O_2	schimb cu biosferă, schimb cu oceanul	
He	^3_2He : razele cosmice	
	^3_2He : radioactivitatea crustei pământești	Împrăștirea în univers
H_2	Descompunerea materiei organice, fotoliza apei în atmosferă superioară, oxidarea CH_4 , fluxul de fotoni de la Soare, vulcani	Foto-oxidare, utilizare de către bacterii, împrăștirea în univers
CO	Combustie, activitatea biologică în sol și oceane, vulcanii	Oxidări în atmosferă superioară, folosirea de către bacterii
CO_2	Combustie, activitate antropică, vulcani, arderile carbonului conținut în animale și bacterii	Fotosintează prin biosferă, absorbția de către ocean
O_3	Descărcarea O_2 prin radiația solară și apoi ciocnirea oxigenului atomic cu O_2 ; disocierea NO_2 -ului de radiația solară și ciocnirea oxigenului atomic cu O_2	Disocierea fotochimică în atmosferă superioară, ciocnirea ozonului O_3 cu oxigenului atomic
Hidrocarburi; CH_4	Împrăștirea de la sonde și mine, descompunerea bacteriorilor și a substanței organice, exalarea biosferei, combustie, folosirea solventilor	Reacții fotochimice cu NO , NO_2 și O_3 în atmosferă superioară, disocierea prin radiația solară
N_2O	Descompunerea materiei de către bacterii în sol și în oceane, reacții fotochimice în atmosferă superioară	Fotodisocierea în atmosferă superioară, descompunerea prin activitatea biologică în sol
NO_2	Activitatea bacteriorilor în sol, combustie, vulcanii	Reacții chimice (cu hidrocarburi, etc.)
NH_3	Activitatea bacteriorilor în sol, combustie, vulcanii	Reacții chimice (cu SO_2), oxidarea azotațiilor, etc.)
	Descompunerea materiei organice în sol și în apele săratore, vulcanii, combustie.	Reacții chimice, captare de către sol și oceane
H_2S	Combustie, vulcani	Reacții chimice, absorbția de către sol și oceane

În funcție de timpul de viață se pot distinge trei categorii de gaze:

1. constituenți cvasi-constanți (QC); timpul de viață este de ordinul miilor de ani;
2. constituenți care variază lent (LV); timpul de viață este de la câteva luni până la câteva ani;

3. constituenți care variază rapid (RV); timpul de viață este de câteva zile sau mai puțin.

Constituenții acestor trei categorii sunt:

QC: N₂, O₂, Ar, He, Ne, Kr, Xe.

LV: CH₄, O₃, N₂O, CO₂, CO, H₂.

RV: SO₂, H₂S, NO, NO₂, NH₃.

Gazele permanente sunt: Ne, Ar, Kr, Xe. Toate celelalte sunt variabile (vezi tabelele 2.2 și 2.3). Valorile din aceste tabele sunt aproximative dar pot fi utilizate pentru orientare.

Tabel 2.3.

Concentrația totală, viteza de producere și timpul de viață pentru principalele gaze atmosferice, cu excepția N₂.

	Raportul mediu de amestec în troposferă (Emisfera Nordică)	Viteza de producere a gazului	Timpul de viață al gazului în troposferă
O ₂	20,946% (vol.)		2000–9700 ani
He	$\frac{3}{2}$ He : $2,4 \times 10^7 \text{ m}^3$ (STP) cantitatea totală	$\frac{3}{2}$ He : $4 \times 10^2 \text{ m}^3$ (STP) /an	6×10^4 ani
	$\frac{4}{2}$ He : $2,0 \times 10^{23} \text{ m}^3$ (STP) din atmosferă	$\frac{4}{2}$ He : $7 \times 10^6 \text{ m}^3$ (STP) /an	3×10^6 ani
H ₂	0,575 ppm (Vol) = $51,3 \mu\text{g m}^{-3}$ (STP)	Antropic: $0,30 \times 10^{11} \text{ kg}$ /an Natural: $0,11 \times 10^{11} \text{ kg}$ /an	4–13 ani
CO	0,15 ppm (Vol) = $188 \mu\text{g m}^{-3}$ (STP)	Antropic: $6 \times 10^{11} \text{ kg}$ /an Natural: $(16 - 41) \times 10^{11} \text{ kg}$ /an	0,2–1 ani
CO ₂	1970: 320 ppm (Vol) = $0,627 \text{ gm}^{-1}$ (STP) Creșterea în ultimii 100 ani	Din Biosferă: $2,1 \times 10^{14} \text{ kg}$ /an Din Ocean: $3,7 \times 10^{14} \text{ kg}$ /an Eliberat prin combustie: $1,5 \times 10^{13} \text{ kg}$ /an Din sol și vegetație: $2,1 \times 10^{14} \text{ kg}$ /an Eliberat din oceane: $3,6 \times 10^{14} \text{ kg}$ /an	~ 7 ani (ciclul ocean – atmosferă – biosferă) ~ 13–15 ani (ciclul atmosferă – biosferă)
O ₃	Suprafața Pământului: 0,015 – 0,03 ppm (Vol) = $= 23 - 64 \mu\text{g m}^{-3}$ (STP) Nivel de concentrație maximă (atmosfera joasă): 3 – 6 ppm (Vol) = $320 - 640 \mu\text{g m}^{-3}$ (mediu)	Rata de injecție în troposferă $4 \times 10^{11} \rightarrow 1,8 \times 10^{12} \text{ kg}$ /an	1–4 luni (troposferă) 1–2 ani (stratosfera joasă)
CH ₄	1,4 ppm (Vol) = $10^3 \mu\text{g m}^{-3}$ (STP)	Antropic: $0,3 - 0,9 \times 10^{11} \text{ kg}$ /an Natural: $10 - 14 \times 10^{11} \text{ kg}$ /an	2–12 ani
N ₂ O	0,25 ppm (Vol) = $530 \mu\text{g m}^{-3}$	Natural: $2,5 \times 10^{11} \text{ kg}$ /an ⁻¹	4–16 ani
NO ₂	1 – 10 ppb (Vol) = $2 - 20 \mu\text{g m}^{-3}$ (STP)	Antropic: $0,5 \times 10^{11} \text{ kg}$ /an Natural: $4,5 \times 10^{11} \text{ kg}$ /an	câteva zile
NH ₃	1,3 – 13,2 ppb (Vol) = $1 - 10 \mu\text{g m}^{-3}$ (STP)	Antropic: $4 \times 10^9 \text{ kg}$ /an Natural: $1200 \times 10^9 \text{ kg}$ /an	câteva zile
H ₂ S	0,67 – 6,7 ppb (Vol) = $1 - 10 \mu\text{g m}^{-3}$ (STP)	Antropic: $2,7 \times 10^9 \text{ kg}$ /an Natural: $0,8 - 1,3 \times 10^{11} \text{ kg}$ /an	câteva zile
SO ₂	0,34 – 1,70 ppb (Vol) = $1 - 5 \mu\text{g m}^{-3}$ (STP)	Antropic: $0,6 - 0,8 \times 10^{11} \text{ kg}$ /an Natural: $10 - 14 \times 10^9 \text{ kg}$ /an	câteva zile

Valorile pentru timpii de viață ai gazelor din atmosferă au fost estimate (Pruppacher și Klett, 1978) astfel:

- din raportul dintre cantitatea unui tip de particule gazoase din atmosferă și viteza de îndepărțare sau de injecție;

- pe baza variabilității spațiale și temporale a concentrației unui gaz.

Datele prezentate sunt tipice pentru arealul de deasupra ariilor neafectate de complexe urbane.

Concentrația gazelor va fi considerată în $\mu\text{g}/\text{m}^3$, sau ppm (părți per milion de masă sau volum).

2.1.2. Despre principaliii constituenți gazoși ai aerului atmosferic

• Azotul

Cel mai abundant gaz din atmosfera este azotul. Oamenii și cele mai multe plante sau animale nu folosesc azotul sub formă gazoasă. Anumite bacterii din sol, rădăcinile plantelor și anumite organisme marine convertesc azotul gazos în azotați care sunt esențiali pentru sinteza proteinelor în plante.

Când azotul este încorporat într-un compus chimic care poate fi utilizat de plante și animale se spune că azotul a fost "fixat". O cantitate mică dar semnificativă de azot din atmosferă este fixată de radiația cosmică, de meteozi și de descărcările electrice.

Azotul din plante este eliberat în atmosferă prin organismele care transformă azotați organici în azot când plantele mor.

Estimări ale specialiștilor arată că aproximativ 92 milioane de tone pe an sunt fixate și că aproximativ 83 milioane tone pe an se întorc în atmosferă sub formă de azot gazos. Diferența de numai 9 milioane ar putea fi rezultatul vitezei la care azotul este fixat în sol, în apele subterane, în râuri, lacuri și în oceane.

Este foarte dificil de estimat care sunt consecințele excesului de azot fixat în comparație cu cel eliberat în atmosferă. Azotați fiind foarte solubili în apă, aplicarea la scară mare a fertilizatorilor sintetici de către fermieri și grădinari determină surgeri masive de azot în apele de suprafață, lacuri și oceane care dezvoltă algele și intensifică activitatea biologică, ducând la dispariția oxigenului din apă și ca urmare moartea peștilor și a altor organisme dependente de oxigen.

Activitatea umană determină o fixare a azotului care se dublează la aproape fiecare șase ani. Dacă se adaugă la aceasta azotul care se găsește în deșeurile organice ale unei populații umane și animale în permanentă creștere, este clar că evoluția biosferei perturbă ciclul natural al azotului la scară mare.

• Oxigenul

Oxigenul are reactivitate chimică moderată și se combină rapid cu fierul din roci care este reactiv față de oxigen, ca și cu multe metale cu care formează oxizi metalici. Reacția oxigenului cu alte substanțe eliberează energie din hrană și astfel ea poate fi folosită de sistemul viu. Cele 20,9 procente din aer sunt esențiale în conversia hranei în energie. Fără oxigen, suportul vieții, procesele metabolice ale celor mai multe viețuitoare n-ar funcționa și organismele vîi ar înceta să mai existe.

În prezent, nivelul oxigenului în atmosferă tinde să rămână relativ constant atât timp cât oxigenul folosit de viețuitoare se întoarce în atmosferă în cantități egale prin activitatea fotosintetică a plantelor. Factorul necunoscut în echilibrul ciclului oxigenului rămâne totuși, omenirea, activitatea umană. Oamenii, desigur inhalează oxigenul și

exalează dioxidul de carbon ca și toate animalele, de fapt; dar în plus, oamenii ard cantități uriașe de combustibil fosil în case, automobile, mașini grele sau fabrici. Arderea combustibilului fosil, îndepărtează oxigenul din atmosferă și crește cantitatea de dioxid de carbon. Problema este de viitor, deoarece factorul uman interferă cu posibilitatea normală a mediului de a face față excesului de dioxid de carbon în situația în care sunt distruse pădurile și covorul vegetal prin diferitele activități de prelucrare a lemnului, de construire de autostrăzi, orașe, aeroporturi și multe altele.

Mai recent, deversările de uleiuri și pesticide au contribuit la dezechilibrarea ciclului oxigenului prin oprirea creșterii plantelor. Pesticidele au un efect distrugător asupra plantelor marine și fitoplanctonului din ocenul planetar.

Nu se cunosc cu exactitate efectele de lungă durată a deversărilor de ulei, dar se știe că un strat subțire, de dimensiune moleculară, de ulei împrăștiat pe suprafața oceanului reflectă radiația solară, coborând astfel temperaturile și în consecință reducând timpul de dezvoltare a plantelor. În plus, un astfel de strat reduce evaporarea și ca urmare posibilitățile de precipitare.

Este posibil ca reducerea procentului de oxigen din atmosferă sub nivelul celui prezent să nu determine efecte periculoase pentru omenire, pentru că s-ar putea ca aceste efecte de reducere să se autocorecteze. Dar nu se știe, pentru că mediul este deosebit de complex. Oamenii trebuie să examineze cu deosebită grijă toate activitățile umane care ar putea afecta conținutul de oxigen din atmosferă.

• *Dioxidul de Carbon*

Dioxidul de carbon deși este prezent în atmosferă în cantități mici, procentual, în comparație cu azotul și oxigenul este un constituent foarte important al aerului. Întrucât dioxidul de carbon este un eficient absorbant de energie radiantă emisă de pământ, este de mare interes pentru oamenii de știință, deoarece el influențează schimbul de energie din atmosferă.

Toate procesele în care este implicat dioxidul de carbon atmosferic au loc la suprafața Pământului și atmosfera acționează numai ca un rezervor tampon pasiv cu o capacitate mare, dar limitată. Viteza de schimb cu oceanul și biosfera este relativ lentă, dar oceanul reprezintă un rezervor uriaș prin comparație cu atmosfera. Echilibrul dintre aceste două rezervoare este foarte sensibil la variațiile mici ale valorilor temperaturii și pH-ului apei oceanului și de asemenea la fluctuațiile din biosferă marină. Echilibrul poate să nu fie stabil ci poate fi subiectul variațiilor seculare de amplitudini necunoscute. În plus, omul generează în mod curent mari cantități de dioxid de carbon și modifică condițiile naturale. Întrucât dioxidul de carbon joacă un rol important în bilanțul raditiv al atmosferei, efectele asupra climatului sunt deosebit de importante.

Dioxidul de carbon este sursa majoră pentru carbonul organic și este esențial în viață plantelor. Cantitatea folosită anual de biosferă, arată că viață plantelor are un efect considerabil asupra concentrației de dioxid de carbon de la suprafața Pământului. Asimilarea dioxidului de carbon de plante prin procesul de fotosinteza este controlată puternic de radiație și pentru aceeași cantitate de lumină este proporțională cu presiunea parțială a dioxidului de carbon în aer.

Captarea dioxidului de carbon de către plante este contrabalanșată printr-o producție corespunzătoare de dioxid de carbon de la materialele organice din sol sub

acțiunea bacteriilor. Eliberarea de dioxid de carbon din sol depinde de tipul de sol, structura, umedeala și temperatura acestuia. Concentrația de carbon în aerul din sol poate fi de 100 de ori mai ridicată decât în aer.

În figura 2.2 sunt reprezentate pofilele verticale ale dioxidului de carbon pentru două forme tipice de vegetație ca să se observe amplitudinea aproximativă a fluctuațiilor implicate și direcția fluxurilor verticale. Ziua, fluxurile sunt mai mari în comparație cu noaptea, când fluxurile sunt foarte mici.

Pentru că solul și vegetația sunt foarte apropiate, o parte din ciclul dioxidului de carbon este scurt-circuitat și include numai cele mai joase straturi ale atmosferei. Grosimea stratului de deasupra vegetației care este implicat în ciclul dioxidului de carbon depinde de intensitatea fluxului, de starea de turbulentă a atmosferei și de extinderea orizontală a ariei active.

Variata zilnică a concentrației, controlată prin ritmul de absorbție și difuzia turbulentă este ilustrată în figura 2.3.

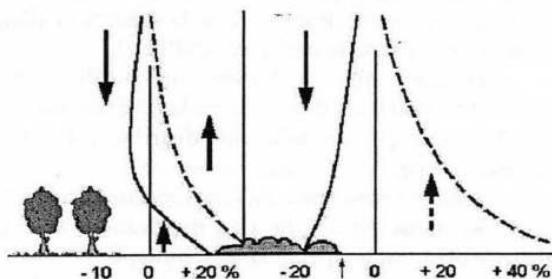


Fig. 2.2. Diagrama schematică a distribuției verticale a CO₂ deasupra pădurii și a câmpurilor cu vegetație. — în timpul zilei; ... în timpul nopții; → direcția și amplitudinea relativă a fluxului de CO₂.

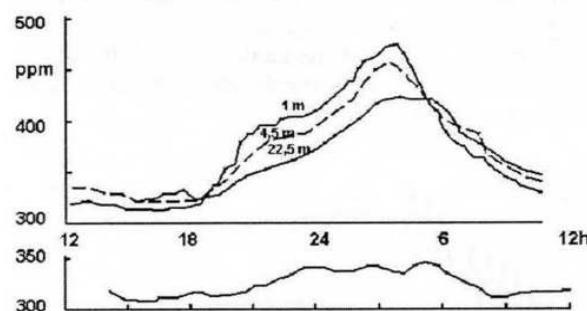
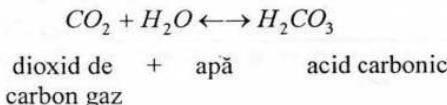


Fig. 2.3. Variația zilnică a CO₂ deasupra unui lan de grâu pe o vreme însorită (sus) și pe cer acoperit (jos)

variației mai mici a curenților de difuzie în cazul cerului acoperit.

Dioxidul de carbon gazos se dizolvă în apă ca să formeze un nou compus numit *acid carbonic*. Oceanul planetar conține aproape de 60 de ori mai mult dioxid de carbon decât atmosfera. Reacția de mai jos este o reacție reversibilă:



Cele mai coborâte valori au fost atinse înainte de apus și cele mai ridicate la răsăritul soarelui. Descreșterea mică a dioxidului de carbon cu înălțimea în timpul zilei și creșterea mare în timpul nopții nu reflectă fluxul, ci mai degrabă coeficientul de difuzie turbulentă.

Înregistrările au fost diferite în timpul vremii însorite față de cea cu cer acoperit din cauza reducerii absorbției și

Oceanul acționează ca un tampon care tinde să păstreze volumul de dioxid de carbon atmosferic oarecum stabil. Când nivelul dioxidului de carbon din atmosferă crește brusc, dioxidul de carbon se dizolva în apa oceanelor până se restabilește echilibrul dintre acidul carbonic din mare și gazul din atmosferă. Când nivelul de dioxid de carbon scade brusc, reacția de mai sus se desfășoară de la dreapta la stânga și dioxidul de carbon este eliberat în atmosferă până se restabilește echilibrul.

Consumul de combustibil pe ariile populate sau industriale constituie o considerabilă sursă de dioxid de carbon. Exceptând acestea, sursele și pierderile de dioxid de carbon deasupra ușcatului sunt distribuite în timp și spațiu astfel încât rezultatele nete sunt minimizate.

Așadar, oceanul are o influență serioasă asupra conținutului de CO₂ din masele de aer.

Cantitatea totală de CO₂ dizolvată în apa oceanului este puternic dependentă de valoarile pH-ului, temperaturii și salinității.

Local, se poate spune că creșterea și dispariția planctonului marin poate să determine modificări considerabile de dioxid de carbon în apa oceanică cu o tendință sezonieră, dar există puține date care să arate acest efect asupra apei de mare și să estimateze influența biologică.

a. Distribuția de CO₂ în atmosferă

Concentrațiile de CO₂ au fost monitorizate începând cu 1957. Astăzi, există o rețea de peste 40 de stații sponsorizate de mai mult de 10 state membre ale Organizației Meteorologice Mondiale (World Meteorological Organization, WMO). O stație cu înregistrări continue de concentrații de CO₂ este din Hawaii, Mauna Loa.

Nivelurile de CO₂ din atmosferă au crescut începând cu perioada industrială (*perioada preindustrială este definită ca media mai multor secole dinainte de 1750*) de la aproximativ 280 la aproximativ 356 ppmv (Fig. 2.4.). Aceste rezultate au fost obținute din analiza bulelor de aer din interiorul ghețarilor iar din 1950 rezultatele sunt mai exacte, fiind obținute din măsurările directe de concentrații.

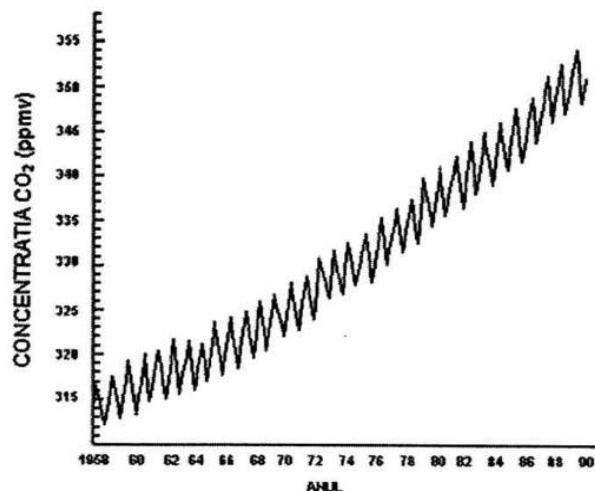


Fig. 2.4. Concentrația de CO₂ obținută din analiza bulelor de aer din interiorul ghețarilor (IPCC, 1996)

Este evident că, creșterea concentrațiilor de CO₂ este rezultatul activității antropice, deoarece:

- Creșterea pe termen lung a dioxidului de carbon din atmosferă urmează îndeaproape creșterea în emisiile de dioxidului de carbon;
- Deși dioxidul de carbon este bine amestecat în atmosferă, concentrațiile sunt ușor mai ridicate în Emisfera Nordică, datorită nivelului mai ridicat al emisiilor;
- Creșterea temperaturii între emisfere are loc odată cu creșterea emisiilor dioxidului de carbon.

Ratele medii de concentrații de CO₂ cresc în timpul anului 1980 și au valori de 0,4% sau 1,5 ppmv/an. Această valoare este echivalentă cu aproximativ 3,2 GtC/an, adică 50% din emisiile antropice totale de CO₂. Pentru o perioadă de timp decenială, proporția de emisii de CO₂ din atmosferă a rămas aproximativ constantă (*approximatrix 50%*). Pentru perioada 1981–1990 rata globală medie crește cu aproape 1,4 ppm/ an, mai mică decât în anii 1980 când era de aproximativ 1,5 ppm/ an (Fig. 2.5).

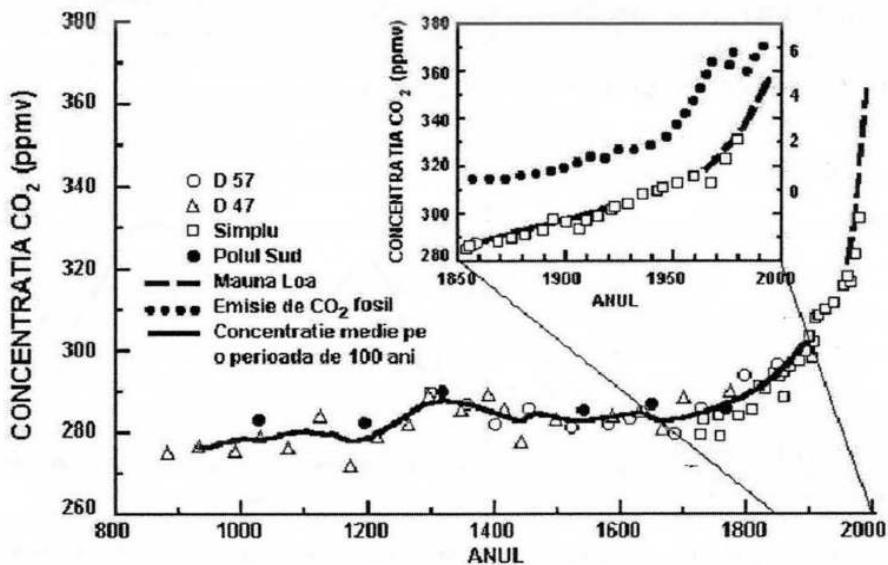


Fig. 2.5. Concentrațiile de CO₂ pe o perioadă de peste 1000 de ani din măsurători din gheata polară (D47, D57, Siple și Polul Sud) și (începând cu 1958) de la stația Mauna Loa măsurat "in situ". Creșterea rapidă în concentrația de CO₂ începând cu industrializarea, urmează evident creșterile în emisiile de CO₂ din arderea de combustibili fosili (perioadă începând cu 1850) (IPCC, 1996)

Variabilitatea observată în figura 2.6b se crede că ar fi legată de fenomenul Oscilației Sudice (ENSO), deși mecanismul cauză–efect nu este perfect cunoscut. O explicație ar fi legată de ocean care este un uriaș rezervor de dioxid de carbon pentru atmosferă.

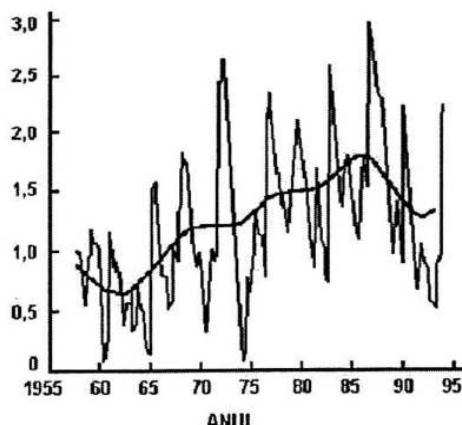
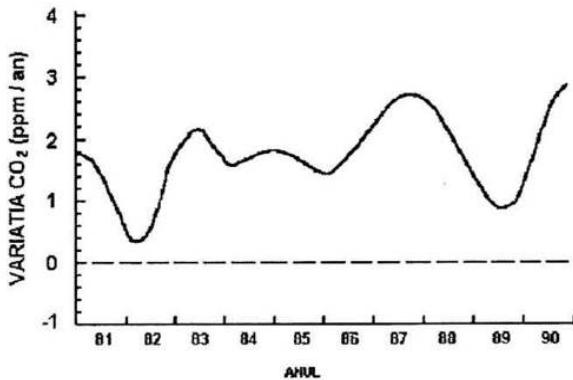


Fig. 2.6a. Rata de creștere a concentrației de CO_2 începând cu 1958 în ppm/ an la stația Mauna Loa; se observă rate mari de creștere până la sfârșitul anilor '80 și descreșterea începând cu 1990. Curba netedă arată aceleași date dar filtrate pentru perioade de 10 ani (IPCC, 1996)



Apele de adâncime se mișcă foarte lent pe perioade de sute și mii de ani. Biosfera terestră constă din materia vie a plantelor și materia moartă.

O diagramă schematică a dimensiunilor diferitelor rezervoare și ciclul carbonului este schițată în figura 2.7.

Deși fluxul antropic de dioxid de carbon este mic prin comparație cu fluxurile naturale medii este suficient ca să perturbe ciclul carbonului.

Absorbția netă a dioxidului de carbon antropic, în particular prin oceanul de adâncime, se obține *lent* (pentru oceane scara de timp este de secole), deci adăugarea de dioxid de carbon antropic are un efect de întărire asupra modificării concentrației din atmosferă. De exemplu, dacă emisiile de CO_2 să rămână constante la nivelul zilelor noastre, concentrațiile din atmosferă ar continua să crească pentru cel puțin două secole.

b. Ciclul CO_2

Importanța dioxidului de carbon pentru viață a stârnit de timpuriu interes în ciclul carbonului pe Pământ. Cea mai importantă parte a acestui ciclu este schimbul de dioxid de carbon între atmosferă și oceane pe de o parte, și oceane și biosferă terestră, pe de altă parte.

Oceanele nu reprezintă un rezervor bine amestecat, ci conțin carbon într-o varietate de forme. Pentru considerații cantitative este suficient să împărțim oceanul în două straturi: unul de suprafață, deasupra termoclinei și altul de adâncime. Stratul superior are o adâncime de 50–100 m și este bine amestecat sub acțiunea vântului și a valurilor și conține cea mai mare parte din fauna marină.

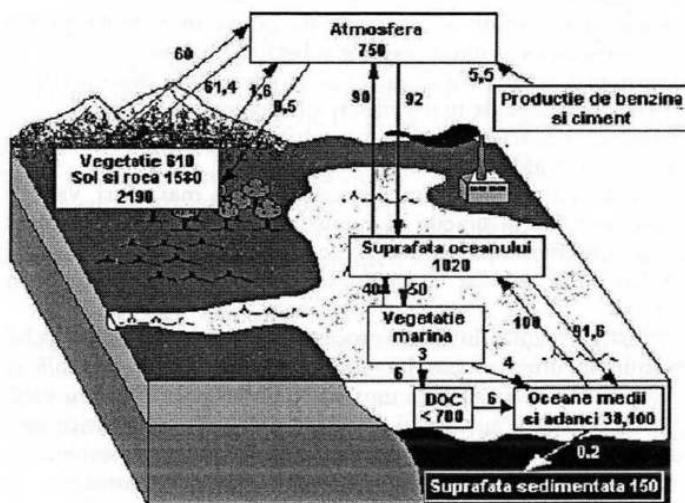


Fig. 2.7. Ciclul global al carbonului. Cifrele indică dimensiunea rezervorului în GtC pentru fiecare rezervor. Pe săgeți se indică amplitudinea fluxului în GtC / an (DOC – carbon organic dizolvat); din IPCC (1996)

Pe scurt, procesele cheie în ciclul carbonului includ:

- Schimbul de dioxid de carbon între atmosferă și ocean;
- Schimbul de dioxid de carbon între apele de suprafață și acumulările pe termen lung din oceanul de adâncime;
- Eliberarea netă a energiei de absorție a dioxidului de carbon din schimbările de la suprafață (despăduririle).
- Absorbția prin fotosinteza de către plantele de pe pământ;
- Transferul carbonului pe termen lung în lemn și sol; răspunsul acestor procese la schimbările dioxidului de carbon și climat și eliberarea de dioxid de carbon din nou în atmosferă prin plante.

Ca să se examineze relația dintre emisiile de CO₂ și concentrația din atmosferă și să se calculeze nivelele viitoare ale concentrației trebuie să existe un model al ciclului carbonului care să includă explicit toate elementele menționate mai-sus.

Totuși, cele mai multe modele ale ciclului carbonului includ numai reprezentări simple ale proceselor biotice terestre. Componentele oceanului variază foarte complex de la câteva ecuații simple explicate spațial, la descrieri detaliate ale biologiei oceanului, chimiei și proceselor de transport.

Presupunerile din modelele legate de efectele de feedback ale climatului asupra ciclului carbonului sunt numai la început și nu sunt incluse în cele mai multe dintre modele cu ciclul carbonului.

2.1.3. Vaporii de apă în atmosferă

Ca și dioxidul de carbon, câteva dintre componentele variabile ale atmosferei, dintre care vaporii de apă, ozonul și particulele de aerosol solid, deși în cantități mici, sunt foarte importante pentru procesele din atmosferă.

Studiul vaporilor de apă din atmosferă este important deoarece:

- procesul de condensare al vaporilor de apă este de primă importanță pentru curățarea atmosferei și astfel, pentru ciclarea numeroaselor substanțe gazoase;
- studiul compozitiei izotopice a apei furnizează noi și interesante descoperiri în aspectele globale ale ciclului apei, care sunt de mare importanță pentru geo chimie;
- și în final, este evident că vaporii de apă pot constitui unul din cei mai utili constituENți pentru studiul circulației stratosferice.

Vaporii de apă reprezintă componenta atmosferică cu cele mai mari variații quantitative în spațiu. La tropicele calde și umede ei reprezintă peste 4% din volumul atmosferei, în timp ce în deșert și regiunile polare se găsesc, dar sub 1%. Vaporii de apă sunt concentrați în primii 5 km de la sol dar se întâlnesc până la 10 km înălțime în troposferă sau la baza stratosferei.

Vaporii de apă din atmosferă rezultă în urma proceselor de evaporare la nivelul suprafeței planetare și mai puțin în urma proceselor fiziologice din lumea vegetală și animală sau în urma eruptiilor vulcanice. Importanța umidității din atmosferă pentru viață este unanim recunoscută dar rolul pe care îl au vaporii de apă în procesele atmosferice sunt mai puțin cunoscute și sunt extrem de importante pentru meteorologie; meteorologii au informații despre mișcările troposferice prin observarea norilor și a sistemelor noroase.

În afară de faptul că sunt o sursă a tuturor norilor și precipitațiilor, vaporii de apă au proprietatea de a absorbi nu numai energia radiantă de la Pământ ci și radiația solară. De aceea, ca și dioxidul de carbon vaporii de apă controlează transferul de energie prin atmosferă. Apoi, apa este un component unic, întrucât în atmosferă ea poate să existe simultan în cele trei faze: lichidă, solidă și gazoasă. Aceste trei faze sunt adesea prezente simultan în anumiți nori. Transformarea dintr-o fază în alta, este un factor semnificativ în procesele legate de vreme deoarece se eliberează căldură latentă în procesele de condensare și se absoarbe căldură de catre mediu în procesele de evaporare. Deoarece ambele procese de condensare și evaporare se desfășoară atât la suprafața planetei cât și la diferite niveluri în troposferă, vaporii de apă influențează în bună măsură, însuși bilanțul calorice al sistemului Pământ-Atmosferă.

Distribuția vaporilor de apă în atmosferă depinde de prezența surselor de evaporare, de circulația generală a atmosferei și de mulți alți factori.

Vaporii de apă din atmosferă reprezintă, de asemenea cel mai important gaz cu efect de seră din atmosferă. Raportul de amestec este o proprietate conservativă deasupra tropopauzei și astfel este important pentru cunoașterea schimbului de masă.

Raportul de amestec al vaporilor de apă în atmosferă descrește foarte rapid cu înălțimea (Fig. 2.8).

În troposferă, raportul de amestec scade rapid cu altitudinea sub influența distribuției temperaturii și această descreștere continuă și deasupra tropopauzei. Din această cauză troposfera înaltă este mult mai uscată decât stratul de suprafață.

La altitudini de 4–5 km umiditatea relativă este, în medie, de 5 ori mai mică, decât la suprafața Pământului. Umiditatea relativă scade relativ repede în păturile superioare ale troposferei și în stratosferă până la altitudinea de 15 km. Valorile stratosferice arată o imprăștiere surprinzătoare de mică.

La altitudini mai mari umiditatea crește. Norii sidefi, care se formează uneori la înălțimi de 23–30 km, indică faptul că la aceste altitudini, uneori, umiditatea aerului poate atinge limita de saturatie.

Distribuția vaporilor de apă variază de asemenea și cu latitudinea; cantitatea de vapori descreșcând rapid cu creșterea latitudinii (Fig. 2.8). Astfel, la ecuator este de 10 ori mai mare decât la poli. Scăderea rapidă a abundenței vaporilor de apă către poli și în înălțime este asociată cu dependența strânsă a temperaturii de presiunea de saturare a vaporilor de apă. Aerul cald conține o fracțiune mult mai mare de vapori de apă.

În stratul atmosferic limită de suprafață, umiditatea aerului se modifică cu înălțimea. În general, umiditatea scade cu creșterea înălțimii, această scădere modificându-se de la un sezon la altul, de la o zi la alta. Existenza unui gradient de umiditate pozitiv presupune difuzia vaporilor.

Noaptea și, uneori iarna, umiditatea crește odată cu creșterea altitudinii și vaporii se condensează pe suprafața pământului. Dependența presiunii parțiale a vaporilor în funcție de altitudine, pentru diferite ore ale zilei, este redată în figura 2.9.

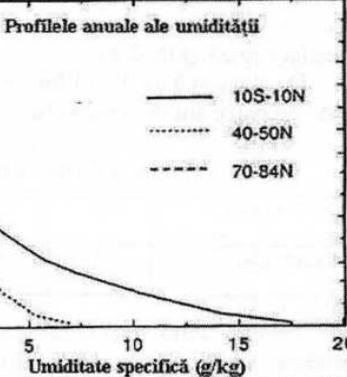


Fig. 2.8. Umiditatea specifică sau raportul de amestec al vaporilor de apă în funcție de înălțime pentru condiții medii anuale (după Oort, 1983).

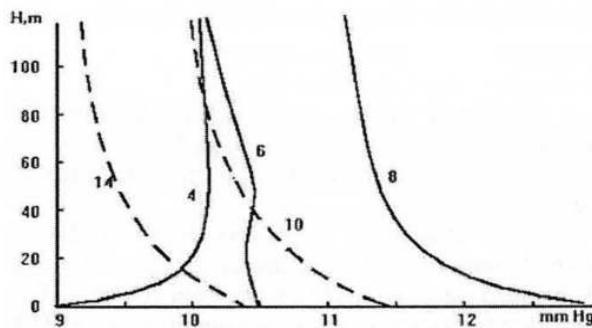


Fig. 2.9. Dependența presiunii parțiale a vaporilor în funcție de altitudine

Valorile timpului de viață variază considerabil cu condițiile climatice (tabel 2.4). Din tabel se poate deduce că timpul mediu de viață al vaporilor de apă în zone subtropicale este de două ori timpul de viață de la latitudini medii.

Tabel 2.4.

Timpul mediu de viață al vaporilor de apă în atmosferă ca o funcție de latitudine

Latitudine (grade)	0–10	10–20	20–30	30–40	40–50	50–60	60–70	70–80	80–90
Apa medie precipitatilă (gm^{-2})	4,1	3,5	2,7	2,1	1,6	1,3	1,0	0,7	0,45
Precipitația medie $\text{gcm}^{-2}\text{m}^{-1}$	186	114	82	89	91	77	42	19	11
Timp de viață (zile)	8,1	11,2	12,0	8,7	6,4	6,2	8,7	13,4	15

Din studiile de fizica norilor se știe că ploaia se manifestă în straturile cele mai joase ale troposferei. Aceasta este, evident, și din gradientul raportului de amestec din troposfera joasă (Fig. 2.8).

De Bary și Moeller (1960) au prezentat datele despre distribuțile frecvenței norilor bazate pe patru ani de observații dintr-un aeroplân de deasupra Europei Centrale.

Tabel 2.5.

Frecvența norilor în funcție de altitudine pentru Europa Centrală.

Altitudine (km)	0	1	2	3	4	5	Media 0–5
Frecvența (%)	0	44	49	36	33	28	Media 32 %

Tabelul arată frecvența anuală medie pentru toate tipurile de nori în funcție de altitudine. Se vede că la aceste altitudini mai mult decât 30% din troposferă este plină de nori. Această valoare descrește mult mai încet cu altitudinea decât crește raportul de amestec al vaporilor de apă. Dacă se presupune un conținut mediu de vaporii de în nori de $0,5 \text{ gm}^{-3}$ și maxim la înălțimea de 5,5 km pentru toți norii, apa lichidă medie prezentă pe 1 cm^2 din suprafața Pământului va fi 910^{-2} g/cm^2 . Dacă rata medie se presupune de 70 cm/an , această apă lichidă trebuie să aibă un timp de viață de 11 ore. Acest timp este mai lung decât timpul mediu de viață al norilor și arată că norii se evaporă.

Distribuția apei de nor din atmosferă este de interes de asemenea, considerațiile legate de spălarea poluanților din troposferă.

2.1.4. Ozonul (O_3)

În contrast cu vaporii de apă și dioxidul de carbon, ozonul este chimic format și distrus în interiorul atmosferei. Procesele complicate de formare și distribuție a ozonului în interiorul atmosferei sunt de mare importanță pentru radiația terestră din domeniul ultraviolet și pentru bilanțul energetic ale mezoferei.

Ozonul este un constituent minor al atmosferei, cu o concentrație medie de aproximativ $2 - 3 \times 10^{-6} \text{ ppm}$ dacă ar fi uniform distribuit, dar distribuția sa nu este uniformă. Unitățile obișnuite pentru exprimarea cantității totale de ozon din atmosferă sunt înălțimile unei coloane echivalente de ozon la temperaturi și presiuni standard (STP). Exprimată altfel, cantitatea totală variază de la aproximativ 0,16 la 0,4 cm.

Pentru profilul vertical se folosește ca unitate 10^{-3} cm STP ozon pe km altitudine, sau unitatea Dobson: $UD = 10^{-3} \text{ cm de O}_3$ sedimentat.

În anii '20, Dobson și asociații săi au investigat distribuția orizontală a ozonului, folosind o rețea de 6 stații în Europa. Mai târziu, această rețea a fost extinsă pe cea mai mare parte din glob. Investigarea distribuției verticale a ozonului a început în anii '30 și în paralel cu aceasta s-au dezvoltat teoriile legate de formarea și distrugerea ozonului.

Este foarte puțin gaz în atmosferă și distribuția sa nu este uniformă. În partea cea mai de jos a atmosferei el reprezintă mai puțin decât o parte la 100 milioane. Ozonul este concentrat între suprafetele de 10 km și 50 km cu un maxim în apropierea înălțimii de 25 km. Ozonul este concentrat acolo unde se echilibrează doi factori: (i) disponibilitatea energiei undelor ultraviolete scurte de la soare necesara producerii oxigenului atomic și

(ii) o atmosferă destul de densă ca să se producă ciocnirile dintre molecula de oxigen și atomul de oxigen.

Prezența stratului de ozon în atmosferă este de importanță vitală pentru cei care locuiesc Pământul. Rațiunea constă în absorția radiației ultraviolete de la soare. Dacă ozonul nu ar acționa ca un filtru, o cantitate foarte mare de radiație ultravioletă ar ajunge la suprafața pământului și atunci planeta ar fi de nelocuit pentru cele mai multe dintre viețuitoare.

a. Formarea și distrugerea ozonului

Considerații teoretice legate de formarea ozonului au început cu o lucrare a lui Chapman (1930) în care a discutat fotochimia explicată prin acțiunea radiației ultraviolete asupra oxigenului.

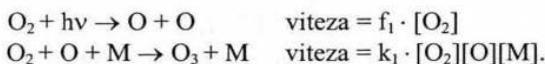
Între 1933–1937, Wulf, în asociație cu Deming, au publicat mai multe lucrări în care a dezvoltat aceasta teorie și prin simplificări succesive a calculat distribuția verticală a ozonului în condițiile echilibrului fotochimic.

Aceste rezultate au fost în bun acord cu observațiile disponibile la acea vreme.

Considerații teoretice au drept scop:

- să calculeze distribuția verticală a ozonului în condițiile echilibrului fotochimic și să determine modul în care el depinde de diferenții parametrii implicați;
- să calculeze viteza de revenire la echilibru după o perturbație.

Numarul de reacții în care este implicat ozonul într-o atmosferă pură, dar radiativă este considerabil. Din fericire, numai 4 sunt foarte importante cantitativ:



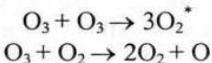
Aceste două reacții duc la formarea oxigenului și ozonului; M este un al treilea reactant neutru, care pentru scopuri practice poate fi N_2 și O_2 ; $[\text{O}_3]$ între paranteze drepte reprezintă concentrațiile în particule/cm³; f și k sunt constante.

Distrugerea ozonului este controlată prin următoarele reacții:



Ozonul absoarbe în banda ultravioletă Hartley (200–320 nm), între 450–700 nm în banda Chappins în vizibil și foarte puțin în infraroșu. Banda cea mai importantă este Heartley.

Reacția $\text{O} + \text{O} + \text{M} \rightarrow \text{O}_2 + \text{M}$ este importantă din cauza concentrațiilor foarte ciborâte de oxigen în straturile de interes, iar distrugerea termică a ozonului:



este prea lentă la temperaturile întâlnite în atmosferă.

Reacții posibile care rezultă din O_2^* (excitat) sunt neglijabile pentru concentrațiile de ozon observate. Pentru condițiile de echilibru este aşadar, necesar să se considere numai primele 4 reacții.

$$d[\text{O}_3]/dt \equiv \text{O} \equiv k_1 \cdot [\text{O}_2][\text{O}][\text{M}] - k_2 \cdot [\text{O}_3][\text{O}] - f_2[\text{O}_3]$$

și

$$d[O_3]/dt \equiv O \equiv f_1 \cdot [O_2] - k_2 \cdot [O_3][O].$$

Substituirea lui $[O]$ obținut din ultima ecuație în prima conduce la:

$$f_2 \cdot [O_3]^2 + f_1 \cdot [O_3][O_2] - f_1 \cdot k [O_2]^2 [M] = 0; k = k_1/k_2$$

$[M]$ este proporțional cu $[N_2] + [O_2]$ adică,

$[M] = s \cdot [O_2]$ cu s constant.

Aceasta dă:

$$[O_3] = [O_2] \left\{ -f_1 \pm \sqrt{f_1^2 + 4f_1 f_2 s k [O_2]} \right\} / 2f_2$$

Sau pentru ca: $f_1^2 \ll 4f_1 f_2 s k [O_2]$;

$$[O_3] = s^{1/2} [O_2]^{3/2} (k f_1 / f_2)^{1/2}.$$

În aceasta ecuație de bază pentru distribuția verticală a ozonului, $[O_2]$ este binecunoscut, k este dependent de temperatură și descrește printr-un factor de aproximativ 1,5 pentru o creștere de temperatură de $10^\circ C$. De importanță deosebită este raportul dintre radiația luminoasă absorbită pentru formarea oxigenului și pentru distrugerea ozonului. Acest raport se modifică foarte complicat când radiația penetreză straturile atmosferice. Deoarece f_1 este dependent de înălțime intr-un mod foarte complicat, este imposibil de obținut o expresie analitică pentru $[O_3]$. Astfel, concentrația trebuie calculată numeric prin pași, pornind de la o altitudine maximă cu o estimare a intensității spectrului solar.

Dutsch (1946) a arătat că expresia:

$$\tau = 1/4(k \cdot [M]/f_1 f_2)^{1/2}$$

este o bună aproximare a timpului necesar pentru ca o concentrație la echilibru să descrească la $1/e$ din valoarea sa.

Întrucât atât f_1 cât și f_2 cresc în stratul joase datorită absorbtiei, timpul de viață crește rapid sub maximul ozonului. Energia disponibilă pentru reacțiile fotochimice la latitudini joase este principala explicație pentru această variație a timpului de viață.

Valoarea lui τ nu este foarte sensibilă la fluctuațiile diferenților parametrii fizici implicați, cu excepția înălțimilor de peste 40 km.

Paetzold (1953) a obținut valorile:

Tabel 2.6

Timpul de viață al ozonului în funcție de altitudine

Înălțimea (km)	15	20	25	30	35	40
τ (zile)	10^4	10^3	10^2	16	2,2	0,6

În mod clar aceste cifre arată că, condițiile de echilibru fotochimic sunt menținute la peste 30 km și că ozonul este o proprietate cvasi-conservativă pentru masele de aer sub 25 km.

Acest rezultat este important pentru interpretarea datelor legate de ozon. Deasupra înălțimii de 30 km, observațiile legate de ozon sunt în acord cu teoria fotochimică și pot fi folosite pentru a verifica aceasta teorie.

Variațiile pe termen scurt ale radiației solare ultraviolete ar putea avea un efect redus sub 40 km. Pe de altă parte, variațiile lente, în special ciclul solar de 11 ani, ar putea

afecta părți mari din stratul de ozon, dar modificările pot fi compensate prin fluctuațiile simultane ale circulației atmosferice.

Dacă radiația nu este prezentă, de exemplu noaptea sau în timpul nopții polare, echilibrul nu va mai exista și formula pentru timpul de viață nu poate fi aplicată.

În aceste condiții, cea mai importantă reacție care se poate obține este:



Această reacție nu este numai lentă dar formează de asemenea, oxigenul atomic din nori, care la rândul lui formează ozonul din nori.

Astfel, distrugerea ozonului în întuneric este foarte lentă.

b. Distribuția ozonului total

Ozonul total este măsurat de la sol cu spectrometre speciale de tip Dobson.

Valorile variază între 0,16 și 0,4 cm STP. Cele mai coborâte valori au fost găsite în regiunile tropicale unde ozonul variază foarte puțin într-un an. Valorile și variația lor sezonieră cresc lent cu latitudinea.

La latitudini înalte există un maxim pronunțat primăvara și un minim în timpul toamnei. (Fig. 2.10)

Ceva dovezi sunt disponibile pentru valorile joase din timpul iernii polare așa încât o dorsala de valori maxime se formează la aproximativ 60° latitudine pe o perioadă considerabilă a anului. Numai în timpul primăverii valorile tend să crească pe toate direcțiile, la pol.

Această distribuție a valorilor nu este în acord cu teoria fotochimică care prognoza cele mai ridicate valori la ecuator cu un maxim în timpul verii. Destul de repede a devenit clar că fluctuațiile zilnice sunt foarte pronunțate și deseori depășesc amplitudinile anuale și latitudinale.

S-a observat o corelație puternică concentrație de ozon – vreme: valori ridicate în partea posterioară a ciclonului și valori coborâte în partea posterioară a anticiclonei sau în fața ciclonului. Aceste variații sunt sugerate de distribuția latitudinală a ozonului și studiul traectoriilor maselor de aer în stratosferă joasă arată că valorile mai ridicate se obțin cu advecția maselor de aer polar.

Totuși, analize mai detaliate sugerează că numai advecția nu poate explica complet aceste variații ale concentrației de ozon dependente de vreme. De exemplu, s-a observat că, în spatele unui ciclon la 125–187 km de centrul său de la suprafață, cantitatea de ozon este mai ridicată decât la oricare altă latitudine. O altă observație este că variația sezonieră a fluctuațiilor de zi cu zi nu este foarte pronunțată, deși gradientul latitudinal al concentrației la latitudini medii este de aproximativ 4 ori mai mare primăvara decât toamna.

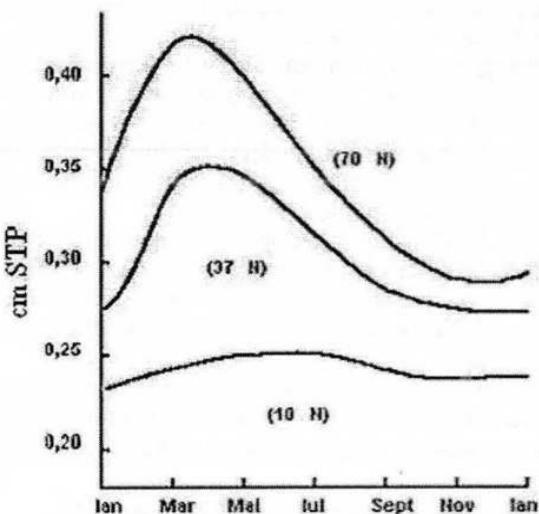


Fig. 2.10. Variatia anuala a ozonului total la diferite latitudini (Brewer, 1960, IPCC, 1996)

Mișcările verticale în stratosferă sunt în mod cert implicate în aceste fluctuații ale ozonului, dar ele pot fi numai parțial responsabile pentru fenomen.

Viteza de formare sau distrugere a ozonului, indicate prin valorile lui τ este prea lentă sub 35 km unde cea mai mare parte a ozonului este localizată față de variația rapidă în ozonul total. Mișcările verticale din stratosferă sunt asociate cu divergențe sau convergențe de masă, foarte importante. În talvegurile superioare, care sunt deplasate către vest în funcție de ciclonii de la suprafață, aerul se mișcă descendent și converge orizontal la înălțime.

Calculele arată că de aceasta se poate ține seama pentru aproximativ jumătate din creșterea de ozon total, observată. Restul se datorează advecției și, (sau) subsidenței. De-a lungul dorsalelor, în spatele anticiclonei în deplasare, lucrurile stau exact invers. Alte studii legate de mișcările verticale din stratosferă sunt conforme cu aceasta interpretare. De ceva timp s-a realizat că nivelurile de ozon troposferic deasupra latitudinilor medii din Emisfera Nordică (30° – 60° N) detectate prin monitorizare cu spectrometrul Dobson, au scăzut din 1970 (WMO, 1990). Pierderile cele mai mari au fost iarna și primavară.

Global, cea mai evidentă trăsătură este apariția anuală a găurii de ozon Antarctică în septembrie și octombrie. Valorile medii din octombrie sunt cu 50–70% mai coborâte decât acelea observate în anii 1960.

Pierderea de ozon observată la înălțimi între 14 și 20 km este în mod clar cauzată de compuși clorați și bromatați eliberați din descompunerea halocarburilor stratosferice.

Descoperirile pentru perioada 1960–1991 includ urmatoarele:

- La tropice (25° N– 25° S) nu s-a detectat nici o schimbare substanțială în ozonul troposferic.
- La latitudini medii (35° – 64° N și S) s-a observat o descreștere medie de aproximativ 2,5%/decadă într-o coloană totală de ozon. Descreșterea a fost cea mai mare în sezonul iarnă–primavară și mediat cam 1%/decadă în timpul verii, care este semnificativă statistic.

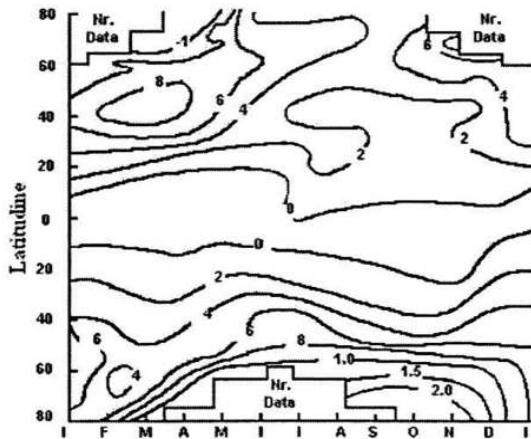


Fig. 2.11. Tendințele (procente pe an) ozonului total 1979–1990 ca funcție de latitudine și sezon, deduse din măsurătorile satelitare TOMS (Stolarski și al. 1991)

- În regiunile polare nordice și sudice s-au observat descreșteri de aproximativ 3 și respectiv 20%/decadă, cu cea mai mare variație obținută în timpul sezoanelor iarnă–primavară. Descreșterea, mai mare în emisfera sudică a fost puternic influențată de extinderea găurii de ozon Antarctică care a apărut pentru prima dată la sfârșitul anilor '70.

Valorile medii ale ozonului total pentru Polul Sud, octombrie 15–31 sunt arătate în figura 2.11. Ponderea experimentală (laborator, date din sol și din oceane) și dovezile teoretice indică clar că clorurile și bromurile, compuși antropici sunt în primul rând responsabili pentru gaura de ozon.

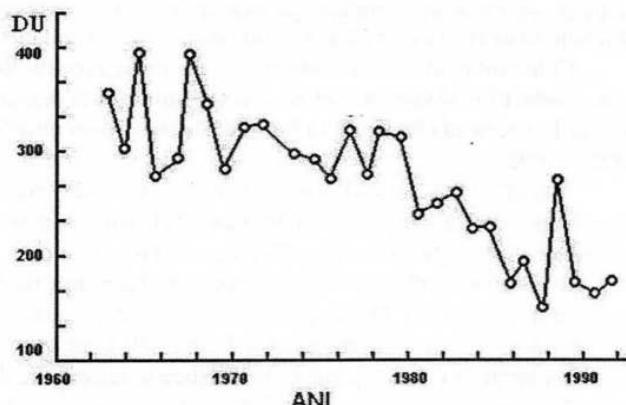


Fig. 2.12 Media ozonului total măsurat la Polul Sud, Antarctica, în perioada octombrie 15–30, 1962–1991

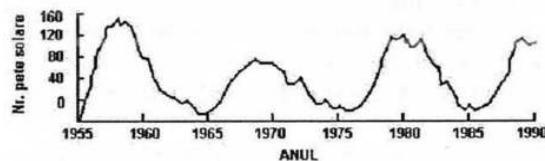


Fig. 2.13 Numărul mediu de pete solare (Zurich) 1955–1990
(IPCC, 1996).

ozonului, deoarece condițiile meteorologice favorabile (temperaturi stratosferice foarte coborâte) sunt frecvente.

Concentrațiile de ozon stratosferic sunt dependente de variabilitatea ciclului solar de 11 ani și asociate radiației ultraviolete. Înregistrarea petelor solare, care reprezintă un indicator aproximativ al radiației solare este prezentă în figura 2.13.

Sulful gazos stratosferic și particulele de la erupțiile vulcanice ușurează, de asemenea, procesul de distrugere a ozonului prin interacțiile chimice și reducerea radiației ultraviolete incidente.

În perioada 1989–1991, cantitățile de aerosol stratosferic au fost foarte coborâte. Înregistrarea de la Mauna Loa, Hawaii (Fig. 2.14.) arată o revenire completă de la erupția vulcanului El Chichón, din 1982. În iunie 1991, erupția Mt. Pinatubo din Filipine a injectat în stratosferă

Norii stratosferici polari (PSC) care se formează la temperaturi sub -80°C , ușurează reacțiile chimice eterogene care inițiază distrugerea ozonului.

Deasupra regiunilor polare de nord au fost identificate aceleași procese potențiale de distrugere

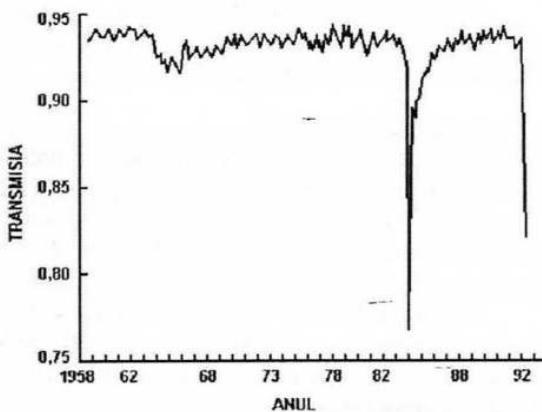


Fig. 2.14. Mediile lunare ale transmisiei "aparente" atmosferice la observatorul Mauna Loa, în perioada ianuarie 1958 – octombrie 1991, determinate din măsurările radiației solare directe (IPCC, 1995)

cantități de gaze și particule ca acelea sau poate mai mari decât ale vulcanului El Chichon. O evaluare completă a acțiunii acestor vulcani se observă în figura 2.14

Cele mai evidente trăsături în înregistrările recente sunt valorile coborâte observate în perioada 1991–1993. Astfel de efecte s-au obținut regional, cu deviații mari (15% sub nivelurile istorice) observate la latitudinile medii din emisfera nordică, în primăverile lui 1992 și 1993.

Valorile medii globale de ozon au fost cu 1–2% mai coborâte decât s-ar fi așteptat din extrapolarea tendinței de dinainte de 1991, dacă se ținea seama de fluctuațiile naturale care rezultă din ciclul solar și oscilația cvasibiunală.

Între 1992–1993 au fost observate, la latitudinile medii, cele mai mari anomalii în concentrațiile de ozon. Descreșterea de ozon atât pe termen lung cât și în perioada 1992–1993 s-a observat în stratosferă joasă, la înălțimi între 15 și 25 km (IPCC, 1996).

La latitudinile medii în emisfera nordică tendința este de la –5 la –15%/deceniu.

Tendința în concentrația de ozon la tropice este aproximativ zero, dar monitorizarea de la sol nu este similară cu datele de la sateliți.

Valorile concentrațiilor de ozon deasupra latitudinilor medii sudice începând cu 1991 nu au fost foarte diferite față de cele de dinainte de 1991.

În contrast, distrugerea în timpul primăverii Antarctică din 1992–1993 a fost mai mare decât în anii precedenți.

Au fost sugerate o mulțime de mecanisme care să explice comportarea anormală a concentrației de ozon în ultimii ani.

Este posibil ca o influență majoră să fi avut-o erupția vulcanului Mt. Pinatubo din Filipine în iunie 1991 care a injectat cantități mari de SO₂ în atmosferă, care au fost transformate chimic în picaturi de acid sulfuric (aerosol).

Prezența aerosolului în stratosferă poate schimba local vitezele de încălzire, care la rândul lor afectează dinamica stratosferică și distribuția ozonului.

Aerosolul afectează de asemenea, bilanțul chimic prin furnizarea suprafețelor pe care pot continua reacțiile chimice care implică compuși clorați și bromatai cu efect care este intensificat la temperaturi mai coborâte.

c. Ozonul troposferic

Cunoașterea în ceea ce privește tendința ozonului în troposferă, în special în troposferă liberă, nu este așa de bună ca pentru stratosferă.

Există un număr limitat de stații de sondaj pentru ozon cu înregistrări pentru analiza tendinței pe termen lung și chiar la aceste stații se pune problema calității datelor. Stațiile sunt în principal în Europa, America de Nord și Japonia.

În ultimii 20–30 de ani s-au observat cele mai mari variații în ozonul troposferic deasupra Europei cu o creștere de aproximativ 50% de la sfârșitul anilor '60. Schimbarea deasupra Americii este mai mică, probabil de 10–17% iar deasupra Japoniei se apropie de cea de deasupra Europei.

Informația este conținută în măsurătorile de ozon făcute la suprafața Pământului, deci trebuie avut grijă în interpretarea acestor date care sunt reprezentative pentru troposfera liberă.

Toate stațiile la nord de 20°N arată o tendință pozitivă în ozon care este statistic nesemnificativă pentru întreaga perioadă. Tendențe pozitive mari au fost observate la stațiile de altitudine înaltă mai ales în Europa.

Pentru tropice și emisfera sudică există puține măsurători. Din cele existente pentru Emisfera Sudică se constată o tendință descrescătoare în ultimii 10–25 de ani.

Diferențele regionale în tendințele în ozonul troposferic încă nu sunt foarte bine înțeluse.

Aceasta este o problema deschisă mai ales pentru modelele de transport chimic.

2.1.5. Dioxidul de sulf și hidrogenul sulfurat

Rolul sulfului în atmosfera poluată este binecunoscut și a fost subiectul a numeroase studii. Caracteristicile generale ale distribuției sulfului în atmosferă, chimia lui, ciclul și bilanțul sunt foarte interesante, mai ales că s-a descoperit că sulful este prezent la scară globală chiar și în stratosferă.

Dificultățile în studiul sulfului atmosferic sunt intensificate deoarece sulful este prezent în atmosferă sub cel puțin trei forme: SO_2 , H_2S și sulfat ca aerosol.

Relația între acești trei compuși și abundența lor este de importanță majoră pentru înțelegerea sulfului atmosferic.

Sulful deasupra uscatului este prezent în primul rând sub formă gazoasă și în aerosol cantitatea nu depășește mai mult de 10–20% din total.

Numai în ariile oceanice îndepărtate de continentă ca în Hawaii, aerosolul de tip sulfat crește cu peste 30%.

Din cauza lipsei de informație asupra raportului $\text{SO}_2/\text{H}_2\text{S}$, sulful gazos sau, sulful total, este în general considerat ca SO_2 .

Cunoașterea distribuției sulfului gazos în atmosferă este bazată pe datele acestui SO_2 "echivalent".

a. Surse de sulf

Aparent, cele mai multe surse naturale de H_2S sunt deasupra uscatului și mării prin reducerea sulfatului.

O altă sursă este eliberarea de H_2S prin deșeurile dintre maree (distrugerea materiei organice). Absența oxigenului de-a lungul coastelor insulelor permite dezvoltarea bacteriilor care reduc sulfatul. Cantități considerabile de H_2S se pot acumula în astfel de straturi și pot inhiba viața. Un exemplu este Marea Neagră cu concentrațiile sale foarte ridicate de H_2S cât și SO_2 dar este dificil să se evalueze global aceasta sursă.

În contrast cu cantitățile produse de surse naturale, emisia de SO_2 industrial este cunoscută cu o foarte bună precizie.

Analiza precipitațiilor sugerează că în ariile rurale (H_2S) este de origine diferită față de acelea din ariile industriale (SO_2).

Se consideră că precipitațiile sunt cel mai eficient mijloc de îndepartare a sulfului din atmosferă. Sulful este cunoscut ca un constituent major al nucleelor de condensare iar la rândul lor aceste nuclee de condensare prin concentrațiile și distribuțiile dimensionale sunt responsabile de formarea norilor și a precipitațiilor.

2.2. AEROSOLUL ATMOSFERIC

Definim aerosolul ca un sistem polidispers care conține particule lichide sau solide suspendate în gaz. În atmosferă mediul gazos este aerul atmosferic și ca urmare aerosolul se numește aerosol atmosferic.

În această suspensie gazoasă se obișnuiește să se includă alături de particulele solide, toate particulele lichide, cu excepția hidrometeorilor (adică picături de ploaie și cristale de gheată).

Mișcările din atmosferă sunt suficiente ca să pastreze o cantitate mare de particule solide în suspensie în aer. De și uneori nori de praf se văd pe cer, aceste particule relativ mari sunt prea grele pentru a rămâne mult timp în aer. Totuși foarte multe particule sunt microscopice și ramân suspendate pentru perioade mari de timp. Ele provin de la multe surse atât naturale cât și antropice care includ: sărurile marine din spargerea valurilor, particule fine de sol duse de vânt, fum și funingine de la focuri, polen și microorganisme ridicate de vânt cenușă și praf de la erupțiile vulcanice și multe altele.

Astfel de particule sunt mai numeroase în atmosferă joasă în apropierea sursei primare, suprafața Pământului. Totuși, atmosfera superioară nu este liberă de aceste particule, deoarece ele sunt transportate prin curenții de aer la înălțimi mari sau provin de la meteoritii care se dezintegrează când trec prin atmosfera Pământului. Din punct de vedere meteorologic, aceste particule fine adesea invizibile sunt semnificative.

Mai întâi pot să acționeze ca suprafete pe care să condenseze vaporii de apă, deci devin nuclee de condensare foarte importante în formarea norilor și a cetei.

În al doilea rând particulele de aerosol pot absorbi și reflectă radiația solară incidentă. Astfel, când cantitatea de aerosol din atmosferă este mare, ca de exemplu după erupția unui vulcan, cantitatea de radiație solară care ajunge la suprafața Pământului este considerabil redusă.

În al treilea rând, praful din aer contribuie la un fenomen optic frecvent observat, colorarea cerului la răsărit și apus în roșu și portocaliu.

Particulele de aerosol atmosferic acoperă un domeniu dimensional larg, de la clusteri de câteva molecule la particule mai mari de $100 \mu\text{m}$ în diametru. Distribuția dimensională a particulelor de aerosol prezintă o oarecare regularitate care este rezultatul dintre producția de nuclee de la diferite surse și pierderea prin diferite procese.

Aerosolul atmosferic se poate împărti în trei grupe dimensionale, împărțire care este în acord și cu tehniciile de măsurare (Junge, 1963):

- particule Aitken (detectate cu ajutorul contorului de particule Aitken);
- $r \leq 0,1 \mu\text{m}$ [$0,05 \leq r \leq 0,1 \mu\text{m}$];
- particule mari $0,1 \leq r \leq 1,0 \mu\text{m}$;
- particule gigante $r > 1,0 \mu\text{m}$.

	Clasificare		Particule Aitken	Particule mari	Particule gigant	
Domeniul de studiu	Electricitatea atmosferei	ioni mici	ioni mari	particule de pâclă		
	Optica atmosferei					
	Fizica norilor				nuclee de condensare	
	Chimia aerului				particule cu diferite substanțe	
	10^{-3}	10^{-2}	10^{-1}	10^0	10^1	10^2
					raza (μm)	

Fig. 2.15. Clasificarea aerosolului natural și importanța dimensiunii particulelor pentru diferite cîmpuri meteorologice (Junge, 1963)

2.2.1. Sursele de aerosol atmosferic

Lăsând la o parte contribuția neînsemnată a meteoritilor și a polenului, particulele de aerosol atmosferic sunt rezultatul a două procese de bază:

1) dispersia de materiale de la suprafața pământului;

2) reacțiile chimice și condensarea gazelor și a vaporilor din atmosferă.

Procesele de dispersie a materialelor de la suprafața pământului produc particule de aerosol pentru două categorii majore:

1a) particule din sol sau minerale și

1b) particule obținute prin dezintegrarea mecanică și dispersia de la suprafața oceanului planetar (particulele de sare marină).

Particulele sunt injectate în atmosfera de la surse naturale și antropice. Cele mai multe sunt injectate de la suprafața pământului prin acțiunea vulcanică. Aerosolul biologic (polenul, sporii) este împărțiat prin mișcarea aerului. Dimensiunile acestor particule sunt între 3 și 150 μm . Importante cantități de astfel de particule de aerosol sunt injectate în atmosferă de la pădurile tropicale. O mare parte din suprafața Pământului este acoperită de roci și sol lipsit de vegetație. Compușii de silicat sunt dezintegrați chimic și mecanic prin acțiunea cumulată a vântului, apei, variațiilor de temperatură și gazelor ca: O_2 , CO_2 dar și din alte cauze. Acești factori formează particule care au diametre mai mari decât 0,1 μm . Silicatul eliberat, de obicei în cantități importante de material organic atașat, este transportat în sus prin mișcările aerului. Un exemplu bine cunoscut și vizibil pentru acest proces este formarea norilor de praf și a furtunilor de praf. Silicații emiși din deșertul Sahara au fost identificați în aer deasupra Atlanticului, Pacificului și Oceanului Indian. Praful saharian s-a găsit în atmosferă mai ales între 1,5 și 3,7 km. Dimensiunile razelor particulelor de silicat sunt tipic între 0,3 și 20 μm cu raze modale între 2 și 5 μm . Regiunile de deșert și semiaride din Nordul Chinei și Mongoliei sunt, de asemenea, surse semnificative de silicati.

Meszaros (1984) a arătat că, pentru continent, aluminiu (Al) și siliciu (Si) sunt cele mai importante elemente originare din sol. Aceste elemente se găsesc în mod sigur în compușii silicati. În timpul transportului, particulele de silicat pot să coaguleze cu alte particule de aerosol formând particule cu compoziție mixtă. De aceea, densitatea aerosolului continental variază pe un domeniu destul de larg față de densitatea cuartului (Si O_2) care este: $\rho (\text{Si O}_2) \div \text{de la } 2,65 \text{ la } 2,66 \text{ g cm}^{-3}$

Particulele emise de vulcani sunt rezultatul atât al mecanismelor de dezintegrare mecanică cât și al conversiei gaz-particulă. Vulcanii sunt surse importante de aerosol cu dimensiuni submicronice până la 100 μm mai ales pentru troposfera înaltă și stratosferă. Particulele injectate în atmosferă prin procese industriale sunt de asemenea rezultatul atât al mecanismelor de dezintegrare mecanică cât și al conversiei gaz-particulă. Particulele de Na_2SO_4 , NH_4 , HSO_3 , $\text{Ca}(\text{HSO}_3)_2$, NaOH , Na_2SO_3 și H_2SO_4 au dimensiuni de la submicroni până la sute de microni și cantități importante de astfel de particule au fost măsurate în atmosferă.

Oceanul este o sursă importantă de particule de aerosol. Particulele de sare marină pot fi formate:

a) direct din spuma valurilor când vântul suflă deasupra oceanului; Picăturile de apă desprinse se evaporă și formează particule de sare marină (NaCl);

b) un număr mare de particule de aerosol se obțin prin explozia bulelor de gaz care ating suprafața apei.

Există patru etape (Fig. 2.16) pentru producerea particulelor de aerosol.

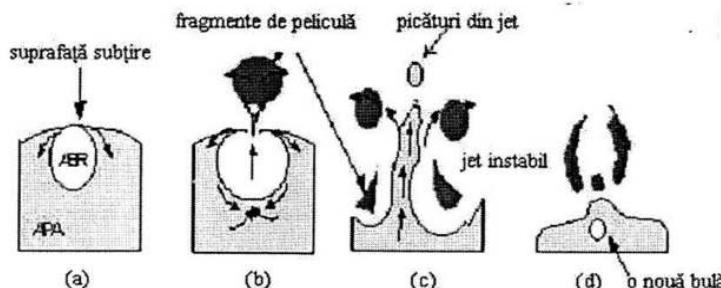


Fig. 2.16. Cele patru etape de producere a particulelor de sare marină prin mecanismul de explozie a bulelor de aer: a) formarea suprafetelor subțiri la suprafața oceanului; b) formarea și spargerea cavitatei în mai multe fragmente; c) jetul instabil se rupe în câteva picături; d) particule fine rămân după evaporarea picăturilor; se formează o nouă bulă de aer (după Pruppacher și Klett, 1978).

Particulele produse în acest fel sunt compuse în cea mai mare parte din NaCl, reflectând compoziția apei de mare. Printre alte substanțe, materia marină conține o cantitate de sulfati, dar și CO_3^{2-} , K^+ , Mg^{2+} și Ca^{2+} . Compoziția chimică a particulelor de sare marină este diferită de compoziția apei oceanice. După formare, aceste particule pot să-și modifice compoziția ca rezultat al reacțiilor cu gazele din atmosferă și coagulării cu alte particule de aerosol din atmosferă.

Ca urmare, densitatea de particule, de aerosol variază considerabil în raport cu densitatea clorurii de sodiu: $\rho_{\text{NaCl}} = 2,165 \text{ g cm}^{-3}$

Observațiile au arătat că suprafața oceanului este o sursă nu numai de săruri anorganice ci și organice.

Particulele formate de la suprafața oceanului și uscatului au în general raze mai mari decât 0,1 μm . Aceasta înseamnă că particulele Aitken sunt produse prin alte mecanisme, ca de exemplu condensarea vaporilor, precedată în cele mai multe cazuri de reacții chimice ale gazelor. Aceste reacții sunt în general inițiate de procesele fotochimice și aceasta a fost demonstrată printr-o serie de observații și măsuratori.

O schemă idealizată a distribuției particulelor de aerosol, principalele moduri și mecanisme de formarea și îndepărțare ale aerosolului sunt prezentate în figura 2.17 după Pandis S. (2000).

Modul de acumulare este cel mai important în raport cu forcingul radiativ. Din cauza dimensiunii lor (Fig. 2.17), particulele au o constantă de difuzie mică (diferită de cea a modului de nucleație), eficiente de ciocnire și viteze de sedimentare mici (spre deosebire de modul particulelor mari). Ele pot ca urmare să să parcurg distanțe mari și se ridică la înălțime unde interacționează cu norii. De aceea este interesant să se înțeleagă mecanismele care conduc la formarea modului de acumulare sau în termeni mai generali, mecanismele prin care particulele cresc mai mari decât 0,1 μm în diametru.

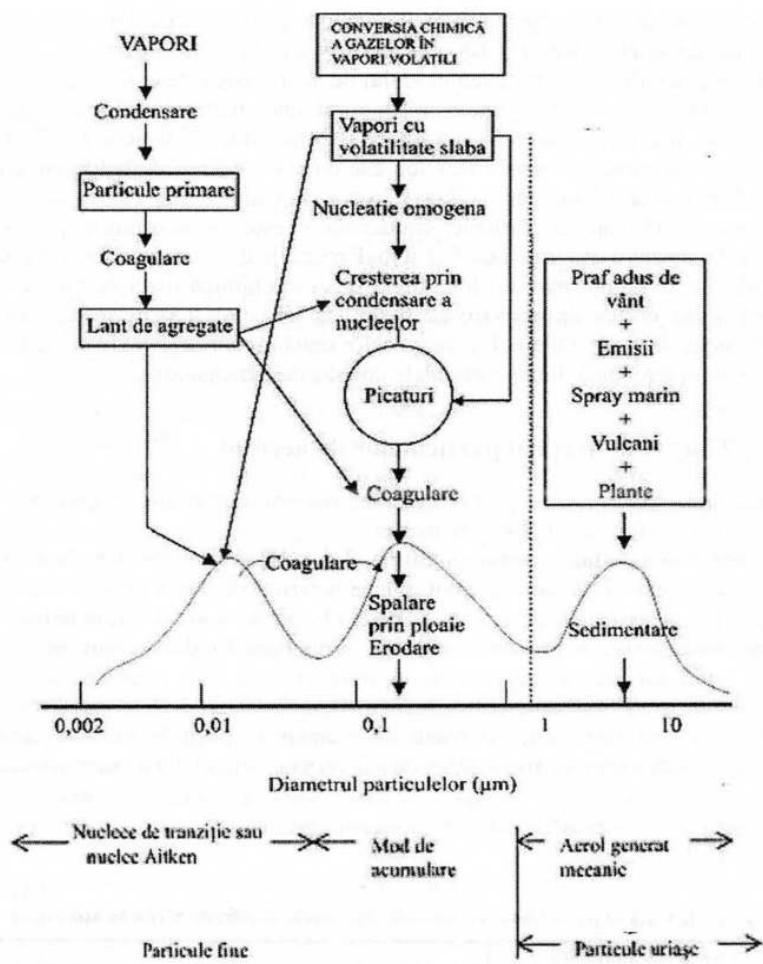


Fig. 2.17. Principalele moduri, sursele și mecanismele de formare și îndepărtare a aerosolului

Condensarea și coagularea au rolul important în generarea particulelor cu diametre de 0,1 µm din faza gazoasă, cum ar fi de exemplu formarea particulelor $H_2SO_4 - H_2O$. Sursa pentru acidul sulfuric condensabil este oxidarea SO_2 -ului prin radicalul OH (hidroxil). În aer curat, atât condensarea cât și coagularea sunt responsabile de formarea particulelor cu diametre mai mari de 0,1 µm. Rata de nucleație rămâne mult coborâtă și transferul H_2SO_4 de faza gazoasă la particula are loc efectiv prin condensare. Coagularea, pe de altă parte, păstrează numărul de particule din unitatea de volum (concentrația) coborât așa încât creșterea prin condensare să fie mare. Din simulările numerice pentru creștere s-a constatat că procesul de coagulare este principalul proces care controlează atât concentrația numerică cât și dimensiunea particulelor din modul de acumulare. Condensarea crește rapid

particulele proaspăt nucleate dar ea este ineficientă pentru particulele mai mari decât drumul liber mediu al moleculelor ($0,06 \mu\text{m}$), întrucât este limitată difuzia.

Dar trebuie menționat că inițierea modului de acumulare este explicată în mod diferit în aerul curat și în cel poluat. În regiunile cu aer curat, unde particulele fine au în general un singur precursor, distribuția dimensională bimodală observată în domeniul $0,02 \mu\text{m}$ și $0,6 \mu\text{m}$ diametru, este datorată proceselor din nor. Ele după ce au crescut, indiferent cum, de la diametre de $0,05 \mu\text{m}$ la $0,1 \mu\text{m}$ sunt activate în nor. În condiții de poluare, diferențele surse mențin concentrații ridicate de particule, și coagularea este mecanismul major care crește particulele la dimensiuni mai mari de $0,1 \mu\text{m}$. Procesele din nor au de asemenea loc în regiunile poluate. Existența particulelor cu compoziție chimică diversă, care conduce la diferențe dimensiuni critice de activare ar trebui să tindă să mascheze separarea dintre modurile de nucleație și acumulare. Existența celor două moduri trebuie în schimb explicată prin coagularea preferențială dintre particulele de diferențe dimensiuni.

2.2.2. Timpul de viață al particulelor de aerosol

Interacțiunea surselor și pierderilor de aerosol determină *timpul de viață* și concentrația particulelor de aerosol în atmosferă.

Este mult mai dificil să se estimeze timpul de viață pentru particulele de aerosol decât pentru constituenții gazoși din atmosferă. Rațiunea pentru dificultățile suplimentare constă în principal în faptul că particulele de aerosol, în particular acelea mai mici de la limita inferioară a spectrului dimensional, sunt într-o continuă schimbare în dimensiune și compoziție, pierzându-și astfel identitatea, ca rezultat al coagulării cu alte particule. În consecință, termenul "timp de viață" nu se aplică la particulele individuale de aerosol, ci mai degrabă global, particulelor în suspensie. Se poate de asemenea aplica la anumite substanțe în suspensie în aer ca, de exemplu, particulelor de silică sau particulelor de sare marină.

Estimările pentru timpii de viață τ_{PA} făcute înainte și după 1970 sunt comparate în tabelul 2.7. Se poate observa că datele mai recente tind către valori mai mici față de cele estimate înainte de 1970.

Tabel 2.7.
Timpul de viață al particulelor de aerosol atmosferic la diferențe nivele în atmosferă

Nivelul din atmosferă	τ_{PA}	
	Înainte de 1970	După 1970
Sub 1,5 Km	—	0,5–2 zile
Troposfera joasă	6 zile – 2 săptămâni	2 zile – 1 săptămână
Troposfera medie și superioară	2 săptămâni – 1 lună	1–2 săptămâni
Tropopauză	—	3 săptămâni – 1 lună
Stratosfera joasă	6 luni – 2 ani	1–2 luni
Stratosfera superioară	2–5 ani	1–2 ani
Mezosfera superioară	5–10 ani	4–20 ani

În general, totuși, se poate vedea că timpul de viață al particulelor de aerosol crește cu înălțimea în atmosferă. Domeniul pentru τ_{PA} este de la câteva zile în troposfera joasă la câteva săptămâni în troposfera superioară, ajungând la zeci de săptămâni, luni și chiar ani în stratosferă.

Timpul de viață al sării marine în atmosferă este de interes fizic, în special în fizica norilor, întrucât aceste particule joacă un rol important în formarea picăturilor din nori.



Întrebări:

1. Care sunt principalele componente ale aerului uscat?
2. Care este consecința principală a arderii combustibilului fosil?
3. Care este cauza creșterii bioxidului de carbon în aer? Care este unul dintre efectele posibile ale acestei creșteri?
4. Ce puteți spune despre profilele verticale ale dioxidului de carbon în funcție de vegetație și timp?
5. Care sunt procesele cheie în ciclul carbonului?
6. De ce sunt vaporii de apă, ozonul și particulele de praf constituienți importanți ai atmosferei?
7. Concentrația de CO₂ în mediu în Emisfera Nordică prezintă variații sezoniere. Ce credeți concentrația este mai ridicată iarna sau vara? De ce?
8. Care este timpul de viață pentru vaporii de apă în troposferă?
9. Care sunt factorii de care depinde distribuția vaporilor de apă în atmosferă?
10. Care sunt unitățile obișnuite pentru exprimarea cantității totale de ozon din atmosferă?
11. Care sunt cele două reacții care duc la două reacții care duc la formarea oxigenului și ozonului?
12. Să se scrie reacțiile care duc la distrugerea ozonului.
13. Să se scrie ecuația de bază pentru distribuția verticală a ozonului.
14. Să se comenteze corelația dintre concentrația de ozon și condițiile meteorologice.
15. Să se precizeze care sunt principalele surse de sulf din atmosferă.
16. Să se definească aerosolul atmosferic și să se precizeze principalele surse de aerosol atmosferic.
17. Care sunt cele patru etape de producere a particulelor de sare marină prin mecanismul de explozie a bulelor de aer din apă?
18. Care sunt principalele moduri și mecanisme de formare și îndepărțare a aerosolului atmosferic?
19. Cum variază timpul de viață al particulelor de aerosol cu înălțimea în atmosferă?
20. Se crede că în aerul urban conținutul de hidrocarburi este rezultatul, în principal, al emisiilor de la automobile. Ce molecule de gaz se obțin în mod natural când hidrocarburile predomină în atmosferă?



BIBLIOGRAFIE RECOMANDATĂ:

Götz, G., Mészáros E., and Vali G., 1991- *Atmospheric Particles and Nuclei*, Akadémiai Kiado, Budapest, 270 pg.

Seinfeld J., and S. Pandis 1998: *Atmospheric Chemistry and Physics*, John Wiley , New York, 1326

Ştefan S., 1998, *Fizica aerosolului atmosferic*, Ed.All Educational, Bucureşti, 220 pg.

3. RADIAȚIA SOLARĂ, TERESTRĂ ȘI ATMOSFERICĂ

Cauza de bază a tuturor fenomenelor care au loc în atmosferă rezumate în esență pentru troposferă la producerea de energie cinetică prin vânt, variațiile de energie internă a maselor de aer, prin oscilații termice și transfer de energie între componentele sistemului climatic, este energia de la Soare.

Deci energia de la Soare deține fără îndoială cel mai important control al vremii și climei. De aceea ca să avem o bază pentru înțelegerea proceselor atmosferice, trebuie să cunoaștem care sunt cauzele variațiilor în spațiu și în timp ale energiei solare care ajunge la suprafața Pământului.

Relația dintre Pamânt și Soare este strâns legată de mișările pe care le efectuează Pământul în raport cu Soarele: mișcarea de rotație în jurul propriei axe și mișcarea de revoluție.

În timpul celor 24 de ore, perioada de rotație în jurul axei proprii, o jumătate din planeta este luminată, cealaltă întunecată.

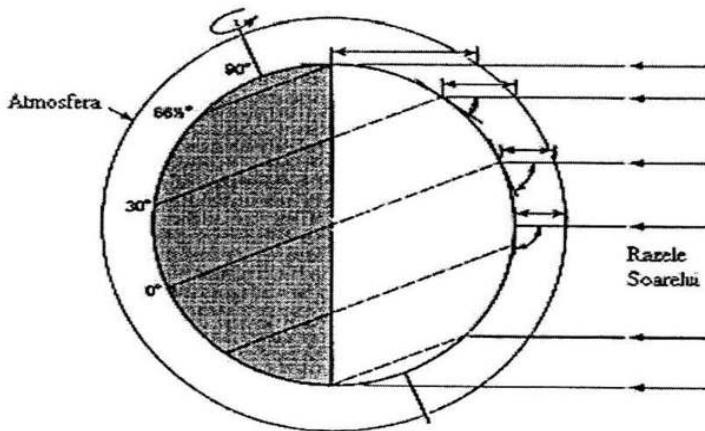


Fig. 3.1. Radiația care ajunge la Pământ la un unghi mai mic trebuie să parcurgă un drum mai lung prin atmosferă decât cea care ajunge sub un unghi mai mare și astfel se pierde mai mult prin reflexie și absorbtie (la un unghi de 90° cea mai intensă radiație solară).

Cealaltă mișcare a Pământului, de revoluție, se referă la mișcarea prin care planeta descrie o trajectorie sub formă de elipsă, cu Soarele situat într-unul din focare, cu o viteză de aproximativ 113000 km pe oră. Atmosfera se mișcă odată cu Pământul cu aceeași viteză.

Distanța de la Soare la Pământ variază în timpul anului, distanța medie fiind de 149.500.000 km. Distanța este mai mică la 3 ianuarie (la periheliu sau perigeu) și mai mare la 4 iulie (afeliu sau apogeu). Se definește, excentricitatea orbitei planetei $e = \sqrt{(a^2 - b^2)} / a$ cu a , distanța la Soare la periheliu, având-expresia $a = r(1 - e)$ și b distanța la Soare la afeliu, $b = r(1 + e)$, unde r este vectorul de poziție Pământ–Soare.

Energia solară în timpul periheliului este mai mare decât în timpul afeliului:

$$\frac{E_p}{E_A} = \frac{(1 + e)^2}{(1 - e)^2}. \quad 3.1$$

Variațiile în cantitatea de radiație solară primită de Pământ ca rezultat al mișcării de rezoluție sunt fără importanță și cu consecințe minore în explicația variațiilor sezoniere majore ale temperaturii.

Variația sezonieră a înălțimii soarelui (unghiul deasupra orizontului) afectează cantitatea de energie primită la suprafața pamântului, în două moduri: întâi, la unghiuri mari (exemplu 90°), radiația solară este mai concentrată; la unghiuri mici radiația este împrăștiată și mult mai puțină atinge suprafața. În al doilea mod care este de mai mică importanță, unghiul determină drumul pe care-l parcurge radiația prin atmosferă (Fig. 3.1). Astfel, la un unghi de 90° radiația traversează o atmosferă de o anumită grosime în timp ce dacă radiația intră sub un unghi de 30°, atunci traversează o atmosferă cu o grosime de două ori mai mare, ca la 5° să traverseze o atmosferă de 11 ori mai groasă. Un drum mai lung, crește posibilitățile de absorbție, reflexie și împrăștiere a radiației ceea ce reduce intensitatea radiație care atinge suprafața.

Pe scurt, cele mai importante cauze pentru variația cantității de energie solară care ajunge la suprafață sunt: variațiile sezoniere ale unghiului sub care radiația de la Soare atinge Pământul și lungimea zilei.

Se știe că axa Pământului nu este perpendiculară pe planul orbitei sale în jurul soarelui; ea este înclinată cu 23°28' față de normală (Fig. 3.2.). Aceasta se cunoaște drept *înclinarea axei* și dacă axa nu ar fi înclinată nu ar exista nici-o variație în sezoane. În plus, apare o migrare anuală a radiației directe de la soare cauzată de schimbarea orientării axei pământului în raport cu razele de la soare în perioada unui an; într-o zi a fiecărui an, axa este astfel încât emisfera de nord este "înclinată" cu 23°28' către soare, ca după șase luni, când Pământul se deplasează pe partea opusă a orbitei sale să fie "înclinată" cu 23°28' în partea opusă soarelui. Istorice, patru zile dintr-un an au semnificatie specială legată de această migrare (Fig. 3.2.). În zilele de 21 sau 22 iunie Pământul este într-o poziție în care axa în emisfera de nord este înclinată cu 23°28' către soare și deci radiația verticală de la soare atinge latitudinea de 23°28' N, latitudine cunoscută ca *Tropicul Racului*. Pentru locuitorii din emisfera de nord ziua de 21 iunie este cunoscută ca *solstițiul de vară*.

Șase luni mai târziu, la aproximativ 21 sau 22 decembrie, Pământul este în poziția opusă și radiația verticală de la soare atinge latitudinea de 23°28'S, latitudine cunoscută ca *Tropicul Capricornului*. Pentru locuitorii din emisfera de nord ziua de 21 sau 22 decembrie este cunoscută ca *solstițiul de iarnă*.

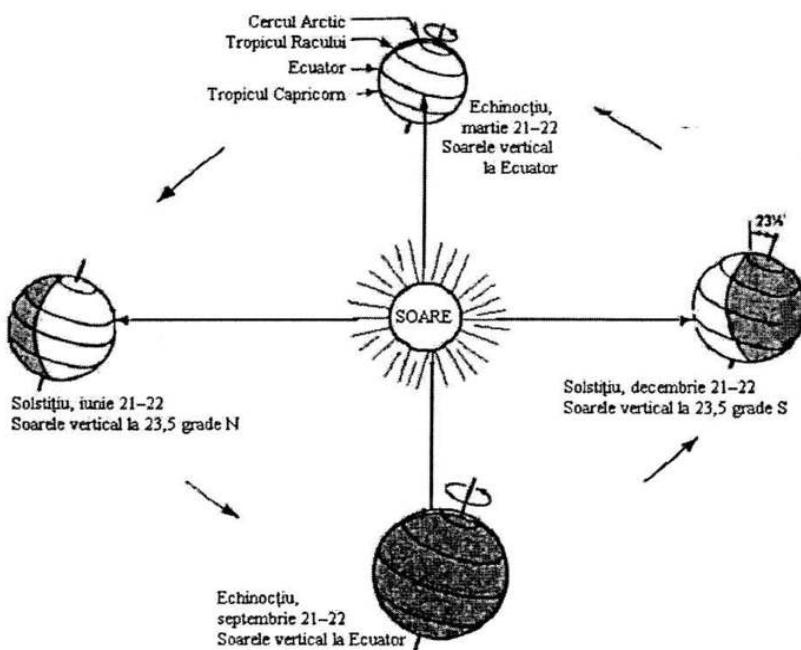


Fig. 3.2. Relația Pământ – Soare

Echinocțiile au loc la jumătatea perioadei dintre solstiții. În 22 sau 23 septembrie este echinocțiul de toamna pentru Emisfera Nordică și 21 sau 22 martie reprezintă data pentru echinocțiul de primăvară. La aceste date radiația verticală de la Soare atinge ecuatorul (latitudinea de 0°).

Ziua este egală cu noaptea la echinocțiul și este mai mare decât noaptea la solstițiul de vară (cea mai lungă zi a anului) și mai scurtă decât noaptea la solstițiul de iarnă (cea mai lungă noapte a anului). La aceeași latitudine, toate localitățile, au aceeași lungime a zilei și ar trebui să aibă aceeași temperatură dacă n-ar mai interveni și o mulțime de alți factori în distribuția radiației de la Soare.

Așadar, înălțimea Soarelui controlează temperatura dar nu este singurul control pe care-l exercită soarele asupra parametrilor care caracterizează starea atmosferei.

3.1. SOARELE ȘI RADIATIA SOLARĂ

Soarele radiază în spațiul cosmic o imensă cantitate de energie sub forma radiației electromagnetice. Intensitatea radiației solare descrește în progresie geometrică, când grosimea atmosferei străbătută de razele solare crește în progresie aritmetică.

Pământul primește numai a doua miliardă parte din această energie, adică $1,37 \times 10^{24}$ cal. timp de un an. După unele calcule, energia solară recepționată de globul terestru numai într-o zi și jumătate, echivalează cu cantitatea de energie produsă de toate centralele electrice ale lumii timp de un an.

Așadar, toate celelalte surse de energie sunt neînsemnate în raport cu radiația solară.

Datorită distanțelor mari, energia radiantă a stelelor reprezintă doar o sută milioane parte, iar radiația cosmică abia o două miliardă parte din energia solară primită de Pământ.

Fluxul calorice care provine din nucleul incandescent al Pământului spre suprafață este, de asemenea, neglijabil, deoarece scoarța terestră, fiind un bun izolator termic, primește din părțile centrale ale globului pe un cm^2 numai 54 cal. pe an.

3.1.1. Soarele și activitatea solară

Soarele este o sferă enormă, incandescentă, cu raza de 695300 km, deci de 109,1 ori raza terestră. Imensa sferă a Soarelui este alcătuită din gaze în stare de incandescență. Părțile centrale sunt alcătuite din hidrogen în proporție de 50% și heliu 40% iar restul de 10% dintr-un amestec de diferite elemente grele în stare gazoasă.

Atmosfera *corpu lui radiant* este alcătuită din trei părți:

- *fotosfera* (stratul inferior) care ne dă senzația de strălucire și limitează discul solar, sursa celei mai mari părți a radiației,
- *cromosfera* sau atmosfera solară, de câteva mii de km grosime, și
- *coroana* care nu poate fi observată decât cu instrumente speciale.

Temperatura fotosferei este de 6000 K. Temperatura crește cu altitudinea, atingând la limita superioară 40–200 milioane Kelvin. La aceste temperaturi enorme se produce disocierea moleculelor în atomi încât substanța solară se prezintă sub forma unui amestec fizic de atomi ai elementelor simple și de particule elementare (e^- , p^+ , n).

Atomii sunt puternic ionizați chiar și la suprafața Soarelui.

În părțile centrale, nucleele atomice sunt complet lipsite de învelișul electronic sau păstrează electronii cei mai apropiati. Nucleele de hidrogen cu masa mare sau protonii, ciocnindu-se cu nucleele altor elemente, produc procese de fuziune și de fi și une a materiei solare. La scară redusă, reacțiile sunt similare cu cele de la explozia unei bombe cu hidrogen.

Intensitatea energiei solare înregistrează în timp variații nesemnificative, cu excepția erupțiilor cromosferice. Pe fotosferă se observă pete solare, izolate sau grupate, cauzate de mișcările sub formă de vârtej ale maselor gazoase solare. Numărul petelor este variabil, prezentând periodic maxime și minime la intervale de aproximativ 11 ani. În timpul maximelor se intensifică protuberanțele cromosferice și concomitent se intensifică radiația ultra violetă și corpusculară. La suprafața terestră aceasta declanșează furtuni magnetice care provoacă perturbații în telecomunicații.

3.1.2. Conceptele de bază și principalele legi ale radiației

Cea mai mare parte din radiația luminoasă pe care o percep ochiul nu vine direct de la sursă, ci indirect prin *procesul de împrăștiere* a radiației. Suprafețele de uscat și apă și obiectele înconjurătoare sunt vizibile datorită radiației luminoase pe care ele o împărtășesc. În afară de cazul când se privește o sursă ca soarele, o flamă sau un filament incandescent, lumina se percepă ca un rezultat al procesului de împărtășire.

În atmosferă, sunt nenumărate exemple de împărtășire generată de molecule, aerosol și norii care conțin picături de apă și cristale de gheăță. Cerul albastru, norii albi și curcubeul sau haloul, sunt doar câteva fenomene optice datorate împărtășirii luminii.

Împrăștierea este un proces fizic fundamental datorat interacțunii radiației luminoase cu materia. Ea apare pentru toate lungimile de undă din spectrul electromagnetic și trebuie înțeleasă ca procesul de deviere a fotonilor din fascicul incident prin împrăștiere în toate direcțiile, proces care duce la scăderea intensității fasciculului incident. *Împrăștierea* reprezintă aşadar, procesul fizic prin care o particulă absorbe în mod continuu energia undei electromagnetice incidente pe o direcție dată și o retransmite în toate direcțiile. De aceea, particula poate fi considerată ca o sursă punctiformă de împrăștiere a energiei. În atmosferă, particulele responsabile de împrăștiere acoperă un domeniu dimensional larg, de la moleculele de gaz ($\approx 10^{-8}$ cm) la picăturile mari de ploaie și grindină (≈ 1 cm). Intensitatea relativă a împrăștierii depinde puternic de raportul dintre raza particulei și lungimea de undă a undei incidente. Dacă mediul este izotrop, atunci împrăștierea va fi simetrică în raport cu direcția undei incidente.

O particulă mică, anizotropă, tinde să împrăștie lumina în mod egal pe direcțiile înainte și înapoi. Când particula devine mai mare, energia împrăștiată este concentrată mai mult în direcțiile înainte cu o complexitate mai mare cum se vede din figura 3.3, unde este ilustrată împrăștierea pe trei particule de dimensiuni diferite.

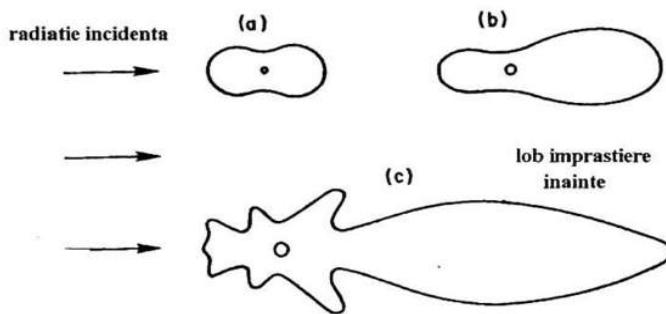


Fig. 3.3. Diagrama unghiulară de împrăștiere a luminii pe particule de dimensiuni diferite: a) particule mici; b) particule mari; c) particule foarte mari.

Distribuția energiei împrăștiate pe particulele sferice și cu o anumită simetrie poate fi în mod cantitativ determinată cu ajutorul teoriei electromagnetice.

Când particulele au dimensiuni mult mai mici decât lungimea de undă a undei incidente, împrăștierea se numește *împrăștiere Rayleigh*. Această împrăștiere explică culoarea albastră a cerului și fenomenele de polarizare a luminii.

Pentru particulele ale căror dimensiuni sunt comparabile sau mai mari decât lungimea de undă, împrăștierea este numită *împrăștiere Mie*.

Teoria matematică a împrăștierii Mie pentru particulele sferice și optica geometrică asociată picăturilor de apă și cristalelor de gheăță se găsește în cărțile publicate de van Hulst (1957) sau Liou (1980).

Într-un volum de împrăștieră care conține mai multe particule, fiecare particulă este expusă la radiația luminoasă și la rândul ei împrăștie lumina deja împrăștiată de alte particule. O astfel de împrăștieră se observă foarte bine în figura 3.4. O particulă în poziția P împrăștie lumina în toate direcțiile. O parte din această lumină împrăștiată atinge particula din poziția Q și este împrăștiată încă o dată în toate direcțiile.

Această ultimă împrăștiere poartă numele de *împrăștiere secundară*. În același fel are loc împrăștierea de ordinul al treilea care implică particula din poziția R. Împrăștierea care are loc mai mult decât o dată, poartă numele de *împrăștiere multiplă*.

Se poate observa din figura 3.4. că o parte din lumina incidentă care fusese împrăștiată mai întâi de la direcția d, poate să reapară în această direcție prin împrăștierea multiplă. Împrăștierea multiplă este un proces important pentru transferul energiei radiante în atmosferă, în special când sunt implicați norii și aerosolul.

Împrăștierea este adesea însoțită de *absorbție*. Iarba apare verde din cauză că ea împrăștie lumina verde mai eficient decât pe cea albastră sau roșie. Aparent, lumina albastră și roșie incidentă pe iarba este absorbită. În spectrul vizibil, absorbția energiei luminoase este aproape absentă în atmosferă moleculară. De asemenea norii absorb foarte puțin în vizibil.

Propagarea radiației luminoase în atmosferă este însoțită întotdeauna de fenomene de absorbție și împrăștiere care conduc la atenuarea intensității radiației luminoase. Procesul de atenuare a radiației luminoase se mai numește *extincție*. Așadar, extincția este rezultatul împrăștierii plus absorbției. Într-un mediu neabsorbant, împrăștierea este singurul proces de extincție.

În studiul proceselor de împrăștiere și al transferului radiativ, pentru definirea cantității de energie transportată de la radiația incidentă prin particule, se obișnuiește să se folosească noțiunea de *secțiune eficace de împrăștiere sau de absorbție*. O astfel de secțiune se definește și ca *secțiune transversală*, care este analoagă cu o arie geometrică. În cazul în care secțiunea transversală se referă la o particulă, unitățile sale sunt de arie (cm^2). Astfel, secțiunea transversală de extincție, în unități de arie, este suma secțiunilor transversale de împrăștiere și absorbție.

Dacă secțiunea transversală este raportată la unitatea de masă, unitatea sa este de arie pe masă ($\text{cm}^2 \text{g}^{-1}$). În acest caz, în studiile de transfer radiativ se folosesc, termenul de *secțiune transversală masică de extincție*. Secțiunea transversală masică de extincție este, așadar, suma secțiunilor masice de absorbție și de împrăștiere. În plus, când secțiunea transversală masică de extincție este multiplicată prin densitate ($\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$) se obține *coeficientul de extincție*, care se măsoară în cm^{-1} .

În domeniul transferului radiativ în infraroșu, secțiunea transversală masică de absorbție este și mai devenită *coeficient de absorbție*.

O înțelegere fundamentală a proceselor de împrăștiere și absorbție din atmosferă, datorită mai ales aerosolului atmosferic, este foarte importantă în studiile bilanșului radiativ și climatului atmosferei planetei și în explorarea tehniciilor de sondaj necesare în deducerea compoziției și structurii atmosferei.

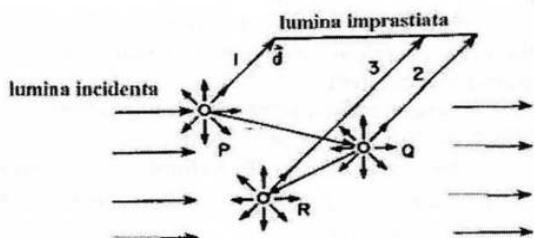


Fig. 3.4. Procesul de împrăștiere multiplă

Principalele legi ale radiației, stabilite de Kirchhoff, Ștefan și Boltzman, Wien și Plank au o largă aplicabilitate în calculul schimburilor radiative dintre Soare, suprafața terestră și atmosferă.

Corpurile din natură care au temperatură peste 0 K emit energie sub formă de radiații cu diferite lungimi de undă.

Cantitatea de energie radiată pe o anumită lungime de undă, de suprafața de un cm^2 a unui corp cu temperatura T , timp de 1 minut, reprezintă puterea de emisie – e_T a corpului respectiv.

Puterea de emisie depinde atât de natura și temperatura absolută a corpului cât și de lungimea de undă a radiației emise.

Un corp absoarbe parțial și reflectă parțial radiația incidentă. Mărimea care exprimă fracțiunea de energie absorbită se numește *putere de absorbție* – k_T iar cea care exprimă fracțiunea reflectată se numește *putere de reflexie* – a .

Corpul “*absolut negru*” sau “*receptorul integral*” (inexistent în natură), absoarbe toate radiațiile indiferent de lungimea de undă, deci $k = 1$ și $a = 0$.

Reflexia totală a radiației solare incidente ar putea fi realizată numai de suprafețe netede și lucioase ca oglinda, coruri aproape neîntâlnite în natură; numai zăpada are cel mai mare coeficient de emisie, apropiindu-se de cel al oglinzilor perfecte.

Conform legii lui Kirchhoff raportul dintre puterea de emisie $e_{\lambda T}$ și puterea de absorbție $k_{\lambda T}$ care corespunde unei anumite lungimi de undă și unei temperaturi T , este o mărime constantă, aceeași pentru toate corpurile și egală cu puterea de emisie a corpului absolut negru – E_T .

Legea lui Kirchhoff este:

$$E_{\lambda T} = \frac{e_{\lambda T}}{k_{\lambda T}} \quad 3.2$$

Distribuția energiei rădiente în spectrul de emisie a corpului absolut negru pentru diferite temperaturi, T , poate fi descrisă pe baza legii lui Planck:

$$E_{\lambda T} = \frac{C_1 \lambda^{-5}}{\exp\left[\frac{C_2}{\lambda T}\right]} \quad 3.3$$

unde $E_{\lambda T}$ ($\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}\mu\text{m}^{-1}$) este energia emisă în unitatea de timp de unitatea de arie în intervalul $[\lambda, \lambda + d\lambda]$ iar C_1 și C_2 sunt constante.

$C_1 = 2\pi h c^2$ iar $C_2 = hc/k$.

k este constanta lui Boltzmann cu valoarea: $1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$.

Din ecuația (3.2) se poate concluziona:

- Corpurile absorb radiațiile cu λ pe care le pot emite la aceeași temperatură.
- Corpurile care absorb bine radiația emit bine și invers
- Corpul real din natură, nefiind corp absolut negru ($k_\lambda < 1$), emite numai o anumită parte din radiația pe care o emite corpul negru absolut la aceeași temperatură.

Legea Ștefan-Boltzmann stabilește că puterea emisiei integrale sau puterea radiantă totală (E) a corpului absolut negru este proporțională cu temperatura absolută a acestuia la

$$E = \sigma T^4$$

3.4

relație în care $\sigma = 5,70 \cdot 10^{-8} \text{ W/m}^2\text{K}^4$

Legea de deplasare Wien stabilește relația dintre lungimea de undă corespunzătoare maximului energiei radiante a corpului absolut negru și temperatura lui absolută arătând, că produsul dintre λ care corespunde puterii de emisie maximă (λ_{max}) a unui corp și temperatura absolută a acestuia este o mărime constantă,

$$\lambda_{max}T = 2897,8 \text{ nm} \cdot \text{K}$$

3.5

Deci cu cât este mai ridicată temperatura corpului cu atât puterea de emisie maximă corespunde unei lungimi de undă mai mici și invers. Schimbarea temperaturii absolute a unui corp atrage după și ne schimbarea lungimii de undă a energiei maxime emise.

3.1.3. Compoziția spectrală a radiației solare

Emisiunea solară este alcătuită din două grupe principale de radiații: (i) *radiația termică* (electromagnetică) și (ii) *radiația corpusculară*.

Orice corp din natură cu temperatura peste 0 K emite radiații în spațiu sub formă de unde electromagnetice. Energia radiantă emisă sub formă de căldură se numește *radiație termică*. Soarele datorită temperaturii sale ridicate emite mai ales această formă de radiație.

În afara acestei radiații termice, Soarele emite și o *radiație corpusculară* a cărei energie se transmite prin intermediu particulelor elementare: ioni, protoni, electroni și neutroni cu energii foarte înalte – *plasma solară*.

Transportând cantități de energie de 10^7 ori mai mici, comparativ cu radiația termică, ea prezintă importanță scăzută. Legile radiației se referă la radiația termică (electromagnetică) de la Soare.

Radiația solară este alcătuită dintr-un număr mare de unde cu lungimi de undă (λ) maxime și minime, de la cele de natură radiației X de câțiva angstromi și până la undele hertziene, de tip radar, de câțiva cm.

Totalitatea radiațiilor electromagnetice emise de Soare, ordonate în funcție de lungimea de undă și înregistrate pe cale fotografică sau fotoelectrică, poartă numele de *spectru solar* (tabel 3.1 și figura 3.5).

Radiațiile din spectrul solar se grupează după lungimile de undă în domenii în care proprietățile fizice fundamentale sunt aceleași.

Următoarele domenii sunt caracteristice:

1^o Domeniul *radiațiilor ultraviolete*; invizibile, cu lungimi de undă mici, $\lambda \in [290-360] \text{ nm}$, au un pronunțat efect chimic și se mai numesc *radiații chimice*.

2^o Domeniul *radiațiilor vizibile* cu $\lambda \in [360-760 \text{ nm}]$. Cuprinde cele 7 culori principale – ROGVIAIV care în amestec dă lumina albă.

3^o Domeniul *radiațiilor infraroșii*, cu lungimi de undă mari, adică $\lambda \in [760-300.000 \text{ nm}]$.

Radiațiile cu $\lambda < 290 \text{ nm}$ intră în categoria radiațiilor X (Rontgen) iar cele cu $\lambda > 300.000 \text{ nm}$ aparțin domeniului undelor hertziene sau radiofonice.

Tabel 3.1.

Spectrul radiației electromagnetice

Radiația	Energia minimă(eV)	Lungimea de undă maximă	Frecvența minimă(Hz)
Gamma (γ)	$1,24 \cdot 10^5$	0,01 nm	$30 \cdot 10^{19}$
Radiația -X	12,4	100 nm	$3 \cdot 10^{15}$
Ultraviolet (UV)	3,1	400 nm	$7,5 \cdot 10^{14}$
Vizibil (VIS)	1,8	0,7 μm	$4,3 \cdot 10^{14}$
Infra-roșu apropiat (IR)	0,83	1,5 μm	$2 \cdot 10^{14}$
Infra-roșu mediu	0,12	10 μm	$3 \cdot 10^{13}$
Infraroșu îndepărtat	$1,2 \cdot 10^{-3}$	1 mm	$3 \cdot 10^{11}$
Microunde	$1,2 \cdot 10^{-5}$	100 mm	$3 \cdot 10^9$
Unde radio	< $1,2 \cdot 10^{-5}$	>10 cm	< $3 \cdot 10^9$

Lumina albă și radiația gama și microundele reprezintă aceeași radiație, radiația electromagnetică; ele diferă doar prin lungimile de undă.

O reprezentare grafică a spectrului electromagnetic se poate observa în figura 3.5.

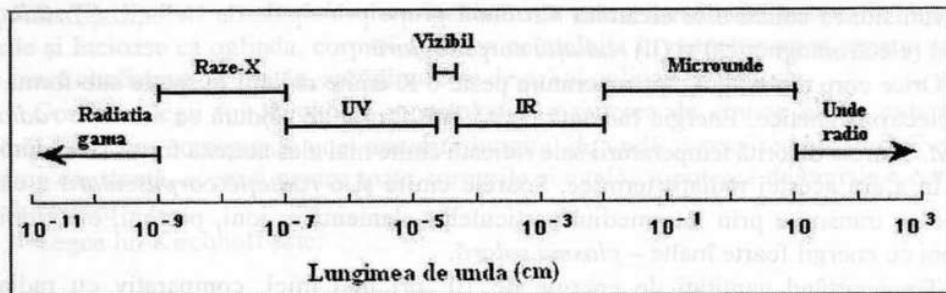


Fig. 3.5. Spectrul radiației electromagnetice

Soarele, fiind un corp incandescent, emite radiații care dău un spectru continuu. Spectrul solar înregistrat pe cale fotografică este însă discontinuu, prezentând numeroase linii negre, numite linii Fraunhofer. Aceste linii se datorează absorbtiei exercitate, în primul rând de atmosfera solară pe care o străbate radiația. Toate acele radiații pe care gazele atmosferice le-ar putea emite, la temperatura fotosferei, sunt absorbite de ele (legea Kirchhoff), ceea ce face ca în locul lor să apară în spectru linii negre.

Atmosfera terestră absoarbe și ea o parte din radiațiile solare care o traversează. Astfel, în spectrul solar apar și alte linii negre numite *linii telurice*.

Cantitatea de energie transportată de diferite unde electromagnetice care compun radiația solară – evaluată prin efectul lor calorice – este diferită. Ea depinde mai ales de lungimea de undă.

Din energia totală a radiației solare 99% revine radiațiilor cu $\lambda \in [160-4000 \text{ nm}]$. 1% rezultă din radiațiile cu lungimi de undă mari (hertziene) și mici (Rontgen).

Repartiția energiei în spectrul solar depinde și de altitudine (Fig. 3.6). La limita superioară a atmosferei, energia maximă transmisă revine radiațiilor albastre-verzi cu $\lambda = 475 \text{ nm}$. 48% din energia totală a radiației solare este transmisă prin radiațiile zonei vizibile din spectru, cu λ între 400 nm și 760 nm. Din punct de vedere energetic, zona radiațiilor vizibile este cea mai importantă.

Spectrul solar și Constanta solară

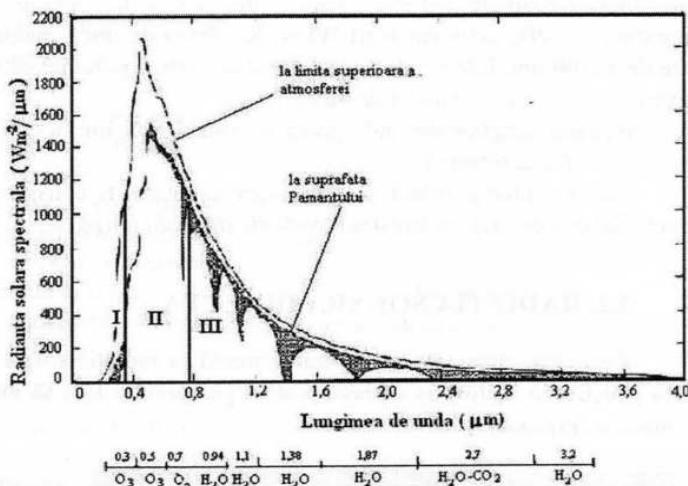


Fig. 3.6. Repartitia energiei in spectrul solar la limita superioara a atmosferei si la suprafata terestra: zona I – ultraviolet; zona II – vizibil; zona III – infraroșu

Radiațiile zonei ultraviolete ($\lambda < 400$ nm) dă aproximativ 7% pe când cele infraroșii ($\lambda > 760$ nm) 43% din energia totală a radiației solare, urmând sub raport energetic după radiațiile din vizibil.

La suprafața terestră distribuția energetică a radiației solare este modificată față de limita superioară a atmosferei. Modificarea, în ceea ce privește intensitatea și compoziția spectrală, apare la trecerea în atmosferă terestră datorită distanței zenitale și proceselor de absorbție și de difuzie determinate de moleculele componentelor gazoase, de vaporii de apă, de hidrometeori și de aerosolul atmosferic.

Intensitatea energiei radiației solare scade puternic atât în zona radiației de undă scurtă cât și în zona radiațiilor de undă lungă.

Radiațiile cu $\lambda < 290$ nm nu ajung la suprafața terestră, fiind absorbite de ionosferă și de stratul de ozon.

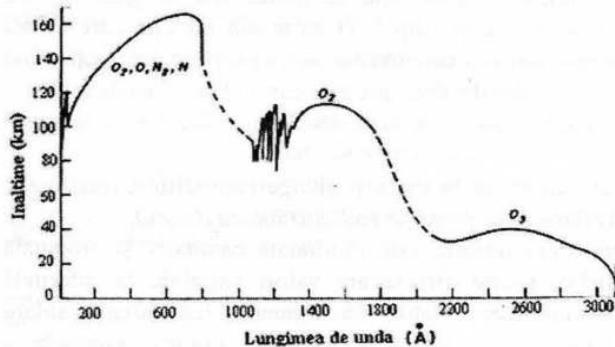


Fig. 3.7. Repartitia radiajelor electromagneticelor in functie de inaltime (Liou, 1980)

Radiația emisă de suprafața terestră și de atmosferă, datorită temperaturii scăzute este diferită mult de radiația solară. Admițând o temperatură medie de 15°C pentru suprafața terestră, conform legii Wien, lungimea de undă maximă de emisie a radiației este de 10300 nm. Intensitatea acestor radiații scade puternic către lungimi de undă mici, devenind nule în jurul valorii de 4000 nm.

Această lungime de undă poate fi considerată limita convențională între *radiația solară și radiația terestră*.

Astfel, radiația solară în totalitatea sa poate fi considerată o *radiație de undă scurtă*, iar cea de origine terestră o *radiație de undă lungă*.

3.2. RADIAȚIA SOLARĂ DIRECTĂ

Deși atmosfera este foarte transparentă la radiația solară incidentă, mai puțin de 25% penetreză atmosfera către suprafața pământului fără să interfereze în vreun fel cu atmosfera (Fig. 3.8).

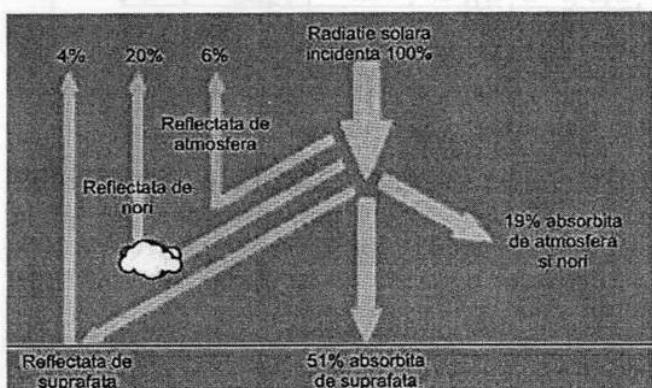


Fig. 3.8. Radiația solară directă în atmosferă

Ce rămâne este fie absorbită de atmosferă, fie împrăștiată înainte de a atinge suprafața sau este reflectată înapoi în spațiu. Ce determină dacă radiația este absorbită, reflectată sau împrăștiată? Pe de o parte aceste procese depind în mare parte de lungimea de undă a energiei transmise și apoi de dimensiunea și natura a tot ceea ce se găsește în atmosferă.

Când lumina este împrăștiată de particulele foarte mici, în primul rând de moleculele de gaz, ea este distribuită în toate direcțiile, deci și înainte și înapoi. O parte din radiația care a fost retroîmprăștiată este pierdută în spațiu, dar cea care rămâne se va propaga, interacționând cu alte molecule care s-o împrăștie să-i schimbe deci direcția, dar nu lungimea de undă.

Radiația care ajunge la suprafața Pământului după schimbarea direcției se numește *radiație difuză*.

Fluxul de radiație ce provine direct de la soare și ajunge nemodificat (nedifuzat, nereflectat, nerefractat) la suprafața terestră se numește *radiația solară directă*.

Dar radiația străbătând atmosfera terestră este diminuată cantitativ și amputată spectral. Astfel, intensitatea radiației solare directe are valori variabile la diferitele niveluri ale atmosferei. La limita superioară a atmosferei, intensitatea radiației solare înregistrează fluctuații minime și ca urmare este considerată constantă în toate punctele.

3.2.1. Constanta solară – S

Constanta solară exprimă cantitatea de energie în calorii primită de la Soare, în timp de un minut, de o suprafață de 1 cm^2 așezată perpendicular pe direcția de propagare a radiației solare, când distanța de la Pământ la Soare este egală cu valoarea medie.

Constanta solară este o mărime fundamentală în fizica atmosferei. Valoarea ei depinde numai de radiația fotosferică solară și practic este constantă în timp.

Valoarea standard acceptată în lumea științifică este:

$$S = 1366 \text{ Wm}^{-2} = 1,98 \text{ cal/cm}^2\text{min} = (8,29 \text{ J/cm}^2\text{min.}) \quad 3.6$$

În atmosfera terestră toate valorile măsurate sunt mai mici decât constanta solară.

În timpul verii în Emisfera de Nord, energia solară este ușor redusă în timp ce iarna este destul de ridicată față de medie. Aceasta are efect asupra bilanțului energetic sezonier.

3.2.2. Insolația

Fluxul radiației solare directe care cade pe o suprafață orizontală reprezintă *insolația*, I , și se exprimă tot în calorii pe cm^2 și pe minut. Mărimea intensității insolației depinde de intensitatea radiației solare directe și de unghiul sub care cade fasciculul de raze pe suprafața considerată. Valoarea intensității insolației pentru cazul general este dată de relația:

$$I = I_0 \sin h_0 \quad 3.7$$

unde I reprezintă intensitatea radiației solare directe perpendiculară pe unitatea de suprafață iar h_0 unghiul de înălțime a Soarelui deasupra orizontului.

Din figura 3.10 se vede că unitatea de suprafață (s), expusă pe direcția perpendiculară a radiației luminoase recepționează cantitatea maximă de energie radiantă (I_s). Pe unitatea de suprafață orizontală (s'), mai mare, pentru cantitatea de radiație ($I's'$) egală cu cea primită de suprafață perpendiculară (I_s), încălzirea este mai slabă.

Se mai constată că I este egală cu I' numai când Soarele este la zenit.

Pe suprafete inclinate față de orizontală locului, intensitatea insolației se determină cu ajutorul unghiului format de razele solare cu suprafața receptoare sau unghiul zenithal (z). Acest unghi depinde nu numai de poziția Soarelui pe bolta cerească ci și de orientarea suprafetelor în spațiu. În acest caz insolația este dată de relația:

$$I' = I \cos z \quad 3.8$$

cunoscută și sub numele de legea cosinusului, sau Legea Lambert.



Fig. 3.10. Intensitatea insolației pe o suprafață orizontală în funcție de incidența radiației solare

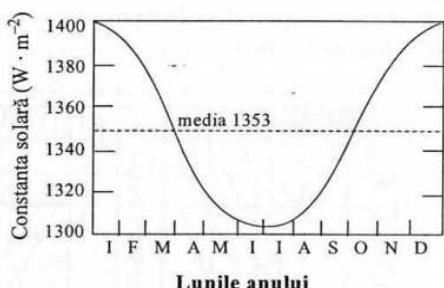


Fig. 3.9 Variațiile anuale ale constantei solare

Astfel, zone mai mari sau mai mici ale suprafeței terestre vor înregistra o distribuție egală a radiației solare datorită diferențelor unghiuri de incidentă și datorită suprafețelor cu caracteristici diferite. Distribuția globală a insolației în funcție de lunile anului și latitudine se poate observa din figura 3.11.

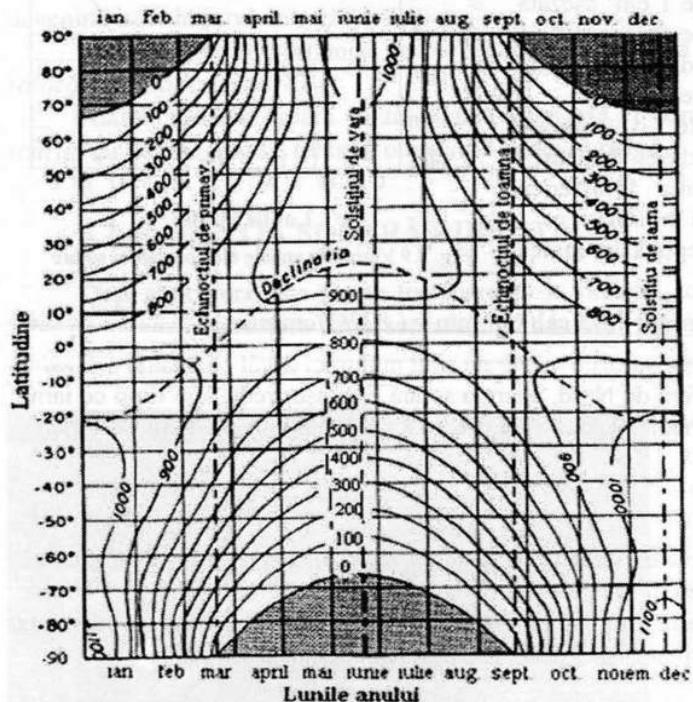


Fig. 3.11 Distribuția globală a insolației pe un an

3.2.3. Atenuarea radiației solare în atmosferă

Așa cum precizam în paragraful 3.1.3, radiația solară este atenuată în atmosferă datorită diferențelor componente din compoziția atmosferei, cum ar fi: moleculele de aer, aerosolul, gazele, particulele de nor și cristalele de gheăță. Moleculele de aer împărătie radiația prin împărățire Rayleigh, în timp ce particulele de aerosol împărăție dar și absorb radiația în întreaga atmosferă. Proprietățile de absorție și împărățire depind de compoziția chimică a aerosolului și de umiditatea din mediu.

În cele ce urmează vor fi introduse conceptele fundamentale legate de atenuarea optică într-o atmosferă care conține aerosol, particule de ceată (nor) și componente gazoase. După cum s-a precizat atenuarea se datorează absorției radiației luminoase în mediu și împărățierii (difuziei) acesteia.

Procesele de difuzie pot fi împărățite în două grupe:

- *Difuzie elastică* – când frecvența radiației împărățiate are aceeași valoare cu cea a radiației incidente. Astfel de procese sunt *difuzia moleculară Rayleigh* și *difuzia Mie* pe particule de aerosoli, ceată, nori etc.

• *Difuzia inelastică* – când frecvența radiației împrăștiate este diferită de cea a radiației incidente. Procesele de difuzie inelastică sunt *difuzia Raman* și *împrăștierea datorată fluorescenței*.

Difuzia Mie este specifică împrăștierii pe particule mult mai mari decât lungimea de undă a radiației incidente, în timp ce celelalte procese de difuzie sunt specifice moleculelor. Ordinul de mărime al coeficientului de atenuare prin difuzie Mie este în general mult mai mare decât al coeficienților de atenuare prin absorbție sau difuzie moleculară. Determinarea acestui coeficient oferă informații cantitative asupra concentrației și distribuției dimensionale a aerosolilor, a ceții și a norilor.

O undă electromagnetică de lungime de undă $\lambda(\mu\text{m})$ și intensitate $I_0 (\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}\mu\text{m}^{-1})$ după parcurgerea distanței L în mediu, are o intensitate I dată de legea Lambert-Beer:

$$I = I_0 \cdot e^{-\tau} \quad 3.9$$

unde τ , grosimea optică sau drumul optic este suma a trei termeni: unul datorat picăturilor (hidrometeorilor) din atmosferă (D), altul datorat aerosolului (A) și cel de-al treilea datorat gazelor atmosferice (G).

$$\tau = \tau^D + \tau^A + \tau^G \quad 3.10$$

La rândul lor, τ^D , τ^A și τ^G sunt datorate atât împrăștierii cât și absorbției, așa că se poate scrie:

$$\begin{aligned} \tau^D &= \tau_i^D + \tau_a^D \\ \tau^A &= \tau_i^A + \tau_a^A \\ \tau^G &= \tau_i^G + \tau_a^G \end{aligned} \quad 3.10'$$

unde:

$$\tau_i^D = \int_0^L \sigma_i^D dl, \tau_a^D = \int_0^L \sigma_a^D dl \quad 3.11$$

σ_i^D și σ_a^D (m^{-1}) sunt coeficienții volumici de împrăștiere și, respectiv, absorbție dați prin:

$$\begin{aligned} \sigma_i^D &= \int_{r_m}^{r_M} \pi r^2 Q_i[r, m(\lambda)] \cdot f(r) \cdot dr \\ \sigma_a^D &= \int_{r_m}^{r_M} \pi r^2 Q_a[r, m(\lambda)] \cdot f(r) \cdot dr \end{aligned} \quad 3.12$$

unde: $r(\mu\text{m})$ este raza unei particule de nor, ceață sau de aerosol din atmosferă;

$f(r)dr$ ($\text{cm}^{-3}\mu\text{m}$) reprezintă funcția de distribuție a particulelor care au rază $r \in [r, r + dr]$;

r_m și r_M sunt limita inferioară și respectiv superioară a razei;

$Q_i[r, m(\lambda)]$ și $Q_a[r, m(\lambda)]$ sunt factori de eficiență pentru împrăștiere și absorbție și $m(\lambda)$ indicele de refracție complex.

Dacă σ_i^D și σ_a^D au valori constante pe o distanță dată, L , drumul optic este considerat omogen și atunci ecuația (3.11) se simplifică și poate fi scrisă ca $\tau_i^D = \sigma_i^D L$;

acesta este o condiție obișnuită atunci când sunt considerate drumuri optice orizontale. Coeficienții de împrăștiere și absorbție pot împreună să dea coeficientul de extincție σ_e^D :

$$\sigma_e^D = \sigma_i^D + \sigma_a^D. \quad 3.13$$

Toți coeficienții $\sigma_i^D, \sigma_a^D, \sigma_e^D$ sunt numiți coeficienți de atenuare.

Pentru aerosol τ_i^A, τ_a^A sunt exprimați în mod identic ca în ecuațiile (3.11)–(3.13) schimbându-se doar indicele.

Presupunând că avem o densitate de particule absorbante N_a cu secțiunea eficace de absorbție Q_a și o densitate de particule împrăștietoare N_i cu secțiunea eficace de împrăștiere Q_i coeficienții de atenuare au expresiile:

$$\sigma_a = N_a Q_a \quad \sigma_i = N_i Q_i$$

Aceste relații sunt valabile în ipoteza că particulele absorb sau împrăștie lumina independent de prezența celorlalte particule. Presupunerea este valabilă în cazul când distanțele dintre particule sunt mari comparativ cu dimensiunile lor, condiție satisfăcută de mediul gazos atmosferic.

În cazul cuplajului radiativ dintre particulele mediului, coeficienții de atenuare nu ar depinde liniar de concentrația particulelor. De asemenea, secțiunile eficace de atenuare ar depinde de intensitatea fasciculului luminos. În acest caz procesul de atenuare este neliniar.

În ipoteza liniarității proceselor de atenuare, calculul coeficientului de extincție revine la determinarea secțiunilor eficace de absorbție și împrăștiere.

În cazul împrăștierii pe moleculele de gaz din atmosferă, difuzia Rayleigh, coeficientul de împrăștiere volumic τ_i^G este considerat ca pentru, τ_i^m (m^{-1}).

τ_a^G pentru un gaz este dat de:

$$\tau_a^G = \int_0^L k_\lambda \rho dl \quad 3.14$$

unde $k_\lambda (\text{cm}^2 \text{g}^{-1})$ este coeficientul masic de absorbție iar $\rho (\text{g} \cdot \text{cm}^{-3})$ este densitatea gazului.

Folosind ecuațiile (3.10) și (3.10'), ecuația (3.9) devine:

$$I = I_0 e^{-\tau^D} e^{-\tau^A} e^{-\tau_i^G} e^{-\tau_a^G} \quad 3.15$$

Ecuațiile (3.9)–(3.15) sunt ecuațiile de bază pentru descrierea atenuării radiațiilor. Alături de mărimile definite se mai pot folosi și altele în studiul proceselor de extincție, ca de exemplu transmitanța $T = \frac{I}{I_0}$. Expresia transmitanței se deduce imediat din ecuația (3.9):

$$T = e^{-\tau}. \quad 3.16$$

Ca urmare, în termeni de transmitanță, ecuația (3.15) se poate scrie ca:

$$T = T_D \cdot T_A \cdot T_R \cdot T_G. \quad 3.17$$

unde T este transmitanța totală, iar T_D , T_A , T_R și T_G se referă la picături, particule de aerosol, împrăștiere moleculară (Rayleigh) și absorbția pe gaze.

Revenind la împrăștierea moleculară care este caracterizată de coeficientul volumic de împrăștiere σ_i^m menționăm că expresia acestuia este dată de:

$$\sigma_i^m = \frac{8\pi^3}{3} \frac{(n^2 - 1)^2}{N\lambda^4} \cdot D, \quad 3.18$$

unde: n este indicele de refracție al moleculelor ce alcătuiesc aerul,

N concentrația moleculelor de aer (m^{-3}) la temperatură și presiune date și D un factor legat de depolarizare.

Atât n cât și N depind de presiune și temperatură, așa încât dacă $(\sigma_i^m)_0$ este dat pentru condiții normale p_0 , T_0 , corecția pentru valorile coeficientului la presiunea p și temperatura T se obține din:

$$\sigma_i^m = (\sigma_i^m)_0 \frac{p}{p_0} \frac{T_0}{T}. \quad 3.19$$

În timp ce coeficienții σ_i^m , σ_e^A și σ_e^D sunt funcții continue de λ , coeficientul masic de absorbție a gazelor k_λ este o funcție puternic variabilă de λ , datorită numeroaselor benzi de rotație-vibrație și rotație pură ale moleculelor de aer atmosferic.

Ecuația (3.17) este valabilă de asemenea, când transmitanțele sunt mediate pe lungimea de undă; transmitanțele mediate se numesc *funcții de transmisie*. Pe lângă factorii de eficiență pentru împrăștiere și absorbție, $Q_l[r, m(\lambda)]$ și $Q_a[r, m(\lambda)]$ se pot introduce și alte mărimi care pot fi folosite în studiile propagării radiației în atmosferă.

Astfel, albedoul pentru o singură împrăștiere este definit ca $\Omega = \frac{\sigma_i}{\sigma_e}$ și este o măsură a radiației absorbite de particule și descrește către zero când absorbția crește.

Coefficientul volumic de retroîmprăștiere $\sigma_\pi (m^{-1} sr^{-1})$ este dat de expresia (Mie, 1957):

$$\sigma_\pi = \frac{\lambda^2}{8\pi^2} \int_{r_m}^{r_M} [i_1(\pi, m(\lambda), r)] + i_2[(\pi, m(\lambda), r)] \cdot f(r) dr, \quad 3.20$$

unde i_1 și i_2 sunt funcțiile intensității Mie; σ_π este foarte important în special în tehniciile lidar. Funcția de fază $P_j(\theta)$ descrie distribuția unghiulară a intensității luminii împrăștiate și este dată prin:

$$P_j(\theta) = \frac{\lambda^2}{\pi \sigma_s} \int_{r_m}^{r_M} [i_j(\theta, m(\lambda), r)] \cdot f(r) dr, \quad 3.21$$

unde θ este unghiul de împrăștiere și $j = 1, 2$ se referă la lumina împrăștiată cu vectorul electric perpendicular și respectiv paralel la planul de împrăștiere. Pentru lumina nepolarizată, mărimea $P(\theta) = \frac{1}{2} [P_1(\theta) + P_2(\theta)]$ se conservă.

Expresiile acestor mărimi și detalii despre ele pentru particulele sferice omogene sunt date de teoria Mie. În teoria Mie se mai folosesc frecvență și mărimea: parametrul dimensional $x = \frac{2\pi r}{\lambda}$ și frecvența γ în numere de undă (cm^{-1}) $\gamma = \frac{10^4}{\lambda}$ care deseori este folosită în locul lungimii de undă.

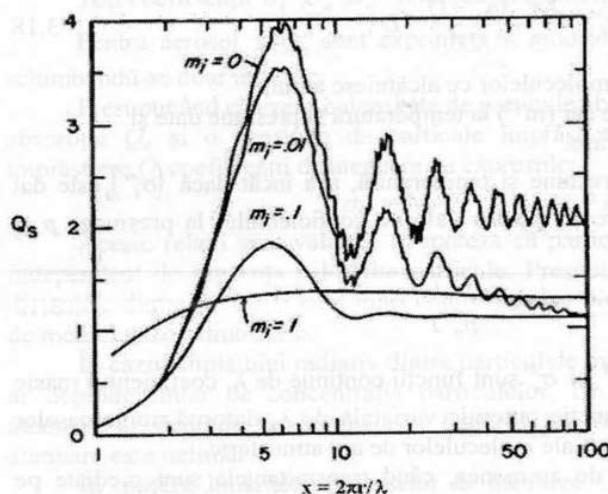


Fig. 3.12. Factorul de eficiență pentru împrăștiere Q_i ca o funcție de parametrul dimensional $x = 2\pi r/\lambda$ cu $n_0 = 1,33$ și patru valori ale părții imaginare a indicelui de refracție (Hansen și Travis, 1974).

difracțată și transmisă prin sferă, în timp ce maximile și minimele de amplitudini reduse sunt rezultatul efectelor optice ale radiației marginale. Q_i (Q_e) crește rapid tînzând asimptotic către valoarea 2, când parametrul dimensional atinge valoarea 5. Această comportare a factorului de eficiență arată că o particulă mare îndepărtează din radiația incidentă exact de două ori cantitatea de radiație luminoasă pe care ar putea să o intercepteze.

Fizic, îndepărterea radiației luminoase incidente include componenta difracțată care trece prin particulă și lumina împărățiată prin reflexie și refracție în interiorul particulei. Atât maximele și minimele semnificative cât și cele reduse se amortizează considerabil când se intensifică procesul de absorție a radiației luminoase în particulă. Particularitatea difuziei Mie constă în faptul că particulele mari difuzează de preferință în direcția razei incidente, adică înainte. De aceea, diagramele de difuzie sunt alungite în direcția razei incidente.

Caracterul direcțional al radiației difuzate crește cu creșterea dimensiunilor particulelor difuzante. Diagramele de difuzie depind de indicele de refracție complex m al particulei.

În atmosferă se deosebesc două tipuri de particule mari: particule transparente (picături de apă $m \approx 1,33$) și particule netransparente reflectante sau absorbante.

Figura 3.12 arată factorul eficienței de împrăștiere Q_i ca o funcție de parametrul adimensional x , pentru un indice de refracție real cu valoarea 1,35 și cu mai multe valori ale părții imaginare.

Pentru $k_i = 0$ adică pentru un reflector perfect, nu există nici-o absorție și atunci $Q_i = Q_e$. Din figură se observă o succesiune de maxime și minime de amplitudini foarte diferite care sunt rezultatul complexității procesului de interacție a radiației luminoase cu o particulă considerată sferică.

Maximele și minimele mai semnificative sunt datorate interferenței radiației luminoase

În figura 3.13 sunt prezentate diagramele de difuzie în funcție de parametrul adimensional $x = 2\pi r/\lambda$ pentru particule transparente (pâclă, ceată, nor) și pentru cele opace cu reflexie totală și absorbante.

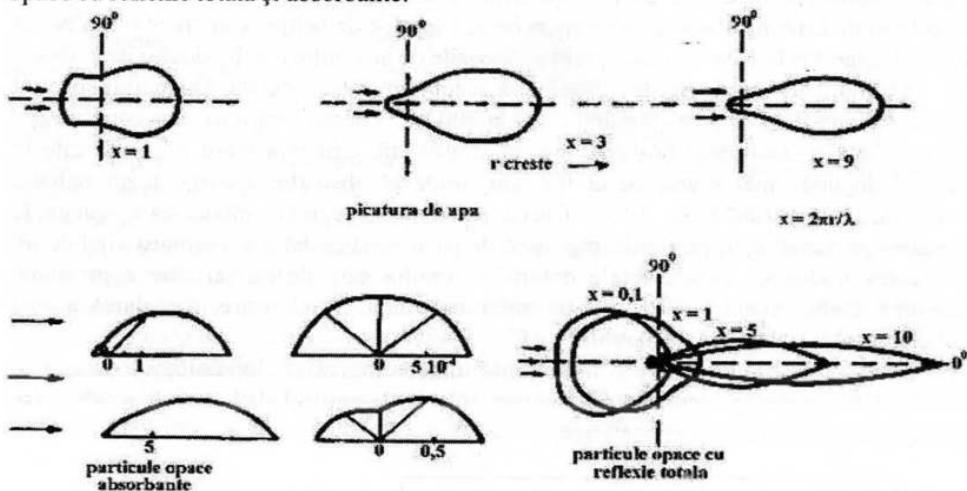


Fig. 3.13. Diagramme de difuzie

Vaporii de apă, ozonul, dioxidul de carbon și oxigenul sunt principalele gaze absorbante din spectrul solar. Absorbția ozonului se obține în benzile ultraviolet și vizibil ale spectrului radiației solare, în timp ce banda de absorbție pentru cei mai mulți vaporii de apă și dioxidul de carbon are loc în zonele spectrale infraroșu-apropiat și roșu. În plus, oxigenul are benzi înguste de absorbție în regiunea spectrală vizibil. Influența acestor specii atmosferice se poate observa din figura 3.14. Figura prezintă iradianța spectrală directă și difuză modelată pentru înălțimea solară de 60° în condiții de cer senin, presupunând o masă de ozon de 0,3 cm, o cantitate de apă precipitabilă de 2,0 cm și drumul optic al aerosolului 0,15.

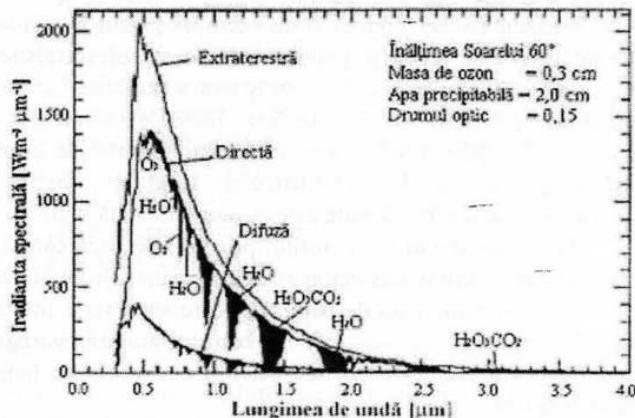


Fig. 3.14. Iradianța spectrală directă și difuză

Curba superioară reprezintă spectrul extraterestru. Urmează apoi distribuția iradianței spectrale, presupunând extincția pe molecule, gaze și atenuarea aerosolului. În spectru iradianței directe se observă benzile de absorbție datorită vaporilor de apă și dioxidului de carbon. Absorbția pe vapori de apă are loc de la aproximativ 690 nm pe tot spectrul solar. De la 1500 nm sunt prezente benzile de absorbție ale dioxidului de carbon.

Ozonul prezintă o variație pronunțată sezonieră și latitudinală. Domeniul spectral se întinde între 0,2 și 0,5 cm sau de la 200 la 500 UD (unități Dobson) cu o concentrație maximă la aproximativ 23 km înălțime, în stratosferă. Cea mai mare influență este la lungimi de undă mai scurte decât 0,3 μm , unde el absoarbe aproape toată radiația incidentă, și în vizibil (Fig. 3.15.). Curba punctată reprezintă radiația care ajunge la suprafața pământului iar porțiunea îngroșată de pe această curbă este regiunea vizibilului. Reducerea iradianței directe totale datorită ozonului este de numai câteva procente. Deasupra curbei punctate este trasată curba iradianței extraterestre. Simularea a fost realizată pentru o înălțime a Soarelui de 45°.

Aerosolul atmosferic are o importanță meteorologică și climatologică deosebită, datorită marii varietăți a concentrațiilor particulelor de aerosol, lichide sau solide, care sunt implicate în procesele atmosferice.

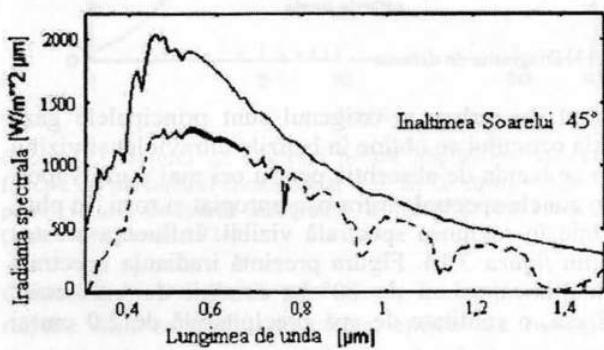


Fig. 3.15. Iradianța spectrală în prezența ozonului

Aerosolul solid, cum ar fi de exemplu praful industrial, constă din particule foarte neregulate și este puternic polidispers. Aceste caracteristici ale aerosolului fac dificilă aplicarea metodelor optice de împărțire a radiației luminoase în studiile proceselor în care este implicat aerosolul atmosferic. Totuși, rezultatele studiilor legate de comportarea optică a aerosolului arată că valoarea coeficientului de împărțire este proporțională cu concentrația de aerosol și că particulele gigant au o astfel de configurație încât energia radiației luminoase împărțiate este puternic dirijată înainte.

ACESTE constatări pot constitui principii pe baza cărora se pot construi instrumentele optice de putere pentru măsurători zilnice ale parametrilor optici ai aerosolului.

Cel mai simplu set de parametri care să descrie interacția directă a particulelor de aerosol cu radiația solară include aşa cum s-a arătat în paragraful precedent, drumul optic, albedoul și parametrii de simetrie, toți ca funcții de lungimea de undă din domeniul radiației solare.

Drumul optic al aerosolului este integrala verticală a coeficientului de extincție. Coeficientul de extincție și componentele sale sunt deseori aproximate ca fiind proporționale cu o putere a lungimii de undă, λ^a unde a este exponentul āngstrom. În ceea ce privește impactul aerosolului asupra radiației solare directe rezultatul modelării se observă în figura 3.16. Curba superioară reprezintă constanta solară. Ariile hașurate arată impactul aerosolului pentru domeniul drumului optic natural cu valori între 0,1 și 0,5. Dependența de lungimea de undă este vizibilă. Prin comparație cu absorbția gazelor, particulele de aerosol au un impact asupra întregului spectru solar și deci nici-o bandă de absorbție selectivă. Deoarece reducerea radiației solare directe totale, la suprafață, datorită aerosolului este mare, în studiile de climat este nevoie să se țină seama de acest efect direct al aerosolului.

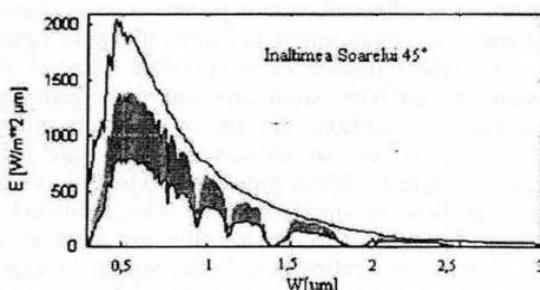


Fig. 3.16. Impactul aerosolului asupra iradianței spectrale

3.2.4. Radiația totală

Intensitatea radiației totale și proporția celor două radiații componente pot oscila în limite largi, în raport cu înălțimea Soarelui deasupra orizontului, transparenta aerului, nebulozitatea și latitudinea. Acțiunea acestor factori se exercită simultan și cu diferite intensități. Pe vreme senină mersul diurn prezintă un maxim în jurul amiezii. Puțin înainte de răsăritul Soarelui, radiația totală este redusă, fiind alcătuită numai din radiația difuză.

Creșterea unghiului de înălțime al Soarelui, după răsărit, determină intensificarea și apoi egalizarea radiației directe și difuze. Treptat, radiația directă depășește pe cea difuză, încât la $h_0 = 50^\circ$, participarea radiației difuze se reduce la 10–20% din radiația totală, datorită creșterii transparentei aerului. După amiaza, evoluția este în sens invers în raport cu radiația directă. Nebulozitatea parțială care nu acoperă discul solar, mărește radiația totală comparativ cu cerul senin; cerul complet acoperit dimpotrivă o reduce. În medie, nebulozitatea slăbește radiația totală. Mersul anual al valorilor lunare ale radiației totale depinde esențial de mersul anual al nebulozității medii. Astfel, radiația totală maximă apare la sfârșitul lunii iulie. Sub influența latitudinii, valorile zilnice și anuale cresc treptat spre ecuator. În aceeași măsură și repartitia în timpul anului a valorilor este mai uniformă. Excepție fac regiunile polare. În Arctică, în unele luni, valorile sunt mai mari decât în regiunile mai sudice. În Antarctica, în decembrie, radiația totală depășește de 1,5 ori valorile la aceleași latitudini din Arctică. Cauza este uscăciunea mare a aerului, altitudinea mare a continentului și albedoul ridicat al suprafeței înzăpezite care intensifică radiația difuză.

3.2.5. Reflexia radiației solare. Albedoul

Energia solară care pătrunde în atmosferă se întoarce în spațiu din sistemul Pământ în două moduri: *reflexie* și *emisie*. O parte din energia solară care intră în sistemul

Pământ este reflectată înapoi în spațiu la aceleași lungimi de undă cu care a intrat. Radiația reflectată la suprafața Pământului și în atmosferă se numește *radiația reflectată*.

Energia reflectată de o suprafață oarecare depinde de proprietățile și starea de agregare a suprafeței. Dacă suprafața de reflexie este mată sau are structură neregulată (rugoasă), fiind alcătuită din numeroase fațete orientate diferit față de radiația incidentă, reflexia este difuză, iar radiația reflectată este îndreptată în toate direcțiile. În natură predomină *reflexia difuză*, suprafețele netede și lucioase, de mai mare întindere fiind destul de reduse. Toate radiațiile spectrului solar, indiferent de lungimea de undă sunt reflectate în mod egal fără să suporte vreo transformare, fiind deviate de la direcția lor de propagare.

Intensitatea reflexiei radiației solare se exprimă în calorii pe cm^2 de suprafață orizontală, orientată spre suprafața terestră și pe minut ($\text{cal}/\text{cm}^2 \cdot \text{min}$).

Capacitatea de reflexie a suprafeței se caracterizează printr-o mărime numită *albedo* (α)

Diferența până la 1, respectiv 100%, reprezintă radiația absorbită la suprafață. Astfel, mărimea $\alpha = 1 - \alpha$ reprezintă coeficientul de absorbție al suprafeței. Albedoul suprafeței depinde de: natura, gradul de rugozitate și culoarea corpurilor care o alcătuiesc. Suprafețe netede, lucioase și de culoare deschisă reflectă mai puternic radiația solară, decât cele cu asperități, sau de culoare închisă. Suprafețele umede, având o capacitate de absorbție mai mare, reflectă mai slab decât cele uscate.

Diferitele componente ale sistemului Pământ au albedouri diferite.

De exemplu, suprafețele oceanelor și pădurilor au un albedo redus, adică ele reflectă numai o mică parte din energia solară. Deșerturile, gheata și norii au un albedou ridicat, adică reflectă mult mai mult radiația solară.

Deasupra întregii suprafețe a Pământului, aproape 30% din radiația solară incidentă este reflectată. Deoarece norul de obicei are un albedo mai ridicat decât suprafața de sub el, reflectă mai multă radiație solară directă înapoi în spațiul extraterestru decât ar reflecta suprafața în absența norilor, există o energie solară mai redusă disponibilă pentru încălzirea suprafeței și atmosferei.

Astfel, acest *forcing al albedoului norului*倾de să determine o răcire sau un *forcing negativ* al climatului Pământului. Dar despre *forcing*¹ vom vorbi în paragraful cu același nume.

Tabel 3.2

Albedoul suprafețelor de natură diferită

Natura suprafeței	Albedoul (%)
Zăpadă proaspătă, uscată	80–98%
Zăpadă curată, umedă	60–70%
Gheata marină	30–40%
Nori	50–80%
Nisipuri	30–40%
Stepă uscată	20–30%
Pajiște verde	26%
Pajiște uscată	19%
Humus	26%
Arături umede	5–15%

¹ forcing, cuvânt din l. engleză care exprimă o constrângere datorată unui complex de factori care acionează, de regulă, din exteriorul unui sistem.

Albedoul depinde și de unghiul de înclinare al radiației solare incidente. Valorile albedoului prezintă modificări în timpul zilei în funcție de variația unghiului de înălțime a Soarelui.

Pentru o înălțime mai mică a Soarelui deasupra orizontului reflexia difuză a razelor este mai intensă decât atunci când înălțimea se apropie de 90° . Astfel albedoul are valori mai mari dinspre și spre apusul Soarelui. Albedoul integral (pentru tot spectrul radiației incidente) al Pământului, luat ca planetă, poate fi exprimat ca suma termenilor: $\alpha = \alpha_p + \alpha_A + \alpha_0$ cu:

α_p albedoul suprafetei Pământului,

α_A albedoul atmosferei și α_0 albedoul norilor

Valoarea lui $\alpha = 40\%$ cea mai mare contribuție având-o α_0 (75%)

- *Albedoul suprafetei pământului* este determinat de compozitia minerală a solului și prin acoperirea cu vegetație. Distribuția unghiulară a radiației reflectate depinde de structura suprafetei. Există suprafete care reflectă radiația aproape izotrop.

S-a observat că nisipul deșertului împrăștie mult mai multă radiație înapoi. Lutul închis la culoare dimpotrivă, are reflexia maximă directă (înainte) și din cauză că este format din particule foarte fine de praf, se comportă mai mult ca o oglindă, în special pentru lungimi de undă mari. Bitumul de asemenea, prezintă reflexie maximă pentru direcția înainte. Cu creșterea lungimii de undă structura spectrului de reflexie în infraroșu de lungimi mari de undă este mai complexă din cauză că devin importante benzile de absorbție ale mineralelor individuale (tabel 3.2 și figura 3.15).

Distribuția spectrală a radiației de undă scurtă reflectată depinde de compozitia chimică a suprafetei și de umiditate. În general solul reflectă mai puțin la lungimi de undă scurte decât în infraroșu apropiat. Aceasta parțial, datorită dimensiunilor grăunțelor solului. Undele scurte pot fi mai ușor absorbite în cavitățile dintre particule decât lungimile de undă mari. Umezeala reduce reflexia datorită absorbției.

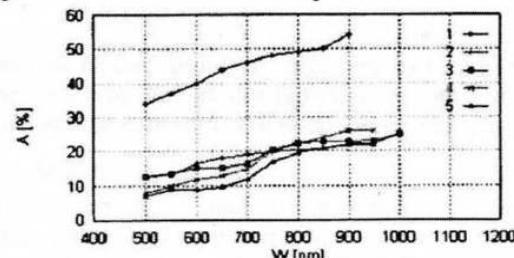


Fig. 3.17. Albedoul spectral pentru căteva tipuri de sol; 1 - nisip alb, 2 - asfalt, 3 - beton, 4 - șosea uscată, 5 - șosea umedă.

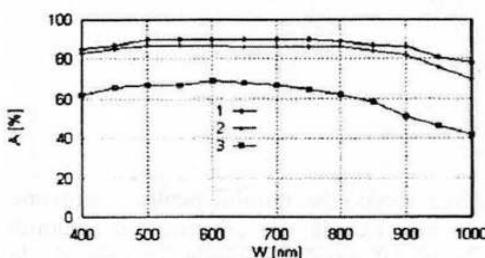


Fig. 3.18. Albedoul spectral pentru trei tipuri de zapadă: 1 - ninsoare proaspătă uscată; 2 - ninsoare proaspătă umedă; 3 - ninsoare umedă

Figura 3.17 arată albedoul spectral pentru diferite tipuri de suprafete. Cum era de așteptat, nisipul alb are cea mai ridicată valoare a albedoului suprafetei comparativ cu alte suprafete.

- *Albedoul suprafetelor acoperite cu zăpadă și gheăță*, depinde de prospețimea depozitelor de zăpadă, conținutul de apă lichidă și structura zapezii.

În figura 3.18 este reprezentat albedoul spectral pentru trei tipuri de zăpadă. Pe întreg domeniul infraroșu

apropiat există o descreștere până la $2,7 \mu\text{m}$. După această lungime de undă, radiația este aproape complet absorbită.

În spectrul de reflexie al gheții benzile de absorbție se pot ușor detecta. Ele sunt prezente la $1,5 \mu\text{m}$ și $2,0 \mu\text{m}$ fiind astfel deplasate către lungimi mari de undă în raport cu benzile vaporilor de apă și a apei lichide. Pentru suprafetele de gheață efectele optice depind de structura gheții.

- *Albedoul norilor*

Albedoul norului este o măsură a reflectivității unui nor – valori mai ridicate înseamnă ca norul blochează mai multă radiație solară.

Albedoul norului variază de la mai puțin de 10% la mai mult decât 90% din radiația solară incidentă și depinde de dimensiunile particulelor de nor, conținutul de apă lichidă, conținutul de vaporii de apă, grosimea norului și de unghiul zenital al soarelui. Picăturile de nor mai mici și conținutul de apă ridicat determină un albedou al norului mai mare, dacă ceilalți factori se mențin aceiași.

O expresie analitică aproximativă a coeficientului de reflexie al unui nor neabsorbant, omogen orizontal, este:

$$R_{CT} = \frac{\beta(\mu_0) \frac{\delta_c}{\mu_0}}{1 + \beta(\mu_0) \frac{\delta_c}{\mu_0}} \quad 3.22$$

unde μ_0 este cosinusul unghiului zenital al soarelui, $\beta(\mu_0)$ este fracțiunea din lumina solară incidentă norului sub unghiul μ_0 care este împărțită ascendent după direcția de difuzie uni-particulă, iar δ_c este grosimea optică a norului:

$$\delta_c = \pi r_c^2 Q_{ext} N z_c \quad 3.23$$

unde z_c este grosimea norului, r_c este raza efectivă a picăturii, iar Q_{ext} este eficiența de extincție medie. Pentru picăturile de nor de rază mult mai mare decât lungimea de undă a luminii vizibile, Q_{ext} poate fi aproximată printr-o constantă, $Q_{ext} \approx 2$. Fracțiunea din radiația difuzată în sus, β , este o funcție ce variază slab cu μ_0 și δ_c .

Pentru a examina modificarea albedoului R_{CT} datorată variației numărului de particule de nor N , ținem seama de legătura dintre conținutul de apă lichidă din nor, L ,

$$\text{raza efectivă și numărul de particule: } L = \frac{4}{3} \pi r_c^3 N,$$

Ca urmare, grosimea optică devine:

$$\delta_c = \pi Q_{ext} z_c \left(\frac{3L}{4\pi} \right)^{2/3} N^{1/3} \quad 3.24$$

Ecuatiile (3.22) și (3.24) permit calcularea albedoului norului pentru o grosime fizică a norului dată, pentru un conținut de apă lichidă dat și pentru o anumită concentrație a picăturilor de nor. Albedoul la vârful norului depinde, în special, de variația lui N , când $0,3 \leq R_{CT} \leq 0,7$. În acest domeniu, o creștere a lui N de 1% conduce la o creștere a lui R_{CT} de aproximativ 8×10^{-4} .

3.3. RADIAȚIA TERESTRĂ

Sistemul Pământ–Atmosferă reflectă aproximativ 30% din radiația solară la limita superioară a atmosferei și absoarbe restul. Absorbția și împrăștierea radiației solare au loc în atmosferă.

O mare parte din radiația solară incidentă este absorbită și de suprafața Pământului, care este aproximativ 70% apă și 30% uscat. Pentru o perioadă climatologică, de exemplu un an sau mai mult, nu există o modificare semnificativă în temperaturile globale ale Pământului. Aceasta înseamnă că energia radiantă emisă de la Soare și absorbită de sistemul Atmosferă–Pământ va fi retransmisă în spațiu, așa încât să poată fi menținută o stare de echilibru energetic.

Pentru descrierea interacției atmosferei terestre cu radiația solară este necesară cunoașterea structurii atmosferei și compoziției acesteia. Toate gazele sunt responsabile în procesele de absorbție și de împrăștire a radiației solare, dar dintre ele CO_2 , vaporii de apă și O_3 sunt cele mai importante (Fig. 3.19).

Spectrele de absorbție datorită tranzițiilor electronice ale oxigenului, azotului și ozonului molecular și atomic, se obțin în principal în domeniul UV, în timp ce acelea datorită tranzițiilor de vibrație și rotație ale moleculelor triatomice ca apa, ozonul (O_3) și dioxidul de carbon (CO_2) se întind pe domeniul infraroșu. Cea mai mare parte din radiația UV este absorbită în atmosfera superioară de speciile de oxigen și azot. Cel mai important absorbant în infraroșul apropiat cum se observă și din figura 3.19, este reprezentat de vaporii de apă. CO_2 are de asemenea banda de absorbție în spectrul solar, banda de $2,7 \mu\text{m}$ fiind cea mai importantă. Banda de $4,3 \mu\text{m}$ este mai importantă în regiunea radiației termice decât în domeniul solar pentru că ea conține foarte puțină energie solară.

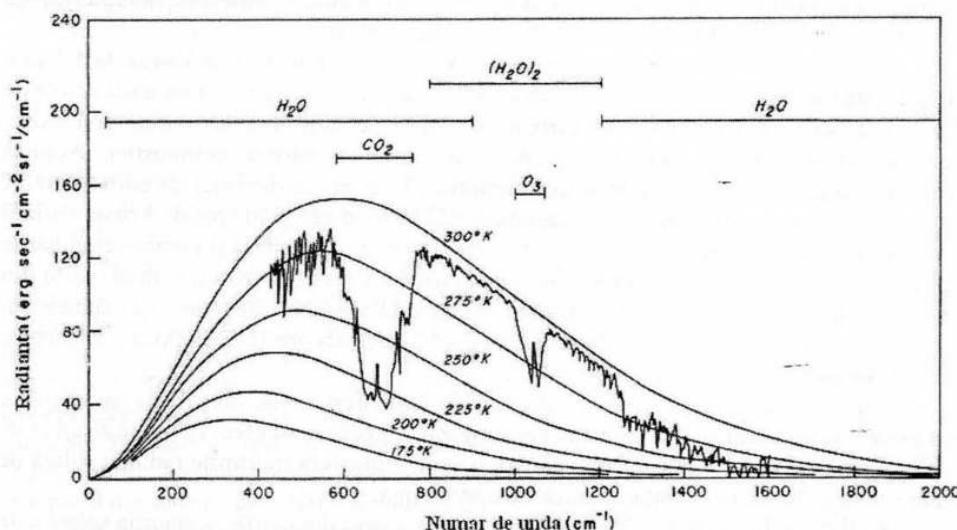


Fig. 3.19. Spectrul terestru infraroșu și diferitele benzi de absorbție (Liou 1980)

Particulele de aerosol, fie ele solide sau lichide, au de asemenea un rol foarte important în absorția și împrăștierea radiației solare direct, sau prin nori și precipitații. Încălzirea atmosferei de la soare prin absorția radiației este, în principal, generată de vaporii de apă (de menționat că norii joacă un rol esențial în încălzirea de la soare).

Ca și Soarele, Pământul emite radiație electromagnetică care acoperă toate frecvențele. Totuși, temperatura globală medie a sistemului Atmosferă–Pământ este mult mai mică, decât a fotosferei Soarelui. Dacă Pământul este considerat ca un corp negru, atunci foloind legea Ștefan–Boltzmann (cu $\sigma \approx 5.67 \cdot 10^{-1} \text{ mwcm}^{-2}\text{K}^{-4}$), temperatura lui este de 250K.

Distribuția spectrală a radiației emisă de un corp negru la diferite temperaturi din domeniul terestru este reprezentată în figura 3.19, în funcție de lungimea de undă. În această figură este de asemenea prezentat spectrul de emisie al atmosferei, măsurat cu IRIS (Infrared Interferometer Spectrometer) de la bordul satelitului Nimbus IV (Liou, 1980). Curba care îmbrăcă spectrul de emisie este foarte apropiată de spectrul emis de un corp negru cu o temperatură de 288 K, care este temperatura suprafeței Pământului. În mod clar, anumite domenii ale radiației infraroșii sunt marcate de absorția unor gaze din atmosferă. Dintre aceste gaze, dioxidul de carbon, vaporii de apă și ozonul sunt cei mai buni absorbanți.

Alți constituenți, cum sunt monoxidul de carbon, oxizii de azot și metanul care nu sunt prezenti în figurile 3.15 și 3.16 sunt absorbanți neimportanți, cu excepția cazurilor în care se consideră bilanțul de căldură Pământ–Atmosferă. CO₂ absoarbe radiația infraroșie în mod semnificativ în banda de 1,5 μm, de la 600 la 800 cm⁻¹. Această regiune spectrală corespunde de asemenea maximului intensității funcției Planck din domeniul numerelor de undă.

Vaporii de apă absorb în regiunea de 6,3 μm de la 1200 la 2000 cm⁻¹ și în banda de rotație (< 500cm⁻¹). Cu excepția ozonului care are o bandă de absorție în regiunea 9,6 μm, atmosfera este relativ transparentă de la 800 la 1200 cm⁻¹.

Această regiune se numește *fereastra atmosferei*. În plus față de banda de 1,5 μm, dioxidul de carbon mai are o bandă de absorție în domeniul lungimilor de undă scurte de 4,3 μm. Distribuția dioxidului de carbon este aproape uniformă în spațiu, deși există rezultate observaționale care indică creșterea continuă datorită combustiei. Această creștere a condus la ideea schimbărilor climatice. Deși nu ca dioxidul de carbon, totuși vaporii de apă și ozonul sunt foarte variabile atât în timp cât și în spațiu. Aceste variații sunt vitale pentru bilanțul radiativ al sistemului Pământ–Atmosferă și pentru schimbările climatice pe termen lung. Într-o atmosferă curată, fără nori și aerosol, o mare parte din energia solară ($\approx 50\%$) transmisă prin atmosferă este absorbită de suprafața pământului (Fig. 3.14). Energia emisă de la Pământ, din contră, este absorbită de dioxidul de carbon, vaporii de apă și de ozon (Fig 3.19).

Captarea radiației terestre de către gazele atmosferice este un proces caracteristic atmosferei și de aceea se numește *efect atmosferic*. Uneori acest efect se numește *efect de seră* pentru că, așa ca și sticla care acoperă o seră, atmosfera transmite radiație solară de undă scurtă și absoarbe radiația termică de undă-lungă.

Radiația solară este numită *radiație de undă scurtă* din cauză că energia solară este concentrată la lungimi de undă scurte cu maximul la aproximativ 0,5 μm.

Radiația termică de la atmosfera Pământului este cunoscută ca *radiație de undă lungă* din cauză că maximul energiei sale este pentru lungimi de undă mai lungi, la aproximativ 10 μm. Spectrele solar și infraroșu sunt separate în domenii spectrale deasupra și sub 4 μm și suprapunerea lor este relativ nesemnificativă. Această deosebire face posibilă tratarea celor două tipuri de transfer radiativ și funcțiile surse separat, simplificând astfel, problema transferului radiativ.

3.4. BILANȚUL RADIATIV PLANETAR

Pe Pământ, temperatura este astfel încât energia pe care planeta o emite este echilibrată de energia solară pe care ea o absoarbe. Energia generată în interiorul Pământului este atât de mică încât nu are efect sesizabil asupra temperaturii de la suprafață. Cel mai simplu model climatic determină temperatura terestră medie-globală prin punerea în ecuație a energiei solare absorbite și a energiei emise de Pământ.

3.4.1. Bilanț radiativ

Fluxul de energie de la Soare pe unitatea de arie, la distanța medie Soare–Pământ reprezintă constanta solară, $S = (1367 \pm 2) \text{ W m}^{-2}$.

Din această cantitate aproximativ 30% este reflectată de planetă. Fracțiunea reflectată este numită albedo planetar și este notat de obicei cu α .

Fluxurile de radiație de undă scurtă și respectiv undă lungă se scriu:

Fluxul energetic de la Soare care patrunde în atmosferă este: $E_{in} = S\pi r^2(1 - \alpha)$;

Fluxul de energie de undă lungă de la planetă este: $E_{ie} = 4\pi r^2\sigma T_e^4$ unde T_e este temperatura efectivă observată din spațiu.

Echilibrul energetic pentru planetă poate fi scris după cum urmează: energia solară absorbită este egală cu energia terestră emisă:

$$\frac{S}{4}(1 - \alpha) = \sigma T_e^4 \quad 3.26$$

cu T_e temperatura de emisie. Factorul 1/4 din ecuația (3.22) reprezintă raportul dintre aria care emite și aria suprafeței sferice a planetei.

Calculând T_e pentru $\alpha = 0,3$ se găsește valoarea 255 K, care este mai mică decât cea observată, de 288 K. Diferența dintre temperatura de emisie necesară pentru echilibrul energiei globale și temperatura reală se poate explica și prin *efectul de seră*. Întradevăr, prin efectul de seră atmosferic, energia terestră este împediată să treacă ușor de la suprafața Pământului prin atmosferă aproape opacă pentru această energie, cum se poate observa și din schema de bilanț din figura 3.20.

Fie o atmosferă reprezentată printr-un strat subțire care acoperă planeta. Acest strat

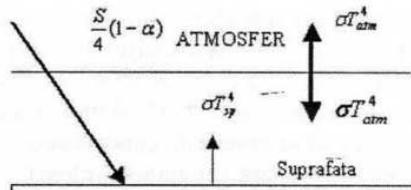


Fig. 3.20. Diagrama schematică a fluxurilor radiative globale medii când atmosfera este modelată ca un strat care este transparent la radiația solară și opac la radiația terestră.

aflat la aceeași temperatură absoarbe toată radiația emisă de suprafață și emite ca un corp negru la temperatura ei. Fluxurile termice sunt reprezentate în figura 3.21.

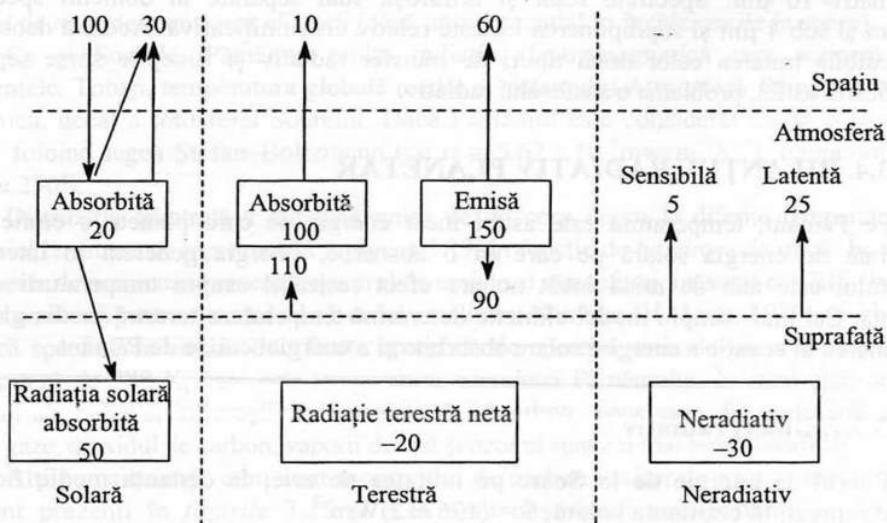


Fig. 3.21. Diagrama care arată schimburile radiative și neradiative dintre suprafață, atmosferă și spațiu. Unitățile sunt procente din insolația medie globală ($100\% = 342 \text{ Wm}^{-2}$)

Valorile numerice date pentru fluxurile energetice sunt procente din insolația globală medie la limita superioară a atmosferei (324 Wm^{-2}). Din energia solară disponibilă, la limita superioară a atmosferei, aproximativ 50% atinge suprafață și este absorbită acolo, 30% este reflectată și 20% este absorbită de atmosferă. În ciuda transmisiei eficiente a energiei solare prin atmosferă, aproape de două ori mai multă energie atinge suprafață sub formă de radiație de la atmosferă decât de la Soare. Atmosfera este un emitor efectiv de energie și emite 50% mai multă energie sub formă de radiație terestră decât absoarbe. Atmosfera pierde aproximativ 30% unități de energie (aproximativ 103 Wm^{-2}) în mod continuu prin fluxuri radiative, în timp ce suprafața Pământului câștigă o cantitate egală.

Dezechilibrul radiativ este contrabalanșat prin fluxul neradiativ de la suprafața Pământului la atmosferă. Din cele 30 unități de flux ne-radiativ de la suprafață, 25 unități sunt justificate de transportul căldurii latente. Când apă care este evaporată de la suprafață, datorită energiei solare condensează și precipită, căldura latentă de evaporare este eliberată în atmosferă. Astfel, fluxul vertical de căldură determină convecția din atmosferă și se manifestă concomitent cu efectul de seră. Din cauză că o fracțiune mare din energia solară reținută de planetă este absorbită la suprafață, încălzirea continuă determină aer mai puțin dens în apropierea suprafetei. Aerul încălzit se ridică și este înlocuit cu aerul care fusese răcit în troposfera superioară. Acest schimb vertical păstrează troposfera bine amestecată și dirijează un ciclu hidrologic în care apă este în mod continuu circulată între oceane, atmosferă și uscat.

Circulația aerului și a apelor este vitală pentru cele mai multe forme de viață care au evoluat pe Pământ. În medie, există un exces de radiație tropicală și un deficit la latitudinile medii și înalte. Astfel, va exista un transport de energie către poli pentru a echilibra surplusul și deficitul de energie (Fig. 3.22).

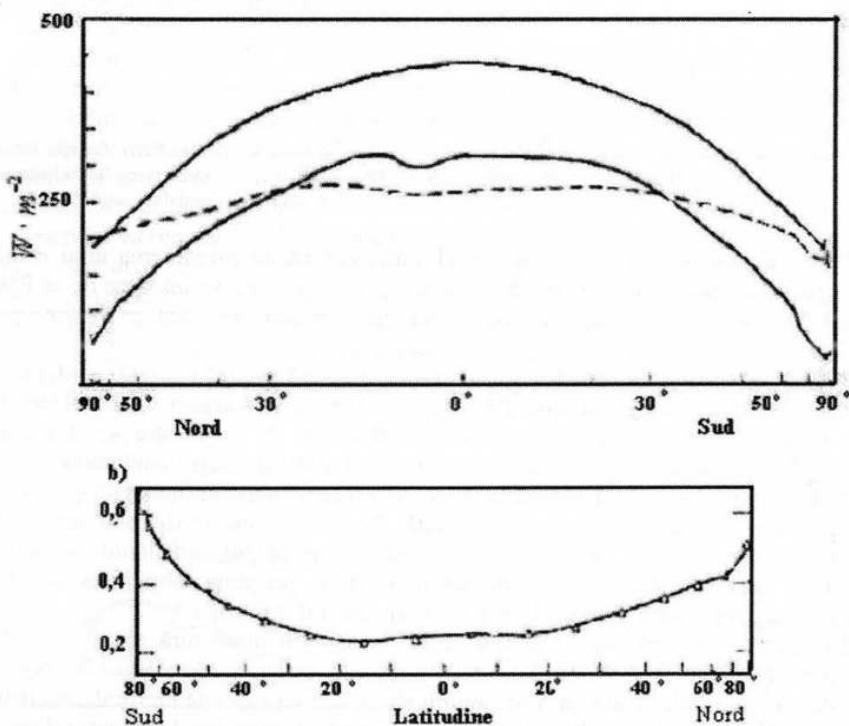


Fig. 3.22. a) Bilanțul radiativ al Pământului în funcție de latitudine; curba superioară reprezintă fluxul mediu de energie solară care atinge limita superioară a atmosferei; curba continuă inferioară reprezintă cantitatea medie de energie absorbită iar curba întreruptă reprezintă energia medie a radiației emergente (care părăsește sistemul atmosferă-pământ; b) albedoul planetar obținut din date satelitare (Vonder Haar și Soumi, 1971)

Schimbul de energie în sistemul pământ-atmosferă implică un număr de mecanisme ale căror transfer radiativ reprezintă numai o componentă a bilanțului total de energie. Pentru suprafața Pământului și atmosferă, bilanțul radiativ comun este pozitiv de la ecuator la latitudinea de 38° și negativ în rest (Houghton 1954). Mișcările convective din atmosferă sunt responsabile pentru redistribuirea căldurii din regiunile ecuatoriale către cele polare și de la suprafață spre înălțimi. Întrucât latitudinile joase nu sunt uniform încălzite, iar latitudinile înalte nu sunt uniform răcite are loc o advecție orizontală de energie (Fig. 3.23).

Advecția se realizează prin sistemele de vânt din atmosferă și prin sistemele curenților oceanici.

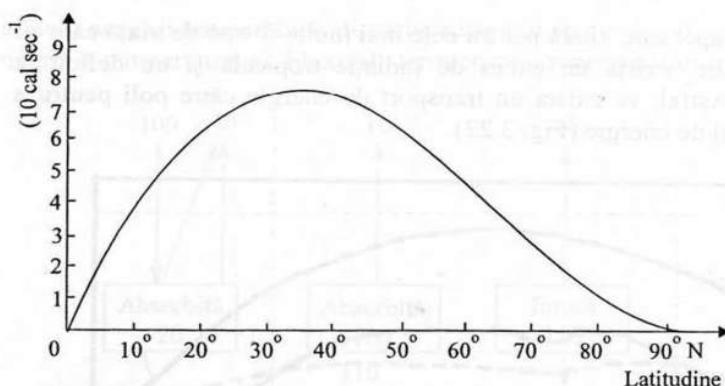


Fig. 3.23. Variația bilanțului radiativ cu latitudinea pentru emisfera nordică

Procesele care au loc în sistemul climatic determină menținerea unui echilibru între energia care ajunge la Pământ de la Soare și energia care se întoarce de la Pământ spre spațiu extraterestru. Componentele sistemului pământ care sunt importante pentru bilanțul radiativ sunt: suprafața planetei, atmosfera și norii.

Aerul curat este foarte transparent la radiația solară de undă scurtă incidentă și ca urmare o transmite către suprafața Pământului. Totuși, o fracțiune semnificativă din radiația de undă lungă emisă de suprafață este absorbită de gazele din aer. Ca urmare, aerul se încălzește radiază energie atât în spațiu cât și spre suprafața Pământului.

Energia emisă înapoi la suprafață determină încăzirea ei suplimentară și ca urmare emisia suplimentară de energie de la suprafață. Acest efect de încalzire al aerului de la suprafață, numit *efect de seră atmosferic*, este în principal, rezultatul prezenței în atmosferă a vaporilor de apă dar este intensificat de prezența dioxidului de carbon, metanului și a altor gaze care absorb în domeniul spectral infraroșu.

La efectul de încălzire al aerului curat, norii din atmosferă ajută la medierea temperaturii Pamântului. Echilibrul dintre forcingurile contrare ale albedoului norului și efectul de seră al norului arată dacă un anumit tip de nor va suplimenta încăzirea naturală a aerului la suprafața Pământului sau va produce un efect de răcire. În următorul paragraf vom explica de ce norii înalti cirrus tend să intensifice încăzirea, în timp ce norii joși groși au efect opus. Efectul total al norilor este că suprafața Pamântului este mai rece decât ar fi dacă nu ar exista nori.

3.4.2. Forcinguri radiative

Într-o stare neperturbată, radiația solară incidentă netă mediată peste întreg globul pe o perioadă lungă de timp, trebuie să fie echilibrată de radiația infraroșie netă, de undă lungă care părăsește atmosfera.

Radiația infraroșie este absorbită de gazele cu efect de seră și de nori, menținând astfel suprafața la o temperatură mai ridicată decât ar fi în mod normal.

O schimbare în radiația medie netă la partea superioară a troposferei (la tropopauză), din cauza unei schimbări fie în radiația solară directă fie în cea de undă lungă, este definită ca un *forcing radiativ**. Acest forcing radiativ perturbă echilibrul

dintre radiația care intră și cea careiese din sistemul Pământ. În timp, climatul răspunde la perturbație ca să restabilească echilibrul radiativ. Un *forcing radiativ pozitiv* tinde în medie, să încălzească suprafața; un *forcing radiativ negativ* tinde în medie să răcească suprafața. Așadar, radiația solară nu este considerată un forcing radiativ, dar o variație în radiația solară incidentă este un forcing radiativ.

- *Forcingul radiativ* determinat de nori*

Când un nor absoarbe radiația de undă lungă emisă de suprafața Pământului, el reemite o parte din energie în spațiul extraterestru și o parte către suprafața Pamântului (Fig. 3.24). Intensitatea emisiei de la nor variază direct proporțional cu temperatura lui și depinde de asemenea, de mai mulți factori, cum ar fi grosimea norului și concentrația picăturilor de nor. Vârful norului este este în mod obișnuit mai rece decât suprafața Pamântului. Astfel, dacă un nor este considerat într-o atmosferă inițial fără nori, vârful rece al norului va reduce emisia de radiație de undă lungă în spațiu, și (neînținând seama de forcingul dat de albedoul norului), energia va fi captată sub vârful norului. Această captare de energie va crește temperatură suprafetei Pământului și a atmosferei până când emisia de radiație de undă lungă în spațiu echilibrează din nou radiația incidentă de undă scurtă absorbită. Acest proces este numit *forcingul efectului de seră al norului* și el tinde să determine o încălzire sau un *forcing pozitiv* în sistemul climatic.

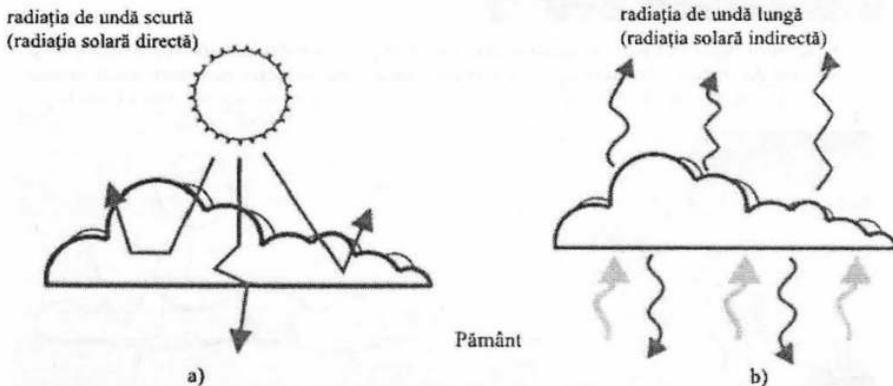


Fig. 3.24. Radiația de undă scurtă (radiația solară directă) este reflectată de nor întorcându-se în spațiu. Ca urmare albedoul mare al norului determină o răcire a Pământului (a). Radiația indirectă (de undă lungă), emisă de la suprafața terestră este absorbită și reemisă de nor. Săgețile mai groase indic valori mai mari ale energiei; ca urmare efectul de seră datorită prezenței norului predomină și tinde să determine o încălzire a Pământului

Norii înalți și subțiri, norii cirrus acționează în atmosferă în același mod ca aerul curat deoarece ei sunt foarte transparenti la radiația de undă scurtă (forcingul dat de albedoul norului este mic), dar ei absorb radiația de undă lungă. Ca și în aerul curat, norii

* *forcing radiativ* *cuvânt din l. engleză care semnifică o măsură a influenței pe care o are un anumit factor în perturbarea echilibrului dintre radiația care intră în sistemul Pământ și cea careiese în spațiu extraterestru; vezi și definiția generală a forcingului.

cirrus absorb radiația de la Pământ și apoi emit radiație de undă lungă, radiație infraroșie atât în spațiu cât și înapoi spre suprafața Pământului.

Deoarece norii cirrus sunt înalți și în consecință reci, energia radiată în spațiu este mai redusă decât dacă nu ar fi nori (forcingul dat de efectul de seră al norului este mare).

Nori înalți (grupuri de nori cirrus) –
imagine din spațiu: 1 iulie 1993

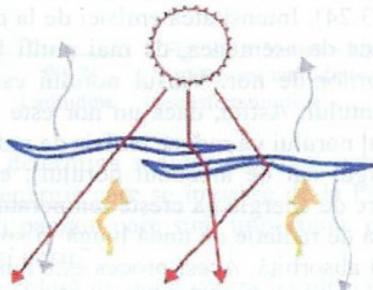
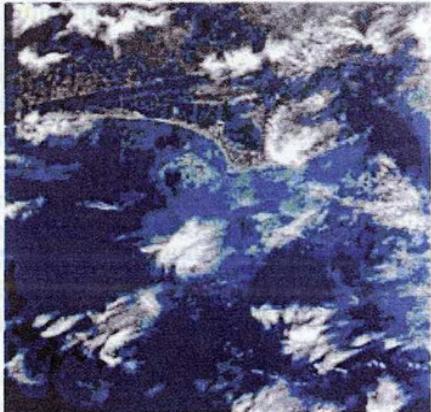
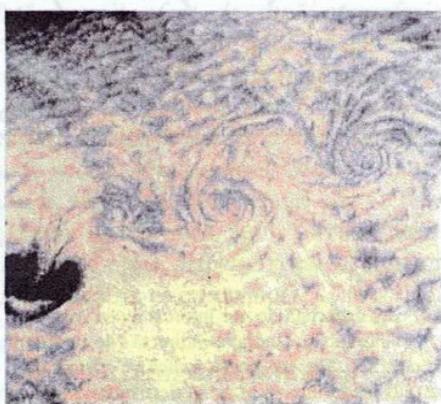


Fig. 3.25. Norii înalți de tip cirrus transmit cea mai mare parte din radiația solară incidentă și rețin o parte din radiația de undă lungă. Ca urmare efectul de seră este mai mare decât efectul albedoului și rezultă o încalzire a Pământului (<http://earthobservatory.nasa.gov/Library/Clouds/>)



Nori stratocumulus deasupra Oceanului Pacific
– imagine din spațiu din 1 august 1973

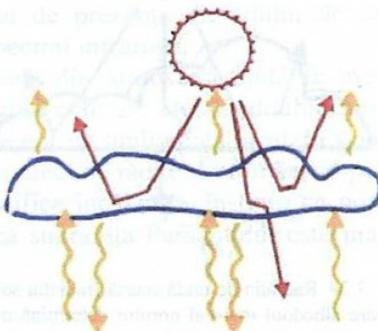


Fig. 3.26. Norii stratocumulus reflectă cea mai mare parte din radiația solară directă și reemit mare parte din radiația terestră (de undă lungă). Albedoul acestor nori este mai mare decât efectul de seră pe care-l produc și ca urmare prezența lor determină o răcire a Pământului. (<http://earthobservatory.nasa.gov/Library/Clouds/>)

Efectul norilor cirrus înalți și subțiri este ca urmare de intensificare a încălzirii atmosferei prin efectul de seră.

În contrast cu efectul de încălzire al norilor înalți, norii stratocumulus joși, acționează în sensul răciri sistemului Pământ. Deoarece norii joși sunt mult mai groși decât norii înalți, ei nu sunt transparenti, adică ei nu lasă multă energie solară să ajungă la suprafața Pământului. Dimpotrivă ei reflectă mult mai multă radiație solară înapoi, în spațiu (forcingul dat de albedoul norului este mare). Deși norii stratocumulus emit de asemenea radiație de undă lungă în spațiu extraterestru și către suprafața pământului, ei sunt în apropierea suprafeței și la aproape aceeași temperatură la suprafață. Astfel, ei radiază la aproape aceeași intensitate ca suprafață și nu afectează radiația infraroșie emisă în spațiu extraterestru (forcingul datorită efectului de seră al norilor la scară planetară este mic). Pe de altă parte, radiația de undă lungă emisă în jos de la baza norului tinde să încălzească suprafață și stratul subțire de aer dintre suprafață și nor, dar efectul net al acestor nori este să răcească suprafață.

Norii convectivi profunzi, exemplificați prin norii cumulonimbus, se deosebesc foarte mult de celelalte două categorii prezentate anterior. Un nor cumulonimbus poate avea câțiva kilometri grosime cu baza în apropierea solului și vârful care atinge în mod frecvent o înălțime de 10 km iar uneori mult mai mult.

Deoarece vârful norului cumulonimbus este la mare înălțime, energia radiată în spațiu este mai mică decât ar fi în absența norului (forcingul efectului de seră al norului este mare). Dar pentru că ei sunt foarte groși, reflectă mult din energia solară înapoi în spațiu (forcingul datorită albedoului norului este de asemenea mare). În consecință, per total, cele două forcinguri efectul de seră al norului și albedoul norului se compensează și ca urmare efectul cumulonimbusului este neutru: nici încălzire și nici răcire.



Norii cumulonimbus - imagine din spațiu (7 aprilie 1983)

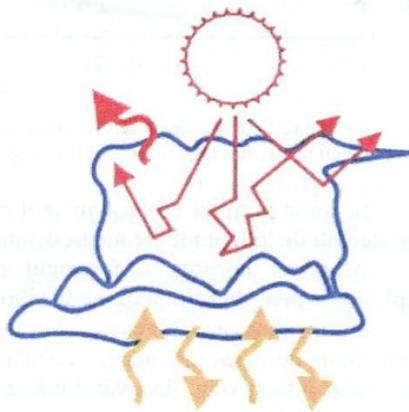


Fig. 3.27. Norii convectivi emisă puțină radiație de undă lungă și reflectă multă radiație de undă scurtă. Efectul de seră și albedoul sunt mari dar se anulează reciproc și în consecință nu rezultă nici răcire nici încălzire (<http://earthobservatory.nasa.gov/Library/Clouds/>)

Studiul norilor, unde apar, caracteristicile lor macro și microfizice, reprezintă cheia în înțelegerea schimbărilor climatice.

Statistica proprietăților norilor pentru diferite tipuri de nor și în diferite condiții climatice poate fi folosită pentru evaluarea parametrizării norului în modele regionale și globale. Boer and Ramanathan (1997) au dezvoltat un algoritm lagrangean de clasificare a norilor și l-au aplicat sistemelor de nori convectivi în Pacificul Tropical de Vest. Ei au găsit că pentru oceanul tropical sistemele de nori convectivi, norii cu aria mai mare decât $50 \text{ km} \times 50 \text{ km}$ (aproximativ rezoluția Modelelor de Circulație generală – GCM) reprezintă 95% din aria totală acoperită cu nori. Proprietățile radiative ale norilor, inclusiv albedoul norilor și temperatura de strălucire depind considerabil de scara spațială (Fig. 3.28).

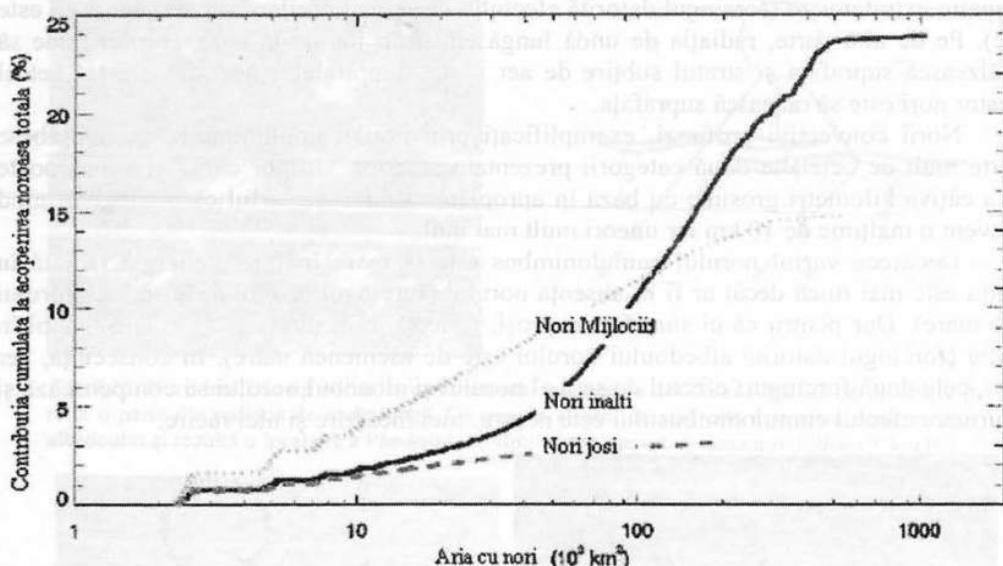


Fig. 3.28. Contribuția cumulată la fracțiunea totală a ariei noroase deasupra zonei analizate pentru norii înalți, medii și inferiori (joși) (după G. J. Zhang and V. Ramanathan, 1999)

În mod similar cu sistemele noroase oceanice, proprietățile radiative ale norilor continentali de la latitudinile medii depind de scara spațială.

Albedoul norilor, și forcingul radiativ de undă scurtă sunt comparabile ca amplitudine pentru norii înalți medii și joși.

Norii întinși au, în general, forcingul radiativ de undă lungă și scurtă (pe unitatea de suprafață noroasă) mai mare, exceptând norii înalți cu aria mai mare decât $2 \times 10^5 \text{ km}^2$. Nori înalți întinși s-au observat după-amiaza târziu când soarele era la un unghi zenital mare și astfel forcingul radiativ de undă scurtă este mare.

Forcingul radiativ total de undă lungă este de aproximativ 28 W/m^2 , din care 22 W/m^2 este pentru norii înalți. Aproape 90% din forcingul radiativ de undă lungă al norului pentru norii înalți vine de la norii cu o suprafață mai mare decât $4 \times 10^4 \text{ km}^2$.

Contribuția la forcingul radiativ de undă scurtă al norului pentru diferite tipuri de nori este similară din punct de vedere calitativ. Forcingul radiativ total de undă scurtă de la toate tipurile de nori și de scări spațiale este de aproximativ -29 W/m^2 , comparabil ca mărime cu forcingul radiativ total de undă lungă al norului.

Dependența puternică a forcingului radiativ al norului de scara spațială pentru unitatea de suprafață a norului implică, că pentru aceeași cantitate de masă noroasă, dacă ea este compusă din nori mici, proprietățile radiative care includ forcingul radiativ al norului ar trebui să fie foarte diferite față de cele ale norilor mari.

De aceea, scara norului este un parametru foarte important în calculul radiației norului, și ar trebui introdusă în parametrizarea norului.

Forcingul radiativ al norului observat este dominat de sistemele noroase mari. Caracteristicile scalare pentru forcingul radiativ al norului sunt similare cu acelea pentru nebulozitate (acoperirea cu nori). Cei care contribuie în mod major la forcingul radiativ al norului sunt norii adânci cu o suprafață între $4 \times 10^4 \text{ km}^2$ și $4 \times 10^5 \text{ km}^2$. Norii medii contribuie cu aproape 20% la forcingul radiativ total de undă lungă și scurtă al norului. Datorită cantității reduse de nori joși și temperaturii effective ridicate, forcingul radiativ al norilor joși este nesemnificativ.

• *Forcingul radiativ al aerosolului*

Când se vorbește de rolul aerosolului în modificările climatice se adoptă punctul de vedere determinist, prin specificarea oricărei variații în conținutul de aerosol al atmosferei ca o influență externă asupra stării climatice.

Spre deosebire de gazele cu efect de seră, care determină un forcing radiativ pozitiv, aerosolul în general determină un forcing radiativ negativ.

De exemplu, o creștere în concentrație a CO₂ din atmosferă conduce la o reducere de radiație infraroșie și deci la un forcing radiativ pozitiv. În cazul dublării concentrației preindustriale de dioxid de carbon, în absența oricărei alte schimbări, efectul radiativ mediu global ar fi de 4 Wm^{-2} . Pentru a restabili echilibrul, temperatura troposferei și a suprafeței trebuie să crească, producând o creștere a radiației care părăsește atmosfera. Dublarea concentrației de dioxid de carbon determină o creștere a temperaturii de echilibru la suprafață de 1°C, dacă ceilalți factori (norii, conținutul de apă din troposferă, aerosolul) se păstrează constanți.

Aerosolul prezent în atmosferă afectează echilibrul radiativ al sistemului, direct și indirect pe mai multe căi. Efectul radiativ direct apare datorită faptului că particulele de aerosol împărțesc și absorb radiația solară directă, radiația solară reflectată de la suprafața Pământului și de asemenea, radiația terestră. Acest proces implică o redistribuire a energiei radiației solare și de la pământ în atmosferă și determină încălzirea sau răcirea atmosferei, depinzând de proprietățile optice relevante și de distribuția spațială a particulelor de aerosol.

Influența indirectă cea mai importantă a particulelor de aerosol asupra echilibrului radiativ este prin efectul lor asupra norilor. Acțiunea particulelor de aerosol ca nuclee de condensare și de înghețare, și ca centrii de coalescență, afectează puternic formarea, timpul de viață și proprietățile optice ale norilor și ca urmare, transferul radiativ într-o atmosferă noroasă, atât la lungimi de undă solare cât și terestre. Particulele de aerosol pot fi găsite de asemenea, în sau printre hidrometeori, fie în soluție în picături fie în suspensie și pot determina schimbări în albedoul norului. Un alt efect poate fi cel de inducere a unor modificări în stabilitatea hidrostatică a coloanei de aer care la rândul ei afectează formarea norilor.

Câteva din influențele menționate mai sus duc la o încălzire, în timp ce altele determină efecte de răcire. Absorbția pe particulele de aerosol determină o încălzire, indiferent dacă este vorba de absorbție de radiație de undă lungă sau de undă scurtă.

Împrăștirea înapoi în spațiu a radiației solare incidente determină un efect de răcire pentru sistemul atmosferă–pământ, iar reflexia radiației undă-lungă emisă de pământ determină o încălzire.

Diferitele efecte de încălzire și de răcire nu au loc independent, și relațiile dintre ele constituie mecanisme de feedback, despre care multe detalii nu sunt încă cunoscute.

Forcingul radiativ mediat global, a fost folosit să se compare efectul climatic potențial al diferitelor mecanisme de schimbare climatică (Fig. 3.30).

Contribuția individuală a gazelor cu efect de seră este cea mai importantă în efectul radiativ direct. Valorile negative ale forcingului în cazul aerosolului nu trebuie să fie privite neapărat ca o echilibrare a efectului radiativ al gazelor cu efect de seră din cauza incertitudinii în aplicabilitatea efectului radiativ global mediu în cazul speciilor distribuite neomogen cum sunt aerosolul și ozonul.

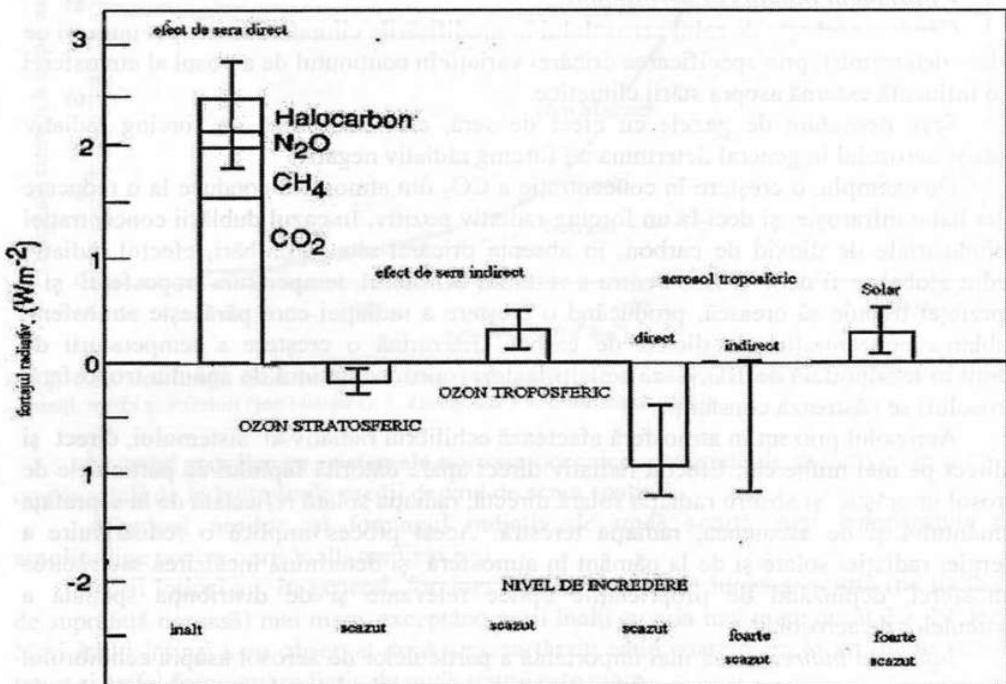


Fig. 3.30. Estimările forcingului radiativ mediat global datorită schimbărilor în concentrația gazelor cu efect de seră și aerosolului din perioada pre-industrială până în prezent și modificările în variabilitatea solară din 1850 până în prezent. Înălțimea dreptunghiurilor indică o estimare medie a forcingului în timp ce lungimea segmentelor reprezintă domeniul po și bil al valorilor. Este indicat de asemenea nivelul de incredere al estimărilor (IPCC, 1995).

Pentru cuantificarea efectului radiativ direct al aerosolului, este necesar să se cunoască proprietățile optice ale acestuia.

• *Forcingul direct.*

Forcingul mediu al radiației de unde scurte $\overline{\Delta F_R}$ rezultată dintr-o creștere a concentrației aerosolilor și poate fi exprimat sub forma:

$$\overline{\Delta F_R} = -\frac{1}{4} F_T (1 - A_C) \overline{\Delta R_a} \quad 3.27$$

unde $\frac{1}{4} F_T$ este fluxul radiativ mediu global de la partea superioară a atmosferei (TOA),

A_C este acoperirea cu nori (fracțiunea din nebulozitate), $\overline{\Delta R_a}$ este abaterea de la albedoul mediu planetar datorită creșterii concentrației aerosolului. Factorul $(1 - A_C)$ este introdus deoarece albedoul crește, în principal, în porțiunile planetei fără nebulozitate. Semnul $(-)$ ne arată că forcingul reprezintă o tendință de răcire. Pentru un aerosol optic subțire, cu proprietăți de împrăștiere a luminii (grosime optică $\delta_a \ll 1$), $\overline{\Delta R_a}$ este liniar cu grosimea optică, și poate fi reprezentată ca:

$$\overline{\Delta R_a} \cong RT^2 (1 - \overline{R_s})^2 \bar{\beta} \overline{\delta_a} \quad 3.28$$

unde T este fracțiunea din radiația incidentă transmisă prin stratul atmosferic de dinaintea stratului de aerosol (cea care nu este absorbită de vaporii de apă, transmitanță), $\overline{R_s}$ este albedoul mediu al suprafeței de dedesubt, $\bar{\beta}$ este fracțiunea de radiație împrăștiată în sus de către aerosol, iar $\overline{\delta_a}$ este grosimea optică medie a aerosolului. Combinarea ecuațiilor (3.27) și (3.28) conduce, pentru aerosolul sulfatic, la expresia pentru forcing:

$$\overline{\Delta F_R} \cong -\frac{1}{2} F_T T^2 (1 - A_c) (1 - \overline{R_s})^2 \bar{\beta} \overline{\delta_{S_4^{2-}}} \quad 3.29$$

Încărcatura de aerosol sulfatic, de exemplu, intră în această ecuație ca dependentă de extincția pe suprafață medie a coloanei.

$$\overline{\delta_{S_4^{2-}}} = \alpha_{S_4^{2-}} f(RH) \overline{B_{S_4^{2-}}} \quad 3.30$$

unde $\alpha_{SO_4^{2-}}$ este secțiunea transversală de difuzie molară a sulfatului la o umiditate relativă de referință scăzută (30%), care în regiunile industriale are o valoare aproape universală de aproximativ $500 \text{ m}^2 \text{ mol}^{-1}$ (aproximativ 5 m^2 pe gram de SO_4^{2-}), iar $f(RH)$ se ia în considerare pentru o creștere relativă a împrăștierii datorată creșterii mărimii particulei, asociată cu depunerile aluvionale hidroscopice ce apar odată cu creșterea umidității.

Încărcatura de sulfat este legată de parametrii ce implică surse de aerosol și de acei parametri ce se referă la îndepărțarea aerosolului atmosferic:

$$\overline{B_{SO_4^{2-}}} = \frac{Q_{SO_2} Y_{SO_4^{2-}} + \tau_{SO_4^{2-}}}{A} \quad 3.31$$

unde Q_{SO_2} (în moli de S pe an) este sursa puternică de SO_2 antropic, $Y_{SO_4^{2-}}$ este fractiunea cedată din SO_2 -ul emis, care reacționează pentru a produce aerosolul SO_4^{2-} , $\tau_{SO_4^{2-}}$ (ani) este timpul de viață al sulfatului în atmosferă sau în regiunea geografică luată în considerație, iar A este aria regiunii geografice în care se presupune a fi aerosolul, de exemplu, întregul Pământ, emisfera nordică sau o regiune mai mică.

Valori rezonabile ale parametrilor din ecuațiile (3.27–3.31) (tabelul 1), care iau în considerare distribuția geografică a nebulozității și a albedoului suprafeței, plasează forcingul radiativ direct mediu global datorat aerosolilor sulfatici la -1 Wm^{-2} , cu un factor de incertitudine de 2. Această valoare este comparabilă în mărime cu forcingul atribuit unei creșteri a concentrației CO_2 de aproximativ 25% față de valoarea din era preindustrială. În ciuda unei incertitudini considerabile cu privire la parametrii de intrare și asupra estimării forcingului, calculul servește la stabilirea semnificației forcingului aerosolului direct. În centrul acestei concepții se află separarea forcingului aerosolilor sulfatici antropici de cea produsă de ceilalți aerosoli antropici sau de cea produsă de totalitatea aerosolului troposferic. Această separare presupune că forcingul sulfatilor este proporțională cu concentrația sulfatilor antropici. Deoarece mai mult de 90% din SO_2 -ul antropic este emis în emisfera nordică (NH), forcingul rezultat este predominant în emisfera nordică, cu o valoare aproape dublă față de valoarea medie globală.

Tabelul 3.3

**Evaluarea forcingului radiativ direct mediu global pentru sulfatul antropic
(Bară dublă indică evaluare de la mărurile fizice corespunzătoare) (IPCC 1994)**

Mărime fizică	Valoare	Unități	Eroare relativă (%)
Q_{SO_2}	90×10^{12}	G de sulf pe an	15
	$2,8 \times 10^{12}$	Mol de sulf pe an	
$Y_{SO_4^{2-}}$	0,4		50
$\tau_{SO_4^{2-}}$	0,02	an	50
A	5×10^{14}	m^2	
$B_{SO_4^{2-}}$	$4,6 \times 10^{-5}$	$(g SO_4^{2-}) m^{-2}$	
$\alpha_{SO_4^{2-}}$	$4,8 \times 10^{-5}$	$mol m^{-2}$	
	5	$m^2 (g SO_4^{2-})^{-1}$	40
	$4,8 \times 10^2$	$m^2 mol^{-1}$	
$f(RH)$			
$\delta_{SO_4^{2-}}$	1,7		20
	0,04		
F_T			
T	1370	Wm^{-2}	
$1-A_c$	0,76		20
	0,4		10
$1-R_s$	0,85		10
$\bar{\beta}$	0,29		25
ΔF_R	-1,3	Wm^{-2}	

Calcule mai elaborate, atât pentru o distribuție presupusă a extincției ce depinde de latitudine, dar este invariantă cu longitudinea, cât și pentru variația spațială a concentrației sulfatilor, arată forcinguri similare cu cele din modelul mediu global de mai sus. Calculele cu privire la bilanțul energiei regionale ne arată, de asemenea, că, deși forcingul datorat sulfatului antropic este distribuit în general de-a lungul emisferei nordice, forcingul radiativ variază considerabil cu locul.

• *Forcingul radiativ indirect.*

Considerăm că perturbarea albedoului de la suprafața norului, R_{CT} , datorată unei creșteri a concentrației numărului de picături N , în ipoteza că fracțiunea de apă lichidă conținută în volumul total, L , nu este schimbată de perturbarea lui N . Orice creștere a lui L datorată inhibării precipitațiilor va crește perturbarea forcingului radiativ.

Forcingul radiativ mediu global ce ar rezulta dintr-o variație a albedoului de la suprafața norului pentru norii stratus marini și stratocumulus a fost evaluată de Charlson și alții (1992). Variația albedoului TOA (Top Atm.Albedo, adică albedoul la partea superioară a atmosferei) pentru o variație dată a albedoului de la partea superioară a norului ΔR_{CT} este:

$$\Delta R_{TOA} = 0,8 \Delta R_{CT} \quad 3.32$$

Dacă fracțiunea globului care este acoperită de nori marini stratiformi, A_{mst} , rămâne invariantă cu creșterea lui N , atunci variația albedoului mediu global este:

$$\Delta R_{GM} = A_{mst} \Delta R_{TOA} \quad 3.33$$

Variația rezultantă a forcingului radiativ solar este dată de variația albedoului mediu global, înmulțită cu fluxul radiativ mediu global de la partea superioară a atmosferei (TOA) ($1/4 F_T$):

$$\Delta F_C = -1/4 F_T \Delta R_{GM} \quad 3.34$$

Variația forcingului răspunde liniar la variația albedoului de la partea superioară a norului și, astfel, poate fi reprezentată ca o dependență liniară de $\log N$; o creștere globală uniformă a concentrației picături la 30% în norii marini stratus și stratocumulus va scădea forcingul mediu global al radiației de undă scurtă cu aproximativ 2 Wm^{-2} . Pornind de la premiza că, concentrațiile masice ale aerosolilor sulfatici care nu conțin sare de mare în locuri izolate din emisfera nordică le depășesc pe cele din emisfera sudică cu aproximativ 30%, și presupunând că variația relativă a lui N este aceeași cu variația relativă a concentrației masice, Schwartz a sugerat că perturbarea medie zilnică a forcingului radiativ al norului din emisfera nordică datorată sulfatilor antropici, este de aproximativ -2 Wm^{-2} . Pentru o creștere medie globală a lui N , presupusă de 15% (tabelul 3.4), variația medie globală calculată a forcingului radiației de undă scurtă de către nor este de aproximativ 1 Wm^{-2} . Evident, cea mai mare incertitudine în aceste estimări se referă la ordinul de creștere a concentrației de picături de nor, care are un factor de incertitudine de cel puțin 2. Forcinguri foarte mari, -10 Wm^{-2} sau chiar mai mari, ne așteptăm să apară în regiunile influențate direct de emisiile industriale, unde concentrația nucleilor de condensare (CCN) este de 5 ori mai mare sau chiar mai mult în comparație cu mediul nepoluat.

În ultimii zece, cînsprezece ani, interesul pentru efectele prezenței aerosolului în atmosferă a crescut considerabil, mărturie stând numeroasele proiecte și conferințe internationale și multe articole științifice publicate.

Tabelul 3.4.

Evaluarea perturbației forcingului radiativ mediu global al norului, datorat sulfatului antropic.
Sublinierea cu linie dublă indică evaluare de la mărimele fizice corespunzătoare.

Mărime fizică	Valoare	Unități
N/N_0	1,15	
$dR_{CT}/d \ln N$	<u>0,083</u>	
ΔR_{CT}	0,012	
dR_{TOA}/dR_{CT}	<u>0,8</u>	
ΔR_{TOA}	0,009	
A_{mst}	<u>0,3</u>	
ΔR_{GM}	0,003	
F_T	<u>1370</u>	W m^{-2}
ΔF_C	-1	W m^{-2}

Aceasta se întâmplă pentru că aerosolul poate afecta clima și să influențeze schimbările climatice.



Întrebări:

1. Explicați cum modificarea distanței dintre Pamânt și Soare explică variațiile temperaturii.
2. De ce se schimbă cantitatea de energie primită de suprafața pamântului de la soare atunci când se schimbă înălțimea soarelui?
3. Cum ar fi fost sezoanele afectate dacă axa Pământului nu ar fi fost înclinată cu $23\frac{1}{2}^\circ$ la planul orbitei sale ci ar fi fost perpendiculară?
4. În care porțiune a spectrului electromagnetic este concentrată cea mai mare parte a radiației solare?
5. Descrieți legătura dintre temperatura unui corp care radiază și lungimile de undă la care emite.
6. Care este deosebirea dintre convecție și advecție?
7. De ce cerul apare de obicei albastru?
8. Explicați de ce la răsăritul și apusul soarelui cerul are culoarea rosie sau portocalie.
9. Care factori ar putea influența albedoul de la un loc la altul?
12. Explicați de ce atmosfera este încalzită prin reradierea de la suprafața Pământului.
13. Care sunt gazele care absorb în primul rând radiația în atmosferă joasă. Care dintre aceste gaze este cel mai important?

14. Care sunt concluziile care rezultă din ecuația (3.26)?
15. Care este deosebirea dintre difuzia Mie și Rayleigh ?
16. Ce este albedoul și care este expresia lui în cazul norilor ?
17. Pentru a examina modificarea albedoului norului, R_{CT} , datorată variației numărului de particule de nor N, se ține seama de legatura dintre conținutul de apă lichida din nor, L, raza efectivă și numărul de particule, Care este expresia - conținutului de apă lichidă și ce devine expresia drumului optic?
18. Să se scrie ecuația echilibrului energetic pentru planetă, explicitând mărimile fizice care intră în expresie.
19. Să se definească forcingul radiativ în general și să se comenteze pentru cele trei tipuri principale de nori.
20. Ce se poate spune despre forcingul radiativ al aerosolului ?



BIBLIOGRAFIE RECOMANDATĂ

Kondratyev, K.Ya., 1969: *Radiation in the Atmosphere*, Academic Press, New York, London, 430 pg.
Liou Kuo-Nan, 1980: *An Introduction to Atmospheric Radiation*, Academic Press, New York, London, 390
<http://earthobservatory.nasa.gov/Library/Clouds/clouds.html>

4. TERMODINAMICA ATMOSFEREI

Atmosfera este sediul unor procese fizice de o complexitate deosebită pentru studiul cărora fizicienii trebuie să folosească toate mijloacele teoretice și experimentale de care dispun. Parametrii fizici care caracterizează starea atmosferei sunt măsurabili (presiunea, temperatura, viteza vântului, umiditatea, radiația directă), observabili (gradul de acoperire al cerului, tip de nori, etc.) sau calculabili (conținut de apă în aer, temperatura de condensare, coeficienți calorici etc.). Dintre acești parametrii fizici, temperatura este cel care este urmărit cu deosebit interes de toată lumea și de obicei acest concept de temperatura este confundat cu cel de căldură.

În mod esențial, căldura este o forma de energie iar temperatura este o măsură a gradului de încălzire a unui corp sau sistem. Temperatura unui corp scade sau crește dar temperatura nu se spune niciodată că s-a răcit sau s-a încălzit. Deși conceptele de căldură și temperatură sunt diferite ele sunt legate în mod evident: dacă un corp sau sistem a primit energie sub forma de căldură sau a cedat din energia pe care o avea, atunci temperatura lui a crescut și respectiv a scăzut.

Valorile temperaturii măsurate zilnic, la fiecare oră la miile de stații meteo din întreaga lume servesc ca date de bază pe lângă multe altele, meteorologilor și climatologilor pentru diagnoze și programe.

Meteorologii și climatologii folosesc, spre deosebire de fizicienii din alte domenii, temperaturile potențiale, mărimi fizice care se calculează pornind de la temperatura obișnuită, măsurată dar care în anumite condiții din atmosferă se conservă pentru sistemul ales.

În plus, pentru că particula de aer ca sistem termodinamic are masa variabilă în funcție de dimensiuni se consideră pentru ușurință descrierii proprietăților masa unitate fie că este vorba de un kilogram sau o tonă de aer.

4.1. AERUL ATMOSFERIC CA SISTEM TERMODINAMIC

Pentru o înțelegere a stărilor atmosferei caracterizate de parametrii fizici de stare, vom considera aerul atmosferic ca un sistem termodinamic.

Din punct de vedere termodinamic, un *sistem* este un corp sau un ansamblu de corperi cu masă și compoziție date, supus studiului. Orice corp sau ansamblu de corperi cu care eventual sistemul ar putea interacționa se consideră mediul înconjurător. În atmosferă se consideră în general, două tipuri de sisteme: *aerul uscat* și *aerul umed*. Aerul umed la rândul său poate fi: *aer umed nesaturat* și *aer umed saturat* care poate

avea o fază condensată (de exemplu norul format din apă în stare lichidă) și cu două faze condensate (norii miciști formați atât din picături de apă cât și din cristale de gheăță).

În termodinamica atmosferei se operează cu sisteme care sunt părți din aerul atmosferic care este supus unor transformări.

Deși aceste sisteme sunt deschise, de obicei în studiile termodinamice, se consideră într-o bună aproximare, închise.

O descriere completă a unui sistem este dată la un moment dat prin proprietățile lui, adică prin valorile variabilelor fizice care exprimă aceste proprietăți.

Pentru un sistem închis masa și compoziția chimică definesc sistemul însuși, iar celelalte proprietăți definesc *starea* lui.

Dintre toate variabilele care descriu starea sistemului, numai câteva sunt independente. Pentru sistemele omogene de compozitie chimică constantă (nici o reacție chimică), dacă nu considerăm masa, numai două variabile sunt independente. T , p și V sunt variabile de stare. Toate proprietățile sistemului vor depinde de starea definită prin parametrii de stare și prin funcțiile de stare, cum ar fi de exemplu: energia internă (U), entalpia (H) și Entropia (S).

4.1.1. Temperatura

Parametru de stare foarte important pentru caracterizarea vremii, temperatura se măsoară la toate stațiile de sol și de sondaj vertical și pentru examinarea distribuției temperaturii pe arii întinse, se folosesc de obicei izotermele, adică liniile de aceeași temperatură. Hărțile cu izotermă reprezintă un instrument foarte util pentru meteorologi care observă cu ușurință ariile cu temperaturi ridicate și cele cu temperaturi coborâte.

Temperatura este controlată de o serie de factori, aceștia determinând variația temperaturii de la loc la loc. În capitolul precedent, am văzut cea mai importantă cauză care determină variațile temperaturii: diferențele în radiația solară primită. Întrucât, variațiile în unghiul solar (azimutul) și lungimea unei zile depind de latitudine, aceste diferențe sunt responsabile pentru temperaturile ridicate la tropice și temperaturile coborâte în locurile din preajma polilor. și totuși, numai latitudinea nu poate controla temperatura, pentru că se știe că localități de pe același cerc paralel sunt caracterizate de exemplu, de temperaturi medii anuale, diferite.

Cealaltă factori care contribuie la controlul temperaturii sunt: *încălzirea diferențiată a uscatului și a apei, curenții oceanici, înălțimea și poziția geografică*.

Influența acestor factori, alături de radiație se observă foarte bine din analiza de structură observată, globală (Capitolul 10).

Pentru orice localitate, temperatura are o variație zilnică, fenomen denumit *variație diurnă*. După atingerea unui minim în jurul orei de răsărit a soarelui, temperatura crește, atingând valoarea maximă între orele 14 și 17 ale după amiezii, ca apoi să scadă în continuare până la răsăritul soarelui din ziua următoare. Controlul principal al acestui ciclu diurn este asigurat bineînțeles de soare. Amplitudinea variațiilor zilnice ale temperaturii este variabilă și depinde de factorii locali sau de condițiile de vreme, așa cum se observă din figurile următoare.

Propagarea variațiilor temperaturii de la sol, în straturile de aer învecinate, se face cu oarecare întârziere, care crește cu depărtarea de suprafața terestră.

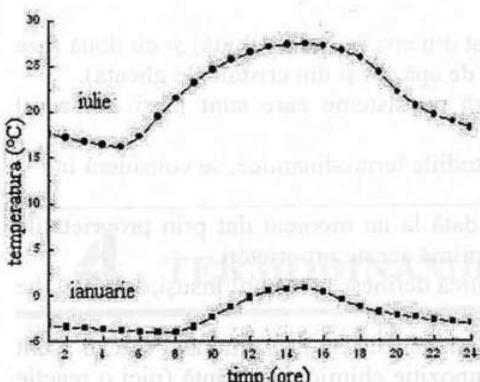


Fig. 4.1. Variația diurnă a temperaturii pentru o zi de iarnă și respectiv de vară, la București (datele de la Administrația Națională de Meteorologie)

condiționat de schimbul turbulent, se numește *strat de frecare sau stratul limită atmosferic*.

Înălțimea acestuia este variabilă, depinzând de asperitățile terestre; cu cât acestea sunt mai mari, cu atât grosimea stratului este mai mare.

În afara acestor latitudini (în emisfera nordică) amplitudinea variației diurne a temperaturii scade de la $1,5 \div 3^{\circ}\text{C}$.

Grosimea acestui strat mai depinde de stabilitatea termică a atmosferei și de intensitatea vântului. Astfel, cu cât atmosfera este mai instabilă și viteza vântului mai mare, cu atât este mai mare și înălțimea până la care se propagă amestecul turbulent. Variația diurnă a temperaturii variază cu:

Anotimpul. Datorită faptului că în perioada caldă înălțimea Soarelui deasupra orizontului la amiază precum și durata zilei sunt mari, amplitudinea variației diurne a temperaturii aerului ajunge în zona latitudinilor mijlocii la $10 \div 15^{\circ}\text{C}$. Dacă solul este acoperit cu vegetație, amplitudinea diurnă a variațiilor de temperatură se modifică în sensul că o vegetație bogată, micșorează amplitudinea acestor variații.

Formele de relief influențează și ele amplitudinea variației diurne a temperaturii aerului. Aceasta este mai mare în văi unde noaptea aerul rece se scurge mai greu, iar ziua se produc încălziri puternice ca urmare a reflectării multiple la care rezervele solare sunt supuse de către pereții văii.

Altitudinea. În figura 4.2, se observă că amplitudinea variațiilor de temperatură este cu atât mai mică, cu cât altitudinea crește, iar maximele și minimele nu sunt conturate cu precizie.

În mod obișnuit, temperatura aerului se determină în stratul de aer până la înălțimea de 2 m de la suprafața terestră, cu termometrele instalate în adăpostul de instrumente al statiei meteorologice.

În cazul schimbărilor brusăte în aspectul vremii, se produc abateri ale variației zilnice ale temperaturii aerului. Astfel în cazul unei zile ploioase, această variație prezintă o amplitudine mult mai mică.

În variația diurnă a temperaturii, rolul principal îl are schimbul turbulent, care este distinct până la înălțimea de 1,5 km de la sol.

Acest strat în care mersul diurn al temperaturii – și al altor elemente meteorologice – este bine exprimat și

condiționat de schimbul turbulent, se numește *strat de frecare sau stratul limită atmosferic*.

Înălțimea acestuia este variabilă, depinzând de asperitățile terestre; cu cât acestea sunt mai mari, cu atât grosimea stratului este mai mare.

În afara acestor latitudini (în emisfera nordică) amplitudinea variației diurne a temperaturii scade de la $1,5 \div 3^{\circ}\text{C}$.

Grosimea acestui strat mai depinde de stabilitatea termică a atmosferei și de intensitatea vântului. Astfel, cu cât atmosfera este mai instabilă și viteza vântului mai mare, cu atât este mai mare și înălțimea până la care se propagă amestecul turbulent. Variația diurnă a temperaturii variază cu:

Anotimpul. Datorită faptului că în perioada caldă înălțimea Soarelui deasupra orizontului la amiază precum și durata zilei sunt mari, amplitudinea variației diurne a temperaturii aerului ajunge în zona latitudinilor mijlocii la $10 \div 15^{\circ}\text{C}$. Dacă solul este acoperit cu vegetație, amplitudinea diurnă a variațiilor de temperatură se modifică în sensul că o vegetație bogată, micșorează amplitudinea acestor variații.

Formele de relief influențează și ele amplitudinea variației diurne a temperaturii aerului. Aceasta este mai mare în văi unde noaptea aerul rece se scurge mai greu, iar ziua se produc încălziri puternice ca urmare a reflectării multiple la care rezervele solare sunt supuse de către pereții văii.

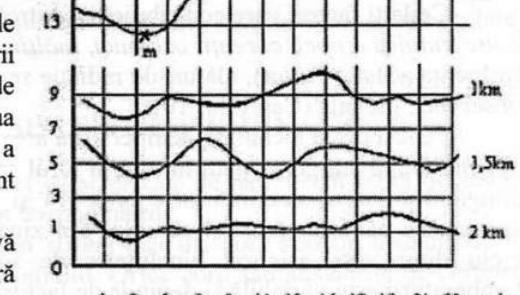


Fig. 4.2. Variația diurnă a temperaturii aerului la diferite înălțimi

La înălțimea termometrelor din adăpostul de instrumente (2 m) amplitudinea variației de temperatură este mult mai mare, cu minimul și maximul bine conturate.

Faptul se explică prin aceea că suprafața terestră produce încălzirea sau răcirea aerului, iar depărtarea de aceasta duce la slăbirea oscilațiilor de temperatură.

Latitudinea locului influențează variația diurnă a temperaturii aerului, în sensul că amplitudinea maximă de 15÷20°C a acestei variații se produce pe continentă în dreptul latitudinilor de 30÷40°C (zona deșerturilor și semi-deșerturilor).

4.1.2. Aerul uscat. Ecuatii de stare

Compoziția aerului uscat am descris-o în capitolul al doilea.

Aerul uscat este considerat ca gaz ideal și ca urmare ecuația de stare pentru aerul uscat este cunoscuta ecuație de stare a gazului ideal:

$$pV = vRT$$

Se lucrează cu masa unitate (1 kg) și ecuația pentru unitatea de masă de aer uscat devine:

$$pV = R_a T / \mu \text{ sau } pV = R_a T \quad 4.1$$

cu $R_a = 287,05 \text{ J/Kg K}$ și v volumul specific al gazului.

Uneori se poate folosi ecuația pentru modelul Van der Waals, dar s-a dovedit că ecuația 4.1 este o bună aproximare (Defay și Dufour, 1972).

$$(p + a/V_0^2)(V_0 - b) = RT \text{ sau} \\ pV = A + Bp + Cp^2 + Dp^3 + \dots \quad 4.2$$

Aerul atmosferic este un amestec de gaze ideale. Ecuația de stare pentru amestec se scrie:

$$p = \sum p_i \quad p_i = R_i T / V_i \quad \text{cu} \quad R_i = R / \mu_i \quad 4.3 \\ \bar{\mu} = \frac{\sum \nu_i \mu_i}{\sum \nu_i} \\ \text{sau} \quad pV = R^* T \quad \text{cu} \quad R^* = \sum m_i R_i$$

Se demonstrează că pentru aerul uscat $R^* = R_a = 287,05 \text{ J/kg K}$

4.2. AERUL UMED

Aerul umed reprezintă amestecul dintre aerul uscat și vaporii de apă. Întrucât temperatura critică a vaporilor de apă este ridicată ($T_c = 647\text{K}$) aceștia pot trece în stare lichidă sau solidă în condițiile reale din atmosferă. Atât timp cât vaporii de apă nu condensează, ei se pot considera ca gaz ideal. Presiunea parțială a vaporilor de apă din amestec se notează cu e sau p_v .

Ecuatia de stare pentru vapori va fi:

$$p_v V = R_v T / \mu_v \quad 4.4 \\ p_v = R_v \rho_v T$$

$$\begin{aligned} p_v &= e, \text{ Pa} \\ R_v &= R / \mu_v = 461,5 \text{ J/kg K} \\ \mu_v &= 18 \text{ kg/kmol} \end{aligned} \quad 4.5$$

Densitatea vaporilor se scrie:

$$\begin{aligned} p_v &= p_v / R_v T = p_v \mu_v / RT = p_v \mu_v / R_a \mu_a T \\ p_v &= 0,622 p_v / R_a T \end{aligned} \quad 4.6$$

4.2.1. Mărimele caracteristice aerului umed

Ecuația de stare pentru aerul umed o deducem conform legii lui Dalton.

Presupunem că într-un gram de aer umed avem aer uscat și vaporii de apă la aceeași temperatură T cu volumele specifice v_a și v_v . Pentru sistemul presiunea este p . Ecuațiile de stare pentru aerul uscat și vaporii de apă se scriu:

$$p_v = R_v p_v T \quad 4.7$$

$$p_a = R_a p_a T$$

Dacă ρ este densitatea aerului umed și într-un gram de aer umed se găsesc q grame de vaporii și $(1 - q)$ grame de aer uscat, ecuațiile de stare se scriu:

$$p_v = q R_v \rho T \quad 4.8$$

$$p_a = (1 - q) R_a \rho T \quad 4.9$$

și

$$p = p_a + p_v \quad \text{are expresia:} \quad 4.10$$

$$p = [q R_v + (1 - q) R_a] \rho T \quad \text{sau}$$

$$p = [q R_v / 0,622 + (1 - q) R_a] \rho T = [q - q(1 - 1/0,622)] R_a \rho T$$

sau

$$p = (1 + 0,608 q) R_a \rho T \quad 4.11$$

Prin convenție se notează

$$(1 + 0,608) T = T_v \quad 4.12$$

și astfel ecuația de stare a aerului umed devine:

$$p = \rho R_a T_v. \quad 4.13$$

- T_v reprezintă temperatura virtuală a aerului umed nesaturat și este temperatura la care aerul uscat ar avea la aceeași presiune, o densitate egală cu cea a aerului umed. Comparând ecuația de stare pentru aerul uscat și pentru cel umed se poate trage concluzia că densitatea aerului umed este mai mică decât cea a aerului uscat.

- q reprezintă de fapt conținutul de vaporii de apă exprimat în grame de vaporii, în grame de aer umed sau în kg. de vaporii din kg. de aer umed și se numește umiditate specifică.

$$\begin{aligned} T_v &> T - \text{întotdeauna} - \text{așadar } \rho < \rho_a \\ p &= p - p_v / R_a T + 0,622 p_v / R_a T = p / R_a T (1 - 0,378 p_v / p) \end{aligned} \quad 4.14$$

Aerul umed devine saturat când conținutul său de vaporii de apă este în echilibru dinamic cu suprafața de apă sau de gheăță care emite vaporii. Presiunea parțială a

vaporilor de apă din aerul umed saturat poartă numele de presiune de echilibru sau de *saturație*. Ea depinde de faza în care se află apa, de starea ei electrică, de forma și temperatura suprafeței evaporante.

Când vaporii se află în echilibru cu o suprafață plană și electric neutră de apă sau gheată pură, presiunea de echilibru se numește presiune maximă și nu depinde decât de faza apei și de temperatură.

Variatarea presiunii maxime $p_{vs}(T)$ față de o suprafață plană de apă a fost exprimată pentru prima dată într-o foarte bună aproximare de Tetens și Magnus (1930):

$$p_{vs}(T) = 6,112 \times 10^{7,5t/(t+237,5^{\circ}C)} \quad 4.15$$

cu presiunea în raport cu gheată:

$$p_{vs}(T) = 6,112 \times 10^{9,5t/(t+265,5^{\circ}C)} \quad 4.16$$

Aceasta este o expresie acceptabilă pentru temperaturi peste $-20^{\circ}C$ dar introduce erori de peste 2% la temperaturi mai coborâte.

În timp s-au obținut formule mai exacte. În acord cu Wexler (1976), presiunea vaporilor la saturare (mb) față de apă pentru $0^{\circ}C < t < 100^{\circ}C$ este dată cu o eroare de 0,005% de:

$$\ln I_s = \sum g_i t_k^{i-2} + g_i \ln t_k, \quad 4.17$$

unde coeficienții g_i iau valorile:

$$\begin{aligned} g_0 &= -2,9912729 \times 10^3 & g_4 &= 1,7838301 \times 10^3 \\ g_1 &= -6,0170128 \times 10^3 & g_5 &= -8,4150417 \times 10^3 \\ g_2 &= 1,887643854 \times 10^3 & g_6 &= 4,4412543 \times 10^3 \\ g_3 &= -2,8354721 \times 10^3 & g_7 &= 2,858487 \times 10^3 \end{aligned} \quad 4.18$$

Din fitarea rezultatelor lui Wexler extrapolate pentru $-30^{\circ}C < t < 35^{\circ}C$ cu o acuratețe de 0,1% s-a obținut expresia:

$$p_{vs}(t) = 6,112 \exp(17,67t/t + 243,5) hPa \quad 4.19$$

Din expresia (4.19) se poate determina și temperatura dacă se cunoaște presiunea la saturare.

Dependența presiunii de saturare a vaporilor de temperatură este arătată în figura 4.3. atât în raport cu o suprafață de apă cât și în raport cu o suprafață de gheată. Este interesant de observat că la o temperatură de $30^{\circ}C$, curbele indică presiunea de saturare aapei ca fiind aproape 4% din presiunea atmosferică la nivelul mării.

Starea de saturare a unei mase de aer se caracterizează prin umiditatea relativă U, adică raportul exprimat în procente, dintre presiunea actuală (reală) din momentul observației și presiunea mare a vaporilor corespunzătoare temperaturii la care se află aerul umed:

$$U = 100 p_v(T)/p_{vs}(T) \quad 4.20$$

Așadar, starea de saturare va corespunde unei umidități relative de 100%. Întotdeauna $p_v(T) < p_{vs}(T)$ de unde se poate concluziona că răcirea continuă a aerului duce la creșterea umidității relative și apoi la saturarea aerului. Trebuie să precizăm că starea de saturare trebuie definită în raport cu condițiile de echilibru. Astfel pentru temperatura T , presiunea maximă a vaporilor în raport cu apa este mai mare decât cea în raport cu

gheăță: p_s , apă $> p_s$, gheăță ceea ce înseamnă că aerul saturat în raport cu apă este suprasaturat în raport cu gheăță.

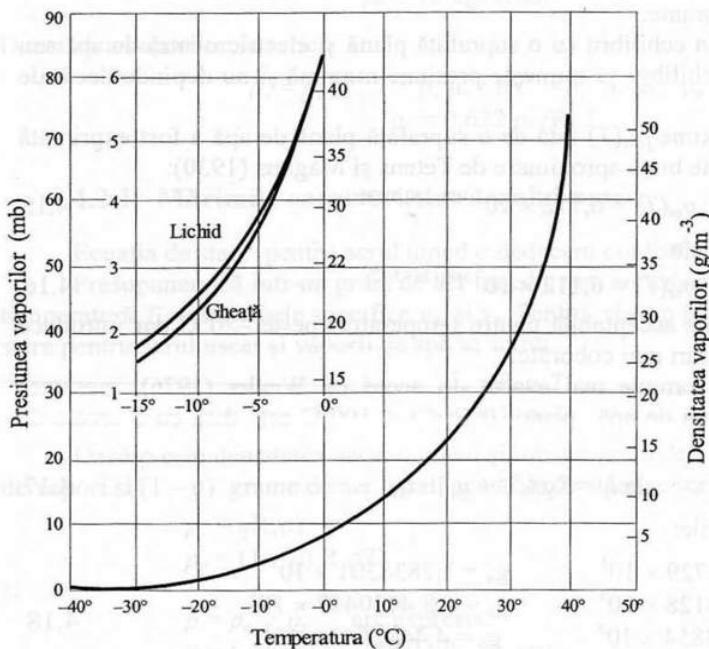


Fig. 4.3. Presiunea vaporilor saturanți și densitatea vaporilor în funcție de temperatură. În graficul suprapus se compară presiunea vaporilor saturanți față de gheăță cu cea față de apă sub 0°C.

4.2.2. Moduri de exprimare a umidității aerului

1. Umiditatea relativă $U = 100 p_v/p_{v_s}$

2. Umiditatea absolută a este cantitatea de vapori în grame din unitatea de volum de aer, sau densitatea vaporilor de apă:

$$a = \rho_v = 0,622 p_v / R_a T \text{ kg m}^{-3} \quad 4.21$$

3. Umiditatea specifică q este cantitatea în grame de vapori din g (kg) de aer umed, sau raportul dintre densitatea vaporilor (umiditatea absolută) și cea a aerului umed:

$$q = \rho_v / \rho = 0,622 p_v / p - 0,378 p \text{ g/g sau kg/kg} \quad 4.22$$

4. Coeficientul amestecului sau raportul de amestec

r este cantitatea de vapori în grame, asociată gramului de aer uscat, sau raportul dintre densitatea vaporilor de apă și densitatea aerului uscat.

$$r = \rho_v / \rho_a = 0,622 p_v(T) / p - p_v(T) \text{ g/g sau kg/kg} \quad 4.23$$

Între aceste mărimi se pot găsi diverse relații; astfel între umiditatea specifică și raportul de amestec există relația:

$$q = r/1 + r \quad \text{și} \quad r = q/1 - q \quad 4.24$$

Uneori se face aproximarea p_v tinde către 0 și

$$r = q = 0,622 p_v/p \quad \text{în g/g}$$

Dacă în toate aceste relații se înlocuiește presiunea actuală p_v prin cea de echilibru p_{vs} , se obține valoarea la echilibru pentru a , q , r .

5. Umiditatea aerului se mai exprimă prin:

Punctul de rouă – $T_d(\tau)$ – temperatura la care trebuie răcit aerul umed, la presiunea constantă și cu un conținut constant de vapori pentru a se obține saturarea în raport cu o suprafață plană de apă pură.

Întrucât umiditatea relativă se bazează pe conținutul de vapori de apă din aer, umiditatea relativă poate fi modificată în două moduri: a) suplimentarea de vapori de apă prin evaporare determină creșterea umidității relative; o astfel de suplimentare are loc în principal deasupra oceanelor, dar și plantele, solul și suprafețele mai mici de apă au contribuția lor. b) al doilea mod implică o schimbare în temperatură; astfel, se poate spune: cu o umiditate specifică (conținutul de vapori de apă) la un nivel constant, o descreștere în temperatura aerului determină o creștere în umiditatea relativă iar la o creștere în temperatură, umiditatea relativă scade (Fig. 4.4).

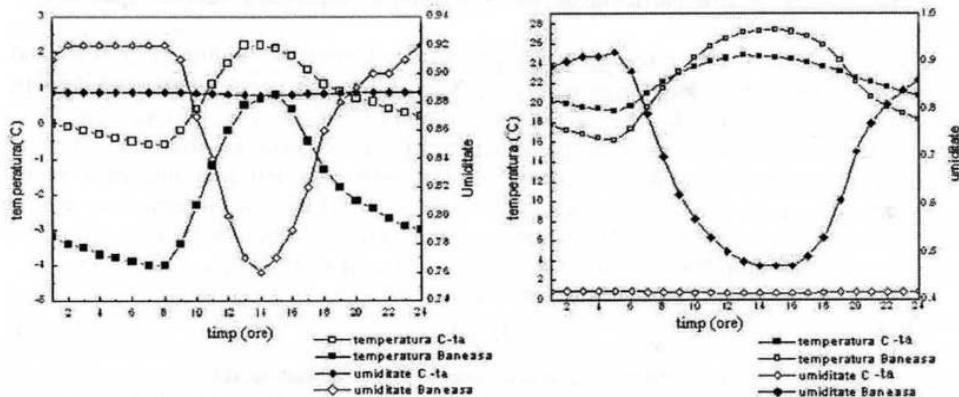


Fig. 4.4. Variațiile diurne tipice ale temperaturii și umidității relative, la București (datele de la Administrația Națională de Meteorologie)

4.3. PRINCIPIILE TERMODINAMICII ȘI APLICAȚIILE LA ATMOSFERĂ

Principiul I al termodinamicii este cea mai importantă lege a termodinamicii care împreună cu ecuația echilibrului hidrostatic și ecuațiile de stare ale gazului poate să explice multe dintre procesele fizice care au loc în atmosferă.

4.3.1. Principiul I al termodinamicii

Dacă considerăm ca sistem termodinamic particula de aer de masă unitate, atunci prin încalzirea particulei aerul se va destinde iar presiunea va deveni egală cu cea din exteriorul particulei. Ca urmare a destinderii, volumul specific al particulei, V , va varia cu cantitatea ΔV .

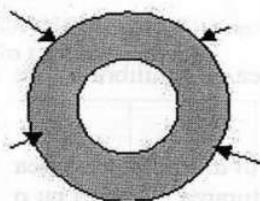


Fig. 4.5. sistemul termo-dinamic se destinde efectuând lucru mecanic împotriva forțelor exterioare

În timpul destinderii aerul efectuează lucru mecanic împotriva forțelor exterioare. Acest lucru mecanic este egal cu presiunea exterioară particulei de aer înmulțită cu variația de volum a sistemului: $p\Delta V$.

Ca urmare, se înțelege că atunci când aerul primește căldură, o parte din această căldură este folosită în lucrul mecanic pentru destindere iar ce rămâne este folosită pentru creșterea temperaturii. Deoarece din energia inițială nimic nu se pierde, se scrie pentru sistemul termodinamic particula de aer:

$$Q = \Delta U + p\Delta V \quad 4.25$$

adică: *caldura primită este egală cu variația de energie internă plus lucrul mecanic efectuat de sistem în cursul destinderii.*

Sau, ținând seama că energia internă este o funcție de stare iar lucrul mecanic și căldura funcții de transformare: *Variația energiei interne nu depinde decât de stările inițială și finală ale sistemului.*

$\Delta U = c_v \Delta T$ pentru particula de masă unitate; c_v reprezintă căldura specifică la volum constant pentru aer.

Convenția de semne este : $Q > 0$ când sistemul primește căldură și $Q < 0$ când sistemul cedează căldură; lucrul mecanic ($L = p\Delta V$), $L > 0$ când sistemul efectuează lucru mecanic asupra mediului și $L < 0$ când asupra sistemului se efectuează lucru mecanic.

Deoarece în atmosferă principalii parametri fizici măsuраți sunt presiunea și temperatura este mai comod să se caracterizeze sistemul termodinamic prin acești parametri și nu prin volum și temperatură; atunci în locul energiei interne care este o funcție de stare depinzând de (V, T) se introduce funcția de stare numita *entalpie*, $H(p, T) = U + pV$ pentru masa unitate.

În acest caz ecuația principiului întâi devine:

$$Q = \Delta H - V\Delta p \quad 4.26$$

cu $\Delta H = c_p \Delta T$, c_p fiind căldura specifică a aerului la presiune constantă.

Între cele două călduri specifice există relația $c_p - c_v = R/\mu$, cunoscută ca relația Robert-Mayer (μ este masa molară a aerului).

Căldurile specifice la volum sau presiune constantă pentru aerul uscat au valorile:

$$\begin{aligned} c_v &= 718 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1} = 171 \text{ cal} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1} \\ c_p &= 1005 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1} = 240 \text{ cal} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1} \end{aligned} \quad 4.27$$

Căldurile specifice variază slab cu temperatura și presiunea, după cum se observă din tabelul 4.1.

Tabelul 4.1

Valorile pentru c_p (cal · kg⁻¹ · K⁻¹) în funcție de presiune și temperatură, pentru aerul uscat

p (hPa)	t (°C)			
	-80	-40	0	40
0	239,4	239,5	239,8	240,2
300	239,9	239,8	239,9	240,3
700	240,4	240,1	240,1	240,4
1000	241,4	240,4	240,3	240,6

Pentru aerul umed coeficienții calorici au valorile calculate conform teoremei echipartiției energiei pe grade de libertate pentru o moleculă triatomică neliniară, rigidă; molecula de apă este o moleculă triatomică neliniară, care este descrisă de 3 grade de libertate de translație și 3 de rotație. Teorema echipartiției energiei determină:

$$\begin{aligned} c_{vv} &= 6/2 R_v = 3 R_v = 0,337 \text{ cal g}^{-1} \text{ K}^{-1} = 1410 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1} \\ c_{pv} &= 4 R_v = 0,441 \text{ cal g}^{-1} \text{ K}^{-1} = 1870 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1} \end{aligned} \quad 4.28$$

unde $R_v = \frac{R}{\mu_v}$

Dacă considerăm unitatea de masă de aer umed, căldura δQ absorbită la presiune constantă, pentru o creștere dT a temperaturii va fi:

$$\delta Q = m_a \delta Q_a + m_v \delta Q_v = (1 - q) \delta Q_a + q \delta Q_v \quad 4.29$$

și ca urmare, căldura specifică a aerului umed la presiune constantă:

$$c_p = (1 - q)c_{pa} + qc_{pv} = c_{pa}[1 + q(c_{pv}/c_{pa} - 1)] = c_{pa}(1 + 0,87q) \approx c_{pa}(1 + 0,87r) \quad 4.30$$

Similar se obține:

$$c_v = c_{va}(1 + 0,97q) \approx c_{va}(1 + 0,97r) \quad 4.31$$

$$\kappa = \frac{R}{c_p} = \frac{(1+0,61q)R_a}{(1+0,87q)R_v} = \frac{1+0,61q}{1+0,87q}\kappa_a \quad 4.32$$

$$\kappa \approx \kappa_a(1 - 0,26r) \quad 4.33$$

4.3.2. Principiul al doilea al termodinamicii. Entropia

Istoria acestui principiu este una dintre fascinantele aventuri ale științei, care a generat nenumărate paradoxuri, controverse și predicții tulburătoare (moartea termică), presărată cu evenimente uneori tragice (sinuciderea lui Boltzmann), o aventură care a atras irezistibil o serie de minți geniale ale omenirii, revoluționari dintre cei mai mari ai fizicii (Planck, Einstein), nenumărați laureați ai premiului Nobel.

Esența principiului al doilea constă în introducerea unei noi mărimi de stare entropia și în precizarea sensului de variație a acesteia în sistemele izolate. Principiul al II-lea indică sensul în care se desfășoară procesele din natură, stabilește limita maximă de transformare a căldurii în lucru mecanic în procese ciclice și afirmă neechivalența calitativă dintre L și Q .

Primul principiu al termodinamicii a arătat posibilitatea transformării L în Q și invers fără a specifica în ce condiții aceste transformări sunt posibile. El a arătat echivalența cantitativă dintre L și Q și a introdus proprietatea de energie internă (U), care nu variază în absența acțiunilor exterioare pentru orice procese din interiorul sistemelor.

Din definiția noțiunilor de L și Q s-a constatat că între acestea există o deosebire fundamentală: *dacă lucrul mecanic poate determina variația oricărei forme de energie, căldura poate determina numai variația energiei interne a sistemului*.

În procesele ciclice reversibile, Clausius a demonstrat valabilitatea egalității care-i poartă numele:

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} = 0 \quad \text{sau} \quad \sum_{i=1}^n \frac{Q_i}{T_i} = 0 \quad 4.34$$

Trecând de la sumă la integrală se obține *integrala lui Clausius pentru un ciclu reversibil*:

$$\oint \frac{\delta Q_{rev}}{T} = 0 \quad 4.35$$

În această expresie T reprezintă temperatura sursei cu care vine în contact agentul termic (substanța de lucru) pe o porțiune elementară a ciclului și cu care schimbă căldura elementară δQ . Ciclul fiind presupus reversibil, temperatura T a sursei este egală cu temperatura agentului termic care evoluează în ciclu.

Ecuarea (4.35) arată că mărimea $\delta Q/T$ reprezintă o diferențială totală exactă, așadar, are proprietățile unei mărimi de stare. Clausius i-a dat numele de *entropie*- S.

Deci,

$$dS = \frac{\delta Q}{T} \quad 4.36$$

Mărimea definită prin ecuația (4.36), numită entropie are următoarele proprietăți:

- este mărime de stare aditivă, conservativă în procesele izentropice;
- este definită până la o constantă arbitrară;
- în cazul proceselor ciclice, variația entropiei este zero.

Asemănarea dintre ecuația $\delta Q = TdS$ și $\delta L = pdV$ permite interpretarea temperaturii ca o forță generalizată termică a sistemului, S fiind un parametru de tip coordonată generalizată pentru procesul de transmisie a căldurii.

Ecuarea (4.36) constituie exprimarea cantitativă a principiului al doilea al termodinamicii, pentru procese cvasistatiche reversibile: *forma generală a principiului al II-lea pentru procese cvasistatiche reversibile*.

Ecuarea $\oint \frac{\delta Q}{T} = 0$ constituie expresia matematică a principiului al II-lea al termodinamicii pentru procese ciclice (aceasta exprimă univocitatea funcției S).

Integrala lui dS de-a lungul unei curbe deschise (transformare reversibilă în care starea inițială și finală nu coincid) nu depinde decât de starea inițială și cea finală.

$$\int_{\sigma_i}^{\sigma_f} \frac{\delta Q_{rev}}{T} = \int_{\sigma_i}^{\sigma_f} dS = S(\sigma_f) - S(\sigma_i) \quad 4.37$$

În cazul proceselor ireversibile formularea matematică a principiului al II-lea este:

$$\int_{\sigma_1}^{\sigma_2} \frac{\delta Q_{irev}}{T} < (S_2 - S_1) \quad 4.38$$

Ea afirmă: *în transformările ireversibile valoarea Integralei lui Clausius este mai mică decât variația entropiei*.

Principiul al II-lea poate fi exprimat, în general, astfel:

$$(S_2 - S_1) \geq \int_1^2 \frac{\delta Q}{T} \quad 4.39$$

sau pentru un proces elementar:

$$dS \geq \frac{\delta Q}{T} \quad 4.40$$

Aceasta arată că entropia poate constitui o măsură a gradului de ireversibilitate a proceselor termodinamice.

În cazul sistemelor izolate adiabatic, 4.40 devine:

$$dS \geq 0, \quad S_2 \geq S_1 \quad 4.41$$

În cazul proceselor adiabatice, în general pentru sisteme izolate adiabatic, în care se desfășoară procese reversibile sau ireversibile, entropia rămâne constantă sau nu poate decât să crească. Adică pentru un sistem izolat, integrala Clausius este nulă, deoarece sistemul nu schimbă căldură cu mediul ambiant și deci:

$$(S_2 - S_1)_{sist.izolat} \geq 0 \quad 4.42$$

- *Entropia unui sistem izolat nu poate să scadă; ea se menține constantă dacă în sistem se desfășoară numai procese reversibile și crește dacă în sistem au loc procese ireversibile.*

Dacă în starea inițială sistemul se află în echilibru termodinamic intern, entropia va rămâne constantă în timp.

În cazul în care, starea inițială a sistemului termodinamic este de neechilibru termodinamic, în sistem se desfășoară procese spontane ireversibile, care tind să aducă sistemul într-o stare de echilibru termodinamic; în acest caz, conform cu ecuația 4.42, entropia va crește, tînzând către o valoare finală maximă. Odată atinsă această valoare, sistemul va rămâne în echilibru pînă la eventuala ridicare a izolării, ceea ce se exprimă prin:

$$dS = 0 \quad d^2S < 0 \quad 4.43$$

Într-un sistem izolat, echilibrul presupune egalizarea temperaturilor tuturor corpuriilor care alcătuiesc sistemul; după stabilirea echilibrului nu se mai poate produce în sistem transformarea căldurii în lucru mecanic, deoarece lipsesc sursele de căldură de temperaturi diferite. Deci, creșterea entropiei unui sistem izolat reprezintă o măsură a degradării energiei, adică a reducerii capacitații de producere a lucrului mecanic în interiorul sistemului.

4.3.3. Calculul energiei interne, entalpiei și entropiei pentru aerul uscat

- *Energia internă*

$$\begin{aligned} U &= U(V, T) \quad dU = c_V dT + \left[T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V - p \right] dV \\ U(V, T) &= \int c_V dT + \int \left[T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V - p \right] dV \end{aligned} \quad 4.44$$

Ca să se rezolve ecuația integralo-diferențială trebuie cunoscută dependența lui c_V de temperatură și ecuațiile de stare ale sistemului termodinamic.

Pentru aerul atmosferic de masă unitate, considerat ca gaz ideal: $c_V = \text{ct}$, iar din ecuația termică de stare $\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V = \frac{R}{\mu V}$ rezultă $\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T = 0$

$$U(T) = c_V T + U_0. \quad 4.45$$

• *Entalpia* $H = H(p, T)$

$$\begin{aligned} dH &= \left(\frac{\partial H}{\partial T}\right)_p dT + \left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_T dp = c_p dT + \left[V - T \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p\right] dp \\ H(p, T) &= \int c_p dT + \int \left[V - T \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p\right] dp \end{aligned} \quad 4.46$$

Pentru aerul atmosferic: $c_p = \text{ct}$, $\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p = \frac{R}{\mu p}$ rezultă $\left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_T = 0$

Ca urmare, $H(p, T) = c_p T + H_0$.

• *Entropia* pentru sistemul termodinamic aer atmosferic cu masă unitate și caracterizat de parametrii independenți presiune și temperatură este:

$$\begin{aligned} S &= S(p, T) \\ dS &= \left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_p dT + \left(\frac{\partial S}{\partial p}\right)_T dp \quad \text{deci} \quad dS = \frac{c_p}{T} dT - \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p ; \end{aligned}$$

rezultă

$$\Delta S = \int c_p \frac{dT}{T} - \int \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p dp \quad 4.47$$

Pentru aer ca gaz ideal, expresia variației de entropie se poate calcula, ținând seama de ecuația de stare a gazului ideal, $pV = \frac{R}{\mu} T$ și de faptul că $c_p = \text{const}$.

$$\Delta S = \int c_p \frac{dT}{T} - \int \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p dp + c_p \int d \ln T - R \int \frac{dp}{\mu p} \quad 4.48$$

Integrând ecuația 4.43 se obține expresia entropiei pe unitatea de masă:

$$S = c_p \ln T - \frac{R}{\mu} \ln p + S_0 \quad 4.49$$

4.4. APlicațiile PRINCIPIILOR TERMODINAMICII. PROCESE ADIABATICE

Procesele în care o mărime termodinamică își păstrează valoarea constantă sunt considerate procese termodinamice fundamentale datorită importanței lor teoretice și aplicative. Astfel de procese sunt:

- procese adiabatice, caracterizate prin entropie constantă;
- procese politropice, caracterizate prin capacitatea calorică constantă;
- procese izoterme, caracterizate prin temperatură constantă;
- procese izocore, caracterizate prin volum constant;
- procese izobare, caracterizate prin presiune constantă.

Dintre acestea, procesele adiabatice sunt cele mai importante transformări termodinamice pentru atmosferă și le vom studia în vederea stabilirii legilor care le guvernează.

Figura 4.7 pune în evidență curbele care reprezintă principalele procese simple la care este supus aerul uscat; adiabatele (curbele care reprezintă procesele adiabatice) sunt mai înclinate decât izotermele.

Se numește transformare adiabatică transformarea termodinamică în cursul căreia sistemul nu primește și nici nu cedează căldură: $\delta Q = 0$.

În condiții reale o transformare este adiabatică dacă sistemul este "înzestrat" cu o bună izolație termică sau dacă destinderea (sau comprimarea) gazului se face atât de rapid încât, practic nu are loc nici un fel de schimb de caldură între sistem și mediu. Deoarece pentru o transformare reversibilă conform principiului al doilea $TdS = \delta Q$, în transformarea adiabatică va rezulta $dS = 0$. Cu alte cuvinte o transformare adiabatică reversibilă este în același timp și izentropică.

Transformarea adiabatică poate fi și ireversibilă. De exemplu curgerea unui gaz real printr-un tub rugos, înzestrat cu înveliș adiabatic care nu permite schimb de caldură. Curgerea gazului va fi, în consecință, adiabatică pentru că nu primește și nici nu cedează căldură. Curgerea unui gaz real într-un tub rugos fiind însotită întotdeauna de frecare, care produce o disipare de energie de către fluidul care curge, această transformare este ireversibilă și ca orice proces ireversibil antrenează o creștere a entropiei: $TdS > \delta Q$.

În cazul transformării adiabatice ireversibile, $\delta Q = 0$, dar $dS > 0$, deci transformarea adiabatică ireversibilă nu este și izentropică.

Prin urmare se poate spune că orice transformare izentropică a unui sistem izolat este adiabatică, însă reciprocă nu este adevarată decât în cazul transformarilor reversibile.

Dacă în procese este implicat schimbul de căldură acestea poartă numele de procese diabatice.

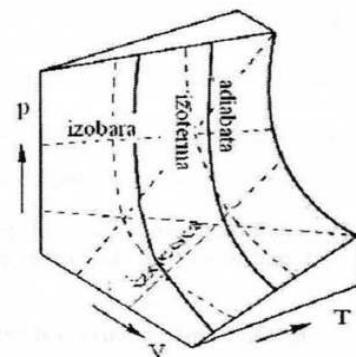


Fig. 4.7. Curbele proceselor unui gaz ideal în spațiu cu trei dimensiuni; suprafețele reprezintă stările gazului cu coordonate (p,V,T)

În apropierea suprafeței Pământului procesele diabatice sunt obișnuite, întrucât aerul schimbă ușor căldura cu suprafața. La nivelele superioare aerul este departe de sursele calde și reci, așa încât în cele mai multe cazuri se poate neglijă schimbul de căldură și se pot considera procesele foarte apropiate de procesele adiabatice. Totuși trebuie să se facă deosebire între următoarele două cazuri. Dacă aerul este nesaturat și nu se schimbă căldură se spune ca procesul este *adiabatic-uscat*; variația temperaturii este în întregime datorată destinderii sau comprimării aerului. Dacă aerul este saturat și nu se schimbă căldură cu sursele exterioare, se va elibera căldură dacă vaporii de apă condensează. În acest caz se vorbește despre un *proces adiabatic saturat* sau *proces adiabatic-umed*. Variațile temperaturii se datorează parțial destinderii sau comprimării aerului și parțial datorită eliberării de căldură latentă.

4.4.1. Procesul adiabatic pentru aerul uscat

Aerul uscat este considerat ca gaz ideal și ca urmare aplicând ecuația (4.48) cu

$$R_a = \frac{R}{\mu_{aerusc}} \text{ se obține:}$$

$$c_p \frac{dT}{T} - R_a \frac{dp}{p} = 0$$

sau

$$c_p d \ln T - R_a d \ln p = 0 \quad 4.50$$

Se integrează ecuația (4.50) până la o constantă și se obține ecuația Poisson în p și T :

$$T^{c_p} p^{-R_a} = ct. \quad 4.51$$

Dacă se ține seama de relația Robert-Mayer, atunci $\frac{c_p - c_v}{c_p} = 1 - \frac{1}{\kappa}$ și ecuația Poisson

devine:

$$\frac{T^{1-\kappa}}{p^\kappa} = ct \quad 4.52$$

sau alte două variante pentru cazul când se folosesc variabilele (V, T) sau (p, V) :

$$T \cdot V^{\kappa-1} = ct. \quad \text{și} \quad p \cdot V^\kappa = ct. \quad 4.53$$

κ reprezintă exponentul adiabatic al gazelor.

Ecuațiile (4.52), (4.53) sunt echivalente, fiind legate prin ecuația termică de stare.

4.4.2. Temperaturi potențiale

Uneori este interesant să se compare diferite particule de aer și să se vadă ce temperaturi ar avea dacă ar atinge adiabatic aceeași presiune. Se obișnuiește să se aleagă presiunea de 1000 hPa ca presiune standard de referință.

Dacă se aplică ecuația (4.51) între două stări ale particulei de aer, se obține:

$$\frac{T_0}{T} = \left(\frac{P_0}{P} \right)^{\frac{R_a}{c_p}} \quad 4.54$$

cunoscută sub numele de ecuația Poisson.

Dacă $P_0 = 1000$ hPa, T_0 devine prin definiție *temperatura potențială*, θ .

$$\theta = T \left(\frac{1000}{P} \right)^{\frac{R_a}{c_p}} \quad 4.55$$

Temperatura potențială a unui gaz este temperatura care ar avea-o acest gaz dacă este comprimat sau destins adiabatic până la presiunea de 1000 hPa.

Acest parametru, fiind un parametru conservativ pentru aerul uscat, joacă un rol foarte important în meteorologie.

Se poate scrie conform cu ecuația (4.54), o ecuație Poisson pentru aerul umed. În acest caz: $T \rightarrow T_v$, $\kappa_a \rightarrow \kappa$ și $\theta \rightarrow \theta_v$

$$\theta_v = T_v \left(\frac{1000}{P} \right)^{\kappa} \quad 4.56$$

Importanța temperaturii potențiale în meteorologie este legată direct de rolul fundamental al proceselor adiabatice în atmosferă. Mărurile conservative sunt importante în meteorologie întrucât descriu originea și istoria maselor de aer. Dacă aerul se deplasează de-a lungul unei suprafețe izobarice ($p = c t$), temperatura aerului nu se va schimba în absența surselor externe de căldură. Dacă presiunea unei particule de aer se schimbă, se schimbă și temperatura ei, dar temperatura potențială rămâne constantă.

Variațiile presiunii și temperaturii vor avea același semn; astfel, comprimarea adiabatică este însotită de încălzirea particulei de aer, în timp ce destinderea adiabatică determină răcirea aerului. Comprimarea adiabatică, însotită de creșterea presiunii de-a lungul traiectoriei particulei de aer implică descendența aerului, pe când destinderea, când presiunea scade, implică ascensiunea particulei de aer.

În timpul ascensiunii adiabatice, temperatura scade, umiditatea relativă crește (dacă aerul conține vaporii de apă) și eventual se atinge starea de saturatie a aerului umed; dacă ascensiunea continuă atunci are loc procesul de condensare a vaporilor de apă.

Condensarea implică eliberarea de căldură latentă care trebuie să încălzească aerul înconjurator și ca urmare schimbă temperatura potențială.

Temperatura potențială nu mai poate fi conservativă atunci când au loc procese de evaporare sau condensare în particula de aer.

Pentru procesele adiabatice se poate evalua variația temperaturii potențiale; astfel, dacă logaritmăm și diferențiem ecuația (4.55) se obține:

$$c_p d \ln \theta = c_p d \ln T - R_a d \ln P \quad 4.57$$

Dacă se ține seama de expresia căldurii din principiul I al termodinamicii, și de exprimarea principiului al II-lea al termodinamicii pentru procese reversibile, $\frac{\delta Q}{T} = dS$, ecuația (4.57) devine:

$$c_p d \ln \theta = \frac{\delta Q}{T} \quad \text{sau} \quad c_p d \ln \theta = dS \quad 4.58$$

unde S reprezintă entropia specifică.

Ca urmare, pentru procese reversibile uscate, variația relativă a temperaturii potențiale este proporțională cu variația entropiei. Ecuația (4.58) este folositoare pentru că exprimă entropia aerului uscat în termenii temperaturii potențiale, concept mai ușor de interpretat în procesele din atmosferă.

O particulă care și conservă entropia în cursul mișcării trebuie să se deplaseze de-a lungul unei suprafețe izentropice (de aceeași entropie).

Încalzirea diabatică δQ este datorată în primul rând încălzirii radiative.

4.4.3. Mișcare pe verticală a aerului. Gradienți adiabatici

- *Gradiențul adiabatic uscat*

Să considerăm o particulă de aer care se deplasează pe verticală fără să schimbe căldură cu mediul exterior, adică în ascensiune adiabatică. În acest caz, se poate determina cum variază temperatura cu înălțimea, considerând de exemplu că în mișcarea

cva sistematică de ascensiune este valabilă ecuația: $\theta = T \left(\frac{1000}{p} \right)^{\frac{R_g}{c_p}}$

Variația presiunii Δp este legată de variația înălțimii Δz prin ecuația hidrostatică: $\Delta p = -\rho \cdot g \cdot \Delta z$.

Dacă se ține seama de ecuația echilibrului hidrostatic și se diferențiază expresia temperaturii potențiale în raport cu z , se obține:

$$\frac{T}{\theta} \cdot \frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{g}{c_p} \quad 4.59$$

pentru o atmosferă în care temperatura potentială este constantă în raport cu înălțimea, gradientul temperaturii va fi:

$$-\frac{dT}{dz} = \frac{g}{c_p} \equiv \Gamma_a \quad 4.60$$

Marimea Γ_a reprezintă viteza cu care are loc răcirea când particula urcă și întrucât procesul este adiabatic-uscat, poartă numele de *gradient adiabatic-uscat* de răcire.

Gradiențul adiabatic uscat se notează cu Γ_a și va avea expresia:

$$\Gamma_a = \frac{g}{c_p} \quad 4.61$$

Este interesant de observat ca gradientul adiabatic-uscat este o constantă, valoarea după înlocuirea lui g și a căldurii specifice la presiune constantă, fiind: $0,98^{\circ}\text{C}/100\text{ m}$ sau $1^{\circ}\text{C}/100\text{ m}$.

- *Gradientul adiabatic pentru aerul saturat.*

Fie în ascensiune o particulă de aer care conține vaporii de apă. Dacă particula de aer în ascensiune rămâne *nesaturată*, proprietățile ei termodinamice sunt foarte puțin diferite de aceleia ale aerului uscat. În timpul ascensiunii deși raportul de amestec al vaporilor de apă rămâne constant, umiditatea relativă crește și poate să atingă valoarea de 100% adică particula atinge *nivelul de condensare*. Când aerul continuă ascensiunea el rămâne saturat, surplusul de vaporii de apă condenează și formează picături de apă lichidă. În acest caz trebuie să se țină seama de căldura latentă datorită condensării vaporilor de apă care compensează răcirea datorită destinderii aerului. De aceea viteza de răcire a aerului umed în ascensiune este mai mică, $\Gamma_v < \Gamma_a$, adică:

$$\Gamma_v = \Gamma_a - F \quad 4.62$$

unde F (pozitiv) reprezintă reducerea datorită eliberării căldurii latente.

Din figura 4.8. se observă cum cantitatea de vaporii care a saturat aerul poate crește rapid cu creșterea temperaturii. Ca urmare, F va avea valori mari la temperaturi ridicate și valori mici la temperaturi coborâte. De exemplu, în aerul tropical gradientul adiabatic umed este de aproximativ 35% din gradientul adiabatic uscat, în timp ce la temperaturi ca cele din regiunile polare iarna și cele din troposfera înaltă din toate sezoanele gradienții sunt greu de deosebit.

Așadar, în procesele adiabatice umede temperatura scade mai lent cu înălțimea decât în procesele adiabatice uscate. În plus, trebuie menționat că gradientul adiabatic umed spre deosebire de cel uscat nu este o constantă, ci depinde de presiune și temperatură.

În plus este nevoie să se facă deosebirea dintre gradienții de răcire în procesele adiabatice și gradientul actual (real) la care temperatura scade cu înălțimea. Acest ultim parametru este numit *gradient* și se notează cu Γ .

În concluzie, caracteristicile temperaturii sunt descrise de:

Γ = gradientul actual

Γ_a = gradientul adiabatic-uscat

Γ_v = gradientul adiabatic-umed

Pentru deducerea expresiei *gradientului adiabatic umed*, Γ_v , considerăm că aerul umed pe care îl studiem are masa m^* egală cu unitatea specifică, q . Dacă în urma procesului de condensare dq grame de vaporii se condensează, primul principiu al

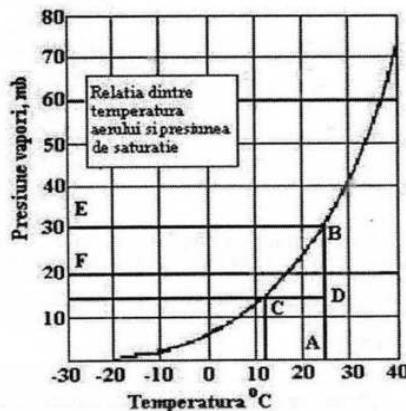


Fig. 4.8. Masa de aer unitate cu temperatura T are o presiune de saturare a vaporilor, p_{vs} corespunzătoare distanței AB. Dacă presiunea actuală a vaporilor este p_v , umiditatea relativă este egală cu $100(p_v/p_{vs})$ procente, și temperatura punctului de rouă este T_d (după Pettersen, 1969).

termodinamicei pentru masa de aer se scrie:

$$\delta Q = c_{pa} dT - R_a T \frac{dp}{p} + L dq \quad 4.63$$

unde L este căldura latentă de condensare.

Pentru procesele adiabatice $\delta Q = 0$ și ca urmare

$$dT = \frac{R_a}{c_{pa}} dT \cdot \frac{dp}{p} - \frac{L}{c_{pa}} dq \quad 4.64$$

Din condiția echilibrului hidrostatic (parametri cu prim sunt cei pentru mediu) și considerând mișcarea masei de aer cvasistacionară se scrie: $\frac{dp}{p} = \frac{dp'}{p'} = -\frac{g}{R_a} \cdot \frac{dz}{T}$

Prin urmare, variația temperaturii masei de aer umed care conține vaporii de apă saturati, în urma ascensiunii verticale va fi:

$$dT = -\frac{g}{c_{pa}} \cdot \frac{T}{T'} dz - \frac{L}{c_{pa}} dq \quad 4.65$$

Notând cu $\Gamma_v = -\frac{dT}{dz}$, gradientul de temperatură adiabatic umed va fi:

$$\Gamma_v = -\frac{dT}{dz} = \frac{g}{c_{pa}} \cdot \frac{T}{T'} + \frac{L}{c_{pa}} \cdot \frac{dq}{dz} \quad 4.66$$

Se constată că dacă aerul umed este nesaturat, $dq = 0$, $\Gamma_v \rightarrow \Gamma_a$.

Variația dq/dz se poate stabili din dependența umidității specifice de presiunea parțială a vaporilor, p_v și presiunea aerului, p . În cazul aerului umed saturat $q_s = 0,622 \frac{P_{vs}}{p}$.

Prin logaritmarea și diferențierea ecuației, se obține:

$$\frac{1}{q_s} \cdot \frac{\delta q}{dz} = \frac{1}{p_{vs}} \cdot \frac{\delta dp_{vs}}{dz} - \frac{1}{p} \cdot \frac{dp}{dz} \quad 4.67$$

unde s-a considerat că $\frac{dp_{vs}}{dz} = \frac{dp_{vs}}{dT} \cdot \frac{dT}{dz}$

Folosind ecuația echilibrului hidrostatic:

$$\frac{1}{p} \cdot \frac{dp}{dz} = \frac{1}{p'} \cdot \frac{\delta dp'}{dz} = -\frac{g}{R_a T} \quad 4.68$$

se obține:

$$\frac{dq}{dz} = q_s \left[\frac{1}{p_{vs}} \cdot \frac{\delta p_{vs}}{dT} \cdot \frac{dT}{dz} + \frac{g}{R_a T} \right] \quad 4.69$$

Înlocuind (4.69) în (4.66) și grupând convenabil termenii, se obține:

$$\Gamma_v = -\frac{dT}{dz} = \frac{\frac{g}{c_{pa}} \left[\frac{T}{T'} + \frac{Lq_s}{R_a T} \right]}{1 + \frac{Lq_s}{c_p p_{vs}} \cdot \frac{dp_{vs}}{dT}} \quad 4.70$$

Folosind aproximația $T \approx T'$ și $q_s = 0,622 \frac{p_{vs}}{p}$ se poate scrie:

$$\Gamma_v = \frac{\frac{g}{c_{pa}} \left[1 + \frac{Lq_s}{R_a T} \right]}{1 + \frac{Lq_s}{c_p p_{vs}} \cdot \frac{dp_{vs}}{dT}} = \Gamma_a \frac{p+a}{p+b} \quad 4.71$$

unde $a = 0,622 \frac{Lp_{vs}}{R_a T}$, iar $b = 0,622 \frac{L}{c_p} \cdot \frac{dp_{vs}}{dT}$

Variația presiunii vaporilor saturați în funcție de temperatură se obține din ecuația Clausius Clapeyron.

Coefficienții a și b depind de temperatură; valorile lor scad odată cu creșterea temperaturii, dar intotdeauna $a < b$. De aici rezultă că și $\Gamma_v < \Gamma_a$.

Așa cum s-a menționat anterior, aceasta înseamnă că temperatura scade mai lent cu înălțimea într-un proces adiabatic umed decât într-un proces adiabatic uscat și că Γ_v spre deosebire de Γ_a nu este constant ci depinde de presiune și temperatură.

La temperaturi ridicate (când q și p_{vs} sunt mari) și la presiuni coborâte, Γ_v atinge cele mai mici valori.

Când umiditatea aerului este scăzută $\Gamma_v \rightarrow \Gamma_a$

• Nivelul de condensare

Nivelul la care particula de aer se saturează se numește în termodinamica atmosferei *nivel de condensare* sau *punct de rouă*, deoarece la acest nivel condensarea este iminentă.

Înălțimea nivelului de condensare se determină știind că la acest nivel temperatura aerului umed T devine egală cu τ , temperatura punctului de rouă adică temperatura transformării de fază.

$$T(h_c) = \tau(h_c) \quad 4.72$$

Până la nivelul de condensare

$$T = T_0 + z \frac{dT}{dz}, \quad \text{iар} \quad \tau = \tau_0 + z \frac{d\tau}{dz} \quad 4.73$$

Variația lui τ cu z depinde de variația lui T cu z ; La $z = h_c$

$$T = T_0 + h_c \frac{dT}{dz} = \tau_0 + h_c \frac{d\tau}{dz} \Rightarrow h_c = \frac{T_0 - \tau_0}{\frac{d\tau}{dz} - \frac{dT}{dz}} \quad 4.74$$

$$\text{Pentru } z \leq h_c, \Gamma_a = -\frac{dT}{dz}.$$

Ca să aflăm gradientul temperaturii punctului de rouă (temperatura de condensare) $\frac{d\tau}{dz}$, folosim umiditatea specifică $q = 0,622 \frac{p_v}{p}$ pentru $T = \tau$.

În acest caz $p_v \equiv p_{vs}$.

$$q(z) = 0,622 \frac{p_{vs}}{p}. \quad 4.75$$

Pentru $z \leq h_c$, q este constant ceea ce permite diferențierea ecuației (4.75):

$$\frac{1}{p_{vs}} \cdot \frac{dp_{vs}}{d\tau} \cdot \frac{d\tau}{dz} = \frac{1}{p} \cdot \frac{dp}{dz}. \quad 4.76$$

Considerând ecuația echilibrului hidrostatic și mișcare cvasistatică

$$\frac{1}{p} \cdot \frac{dp}{dz} = \frac{1}{p'} \cdot \frac{dp'}{dz} = -\frac{g}{R_a T},$$

se obține:

$$\frac{d\tau}{dz} = -\frac{g}{R_a T} \cdot \frac{1}{\frac{1}{p_{vs}} \cdot \frac{dp_{vs}}{d\tau}}. \quad 4.77$$

Folosind ecuația Clapeyron Clausius:

$$\frac{dp_{vs}}{p_{vs}} = \frac{L d\tau}{R_v T^2}, \quad 4.78$$

se obține:

$$\frac{d\tau}{dz} = -\frac{g}{L} \cdot \frac{R_v}{R_a} \cdot \frac{\tau^2}{T^2}. \quad 4.79$$

Considerând Γ_a și calculând pe $\frac{d\tau}{dz}$ din 4.79 se poate determina nivelul de condensare, h_c .

Pentru valorile numerice: $R_v = 1,6 R_a$, $\tau = T = 280$ K, $g = 9,8$ m/s², $L = 600$ cal/g, se obține:

$$\frac{d\tau}{dz} = -0,17^0 C/100 m \quad \text{și} \quad h_c = 121(T_0 - \tau_0) m \quad 4.80$$

Este important să se cunoască nivelul la care începe condensarea pentru determinarea bazei norilor și evaluarea condițiilor de apariție a sistemelor convective într-o atmosferă instabilă din punct de vedere termodinamic.

4.5. STABILITATEA ȘI INSTABILITATEA ATMOSFEREI

Este interesant pentru foarte multe studii din atmosferă să se cunoască starea atmosferei, adică să se poată spune dacă atmosfera este stabilă sau instabilă și ce fel de instabilitate există.

4.5.1. Stabilitatea statică

Dacă temperatura potențială este o funcție de înălțime, gradientul actual $\Gamma \equiv -\frac{\partial T}{\partial z}$ va fi diferit de gradientul adiabatic, și

$$\frac{T}{\theta} \cdot \frac{\partial \theta}{\partial z} = \Gamma_a - \Gamma \quad 4.81$$

Dacă $\Gamma < \Gamma_a$ așa încât θ crește cu înălțimea, o particule de aer care are o deplasare adiabatică din starea sa de echilibru va avea portanță pozitivă (negativă) când se deplasează vertical în jos (în sus) așa încât ea va tinde să revină la starea sa de echilibru; în acest caz se spune ca atmosfera este *static stabilă* sau *stratificată stabil*.

Oscilațiile adiabatice ale particulei de fluid în jurul poziției sale de echilibru într-o atmosferă stratificată stabil se numesc *oscilații termice* sau *oscilațiile portanței*.

Frecvența caracteristică a acestor oscilații poate fi determinată, considerând o particule care este deplasată vertical pe o distanță mică δz , fără să perturbe mediul înconjurător. Dacă mediul este în echilibru hidrostatic, atunci:

$$\bar{p}g = -\frac{dp}{dz}, \quad 4.82$$

unde \bar{p} și \bar{p} sunt presiunea și densitatea din mediu. Accelerarea verticală a particulei va fi:

$$\frac{dw}{dt} = \frac{d^2}{dt^2}(\delta z) = -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \quad 4.83$$

unde ρ și p sunt densitatea și presiunea din particula de aer. S-a presupus, că presiunea particulei în mod instantaneu devine egală cu presiunea mediului în timpul deplasării particulei: $p = \bar{p}$. Această condiție trebuie să fie respectată ca particula să nu perturbe mediul. Ca mediul să rămâne tot timpul neperturbat trebuie ca particula de aer să sufere o transformare cvasistatică în timpul deplasării.

Astfel, cu ajutorul relației echilibrului hidrostatic, presiunea poate fi eliminată din ecuația (4.83) și se obține:

$$\frac{d^2}{dt^2}(\delta z) = g \left(\frac{\bar{p} - p}{\rho} \right) = \left(\frac{\theta - \bar{\theta}}{\bar{\theta}} \right) \quad 4.84$$

unde s-a folosit legea gazului ideal ca să se exprime accelerarea ascensională. Dacă particula de aer este inițial la nivelul $z = 0$, unde temperatura potențială este θ_0 , atunci pentru o deplasare foarte mică, δz , se poate exprima temperatura potențială din mediu ca:

$$\bar{\theta}(\delta z) \approx \theta_0 + \frac{d\bar{\theta}}{dz} \delta z$$

Dacă deplasarea particulei este adiabatică, temperatura potențială a particulei se conservă: $\bar{\theta}(\delta z) = \theta_0$

Astfel, ecuația (4.84) devine:

$$\frac{d^2(\delta z)}{dt^2} = -N^2 \delta z \quad 4.85$$

unde

$$N^2 = \frac{g}{\bar{\theta}} \frac{d\bar{\theta}}{dz}$$

este o măsură a stabilității statice a mediului. Ecuația (4.85) are o soluție generală de forma:

$$\delta z = A e^{i N z}$$

Așadar, dacă $N > 0$, particula va oscila în jurul nivelului său inițial cu perioada $\tau = \frac{2\pi}{N}$. Frecvența N este frecvența oscilației termice și se numește *frecvența Brünt-Väisälä*.

În condițiile troposferei medii $N \approx 1,2 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$, așa încât perioada oscilației este de aproximativ 8 minute.

În cazul în care $N = 0$, din ecuația (4.85) se observă că nu va exista nici-o accelerare și particula de aer va fi în echilibru neutru la noul său nivel.

Pe de altă parte, dacă $N^2 < 0$ (temperatura potențială descrește cu înălțimea), deplasarea va crește exponențial în timp.

Se ajunge astfel, la criteriile de stabilitate statică pentru aerul uscat:

$$\begin{aligned} \frac{d\theta}{dz} &> 0 && \text{stabil} \\ \frac{d\theta}{dz} &= 0 && \text{neutru} \\ \frac{d\theta}{dz} &< 0 && \text{instabil} \end{aligned} \quad 4.86$$

La scara sinoptică, atmosfera este întotdeauna stratificată stabil din cauză că orice regiune instabilă care se dezvoltă este rapid stabilizată prin convecție. Pentru o atmosferă umedă, condițiile de stabilitate sunt mai complexe.

4.5.2. Determinarea stabilității

Stabilitatea atmosferei este determinată prin examinarea temperaturii de la diferite înalțimi din atmosferă. Se determină astfel, gradientul termic. Nu trebuie să se confundă

gradientul termic care se determină din măsurarea temperaturii în atmosferă din sondaje verticale de diferite feluri, cu gradientul adiabatic care arată cum variază temperatura particulei de aer care se mișcă pe verticală în atmosferă.

Pentru exemplificare să examinăm situația în care gradientul termic este de $5^{\circ}\text{C}/1000\text{ m}$ (Fig. 4.9).

În aceste condiții, când aerul la suprafață are o temperatură de 25°C , aerul de la 1000 m va fi cu 5°C mai rece adică va avea 20°C , în timp ce aerul de la 2000 m va avea o temperatură de 15°C și așa mai departe.

S-ar părea că aerul de la suprafață este mai ușor decât aerul la 1000 m , deoarece este mai cald. Totuși, dacă aerul de la suprafață este nesaturat și s-a ridicat la 1000 m , el prin destindere s-a răcit cu 1°C pentru fiecare 100 m (gradientul adiabatic), deci a ajuns la 1000 m cu o temperatură de 15°C , cu 5°C mai scăzută decât cea din mediu. În consecință, fiind mai greu va coborî, tinzând să atingă poziția inițială. Astfel, se spune că aerul de la suprafață este potențial mai rece decât cel din mediu și nu va avea o mișcare ascensională.

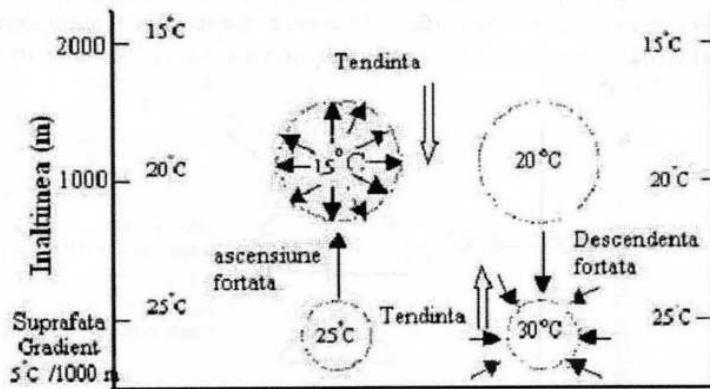


Fig. 4.9 Reprezentarea schematică a unei atmosfere stabile. Particula de aer este în stânga schemei și de observat că aerul din apropierea suprafelei solului este potențial mai rece decât aerul de la înălțime și de aceea rezistă la mișcarea ascensională (după Lutgens, F. K., Tarbuck E. J., 1986)

Din rațiuni similare, dacă aerul de la 1000 m va coborî, încalzirea adiabatică va determina creșterea temperaturii sale cu 10°C până să atingă suprafață, facându-l mai cald decât aerul din mediu; ca urmare fiind mai ușor se va ridica, la nivelul de la care a plecat. Atmosfera în acest caz este stabilă și nu vor avea loc mișcări verticale.

Stabilitatea absolută domină când gradientul actual este mai mic decât gradientul adiabatic umed. Figura 4.10 prezintă această situație folosind un gradient termic de $2^{\circ}\text{C}/1000\text{ m}$ și un gradient adiabatic umed de $3^{\circ}\text{C}/1000\text{ m}$.

Ca urmare, la 1000 m temperatura în mediu va fi de 15°C iar cea a particulei de aer în ascensiune de 10°C , particula fiind astădată, mai grea decât aerul înconjurător. Chiar dacă acest aer stabil a fost forțat peste nivelul de condensare, el va rămâne mai rece și mai greu decât aerul înconjurător și va avea tendința să revină la suprafață.

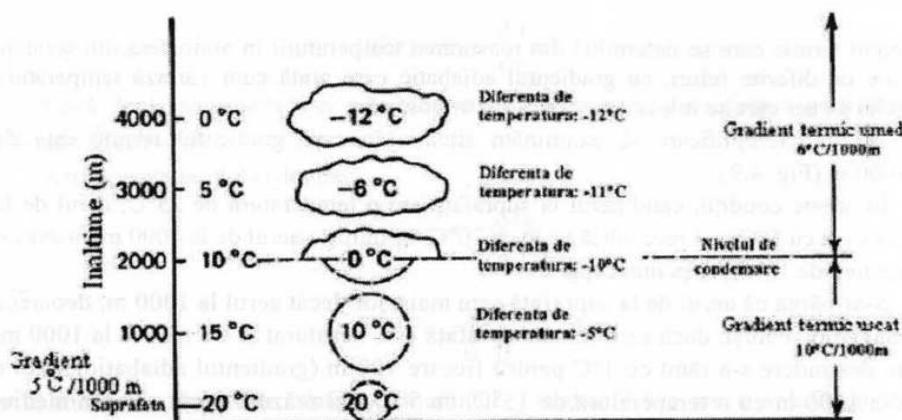


Fig. 4.10. Stabilitatea absolută domină când gradientul termic este mai mic decat gradientul adiabatic umed. Particula de aer în ascensiune va fi ca urmare mai rece și deci mai grea decât aerul din mediu

Atmosfera se spune că este *absolut instabilă* când gradientul termic este mai mare decât gradientul adiabatic uscat. În acest caz, particula în ascensiune este întotdeauna mai căldă decât mediul său înconjurător și va continua să urce datorită portanței proprii (Fig. 4.11).

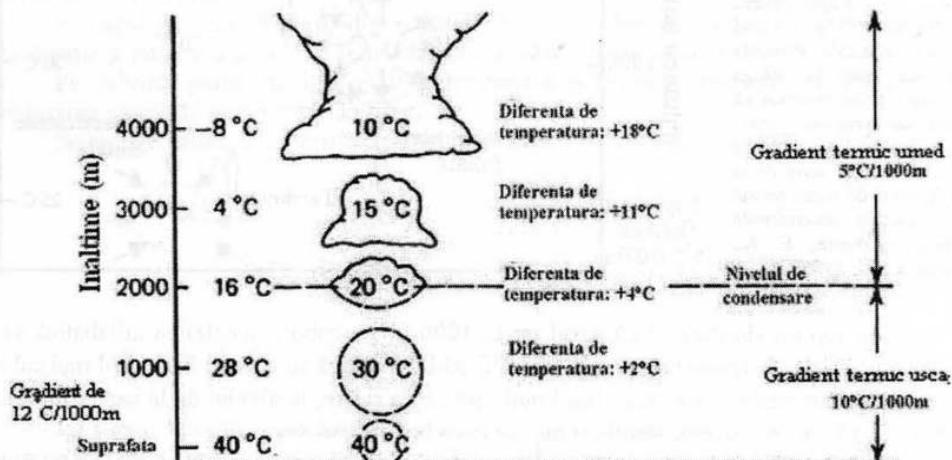


Fig. 4.11. Instabilitatea absolută evidențiată folosind un gradient termic de 12°C /1000 m. Aerul care urcă este întotdeauna mai căldă și de aceea mai ușor decât aerul din mediu

O alta situație care există în atmosferă este numită *instabilitate condiționată*. Aceasta se obține când aerul umed are un gradient termic între gradienții adiabatice uscat și umed, adică între 0,5°C și 1°C /100 m.

Se observă din figura 4.12. ca pentru primii 4000 m particula de aer în ascensiune este mai rece decât aerul înconjurător și ca urmare se consideră stabilă. Cu adăugarea căldurii latente deasupra nivelului de condensare, particula va deveni mai căldă decât aerul înconjurător. De la acest nivel particula de aer va continua să urce fără acțiunea unei forțe exterioare și de aceea este considerată instabilă. Deci, aerul instabil conditionat poate fi descris ca aerul care începe ascensiunea ca aer stabil dar de la un anumit nivel deasupra nivelului de condensare el devine instabil. Cuvântul condiționat este folosit deoarece numai dacă aerul este forțat inițial să urce poate să devină instabil. Instabilitatea condiționată este de fapt cel mai obișnuit tip de instabilitate.

Din discuțiile precedente se poate concluziona că într-o atmosferă stabilă nu au loc mișcări verticale ascendente iar atmosfera instabilă favorizează mișcările ascendente. În consecință, în cazul condițiilor de stabilitate atmosferică norii nu se pot forma. Totuși există alte procese care forțează ascendența aerului; în acest caz norii care se formează sunt dispersați, au grosimi verticale reduse în comparație cu dimensiunile orizontale, iar precipitațiile dacă apar sunt foarte slabe.

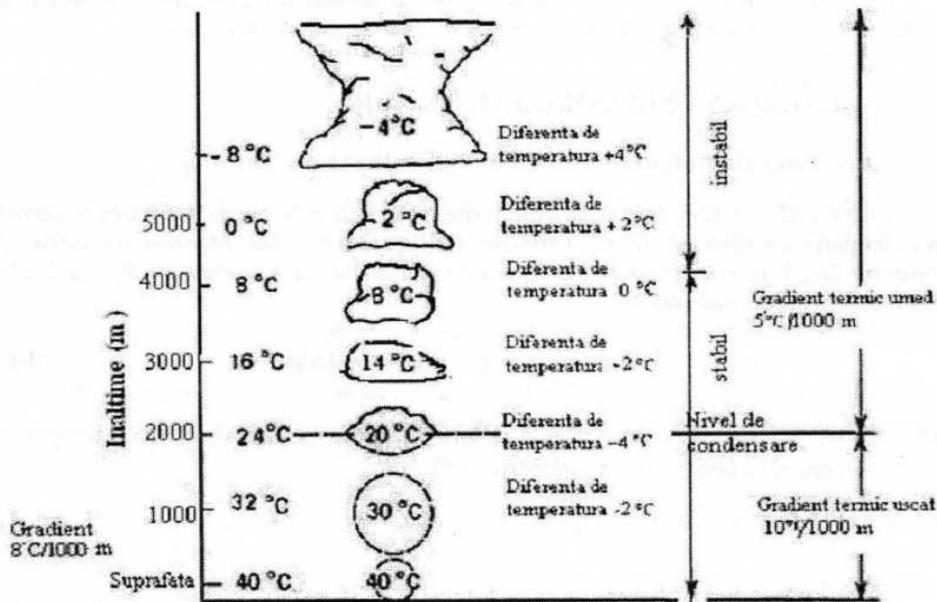


Fig. 4.12. Instabilitatea condiționată evidențiată, folosind un gradient termic de $8^{\circ}\text{C}/1000\text{ m}$ cuprins între gradientul adiabatic uscat și gradientul adiabatic umed. Particula în ascensiune este mai rece decât mediul sub 4000 m și mai căldă peste nivelul de 4000 m (după Lutgens, F. K., Tarbuck E. J., 1986).

Dimpotrivă, norii asociați condițiilor de instabilitate sunt nori profunzi și sunt însoțiti de precipitații intense, de obicei averse.

Instabilitatea se obține frecvent în după-amiezile fierbinți vara, când încălzirea de la soare este foarte puternică. Suprafața neregulată permite apariția de particule de aer mult mai calde decât aerul înconjurător și în consecință acestea sunt antrenate în mișcări verticale ascensionale. Dacă ele urcă peste nivelul de condensare, se formează nori care de obicei precipită sub formă de aversă. Ploile sunt de scurtă durată deoarece ploaia răcește rapid suprafața.

Cele mai *stabile condiții se obțin în cazul inversiunilor termice*, când temperatura crește cu înălțimea. În această situație aerul din apropierea suprafeței este mai rece și mai greu decât aerul din particule și, de aceea, are loc un amestec vertical redus între straturile de aer. Întrucât poluanții sunt în general în aerul de sub inversiune, o inversiune termică limitează prezența lor la straturile inferioare, unde concentrația lor crește în continuu. Ceața întinsă este de asemenea un semn al stabilității atmosferei. Dacă stratul care conține ceață s-a amestecat cu stratul „uscat” deasupra, procesul de evaporare va disipa rapid ceața.

În concluzie, rolul stabilității în determinarea aspectelor de vreme și a concentrațiilor de poluanți nu poate fi contestat. De o importanță deosebită este prognoza dezvoltării sau nu, a norilor și dacă produc precipitații și ce tip de precipitații.

Cele mai multe procese care modifică starea de stabilitate se obțin ca urmare a mișcării aerului, dar variația diurnă a temperaturii joacă cel mai important rol.

4.6. ENERGIA UNEI COLOANE DE AER

4.6.1. Energia potențială totală a unei coloane de aer

Energia dE a unui element de volum dintr-o coloană de aer la înălțimea z , constă din două părți: *energia internă* dU care este $c_v dT$ pentru unitatea de masă și *energia sa potențială* dE_p care este gz pentru unitatea de masă. Întucât un element de masă este $-dp/g$, expresia energiei este:

$$E = U + E_p = g^{-1} \int_{p_h}^{p_0} c_v T dp + \int_{p_h}^{p_0} z dp \quad 4.87$$

unde coloana se întinde de la $z = 0$, $p = p_0$ la $z = h$, $p = p_h$. Al doilea termen din partea dreaptă a ecuației se poate integra prin părți și dă:

$$E_p = -p_h h + \int_0^h pdz \quad 4.88$$

Se ține seama de ecuația de stare pentru densitate, $\rho = \frac{p\mu}{RT}$, și de ecuația echilibrului hidrostatic, $\rho dz = -\frac{dp}{dz}$ și se obține pentru energia potențială:

$$E_p = -p_h h + g^{-1} \int_{p_h}^{p_0} \frac{RT}{\mu} dp \quad 4.89$$

Primul termen poate fi neglijat dacă considerăm h foarte mare încât presiunea p_h este zero. Înținând seama de relația Robert-Mayer, $c_p = c_v + R/\mu$ și substituind ecuația (4.89) în (4.87) se obține:

$$E = U + E_p = c_p g^{-1} \int_0^{p_0} T dp \quad 4.90$$

Se observă că $\frac{E_p}{U} = \frac{c_p}{c_v} - 1 \approx 0,4$ pentru aerul uscat, așa că, la echilibru hidrostatic,

raportul dintre energia potențială și cea internă a unei coloane de aer este constant. Conversia în energie cinetică se va obține, de aceea, pe seama ambelor energii la raport constant. De aceea este convenabil să se trateze energia potențială și cea internă, împreună; suma lor se numește *energie potențială totală* – nume folosit pentru prima dată de Margules într-o lucrare faimoasă din 1903 despre energia în furtună.

4.6.2. Energia potențială disponibilă

În mod evident nu toată energia potențială totală este disponibilă pentru conversie în energie cinetică. Pentru o atmosferă stratificată în mod uniform, stabilă în raport cu mișcarea verticală, în care nu există nici o variație a densității pe orizontală la nici un nivel, deși energia potențială totală este mare, nu toată este disponibilă pentru conversie. Să presupunem că o astfel de atmosferă stratificată stabil este încălzită într-o regiune restrânsă. Energia potențială totală este suplimentată și stratificarea este perturbată; apar gradienți orizontali de densitate și astfel forțe de presiune care pot converti energia potențială totală în energie cinetică. Presupunem apoi, că o atmosferă stratificată stabil este răcită deasupra unei regiuni limitate în loc să fie încălzită. Deși energia potențială totală este îndepărtată, ca rezultat al acestei îndepărări stratificarea este perturbată și din nou este posibilă conversia în energie cinetică.

Mărimea care a fost introdusă de Lorenz (1967) pentru orice stare a atmosferei și care este o măsură a energiei potențiale totale disponibile pentru conversie în energie cinetică prin procese adiabatice se numește *energie potențială disponibilă*.

Ea este diferența dintre energia potențială totală într-o anumită stare, și energia potențială totală a unei stări de stratificare uniformă care este static stabilă (adică are un gradient termic stabil), obținută prin redistribuirea masei atmosferice prin procesele adiabatice. În condițiile unei stratificări uniforme energia potențială disponibilă este zero.

Procesul de reajustare la starea de referință static stabilă implică impunerea mișcărilor verticale așa încât suprafețele izentropice să coincidă cu suprafețele de geopotențial constant. Întrucât aerul mai cald se ridică și cel mai rece coboară, în timpul reajustării va fi eliberată energie potențială gravitațională și se efectuează lucru mecanic pe seama energiei interne; suma acestora este energia potențială disponibilă.

Ca să calculeze valoarea ei, Lorenz (1967) a considerat atmosfera împărțită prin suprafețe de temperatură potențială constantă cum se vede în figura 4.13.

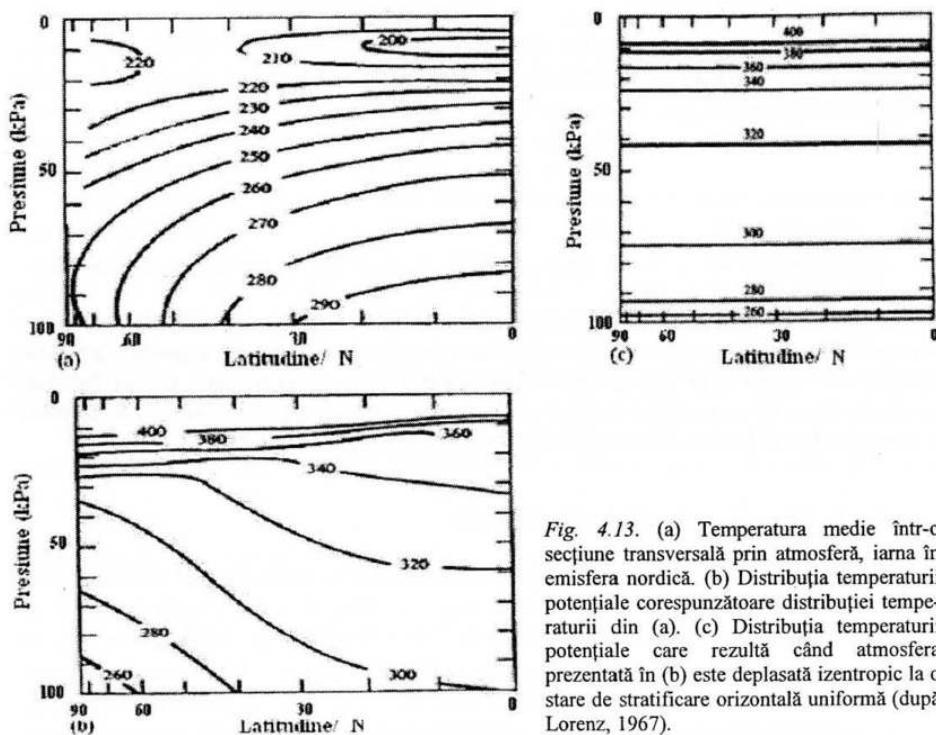


Fig. 4.13. (a) Temperatura medie într-o secțiune transversală prin atmosferă, iarna în emisfera nordică. (b) Distribuția temperaturii potențiale corespunzătoare distribuției temperaturii din (a). (c) Distribuția temperaturii potențiale care rezultă când atmosfera prezentată în (b) este deplasată izentropic la o stare de stratificare orizontală uniformă (după Lorenz, 1967).

În orice redistribuție la curgerea adiabatică, θ se conservă pentru orice particulă din atmosferă. Cu condiția că fiecare dintre suprafețele de θ constantă intersectează fiecare coloană verticală o singura dată, se poate defini ușor presiunea medie, \bar{p} deasupra fiecărei suprafețe în raport cu aria proiectată pe suprafața orizontală. Suprafețele care par să intersecteze solul se poate imagina că intersectează nivelul pentru care $p = p_0$. Energia potențială totală, E , a unei coloane verticale (4.90) poate fi scrisă în funcție de temperatura potențială θ și integrată prin părți, obținându-se:

$$E = (1 + \kappa)^{-1} c_p g^{-1} P_0^{-\kappa} \left(\int_{\theta_0}^{\infty} p^{1+\kappa} d\theta + \theta_0 P_0^{1+\kappa} \right) \quad 4.91$$

Dacă valoarea lui θ la suprafață, θ_0 , este mai mică decât orice valoare din atmosferă de deasupra solului (aceasta este cerința pentru stabilitate; vezi de asemenea figura 4.13), ultimul termen din partea dreaptă a ecuației (4.91) poate fi inclus în integrală prin înlocuirea limitei inferioare cu $\theta = 0$ cu interpretarea că toate suprafețele ale căror valori θ sunt mai mici decât θ_0 coincid la $p = p_0$. Ca urmare, pentru întreaga atmosferă (pe unitatea de arie a suprafeței) se obține:

$$E_A = (1 + \kappa)^{-1} c_p g^{-1} p_0^{-\kappa} \int_0^{\infty} \left(\overline{p}^{1+\kappa} - \overline{p}^{1+\kappa} \right) d\theta \quad 4.92$$

deoarece $(1 + \kappa) > 1$, $\overline{p}^{1+\kappa} > \overline{p}^{1+\kappa}$ în afară de cazul când $p \equiv \overline{p}$, ecuația (4.92) asigură condiția ca energia disponibilă, E_A , să fie pozitivă.

În ecuația 4.92, pentru $p = \overline{p} + p'$, $p^{1+\kappa}$ poate fi dezvoltat după binomul lui Newton (teorema binomială). Reamintind că $\overline{p}' = 0$ și dezvoltând numai după primul termen rezultă:

$$E_A = \frac{1}{2} \kappa c_p g^{-1} p_0^{-\kappa} \int_0^{\infty} \overline{p}^{1+\kappa} \left(\frac{p'}{\overline{p}} \right)^2 d\theta \quad 4.93$$

Ecuația (4.93) exprimă energia potențială disponibilă în funcție de varianța lui p pe o suprafață izentropică. De obicei este mai convenabil să ne raportăm la suprafete izobarice și în acest caz, expresia energiei disponibile, E_A , devine:

$$E_A = \frac{1}{2} \cdot c_p g^{-1} \int_0^{\infty} \overline{T} \left(1 - \frac{\Gamma}{\Gamma_d} \right)^{-1} \left(\frac{T'}{\overline{T}} \right)^2 dp \quad 4.94$$

Ecuația (4.94) este o expresie foarte folosită pentru estimarea energiei potențiale disponibile. Comparând această expresie cu (4.90) se poate estima raportul dintre energia potențială disponibilă, E_A și energia totală E . Valorile tipice în ecuația (4.94) sunt: $\Gamma \approx \frac{2}{3} \Gamma_d$ și $\left(T'/\overline{T} \right)^2 \approx \left(\frac{1}{16} \right)^2$ care înlocuite dau pentru raportul E_A/E o valoare aproximativă 1/200. Numai aproximativ 0,5% din energia potențială totală este disponibilă pentru conversia în energie cinetică.

Este interesant să se compare energia cinetică medie atât cu energia potențială totală cât și cu energia potențială disponibilă. Energia potențială totală a unei coloane verticale (4.90) poate fi scrisă ca:

$$E = [(\gamma - 1)g]^{-1} \int_0^{P_0} c^2 dp \quad 4.95$$

unde $\gamma = c_p/c_V$ și $c = (\gamma RT)^{1/2}$ este viteza sunetului în aer. Energia cinetică, E_k a unei coloane verticale de aer exprimată într-o formă similară este:

$$E_k = \frac{1}{2g} \int_0^{P_0} v^2 dp \quad 4.96$$

unde v este viteza mișcării atmosferice. O valoare tipică a vitezei este $\sim 0,05c$, astfel încât raportul E/E_k poate fi, în medie, ~ 2000 .

Întrucât în medie, $E_A / E \approx 1/200$, $E / E_k \approx 0,1$, aşa încât energia potențială disponibilă în atmosferă este mult mai mare decât energia cinetică.

Conceptul de energie potențială disponibilă poate fi folosit să se investigheze eficiența încălzirii sau răcirii diferitelor părți ale atmosferei în vederea evaluării contribuției la menținerea circulației generale din atmosferă.

Dacă mărimea $\dot{q}dm$ (dm fiind un element de masă) reprezintă viteza cu care căldura este introdusă sau îndepărtată prin procesele diabatice (exemplu procesele de radiație, căldura latentă, transfer turbulent de la suprafață, etc.), se poate arăta că viteza de generare a energiei potențiale disponibile este aproximativ egală cu:

$$\int \left[1 - \left(\frac{\bar{P}}{P} \right)^k \right] \dot{q}dm \quad 4.97$$

Lorenz a numit cantitatea din paranteza dreaptă a ecuației (4.97) factor de eficiență. În inspecția figurii 4.14 arată că generarea maximă de energie potențială disponibilă se va obține la încălzirea la altitudinile inferioare din zona latitudinilor joase și răcirea în altitudinile înalte din regiunile polare, un rezultat care ar putea fi așteptat din argumente termodinamice foarte generale.

În discuția precedentă energia potențială disponibilă a fost calculată prin raportarea la o stare a atmosferei *static stabilă*. Întrucât în atmosferă apar constrângeri dinamice asupra mișcării nu este clar că procesele pentru atingerea unei astfel de stări sunt posibile din punct de vedere dinamic. De fapt, după cum a sugerat Van Mieghem (vezi Dutton și Johnson, 1967), ar fi mai real să se postuleze o stare de referință care să includă un vortex circumpoliar echilibrat printr-un gradient termic orizontal care ar putea fi atins printr-o curgere în maniera descrisă mai sus, dar care să conserve, de asemenea, momentul cinetic absolut zonal.

4.6.3. Energia zonală și a curenților turbionari

Discuția precedentă nu a fost concentrată asupra tuturor modurilor în care are loc conversia energiei potențiale în energie cinetică. În capitolul cu circulația generală atmosferică se vor prezenta două mecanisme care descriu această conversie și anume: (1) prin mișcări care pot fi considerate independente de longitudine, și (2) prin mișcări turbionare cvasi-orizontale de scară mare, care prezintă variații mari cu longitudinea. Pentru studiile de circulație generală este, de aceea, convenabil să se împartă energia cinetică în două componente prin considerarea mișcărilor atmosferice în (i) *componenta medie zonală*, adică viteza vântului mediată de-a-lungul cercului latitudinal, și (ii) *componentele curenților turbionari*, adică componenta meridianală (sau nord-sud) și deviația componentei zonale în orice loc de la media de-a-lungul cercului latitudinal. Aceste componente sunt cunoscute ca *energia cinetică zonală* și respectiv *energia cinetică a curenților turbionari*.

În mod similar se pot deduce energia potențială disponibilă zonală și a curenților turbionari. Componentele varianței câmpului temperaturii sunt: (1) *varianța temperaturii mediate zonal*, și (2) *varianța temperaturii de-a lungul cercurilor latitudinale*, din care se pot deduce componentele *zonala și turbionară ale energiei potențiale disponibile*.

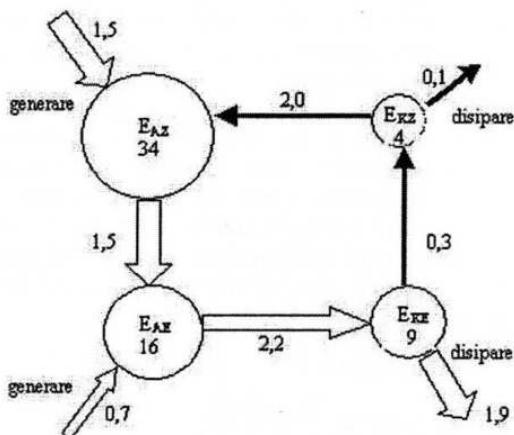


Fig. 4.14. Media stocării și conversiilor energiei potențiale disponibile E_A și energiei cinetice E_K pentru întreaga atmosferă după cum a fost estimată de Oort și Peixoto (1998). Unităile energiei sunt în 10^5 Jm^{-2} și ale conversiei, generării și disipației în Wm^{-2} . Indicii Z și E sunt pentru componentele zonală și respectiv turbionară.

Figura 4.14. reprezintă un exemplu al rezultatului studiului generării și conversiei energiei. De observat că cea mai mare din conversia în energie cinetică se obține din energia potențială disponibilă a curenților turbionari care la rândul ei este convertită prin mișcările curenților turbionari de scară mare din energia potențială zonală disponibilă.

4.7. DIAGRAAME AEROLOGICE

Ca să se poată studia rapid și convenabil structura verticală și anumite proprietăți ale atmosferei deasupra unei localități se folosesc diagramele aerologice (diagrame termodinamice).

Datele observaționale care se reprezintă sunt obținute din sondaje și constau dintr-un set de valori ale temperaturii, presiunii, umidității și vântului.

Pe o diagramă aerologică sunt trase izolinii sau izoplete: izobare, izoterme, curbe de egală saturare, curbe de egală temperatură potențială (izentreope) pentru aer uscat (adiabate uscate) sau pentru aer umed (adiabate umede sature și nesature). Aceste linii ca oricare curbă de pe diagramă pot avea două semnificații:

- *statică*, indicând structura verticală a unui strat atmosferic (astfel, o adiabată poate să reprezinte o atmosferă cu o valoare constantă a temperaturii potențiale pe verticală)
- *de proces*, reprezentând modificarea variabilei pentru o particulă de aer în destindere adiabatică.

Importanța diagrameelor constă în cantitatea mare de informații care poate fi rapid obținută de la ele. Cu ajutorul lor se studiază de asemenea, stabilitatea verticală.

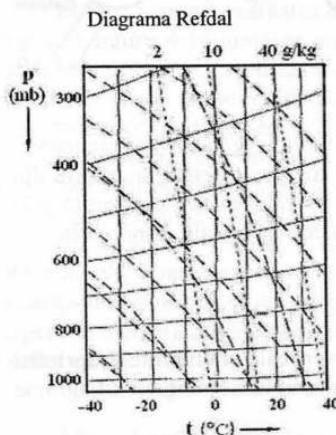
Pentru utilizări diferite s-au realizat mai multe tipuri de diagrame aerologice. Diagramele aerologice trebuie să satisfacă câteva condiții pentru a putea fi folosite în scopuri practice:

1. Diagramele trebuie să conțină reprezentări grafice care să cuprindă cea mai mare parte a proceselor fundamentale ce pot avea loc în atmosferă: procese izobare, izoterme, adiabatice uscate, adiabatice umede, etc.

2. În cazul în care variațiile de energie ale masei de aer studiată sunt importante, trebuie ca aria închisă de curbele ce reprezintă un proces ciclic să fie proporțională cu variația de energie sau lucrul mecanic care intervine în procesul respectiv.
3. Curbele care reprezintă procesele fundamentale să fie niște drepte.
4. Unghiul dintre liniile izoterme și adiabatele uscate să fie cat mai apropiat de 90° .
5. Diagramele termodinamice să satisfacă condiția Refsdal care impune conservarea ariilor marginite de curbele ce reprezintă un ciclu, atunci când se trece de la un sistem de coordonate la altul.

Matematic, asta înseamnă că Jacobianul transformării să fie egal cu unitatea.

Exemplu: dacă se trece de la coordonatele (p, v) la (x, y) atunci Jacobianul transformării este:



$$J = \begin{vmatrix} \frac{\partial x}{\partial p} & \frac{\partial x}{\partial v} \\ \frac{\partial y}{\partial p} & \frac{\partial y}{\partial v} \end{vmatrix} = 1 \quad 4.98$$

Diagramele obținute ca transformări de arie egală sunt:

- Refsdal de coordonate: $(-\ln p, RT)$
- Tefigrama Shaw (S, T)
- aerograma Refsdal $(-RT \ln p, \ln RT)$
- diagrama cu axe oblice (T, \log)
- diagrama Stüve $(p, R_a/C_p, T)$ – este o pseudodiagramă care nu respectă condițiile de arie egală.

4.7.1 Tipuri de diagrame

- Diagrama Refsdal
- Emagrama

$$x = R_a T \quad 4.99$$

Dacă s-a ales x , coordonata y se va determina din condiția de transformare de coordonate: $(p, v) \rightarrow (x, y)$, adică se folosește condiția:

$$\left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_y = \left(\frac{\partial y}{\partial v} \right)_x \quad 4.100$$

Ca urmare coordonatele emagramei vor fi (Fig. 4.15'):

$$\begin{cases} y = -\ln p \\ x = R_a T \end{cases}$$

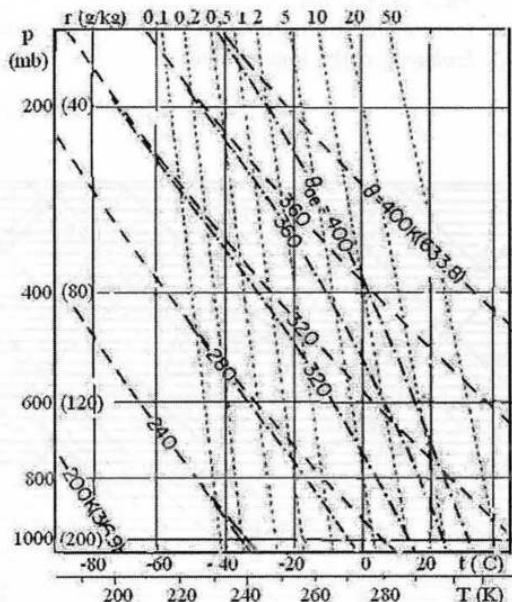


Fig. 4.15. Emagramma: pe abscisa: scară lineară de temperatură; pe ordonată: scară logaritmică

Familia de curbe pentru emagramă:

Izotermele (-65° și 40°) din grad în grad, drepte paralele cu axa ordonatelor;

Izobarele din 10 în 10 mb pentru $p \in [1050 \text{ mb}, 200 \text{ mb}]$ drepte paralele cu abscisa.

Adiabatele uscate ($\theta = \text{const.}$), curbele de stare ale aerului uscat și umed nesaturat, sunt curbe care se abat ușor de la o dreaptă. Se trasează din 5° în 5° de la stânga sus spre dreapta jos.

Adiabatele umede ($\theta_2 = \text{const.}$) curbe de stare ale aerului umed saturat (pe emagramă linii intrerupte)

Izogramale (linii de valori constante ale umidității specifice la saturatie $q_s - \text{ct.}$) – linie punctată.

Emagramma respectă condițiile impuse diagramelor termodinamice, unghiul dintre izotermă și adiabată fiind de 45° .

- *Tephigrama* ($T - \phi$), respectă cel mai bine condițiile diagramei aerologice.

Se obține de la variabilele (p, v) printr-o transformare de aria egală:

$$\begin{cases} x = T \\ y = c_p \ln \theta \end{cases} \quad 4.101$$

Deoarece $c_p \ln \theta$ diferă de entropia sistemului numai până la o constantă aditivă, Shaw a denumit aceasta diagrama $T - \phi$ grama (ϕ = entropie în notația lui Shaw).

În abscisă: scară liniară de temperatură;

În ordonată: scară logaritmică de temperatură potențială, θ (sau liniară de entropie).

Familia de curbe:

Izotemele: linii drepte, paralele cu axa ordonatelor (-70° , 40°)

Izobarele: curbe logaritmice.

$$\ln \theta = \ln T + \frac{R_a}{C_p} \ln 1000 - \frac{R_a}{C_p} \ln p \quad 4.102$$

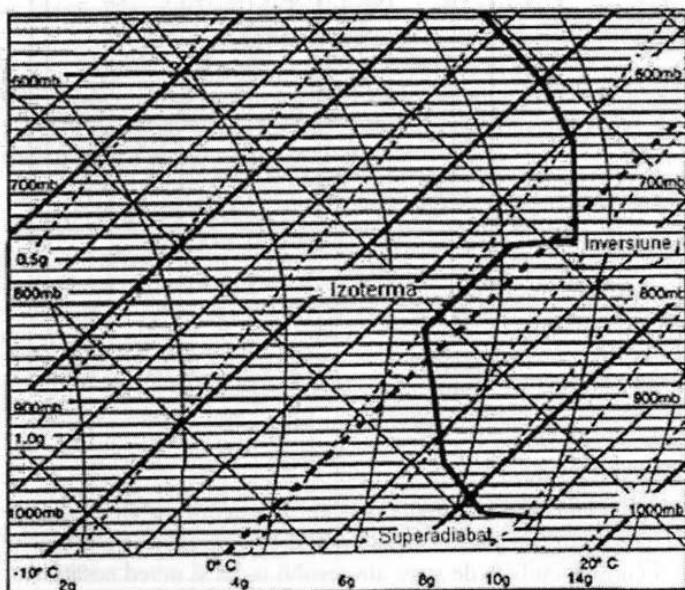


Fig. 4.16 Schema unei T-Φgrame

Pentru $p = ct$ rezultă că $y = c_p \ln x + d$ se pot considera drepte (pe diagramă linii continue)

Adiabatele uscate: linii drepte paralele cu axa absciselor.

Adiabatele umede: curbe.

Izogramele: sunt aproape drepte (Fig. 4.16)

• *Diagrama Stüve* (pseudodiagramă, iar arile nu reprezintă energii)

$$x = R_a T$$

Coordinate:

$$y = p^{\frac{R_a}{C_p}} = p^{0,288} \quad 4.103$$

Izotemele: $t \in [-80, 40^\circ\text{C}]$, linii drepte, paralele cu axa ordonatelor (din grad în grad).

Izobarele $p \in [1050 \text{ mb}, 10 \text{ mb}]$, linii drepte, paralele cu axa absciselor, din 10 în 10 mb fără să fie echidistante

Adiabatele uscate – drepte convergente spre originea axelor de coordonate.

Adiabatele umede – curbe care se apropiu asymptotic de adiabatele uscate la temperaturi scăzute (sub -40°C).

Izogramele – corespunzătoare lui q_s cu valori între 0,01 și 40 $\frac{g}{kg \text{ aer umed}}$.

Unghiul dintre izoterme și adiabate este de 45° .

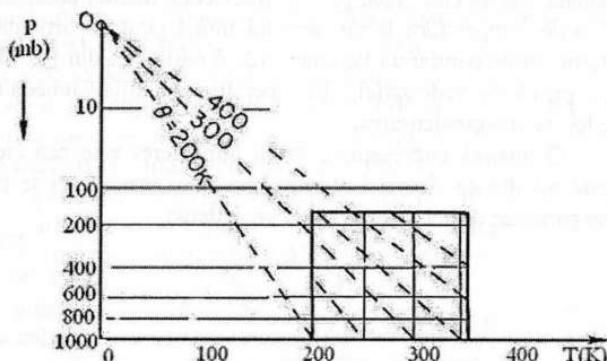


Fig. 4.17. Diagrama Stüve

4.7.2 Discuția stărilor pe diagramă

Uneori este interesant să se compare diferite particule de aer și să se observe ce temperatură au dacă ele ar ajunge la aceeași presiune, de fapt temperatura fiind cea potențială. Pentru o astfel de discuție vom considera în continuare o diagramă cu principalele curbe marcate.

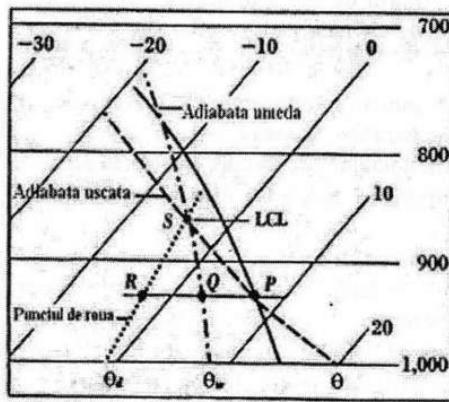


Fig. 4.18. Schema unei diagrame adiabatice. P reprezintă temperatura și Q punctul de rouă ale unei particule de aer. Dacă particula de aer urcă, temperatura se va schimba de-a lungul adiabatei uscate și punctul de rouă după curba punctului de rouă. Particula devine saturată în S, punct numit Nivel de Condensare în Urcare (LCL: Lifting Condensation Level). Ascensiunea în continuare se face pe adiabata umedă care trece prin S.

Punctul P reprezintă o particulă de aer nesaturat. Dacă această particulă se va deplasa adiabatic în sus sau în jos, temperatura sa ar putea să varieze de-a lungul adiabatei uscate care trece prin P. Intersecția cu nivelul de 1000 hPa (nivel standard de presiune) indică temperatura potențială uscată.

Temperatura punctului de rouă R, se reprezintă prin intersecția izobarei care trece prin P și curba care indică umiditatea. Când particula este în ascensiune, temperatura sa

urmează adiabata uscată care trece prin P iar temperatura punctului de rouă urmează linia umidității care trece prin R. La un anumit nivel, să spunem S, care depinde de conținutul de umezeală, particula devine saturată și intersecția liniei de umiditate cu izobara standard de 1000 hPa indică temperatura potențială umedă. Ascensiunea în continuare se face pe adiabata umedă care trece prin S. Intersecția acestei adiabate cu izobara care trece prin P definește temperatura termometrului umed pentru particula din P. Punctul S este unic determinat de conținutul de umezeală al particulei din P și deci este adiabata umedă care trece prin S. Se vede astfel, că temperatura potențială umedă (θ_w) rămâne neschimbată dacă are loc sau nu condensarea.

O analiză interesantă a stării atmosferei este cea care se realizează pe diagrama pseudoadiabatică, Stüve. Determinarea stării atmosferei se face ținând seama de mișcarea unei particule de aer ca în discuția precedentă.

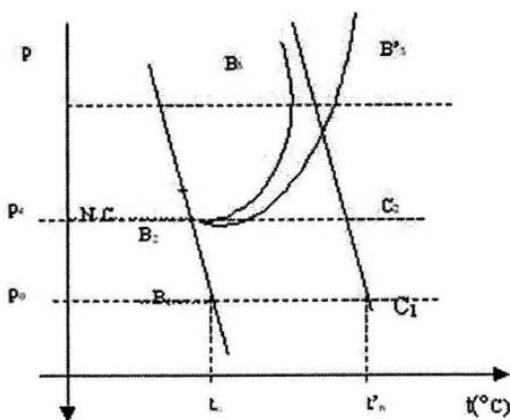


Fig. 4.19. Stările atmosferei pe o diagramă Stüve

Pentru starea initială ($p_0 T_0$) există o singură adiabată uscată care trece prin acest punct. De asemenea unei adiabate uscate și unui nivel de condensare date, le corespunde o singură adiabată umedă (de exemplu $B_2 B_3$).

Cu privire la adiabatele umede, deosebim două cazuri:

1. Produsele condensării (sau desublimării) rămân în suspensie în particula de aer în care s-au format. În acest caz procesul este reversibil, deoarece căldura eliberată prin condensare, în timpul acensiunii este conservată prin evaporarea produselor de condensare, în timpul coborârii. În consecință, particula revine la starea inițială. Pe diagramă lucrurile se prezintă astfel: particula pleacă din B_1 ($p_0 T_0$) și pentru că este nesaturată urcă pe adiabata uscată până în punctul B_2 (N.C.) unde se produce saturarea și începe condensarea. Din acest moment punctul reprezentativ merge pe adiabata umedă care trece prin B_2 , $B_2 B_3$. Dacă particula de aer este adusă înapoi, va urma același drum în sens invers, ajungând în starea inițială cu același T_0 . De aceea adiabata umedă $B_2 B_3$ poartă numele de *adiabata umedă reversibilă*, procesul fiind adiabatic și reversibil.

Fie o masa de aer la (p_0, T_0) , care urcă până atinge temperatura punctului de rouă τ , când începe condensarea, la nivelul de condensare (N.C.). Pe diagramă punctul reprezentativ pornește din (p_0, T_0) și urcă pe curba $B_1 B_2$ până în B_2 . Această curbă, care reprezintă variația temperaturii în funcție de p în procesul adiabatic uscat, poartă numele de *adiabată uscată*. După atingerea nivelului de condensare, masa de aer este supusă unui proces adiabatic umed.

Am văzut că $\Gamma_v < \Gamma_a$ și astfel punctul reprezentativ merge pe o *adiabată umedă*.

2. În acest caz, toate produsele condensării (sublimării) de îndată ce sunt formate părăsesc particula de aer și pornesc spre sol sub forma de precipitații. Și în acest caz procesul este adiabatic, pentru că nu există schimb termic cu mediul; el nu va mai fi însă reversibil. Într-adevăr căldura eliberată prin condensare la urcare nu mai este consumată în descendență, fiindcă produsele condensării au părăsit particula de aer. În consecință masa de aer dispune de un surplus de căldură când revine la nivelul inițial, ceea ce face ca temperatura ei finală să fie mai mare decât cea inițială. Pe diagramă, din B_2 , cum produsele de condensare cad, conținutul de apă al masei de aer se micșorează apropiindu-se de regimul aerului uscat – se răcește deci mai repede decât în cazul precedent. Va urma o altă adiabată B_2B_3 , mai înclinață decât prima numită *a diabata umedă ireversibilă* și care se apropie asymptotic de o adiabată uscată $B_3C_2C_1$. Deci când produsele condensării părăsesc particula de aer, punctul reprezentativ merge pe B_2B_3 . Când a ajuns în B_3 particula este practic complet uscată și descendența ei nu se mai poate face decât pe adiabata C_2B_3 . Se vede că masa ajunge la nivelul de plecare cu o temperatură mai mare decât temperatura inițială. Asemenea procese ireversibile poartă numele de *procese pseudoadiabatice*.

În general procesele reale ale aerului saturat sunt procese intermediare, fiindcă numai o parte din produsele de condensare cad la sol. Un proces de tip pseudoadiabatic este fenomenul de “föhn”. Masele de aer umed urcă panta unui munte și suferă o destindere adiabatică. Vaporii condensează și se depun în cea mai mare parte sub forma de ploaie pe drumul până la creastă. Mai departe, aerul coboară pe celălalt versant și după ce se evaporă picăturile rămase în suspensie, aerul se încălzește.

4.7.3. Calcularea energiilor din arii

În diagrame spuneam că aria închisă printr-un proces ciclic este proporțională cu lucrul mecanic L și cu căldura Q primită de unitatea de masă a aerului în timpul procesului. Suntem interesați de valorile acestor cantități pentru orice procese deschise. Vom considera aceste procese pentru aerul umed, când nu are loc condensarea. În acest caz, variația funcțiilor de stare, în general, nu va fi mai mare decât zero. Vom avea:

$$\begin{aligned}\Delta U &= c_v \Delta T \\ \Delta H &= c_p \Delta T \\ \Delta S &= c_p \ln \frac{\theta_2}{\theta_1}\end{aligned} \quad 4.104$$

unde indicii 1 și 2 se referă la stările inițială și finală; ΔT poate fi citit direct; ΔS poate fi calculat de la valorile θ_1 , θ_2 sau prin măsurarea $\Delta \ln \theta = \ln \frac{\theta_2}{\theta_1}$ pe o tephigramă cu o scală aproximativă, în unități de entropie.

Calcularea căldurii Q și a lucrului mecanic L care nu sunt funcții de stare, necesită o cunoaștere a procesului efectuat de sistem. Dacă acest proces este reprezentat pe o diagramă calculul poate fi simplificat prin approximații grafice.

Să considerăm următoarele expresii:

$$L = - \int_1^2 p dV = -pV \Big|_1^2 + \int_1^2 V dp = -R\Delta T + R \int_1^2 T d \ln p \quad 4.105$$

$$Q = \int_1^2 T dS = c_p \int_1^2 T d \ln \theta \quad 4.106$$

Dacă se calculează una din mărimele Q sau L , cealaltă rezultă imediat din primul principiu al termodinamicii și din ecuația (4.99).

$$\Delta U = Q + L \quad 4.107$$

Termenul integral din ultima expresie pentru L în ecuația (4.100) este direct legat de aria de pe emagramă. Dacă definim Σ_{em} aria 1–2–3 în figura 4.20. (descrișă în sens contrar acelor de ceasornic) unde curba 1–2 reprezintă procesul, avem:

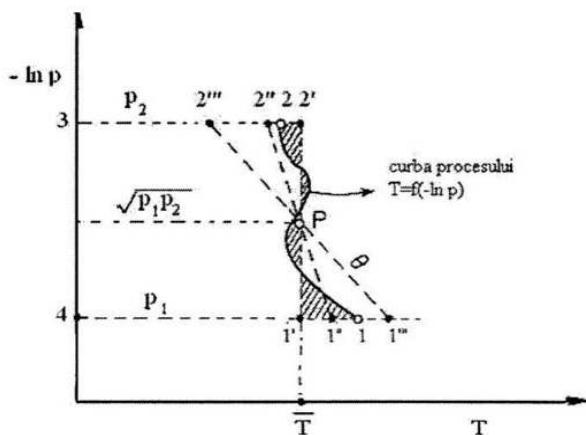


Fig. 4.20. Schiță grafică a calculului energiei pe o emagramă.

$$\Sigma_{em} = \int_1^2 T d(-\ln p) = - \int_1^2 T d \ln p \quad 4.108$$

asa că:

$$L = -R(\Delta T + \Sigma_{em}) \quad 4.109$$

și din ecuațiile (4.99) și (4.102):

$$Q = c_p \Delta T + R \Sigma_{em} \quad 4.110$$

Se obișnuiește ca aria Σ_{em} să fie calculată prin reprezentarea temperaturii medii \bar{T} care compensează aria $(1'-2')$ în figură și luând aria $1'-2'-3'-4-1'$. Aceasta este metoda izotermei medii. Aria va fi:

$$\Sigma_{em} = -\bar{T} \ln \frac{p_2}{p_1} \quad 4.111$$

Dacă se înlocuiește oricare linie dreaptă, ca de exemplu 1"-2", care trece prin punctul P cu izoterma, 1"-2", aceasta va determina aceeași arie. De aceea, reciproc, am putea alege orice linie dreaptă care urmărește cât se poate de aproape curba 1-2 și care compensează aria.

Punctul mediul P al acestei linii drepte dintre izobare va fi dat de \bar{T} . Aceasta este reprezentată în figură de linia 1"-2"; \bar{T} va fi astfel $\bar{T} = (T_1'' + T_2'')/2$, unde T_1'' și T_2'' sunt temperaturile corespunzătoare punctelor 1" și 2". Se observă că izobara care trece prin P va avea valoarea $(p_1 p_2)^{1/2}$.

Aria Σ_{em} poate fi de asemenea calculată prin *metoda adiabatei medii*. Aceasta constă în găsirea adiabatei uscate 1'''-2''' care intersectează 1-2, și compensează aria. Dacă p_1 și p_2 nu sunt foarte depărtate, procesul 1'''-2''' poate fi luat pe o emagramă ca o linie dreaptă în cazul în care ar putea trece prin P. Acum aria Σ_{em} poate fi calculată de la aria 1'''-2'''-3-4-1''' :

$$\Sigma_{em} = - \int_1^2 T d \ln p = - \frac{1}{R} \int_1^2 v dp \quad 4.112$$

unde integrala este luată de-a lungul 1'''-2''', astfel încât corespunde unui proces adiabatic pentru care $\delta Q = 0$. De aceea, din primul principiu:

$$\int_1^2 v dp = \Delta h - Q = \Delta h = c_p (T_2''' - T_1''') \quad 4.113$$

și

$$\Sigma_{em} = \frac{1}{\chi} (T_1''' - T_2''') \quad 4.114$$

unde T_1''' și T_2''' sunt temperaturile la care adiabata intersectează izobarele p_1 și p_2 și ariile se compensează.

Ecuatiile (4.106) și (4.109) furnizează metode convenabile de calculare a integralelor de energie pe o emagramă.

4.8. AMESTECAREA AERULUI

Mișcarea aerului este întotdeauna turbulentă, în sensul că viteza și direcția vântului prezintă variații neregulate. Aceasta este rezultatul succesiunii vârtejurilor care se mișcă în mod neregulat, se amestecă cu aerul înconjurător și dispar în timp ce alte vârtejuri se formează în mod permanent. Mișcarea vârtejurilor și amestecarea lor cu mediul sunt importante pentru că astfel, căldura, umedeala și alte proprietăți ale aerului se redistribuie prin straturile adânci de aer.

Efectele amestecului se pot pune în evidență, imaginând un experiment cu un vas care este parțial plin cu apă sărată rece peste care se toarnă o cantitate egiată de apă dulce, caldă. Dacă se amestecă cele două mase, se va constata că atât salinitatea cât și temperatura au o distribuție uniformă în întreg vasul.

Întrucât apă este incompresibilă nu există variații adiabatice ale temperaturii.

Când aerul se mișcă pe verticală, temperatura se va schimba adiabatic. Totuși, temperatura potențială a particulelor în mișcare nu va fi afectată, așa încât temperatura potențială a aerului se poate asemăna temperaturii apei amestecate. De aceea rezultatul final al amestecului aerului se poate considera ca fiind o temperatură potențială uniformă. S-a arătat în paragrafele anterioare că atunci când temperatura potențială este uniformă, temperatura descrește cu înălțimea cu gradientul adiabatic. Dacă inițial gradientul adiabatic a fost mai mic decât gradientul adiabatic uscat (care este cazul normal), rezultatul amestecului ar fi o descreștere a temperaturii la limita superioară și o creștere a temperaturii la baza stratului, cum se vede din figura 4.21.

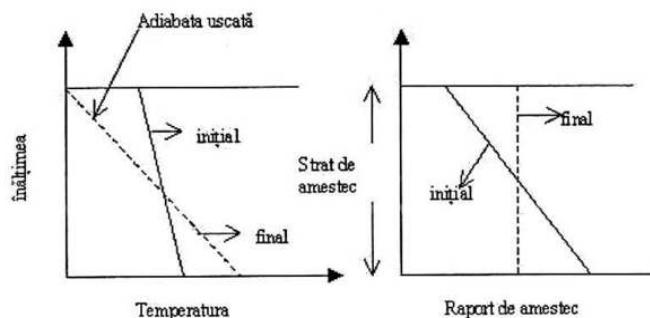


Fig. 4.21. Dacă un strat stabil de aer nesaturat este amestecat, temperatura tinde către o adiabată uscată și raportul de amestec va deveni uniform pe verticală. Aceasta va reduce conținutul de umedeală din partea inferioară a stratului amestecat, și-l va crește în partea superioară. Dacă aerul este suficient de umed, poate să aibă loc procesul de condensare

Cei mai mulți nori stratus observați în partea inferioară a atmosferei sunt formați datorită unui astfel de amestec.

În ceea ce privește efectul amestecului asupra distribuției umidității trebuie spus că, deoarece în timpul comprimării sau destinderii particulei de aer raportul de amestec se conservă, el se va distribui uniform pe verticală în urma amestecului. În mod normal, *raportul de amestec care se definește ca numărul de grame de vaporii de apă dintr-un gram de aer uscat*, va scădea de la sol spre înălțime.

Amestecul prin curenți turbionari va determina creșterea conținutului de umedeală în partea superioară și va usca partea inferioară a stratului. În același timp, temperatura va descrește în partea superioară și va crește în partea inferioară a stratului. Astfel, se poate atinge saturarea în partea superioară a stratului.

Un exemplu este prezentat în figura 4.22. Pentru simplificare s-a luat un strat

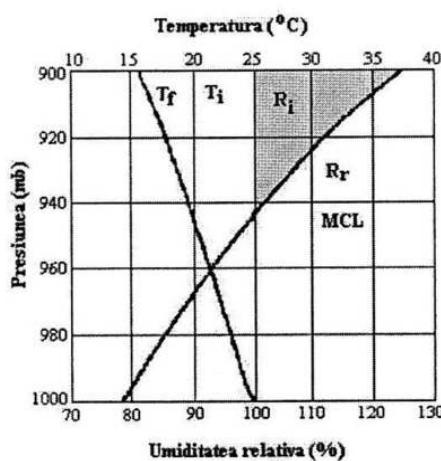


Fig. 4.22. Amestecarea unui strat de aer din apropierea solului determină în mod frecvent formarea de nori stratus în partea superioară a stratului amestecat. Nivelul indicat prin NCA(MCL) este numit *nivel de condensare de amestec*; el poate să difere de nivelul de condensare de ascensiune NC (după Pettersen, 1969)

de aer saturat și temperatura uniformă între 1000 și 900 hPa. Dacă stratul a fost amestecat în profunzime, umiditatea relativă la bază va descrește de la 100% la aproape 80%, în timp ce la partea superioară ea va crește de la 100% la 130%. Dacă nu au existat nuclee de condensare în aer, s-ar putea obține valori mari ale suprasaturației. Totuși, cu nuclee de condensare, s-ar putea forma un strat de nori stratus în partea superioară a stratului amestecat.

4.9. SUBSIDENȚĂ ȘI INVERSIUNILE

Termenul de *subsidență* este în mod obișnuit folosit să reprezinte mișările de descendență de scară mare din atmosferă. Deși aceste mișări sunt de intensitate slabă (de la 2 la 5 cm/sec), ele sunt foarte importante. De exemplu, încălzirea adiabatică asociată cu o descendență de aproape 500 m va fi suficientă să evapore picăturile de apă ale unui nor mediu. Totuși, când se obține subsidență, este afectată o mare parte din coloana de aer de sub tropopauză, cu rezultatul că norii adesea se disipă la toate nivelurile. Înseinarea care încheie o perioadă prelungită de ploaie sau vreme rea este de obicei, datorată extinderii subsidenței.

Cea mai pronunțată amestecare de-a lungul verticalei este în apropierea suprafeței pământului, unde turbulența, datorită încălzirii la suprafață și rugozității solului este foarte activă. Normal, stratul de subsidență va fi暖 și uscat, în timp ce stratul de amestec de dedesubt va rămâne rece și umed. Astfel de structuri se obțin în mod frecvent de-a lungul coastelor subtropicale de vest.

Structura tipică a aerului de subsidență de deasupra aerului amestecat este arătata în figura 4.23. Se poate vedea că deasupra stratului amestecat temperatura mai întâi crește cu înălțimea și apoi rămâne la gradientul termic normal. Temperatura ridicată și punctul de rouă coborât sunt rezultatul încălzirii adiabatice a aerului de subsidență.

Un strat în care temperatura crește cu înălțimea se numește *inversiune*; principalele tipuri de astfel de straturi sunt prezентate în figura 4.23. Cel prezentat în figura 4.23.a este rezultatul subsidenței. Numai rareori inversiunile de subsidență ating solul, cu excepția pantelor dealurilor sau munților (Fig. 4.23.b).

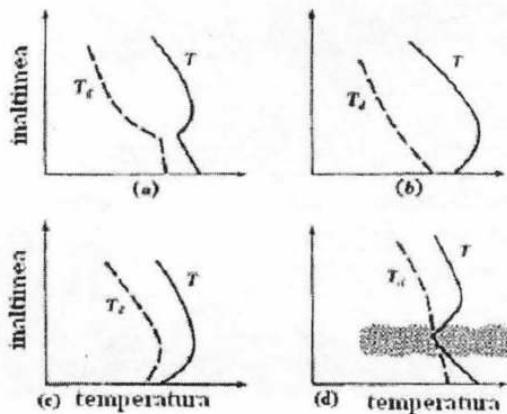


Fig. 4.23. Tipuri de inversiuni termice: (a) subsidență deasupra unui strat amestecat de suprafață; (b) subsidență atinge solul; (c) inversiunea la sol determinată de răcirea aerului care stagnează; (d) inversiunea determinată de răcirea și amestecarea stratului de suprafață. Inversiunile de înălțime (a) și (d) sunt adesea însoțite de nori stratus, iar inversiunile umede joase (c) sunt adesea cețoase. Toate inversiunile sunt adevarate capcane pentru poluarea cu surse la suprafața solului (după Pettersen 1969)

Straturile de inversiune, fără subsidență, se formează frecvent când aerul este răcit de dedesubt. Exemple tipice sunt prezentate în partea inferioară a *figurii 4.23*.

Dacă vântul este slab, aşa încât nu există un amestec turbulent intens, stratul de suprafață se va răci mai repede decât aerul de deasupra.

Cum acest aer se răcește, temperatura se apropiie de punctul de rouă și se poate forma ceață. Inversiunile de tipul arătat în *figura 4.23c* se obțin în mod frecvent în noptile calme și senine. Ele sunt de asemenea frecvențe deasupra ghețarilor polari în toate sezoanele și deasupra continentelor reci în timpul iernii. Dacă vântul este suficient de puternic, stratul de suprafață se va amesteca și structura va fi ca în *figura 4.23d*. Un strat de nori stratus poate fi prezent destul de frecvent la și sub baza inversiunii. Inversiunile de subsidență pot întotdeauna să fie deosebite de alte tipuri prin uscăciunea aerului de deasupra bazelor lor.

4.10. INVERSIUNILE TERMICE ȘI POLUAREA AERULUI

Poluarea aerului a devenit o gravă problemă astăzi, o amenințare la sănătatea și bunăstarea populației, prin creșterea emisiilor de contaminanți ai aerului. Un bărbat adult are nevoie de aproximativ 13,5 kg de aer pe zi, în comparație cu aproape 1,2 kg de hrana și 2 kg de apă. Calitatea aerului, de aceea, este la fel de importantă ca hrana sau apa. Aerul nu este niciodată perfect curat. Există o mulțime de surse naturale de poluare dar sursele datorită activității omului au crescut nepermis de mult din epoca industrială până în zilele noastre. Când se obțin episoade de poluarea aerului ele nu sunt, în general, rezultatul unei creșteri drastice în cantitatea de poluant; ele se manifestă din cauza schimbării stabilității atmosferice. De obicei, când se eliberează poluanți de la diferite surse, ei sunt amestecați în aer prin vânt și turbulență și astfel sunt dispersați. Dacă aerul în care sunt emiși poluanții nu este dispersat, el devine din ce în ce mai toxic.

Inversiunile termice sunt printre cele mai importante cauze de întârziere a dispersiei poluanților. Când este prezentă o inversiune, aerul cald deasupra celui rece acționează ca un capac și nu permite mișcările verticale deci inhibă dispersia poluanților. Poluanții sunt astfel menținuți peste zona respectivă (Fig. 4.24.).

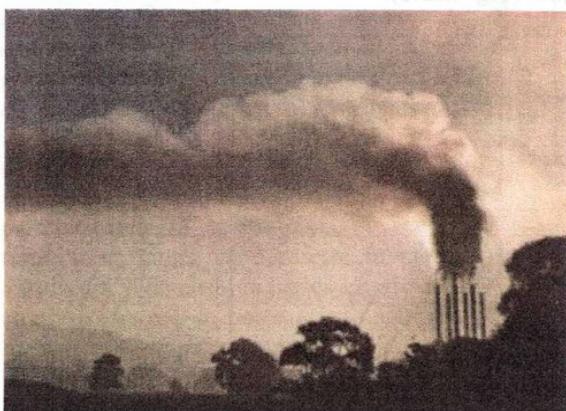


Fig. 4.24. Pană de poluant nedispersată

Încălzirea de la soare determină creșterea temperaturilor la suprafață în timpul dimineții târzii și a după-amiezii și astfel gradientul termic se accentuează și face ca aerul din straturile inferioare să devină instabil.

Totuși, în timpul noptii situația se inversează: inversiunile termice, care rezultă în condiții atmosferice foarte stabile, se pot dezvolta în apropierea solului. Aceste suprafete de inversiune se formează pentru că pământul radiază mai puternic decât aerul de deasupra. În consecință, aerul cel mai rece se găsește la suprafața pământului, realizându-se profile verticale ale temperaturii ca în figura 4.25.

O dată cu răsărîtul soarelui, solul este încalzit și inversiunea dispare. Deoarece aerul rece este mai dens decât aerul cald, aerul rece din apropierea suprafetei este dirijat treptat în regiunile de vale, învecinate, unde persistă. În aceste situații inversiunile care sunt mai adânci nu dispar rapid la răsărîtul soarelui.

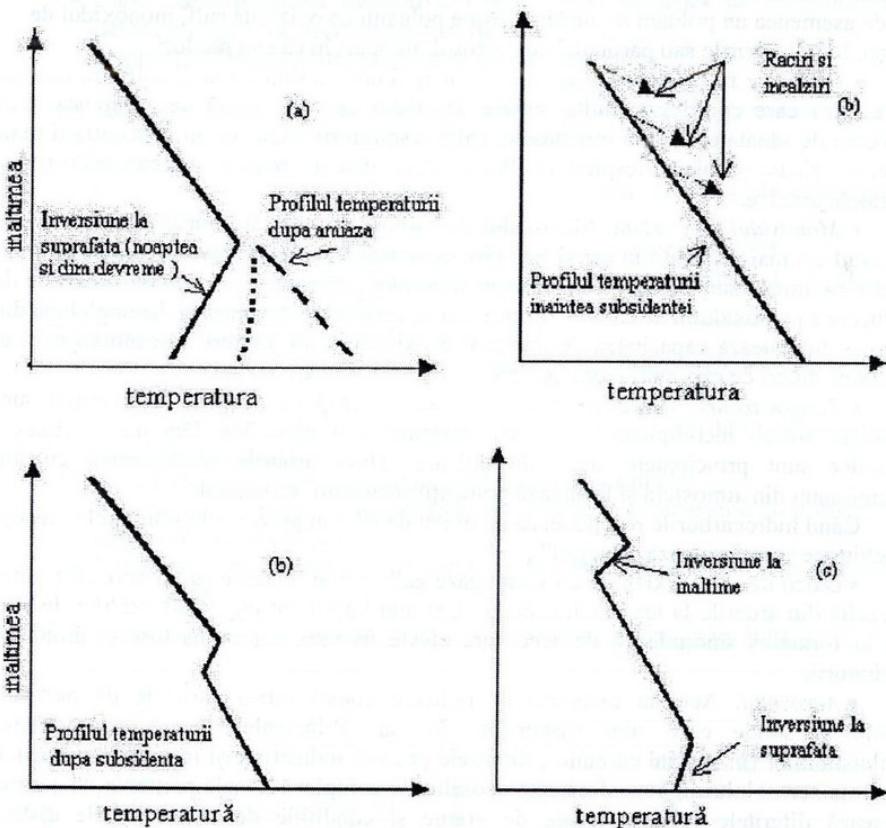


Fig. 4.25. Tipuri de inversiuni termice. (a) linia solidă arată un profil vertical al temperaturii care ar putea să apară dimineața devreme; linia întârziată arată schimbările care se vor obține când suprafața este încălzită în timpul zilei. (b) Subsidența crează adesea o inversiune în înălțime. (c) o inversiune dublă (după Lutgens, F. K., Tarbuck E. J., 1986).

Multe dintre episoadele de poluare extinse și de lungă durată sunt legate de inversiunile de temperatură care se dezvoltă în asociație cu un centru de presiune ridicată (anticiclone) în care predomină mișcările descendente ale aerului. Ca urmare a descendenței aerul de la înălțime se comprimă și se încălzește. Cum turbulența este aproape întotdeauna prezentă în apropierea solului, stratul cel mai de jos al atmosferei este impiedicat, în general, să participe la subsidență. Astfel, o inversiune se dezvoltă în înălțime între zona inferioară de turbulență și straturile mai calde de deasupra (Fig. 4.25.b). Întrucât în general, într-un anticiclone cerul este senin, nu este neobișnuit ca o suprafață de inversiune să se formeze în timpul nopții și dimineața devreme. O astfel de inversiune dublă se observă în figura 4.25.c.

Poluanții pot fi grupați în două categorii: *primari* și *secundari*. Poluanții primari sunt emiși direct de la surse identificabile. Poluanții secundari sunt produși în atmosferă când au loc anumite reacții chimice între poluanții primari ca de exemplu reacțiile fotochimice pe care le-am cunoscut la formarea ozonului troposferic. H_2SO_4 este de asemenea un poluant secundar. Despre poluanți ca oxizii de sulf, monoxidul de carbon, hidrocarburile sau particulele de aerosol, pe scurt în câteva rânduri.

- *Oxizii de sulf.* Dioxidul de sulf, cel mai abundant dintre oxizii sulfului, este un gaz incolor care corodează multe metale. Dioxidul de sulf crează de asemenea mari probleme de sănătate; el irită mucoasele, caile respiratorii, ochii iar în concentrații mari produce serioase probleme respiratorii. Principalele surse de oxizi de sulf sunt industria și centralele termice.

- *Monoxidul de carbon.* Monoxidul de carbon, un gaz fără miros și culoare, este poluantul cel mai răspândit în aer și este produs prin arderea incompletă a combustibililor. Nu este ca urmare surprinzător, că motoarele mașinilor reprezintă cel mai mare procentaj de producere a monoxidului de carbon. Monoxidul de carbon reacționează cu hemoglobina din sânge și diminuează capacitatea de transport a oxigenului în țesuturi. În cantități mici el determină dureri de cap, stări foarte proaste iar în cantități mari devine mortal.

- *Hidrocarburi.* Hidrocarburile formează un grup de poluanți care inițial sunt rezultatul arderii incomplete a benzinei, cărbunelui și uleiurilor. Din nou motoarele mașinilor sunt principalele surse de poluare. Hidrocarburile reacționează cu alți contaminanți din atmosferă și formează poluanții secundari, ca ozonul.

Când hidrocarburile reacționează cu oxizii de azot în prezența luminii au loc reacții fotochimice și se formează "smogul".

- *Oxizii de azot.* Oxizii de azot sunt gaze galben maronii care au un miros înțepător și rezultă din arderile la temperaturi înalte. Cel mai important impact al oxizilor de azot este în formarea smogului și de aceea are efecte iritante, determină tuse și probleme respiratorii.

- *Aerosolul.* Aceasta categorie de poluanți constă într-o varietate de particule lichide și solide care sunt suspendate în aer. Principalele surse sunt arderea combustibililor (în special cărbunii), diferitele procese industriale și incendiile pădurilor. Influența aerosolului în atmosferă este deosebit de complexă. Unele particule de aerosol afectează diferitele procese legate de vreme și condițiile de climat, altele distrug vegetația, corodează metalele și sunt dăunătoare sănătății oamenilor.

Controlul poluării și eliminarea cauzelor s-au dovedit mult mai puțin costisitoare decât tratarea efectelor poluării.

**Întrebări:**

1. Faceți deosebirea dintre temperatură și căldură.
2. Care sunt factorii care determină variația diurnă a temperaturii?
3. Ce este aerul umed și care sunt mărimile fizice care-l caracterizează.
4. Prin ce diferă umiditatea specifică de cea relativă? Dar cea absolută de cea relativă? Ce au în comun?
5. Dacă temperatura rămâne neschimbată, și dacă umiditatea specifică scade cum se va modifica umiditatea relativă?
6. De ce se răcește o particulă de aer care se ridică în atmosferă?
7. Prin ce se deosebește atmosfera stabilă de cea instabilă?
8. Care este exprimarea cantitativă a principiului al doilea al termodinamicii, pentru procese cva sistatice reversibile?
9. Explicați diferența dintre gradient și răcirea adiabatică.
10. Să se precizeze care este soluția ecuației $\frac{d^2(\delta z)}{dt^2} = -N^2\delta z$ și să se expliciteze mărimile care apar.
11. Ce este *energia potențială disponibilă*? Care sunt condițiile de instabilitatea atmosferei?
12. Care este importanța conceptului de energie potentială disponibilă?
13. Enumerați câteva condiții de vreme care ar putea conduce la condiții de stabilitate sau instabilitate.
14. Cum se poate modifica stabilitatea aerului?
15. Care sunt condițiile pe care trebuie să le satisfacă diagramele aerologice pentru a putea fi folosite în scopuri practice?
16. Faceti deosebirea dintre convergență și subsidență. Cum influențează fiecare stabilitatea aerului?
17. Cum influențează inversiunile termice poluarea aerului?
18. Descrieți formarea unei suprafete de inversiune și comparați-o cu o inversiune care se obține în înălțime.
19. Următoarele măsurători au fost facute la 00 GMT într-o zi din iunie cu ajutorul radiosondei.

Presiunea (kPa)	Temperatura (°C)	Temperatura de condensare sau de inghet (°C)
100	13	11
94	9,5	8
90	7	5
78	0	-3
70	-5	-11
60	-11	-17
50	-20	-28
40	-32	-42
30	-47	
20	-49	
15	-50	
10	-48	

Reprezentați aceste date pe o tefigramă și răspundeti la următoarele întrebări:

- (1) Care este presiunea la tropopauză?
 - (2) Care părți ale ascensiunii sunt stabile pentru (a) aer uscat, (b) aer saturat?
 - (3) Care este raportul de amestec, vaporii de apă: aer, la 100kPa, 50kPa?
 - (4) Dacă suprafață se răcește radiativ în timpul nopții cu câte grade trebuie să se răcească aerul ca să se inițieze formarea ceții?
 - (5) Dacă aerul de la suprafață se încălzește în timpul zilei și se ridică adiabatic, la ce înălțime se va obține condensarea?
20. O formulă aproximativă, empirică, a fost dedusă de Gill (1982) pentru gradientul adiabatic saturat: $\Gamma_s = 6,4 - 0,12t + 2,5 \cdot 10^{-5} t^3 + [10^3(t - 5)^2 - 2,4](1 - 0,001p)$ unde t este temperatura în grade Celsius și p presiunea în mb. Să se calculeze folosind această formulă gradientul adiabatic pentru $p = 100$ mb, $t = 30^\circ\text{C}$, 20°C și 10°C și pentru $p = 500$ mb, $t = -20^\circ\text{C}$.



BIBLIOGRAFIE RECOMANDATĂ

- Iribarne J. V., W. L. Godson, 1985: *Atmospheric Thermodynamics*, second. ed. D. Reidel Publishing Company, Dordrecht, Boston, Lancaster, 300 p.
- Lutgens, F. K., Tarbuck E. J., 1986: *The Atmosphere: An Introduction to Meteorology*. Prentice Hall, Englewood Cliff, New Jersey, 490 pg.
- Petterssen S., 1969, *Introduction to Meteorology*, McGraw Hill, New York, 333pg.

5. SISTEMELE NOROASE ȘI PRECIPITAȚIILE

Pe Terra apa este distribuită la suprafață, în subteranul continental, în calotele glaciare, oceane și în atmosferă. Oceanul mondial conține 97,2% din întreaga cantitate de apă, iar atmosfera numai 0,001%.

La fiecare moment de timp, atmosfera are aproape 10 trilioane tone de apă; în fiecare zi aproximativ 1 trillion tone de apă este evaporată de la apele de suprafață, mări și oceane. În medie, 1 trillion de tone de apă cade la suprafața Pământului sub formă de precipitații.

Atmosfera poate să fie caracterizată ca un uriaș rezervor de vapozi de apă, un rezervor în care timpul de viață al moleculelor de apă este de aproximativ 10 zile. Atmosfera cu conținutul ei în apă reprezintă un sistem indinsensabil vieții.

Repartiția apei în atmosferă este determinată de mișcarea aerului, dar și de procesele de transformare a apei, ceea ce implică mareea variabilitate a cantității de apă din aerul troposferei și cantitatea redusă în atmosferă superioară.

În troposferă, sediul tuturor fenomenelor meteorologice care schimbă aspectul vremii, apă, în cea mai mare parte se găsește în stare de vaporii în amestec cu aerul, în proporții variabile. Restul se găsește în stare lichidă sau solidă, în norii și hidrometeorii a căror repartiție și bogăție în apă evoluează în mod continuu.

Această mare variabilitate, care contrastează cu compozitia aerului uscat, aproximativ constantă, rezultă în mod evident din rapiditatea de desfășurare a diverselor fenomene fizice, care se opun uniformizării, prin: evaporarea mărilor și apelor continentale de suprafață, formarea norilor prin condensarea vaporilor de apă, dispariția norilor prin evaporarea lor în aer, formarea și evaporarea hidrometeorilor și în sfârșit, precipitarea apei condensate.

5.1 APA ÎN ATMOSFERĂ. NOTIUNI DE BAZĂ

În atmosferă apă se găsește în cele trei faze ale ei: faza gazoasă, vaporii de apă, faza lichidă, picături de apă, și faza solidă, cristale de gheăță.

În complexitatea fenomenelor din atmosferă, procesele macrofizice și procesele microfizice care includ prezența particulelor atmosferice și a vaporilor de apă, ocupă un loc foarte important. Dintre procesele microfizice, nucleația, condensarea sau evaporarea prezintă interes deosebit pentru lumea științifică, prin implicarea în ciclul vieții norilor și a ceții și în formarea ploii.

O interfață este o suprafață comună dintre două corpuri sau spații. Suprafața limită dintre orice suprafață de apă și suprafața inferioară a atmosferei este numită *interfață aer-apă*. Limita dintre mare și aer este o interfață ca și limita dintre suprafața unui lac și aer.

La o interfață aer-apă, moleculele de apă sunt într-o permanentă mișcare de la apă către aer și din aer spre apă. Procesul de *condensare* reprezintă tranziția netă a apei din fază de vaporii în fază lichidă. Procesul prin care orice substanță în stare lichidă trece în stare de vaporii este numit *evaporare*. Viteza de desfășurare a unui astfel de proces cinetic este determinată de diferite bariere energetice. Pentru transferul de masă la sau de la apă în aer există trei bariere energetice:

- i) transferul de molecule între apa lichidă și interfață;
- ii) schimbul molecular la interfață;
- iii) transferul între interfață și câmpul de vaporii.

În general, difuzia fazelor de vaporii a apei determină aceste procese. Strâns legat de procesul de nucleație, procesul de condensare determină formarea și creșterea picăturilor de nor sau ceată.

Între moleculele de apă dintr-un lichid, care este în stare condensată, se exercită forțe de atracție. Moleculele care scapă de la suprafața lichidului au energia de agitație termică mai mare decât energia potențială de atracție. Cu alte cuvinte, energia cinetică a moleculelor care trec în vaporii trebuie să fie suficient de mare ca să depășească forțele de tensiune superficială a lichidului.

Numai o mică parte dintre moleculele de apă cu energie cinetică suficientă să depășească energia stratului superficial ating suprafața în unitatea de timp, și ca urmare viteza de evaporare este limitată. Cum moleculele de apă cu energie mai ridicată tind să părăsească lichidul, apa pierde energie și temperatura ei va scădea. Energia moleculelor de apă care părăsesc lichidul se numește *căldură latentă de vaporizare*. Ea reprezintă căldura necesară trecerii apei din fază lichidă în fază de gaz.

Viteza de evaporare a apei la interfață este influențată de o serie de factori dintre care menționăm: *temperatura, presiunea de vaporii, viteză vântului și salinitatea*.

Deoarece energia cinetică este o funcție de temperatură, viteza de evaporare din lichid este proporțională cu temperatura lichidului. Cu alte cuvinte, o creștere a temperaturii determină creșterea evaporării iar descreșterea temperaturii duce la scădereea evaporării.

Evaporarea are loc până se atinge o presiune maximă a vaporilor și se spune că starea vaporilor este de saturatie. În acest caz se atinge *echilibrul dinamic*, adică numărul de molecule de apă care trece în vaporii (se evaporă) este egal cu numărul de molecule de vaporii care trece în lichid (condensează). *Presiunea maximă a vaporilor sau presiunea de saturatie* are o valoare constantă pentru valori date ale presiunii și temperaturii aerului atmosferic.

În tabelul 5.1. pentru o presiune atmosferică normală, sunt date presiunile vaporilor saturanți față de o suprafață plană de apă dulce și pentru suprafața plană a oceanului cu o salinitate de 35 părți la mie. Se observă că presiunea la saturatie a vaporilor de apă se schimbă rapid cu temperatura.

Tabel 5.1
Presiunea de saturatie a vaporilor de apă

Temperatura aerului (°C)	Presiunea de saturatie a vaporilor de apă (hPa)	Deasupra apei dulci	Deasupra oceanului
0	6,11	5,99	
5	8,72	8,56	
10	12,27	12,05	
15	17,04	16,74	
20	23,37	22,96	
25	31,67	31,12	
30	42,43	41,68	
35	56,24	55,25	
40	73,78	72,47	

Mișcările intense ale aerului sau turbulența din aerul de deasupra suprafețelor de apă transportă vaporii de apă de la interfață și viteza de evaporare va crește. Turbulența se intensifică odată cu creșterea vitezei vântului. Evaporarea variază cu salinitatea apei. Prezența sărurilor dizolvate în apă întârzie evaporarea. Astfel, viteza de evaporare este mai mare pentru apa dulce decât pentru cea sărată. În aceleasi condiții, apa dulce se evaporă cu 5% mai repede decât apa sărată.

Evaporarea de la suprafețele de apă este deosebit de importantă pentru meteorologi deoarece procesul de evaporare furnizează "combustibil" furtunilor.

Complementar procesului de evaporare, procesul de condensare este responsabil de formarea norilor și a căii, sisteme noroase care fac subiectul acestui capitol.

F. H. Ludlam arată că studiul sistemelor noroase se împarte de obicei în două părți. Prima parte este reprezentată de *microfizica norilor* care tratează formarea și evoluția particulelor de nor; se analizează procesele de nucleație, coagulare, coalescență precum și procesele de evaporare ale particulelor de nor. A doua parte are ca obiect studiul *macrofizic* al norilor și în particular mișcarea aerului care determină formarea, creșterea și evaporarea norului ca un ansamblu.

Este foarte util să fie cunoscute procesele microfizice care influențează formarea și distribuția picăturilor de nori dar este tot atât de util să fie analizate procesele la scară mare care controlează și stabilesc condițiile de geneză și evoluție a norilor. Este fără sens să se analizeze, de exemplu, procesele microfizice care ar produce coagularea particulelor de nor într-un interval de timp de câteva zile, dacă norul în ansamblu are un timp de viață de câteva zeci de minute. În cele ce urmează vom studia sistemele noroase atât din punct de vedere microfizic cât și macrofizic.

5.2. CARACTERISTICILE MICROFIZICE ALE NORILOR

Termodinamica echilibrului fazelor apei este insuficientă pentru înțelegerea formării particulelor de nor sau ceață. Formarea unei picături de apă de la vaporii de apă necesită presiuni de vapori foarte mari pentru păstrarea fazei noi la echilibru. Așadar suprasaturațiile în atmosferă ar rebui să fie foarte mari. Acest rezultat teoretic este în dezacord cu observațiile și experimentele care arată că există o suprasaturație finită, la care are loc schimbarea de fază. Într-adevar, din datele observaționale s-a constatat că în

mod obișnuit umiditatea relativă în nori sau ceată se apropie de 100%. Abateri de la această valoare s-au măsurat în ceată (81%–100%) și în nori (98%–102%). Conform acestor rezultate, sistemele noroase există și în aerul subsaturat cu vaporii de apă, deși pentru formarea picăturilor de nor teoretic, ar trebui ca aerul să fie suprasaturat. Explicația acestui fapt este legată de formarea unei noi faze care are loc pe seama unei faze inițiale metastabile (faza mamă) și nu se formează în mod continuu, ci spontan, ca rezultat al fluctuațiilor de densitate și temperatură în faza inițială. Acest proces spontan se numește *nucleație omogenă*.

Observațiile arată că pentru nucleație omogenă sunt neceasare suprasaturații de ordinul sutelor de procente. Din studiile de absorție s-a observat că nucleația este ajutată dacă sunt prezente suprafețe solide sau lichide ale unor particule atmosferice; aceasta este de fapt *nucleația heterogenă*. Suprasaturațiiile ce apar în atmosferă fiind în general sub 10%, cel mai frecvent sub 1%, nucleația heterogenă pe particule de aerosol apare ca responsabilitatea formarea picăturilor de nor și ceată.

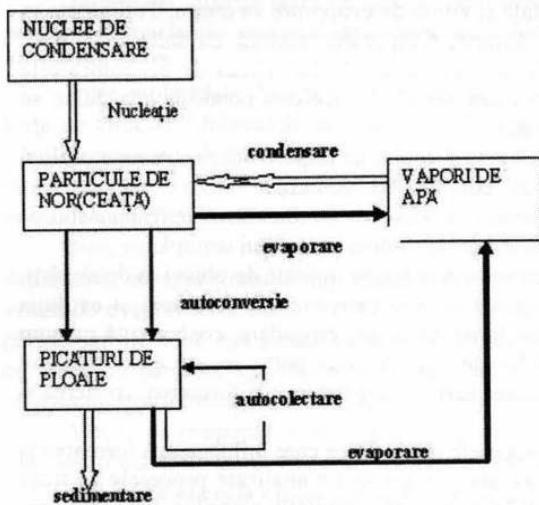


Fig. 5.1. Diagrama schematică a proceselor microfizice din atmosferă

Particulele de aerosol capabile să inițieze formarea picăturilor de nor sau ceată la suprasaturații joase observate în atmosferă sunt numite *nuclee de condensare* în nor (NCC) sau în ceată.

Diagrama schematică a proceselor microfizice din atmosferă care implica particulele de aerosol și vaporii de apă (Fig. 5.1) arată complexitatea și interdependența acestor procese care permit înțelegerea și explicarea aspectelor majore ale formării cetei, norului și precipitațiilor.

5.2.1. Concentrația și modul de acțiune al nucleelor de condensare

Observațiile în atmosferă au evidențiat câteva caracteristici ale nucleelor de condensare (NC):

1. În general, masele de aer continental sunt mai bogate în NC decât masele de aer maritim
2. Concentratia NC nu prezinta variații sistematice cu latitudinea
3. Concentrația NC crește când suprasaturația vaporilor de apă din mediu crește, dependența concentrației de suprasaturatie se poate parametriza printr-o relație de forma (Twomey, 1974) $N_{NC} = cS_{v,apa}^k$, cu c și k aproximativ constante.
4. Într-un punct dat, concentrația nucleelor de condensare variază în timp cu mai multe ordine de mărime în funcție de apropierea maselor de aer și factorii meteorologici ca direcția vântului, tipul masei de aer, precipitații, variația nebulozității;
5. Concentrația NC variază cvazi-periodic în 24 de ore, cu maxime la prânz și seara;
6. Concentrația descrește cu altitudinea deasupra continentelor în troposferă și rămâne aproximativ constantă în înălțime deasupra oceanelor și în regiunile polare, ceea ce are ca efect inexistența unor diferențe sistematice între masele de aer continental și maritim la altitudini mari.

Înținând seama de definiția nucleelor de condensare este plauzibil ca într-un volum dat de aer concentrația nucleelor de condensare să fie un indicator al concentrației picăturilor într-un nor care se formează în volumul respectiv de aer.

De fapt, concentrațiile ar fi echivalente dacă prin ascendența particulei de aer s-ar atinge suprasaturația la care a fost determinată concentrația nucleelor de condensare.

Suprasaturația atinsă într-un nor dat depinde de distribuția dimensională a particulelor de aerosol din aerul în ascensiune, de compoziția lor chimică, de conținutul de apă din particula de aer (starea de umiditate) și de starea termodinamică ce determină în mare parte curentii verticali ascendenți sau descendenți ce pot să apară. Pentru valorile obișnuite ale suprasaturatiei din mediu, concentrațiile nucleelor de condensare sunt cuprinse între 100 și 1000 cm⁻³ deasupra continentelor și între 10 și 100 cm⁻³ deasupra oceanelor. Aceste valori sunt în concordanță cu concentrațiile picăturilor observate în norii continentali și maritimii.

Nucleația picăturilor de apă pe particule de aerosol solubile în apă sau mixte este controlată de masa și chimia componentei solubile. La o umiditate relativă, care pentru majoritatea compușilor solubili din atmosferă este sub 100%, componentele solubile ale particulelor de aerosol formează picături de soluție apoasă.

Pe măsură ce umezeala din mediu crește, o astfel de picătură va crește prin difuzia vaporilor de apă, în schilibrul cu mediu, până când, odată cu aingerea unei suprasaturații critice va deveni activată și va continua să crească liber și relativ repede, prin difuzia vaporilor de apă, formând o picătură de nor.

5.2.2. Formarea și creșterea picăturilor de nor

Așadar, observațiile și teoria arată că picăturile de nor sau ceată se formează prin condensarea vaporilor de apă pe particulele de aerosol, nucleele de condensare, care au o afinitate ridicată pentru vaporii de apă. Astfel de particule de aerosol sunt așadar hidroscopice și atrag moleculele de vaporii de apă, formând astfel o soluție care necesită un nivel de suprasaturație în atmosferă mult mai coborât pentru formarea picăturilor lichide de nor. Dimensiunea initială a picăturii de nor depinde de natura și dimensiunea nucleelor de condensare în nor.

De fapt astă înseamnă că moleculele de vapori de apă nu se pot asocia ca să formeze picături de nor decât atunci când o fac pe un nucleu. După acest început, vaporii de apă vor condensa pe picătura de lichid formată deja. Cele mai active nuclee sunt fie particulele de sare marină fie produsele de ardere care conțin acizii sulfuroși sau azotosi.

Dimensiunea nucleelor de sare variază de la 0,1 la 1 μm , rar având valori de nuclee gigant cu raze de 5 sau 6 μm .

Picăturile de soluție pot fi în echilibru cu mediul înconjurător când umiditatea relativă este sub 100%. Cât este de redusă umiditatea relativă depinde de intensitatea soluției și se vorbește în acest caz de *efectul soluției*. Efectul soluției este contracarat de alt efect numit *efect de curbură*. Când picăturile sunt foarte mici, tensiunea superficială este apreciabilă și în consecință o astfel de picătură va rezista la atașarea moleculelor de vapori de apă din aer, până când presiunea vaporilor de apă din aer va fi mai mare decât presiunea vaporilor față de o suprafață plană de apă. Ca urmare o picătură mică nu va fi în echilibru cu aerul înconjurător până când umiditatea relativă nu depășește 100%; aerul trebuie să fie suprasaturat ca să poată începe condensarea.

Matematic, aceste efecte sunt descrise de ecuația Köhler:

$$\ln \frac{P_r}{P_{sat, apa}} = \frac{A}{r} - \frac{B}{r^3}, \quad 5.1$$

cu

$$A \approx \frac{3,5 \cdot 10^{-5}}{T} \quad \text{și} \quad B \approx \frac{4,3 m_s \cdot v}{M_s}. \quad 5.2$$

P_r reprezintă presiunea la echilibru deasupra unei picături de soluție de rază r , iar $P_{sat, apa}$ presiunea de saturare a vaporilor la suprafața picăturii; v este factorul de disociere (numarul de ioni ai moleculelor de sare disociate în soluție) iar m_s masa sării în soluție cu M_s masa molară corespunzătoare.

Dacă $\frac{P_r}{P_{sat, apa}} \leq 1$ ecuația 5.1 se scrie:

$$\frac{P_r}{P_{sat, apa}} = 1 + \frac{A}{r} - \frac{B}{r^3}. \quad 5.3$$

După cum se poate observa din ecuațiile Köhler, presiunea vaporilor deasupra unei picături de apă pură satisfacă inegalitatea $P_r, apa \geq P_{sat, apa}$. În schimb, presiunea vaporilor deasupra unei picături de soluție apoasă poate fi mai mare sau mai mică decât $P_{sat, apa}$, după cum termenul soluției (B) este mai mic sau mai mare decât termenul care conține efectul curburii suprafeței (A). Aceasta implică faptul că o picătură de soluție apoasă poate fi în echilibru cu un mediu subsaturat.

Ce se poate constata din graficul dependenței suprasaturație de rază picăturii (Fig. 5.3) este că atât efectul soluției cât și efectul curburii sunt importante numai la începutul procesului de formare; ulterior, procesul este la fel ca pentru apă pură și suprafața plană.

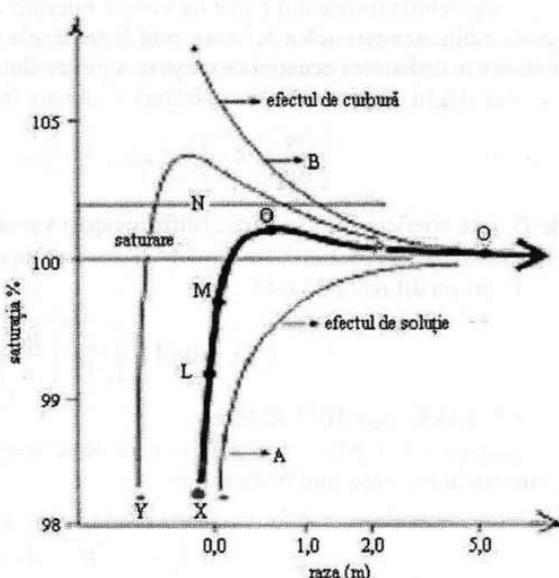


Fig. 5.2. Formarea picăturilor de nor și începerea creșterii. Un nucleu obisnuit N va crește ca rezultat al celor două efecte, de curbură și soluție iar procesul va urma drumul curbei îngroșate

Creșterea unei picături de nor este un compromis între efectul solutiei și efectul curburii picăturii. Ceea ce se întâmpla cu un nucleu de sare introdus în aerul nesaturat se poate urmări pe curba îngroșată. Sarea va absorbi apă până atinge echilibrul cu aerul înconjurător. Acest punct este indicat prin L. Apoi, aerul se va raci așa încât să crească puțin umiditatea relativă. Particula va crește din nou până se atinge o nouă stare de echilibru, să zicem M. Se răcește în continuare aerul până se atinge o valoare a umidității relative reprezentată de nivelul N. Particula va crește de-a lungul curbei fără să atingă nivelul N, adică ea nu va fi în echilibru cu aerul înconjurător.

După ce maximul curbei este depășit, creșterea este *instabilă*, în sensul că ea nu este un rezultat al condiției de echilibru. Această creștere instabilă este foarte importantă pentru că, după depășirea maximului, picatura continuă să crească fară să poată fi oprită.

Se poate ușor constata din figură că, în atmosferă, condensarea are loc preferențial pe particule mai mari (sau mai active).

Procesul de condensare se poate prezenta pe scurt după cum urmează. Când aerul este răcit, umiditatea relativă crește, dar înainte de a atinge valoarea de 100% (pentru o suprafață plană de apă pură), începe condensarea pe particule de aerosol activate, nuclee de condensare, și acestea cresc la dimensiunea unei picături de nor când umiditatea este aproape de 100%. Efectul solutiei se opune efectului curburii suprafeței și din acest motiv cele mai mici și mai puțin active nuclee nu intră în discuție pentru că vaporii de apă disponibili sunt folosiți de nucleele mai mari. Astfel, numărul de particule de nor din unitatea de volum este cu mult mai mic decât numărul de nuclee (această afirmație este adevarată pentru atmosferă și nu pentru experimentele de laborator unde destinderea este atât de rapidă și gradul de suprasaturatie atât de ridicat, încât și nucleele mici devin active).

Fenomenul de condensare prin care se formează picăturile de nor sau ceată este o consecință a proceselor de transport de energie și masă implicate în tranzițiile de fază ale

apei și care trebuie tratate din punct de vedere microfizic. Difuzia vaporilor de apă în aer și conductibilitatea termică a acestora sunt fenomenele de transport de care trebuie să se țină seama în deducerea ecuației de creștere a picăturilor de nor.

Variatia în timp a masei unei picături staționare în aerul umed va fi:

$$\left(\frac{dm}{dt} \right)_0 = - \int_S \vec{j}_v \hat{e}_r dS = 4\pi r D_v (\rho_{v,\infty} - \rho_{v,r}) \quad 5.4$$

unde D_v este coeficientul de difuzie (difuzivitatea) vaporilor de apă în aer, ρ densitatea în mediu și la suprafață picături, iar $S = 4\pi r^2$ reprezintă suprafața picături considerată sferică.

Expresia difuzivității este:

$$D_v = 0,211 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{1,94} \left(\frac{P_0}{P} \right) \text{ cm}^2 \text{s}^{-1}, \quad 5.5$$

cu $T_0 = 273,15$ K, $P_0 = 1013,25$ hPa.

Ecuația 5.4 se poate scrie și în funcție de presiune și temperatură, parametrii fizici determinați în mod obișnuit în atmosferă:

$$\left(\frac{dm}{dt} \right)_0 = \frac{4\pi r D_v M_v}{R} \left(\frac{P_{v,\infty}}{T_\infty} - \frac{P_r}{T_r} \right). \quad 5.6$$

Transportul vaporilor de apă prin difuzie la sau de la o picătură de nor, implică în mod necesar un substanțial curent de energie termică (căldură), de asemenea datorită eliberării sau absorberii de căldură în transformarea de fază a apei.

Diferența de temperatură care rezultă între picătură și mediu determină local un curent de căldură prin procesul cunoscut al difuziei termice sau conductibilității termice (legea Fourier):

$$\vec{j}_q = -k \nabla T.$$

k este conductivitatea termică a mediului prin care este transferată energia sub formă de căldură.

Viteza de transfer a căldurii pentru o particulă staționară în mediu este:

$$\left(\frac{dq}{dT} \right)_0 = 4\pi r^2 k_a (T_\infty - T_r). \quad 5.7$$

Din ecuația (5.7) se obține ecuația de creștere pentru raza picături, r :

$$r \frac{dr}{dt} = \frac{D_v M_v}{R} \left(\frac{P_{v,\infty}}{T_\infty} - \frac{P_r}{T_r} \right) \quad 5.8$$

Pentru temperatura la suprafața picături, T_r , se poate obține o expresie, ținând seama că în transformările de fază ale apei, prin condensare se eliberează o anumită cantitate de căldură:

$$\left(\frac{dq}{dt} \right)_0 = -L_v \left(\frac{dm}{dt} \right)_0 \quad 5.9$$

unde L_v este căldura latentă de evaporare egală cu cea de condensare a vaporilor de apă.

Dacă se ține seama de aceste ecuații și de ecuația Clausius-Clapeyron care leagă presiunea vaporilor saturanți din mediu de presiunea vaporilor saturanți la suprafața picăturii,

$$p_{vsat}(T_r) = p_{v,sat}(T_\infty) \exp \frac{L_v M_v}{R} \left(\frac{T_r - T_\infty}{T_r T_\infty} \right), \quad 5.10$$

se va obține ecuația de creștere a unei picături de soluție apoasă:

$$r \frac{dr}{dt} \cong \frac{s_v - y}{\rho_{apa} R T_\infty + \frac{L_v \rho_l}{k_a T_\infty} \left(\frac{L_v M_v}{T_\infty R} - 1 \right)}, \quad 5.11$$

unde $y = \frac{2\sigma_{s/r} M_v}{RT_\infty \rho_l r} - \frac{\nu \Phi_s m_s M_v / M_s}{\frac{4\pi r^3}{3} \rho_s'' - m_s}$ iar ρ_s'' este densitatea soluției apoase iar Φ_s factorul osmotic al sării.

$$\text{În ecuația 5.11, suprasaturația } s_v + 1 = \frac{P_{v,\infty}}{P_{v,sat}(T_\infty)}$$

Ecuația de creștere poate fi folosită să descrie evoluția dimensională a unei populații date de picături de soluție apoasă. Trebuie însă să se țină seama de diferențele în condițiile în norii convectivi, cumuliformi, unde vitezele verticale sunt mari și viteza de răcire poate fi considerată adiabatică și cea din norii stratiformi sau ceată, unde vitezele sunt mici și răcirea se poate considera izobarică.

O evaluare a dimensiunii unei particule formate prin condensare arată că, pornind de la un nucleu activat cu o dimensiune de $1\mu\text{m}$, într-o secundă dimensiunea particulei crește până la o valoare de $10\mu\text{m}$, ceea ce înseamnă o picătură mică de nor. Sunt necesare aproximativ 500 sec. pentru ca o particulă să crească până la o picătură mare de nor, de dimensiune $100\mu\text{m}$, de exemplu și are nevoie de 10.000 sec (3 ore) ca să ajungă la dimensiunea unei picături de ploaie slabă de 1mm . Este clar deci, că deși procesul de condensare este capabil să producă particule de nor, este foarte lent pentru a produce picături de ploaie la dimensiunile observate în natură. Așadar, trebuie să existe câteva mecanisme sau combinații ale acestora care să conducă la asocierea particulelor de nor și formarea picăturilor de ploaie. Un astfel de proces de creștere a picăturilor de nor este coalescența.

5.2.3. Creșterea picăturilor de nor prin colectare (coalescență)

Eficiența procesului de interacție a picăturilor de nor este determinată de factori ca: viteza curentului ascendent și procesul de antrenare, sarcina electrică a picăturilor și câmpul electric extern, turbulentă. Tipurile de procese de coalescență sunt:

- Gravitațională pură: colectarea picăturilor mici de către o picătură mare în cădere. Ca să apară o astfel de coalescență trebuie să existe diferențe între vitezele picăturilor, deci o varietate dimensională a picăturilor.

— Prin mișcarea browniană: diversitatea mobilităților, determină ciocnirea picăturilor mici de cele mari.

— Prin turbulentă: picăturile mici sunt antrenate ușor în masa de aer, pe când cele mari sunt mai inerte. Turbulența afectează și deplasările laterale, deci picăturile mici se ciocnesc de cele mai mari.

— Aerodinamică: între două picături față de care aerul se mișcă cu viteza relativă v , apare datorită diferenței de presiune o forță aerodinamică, forță Rayleigh, din cauza apropierii picăturilor una de alta. Spațiul dintre picături se micșorează, forța crește și are loc coalescența celor două picături.

— Electrică: apare când două picături sunt încărcate cu sarcini electrice diferite, sau una este încărcată și cealaltă este neutră, sau de același semn dar de valori neegale.

— Accelerarea de către aer a particulei mari mai puțin decât accelerarea celor mici care vor ajunge din urma picătura mare și vor fi colectate de aceasta.

Un model simplu caracterizează interacția picăturilor în cadrul prin aer în absența oricărora curenti, sub influența atracției gravitaționale și a forțelor hidrodinamice asociate mișcării picăturilor. Un astfel de model presupune, dată fiind concentrația redusă a picăturilor de nor, considerarea interacțiilor pereche și deci neglijarea ciocnirilor a mai mult de două picături, simultan. Această aproximare poate fi justificată prin valoarea estimată a distanței medii dintre picăturile de nor ce constituie vecini de ordinul întâi.

Dacă $P(r)dr$ este probabilitatea ca cel mai apropiat vecin al unei picături date să se afle la o distanță cuprinsă între r și $r + dr$, de ea și $n(r)$ este concentrația medie a picăturilor, atunci:

$$P(r) = 4\pi r^2 n \left(1 - \int_0^r P(r)dr\right) \quad 5.13$$

Notând $\frac{P}{4\pi r^2 n} \equiv g$ se va obține ecuația:

$$\frac{dg}{g} = -4\pi r^2 n dn \quad 5.14$$

a cărei soluție este:

$$g = g_0 \exp\left(-\frac{4\pi r^3 n}{3}\right) \quad 5.15$$

Din condiția de normare $\int_0^\infty P(r)dr = 1$, se obține $g_0 = 1$, așa încât,

$$P(r) = 4\pi r^2 n \exp\left(-\frac{4\pi r^3 n}{3}\right) \quad 5.16$$

Distanța S la vecinul cel mai apropiat este:

$$S = \int_0^\infty r P(r) dr = \left(\frac{3}{4\pi n} \right)^{1/3} \int_0^\infty x^{1/3} e^{-x} dx = \left(\frac{3}{4\pi n} \right)^{1/3} \Gamma\left(\frac{4}{3}\right) = \frac{0,544}{n^{1/3}} \quad 5.17$$

cu $x = \frac{4\pi r^3}{3} n$

În funcție de conținutul de apă lichidă, $w_l = \frac{4\pi \bar{r}^3 n}{3}$ cu \bar{r} raza medie a picăturilor din nor, se va obține:

$$\frac{S}{\bar{r}} = \frac{\Gamma(4/3)}{w_l^{1/3}} \quad 5.18$$

Pentru o valoare tipică a conținutului de apă de 1g/m^3 , valoarea raportului $\frac{S}{\bar{r}} \approx 10^{-2}$ arată că norii sunt sisteme polidisperse și în consecință interacțiile pereche sunt determinante în procesul de coalescență.

Interacțiile dintre picăturile de nor prin mecanismul ciocnire-coalescență, numit și colectare, au ca rezultat evoluția spectrului dimensional al particulelor de nor generat prin procesul de creștere prin condensare, datorită difuziei vaporilor de apă. Acest spectru este caracterizat printr-o distribuție relativ uniformă a picăturilor pentru valori ale razei cuprinse între 1 și $10\text{ }\mu\text{m}$, având deci mase cu șase ordine de mărime mai mici decât o picătură tipică de ploaie ce are diametrul de 1mm .

Lărgirea spectrului dimensional către picături cu raze mai mari decât $100\text{ }\mu\text{m}$, ce constituie, prin definiție, valoarea minimă a razei pentru picăturile de ploaie, este posibilă doar când condițiile din nor permit funcționarea mecanismului ciocnire-coalescență.

5.2.4. Parametrii microfizici caracteristici norilor

Principalele caracteristici microstructurale ale norilor sunt: starea de agregare a elementelor componente, conținutul de apă, concentrația picăturilor de nor și distribuția dimensională a acestora. După microstructura elementelor componente, norii se împart în: nori apoși (nori calzi) alcătuși din picături lichide, nori de gheăță, alcătuși din cristale de gheăță și nori cu structură mixtă, formați din picături de apă suprarăcitată și cristale de gheăță.

Norii calzi, formați exclusiv din picături de apă se pot menține în această stare de agregare până la temperaturi de -10°C .

Cristalele de gheăță din nori au forme și dimensiuni foarte variate, dependente de condițiile de temperatură și umezeală relativă din nor, în timpul procesului de formare. Apa cristalizează în sistemul hexagonal, cristalele de gheăță au forme diverse, dar întotdeauna au simetrie hexagonală indiferent de stadiul de dezvoltare.

Așa cum am mai precizat în paragraful precedent, din datele observaționale a rezultat că în mod obișnuit umiditatea relativă, $U\%$, în nori și ceată este de aproape 100%.

Abateri de la umiditate de 100% s-au observat în ceată, de 81%–100% și în nori 98%–102% (Warner pentru norii cumulus în 1968 a dedus valoarea de 102% din măsurători ale vitezei verticale și ale spectrelor dimensionale ale particulelor). Deci se pot

atinge suprasaturații maxime de 2%. În mod similar, Braham (1959) a măsurat în timpul mai multor traversări prin nori cumulus cu avionul că în interiorul norului, umiditatea avea valori cuprinse între 95% și 100% (Pruppacher și Klett, 1978).

Referitor la *spectrele dimensionale ale particulelor de nor*, s-a constatat că pentru toate măsurările în cele mai diferite tipuri de nori și în condiții meteorologice, acestea prezintă aproximativ aceleași caracteristici.

În general, concentrația crește brusc de la o valoare dată la o valoare maximă și apoi descrește ușor către dimensiuni mari ale particulelor, determinând o funcție de distribuție care se apropie de una de tip *lognormal* sau *gamma*.

Fitarea funcțională a distribuțiilor dimensionale ale particulelor de nor a permis obținerea unor funcții de distribuție empirice ca de exemplu cele ale lui Best sau Khrgian-Mazin.

Funcția Best:

$$1 - F = \exp\left[-\left(\frac{d}{c}\right)^k\right] \quad 5.19$$

unde F reprezintă fracțunea de apă lichidă conținută în picăturile de nor cu diametre mai mici decât d (μm). Parametrii caracteristici c și k variază cu conținutul de apă, cu concentrația de picături și dimensiunea maximă a picăturilor de nor.

Best a găsit valori de: $1,92 \leq k \leq 4,90$ și $12 \leq c \leq 29 \mu m$.

Distribuția dimensională de tip Khrgian-Mazin se exprimă ca un caz particular al funcției de distribuție gamma cu 4 parametri:

$$n(r) = Ar^2 \exp(-Br) \quad 5.20$$

unde $n(r)$ reprezintă numărul de picături din cm^{-3} cu raza aparținând intervalului: $r \in [r, r + dr]$.

Numărul total de picături, N , reprezintă de fapt momentul de ordin zero al funcției distribuției dimensionale, raza medie \bar{r} , raportul dintre momentele de ordin unu și de ordin zero, reflectivitatea radar momentul de ordinul doi iar conținutul de apă lichidă, w , momentul de ordin trei.

$$N = \int_0^\infty n(r)dr = \frac{2A}{B^3} \quad 5.21$$

$$\bar{r} = \frac{1}{N} \int_0^\infty rn(r)dr = \frac{3}{B} \quad 5.22$$

Din ecuațiile (5.27) și (5.28) dacă se cunoaște funcția de distribuție se determină numărul total de particule și raza medie dar și dacă se cunoaște numărul total de particule și raza medie se determină parametrii funcției de distribuție. În acest caz s-a folosit expresia pentru funcția gamma de doi parametrii, adică funcția Khrgian-Mazin.

Spectrele dimensionale ale particulelor de nor au forme foarte diferite; s-a constat că cele mai multe tend să fie bimodale (Fig. 5.3)

Observațiile în timpul zborurilor prin nori au arătat că bimodalitatea distribuțiilor crește cu înălțimea deasupra bazei norului și cu scăderea stabilității în mediul noros. Warner a sugerat că bimodalitatea ar fi rezultatul amestecului norului cu aerul din mediul înconjurător.

Distribuția dimensională a particulelor de nor depinde de asemenea de stadiul de dezvoltare a norului.

Diferențe semnificative s-au determinat, de asemenea, între spectrele formate în masele de aer continental față de cele în norii maselor de aer maritim.

Spectrul dimensional al picăturilor de nor depinde puternic de tipul de nuclee de condensare pe care se formează picăturile, iar în cazul în care tipul de nuclee este același, depinde de tipul de nor (stratus, cumulus).

Astfel, la norii de tip cumulus continental, concentrațiile foarte ridicate ale picăturilor de nor sunt asociate unor spectre foarte înguste în jurul unor valori mici ale dimensiunii picăturilor. În norii cumulus de tip maritim, spectrele sunt mult mai largi.

Informațiile importante despre microstructura norilor și despre legătura dintre microstrucție și dinamică pot fi obținute mai ales din măsurările de conținut de apă din nor, care este o mărime deosebit de importantă pentru meteorologie. Conținutul de apă lichidă dă informații despre gradul de amestec dintre norul în ascensiune și aerul mai uscat din mediul înconjurător; variațiile conținutului de apă sunt asociate schimburilor de energie dintre nor și mediu.

Mărime microfizică de mare interes în studiul norilor, conținutul de apă lichidă se determină cunoșcând funcția de distribuție, astfel:

$$w_l = 10^{-6} \left(\frac{4\pi}{3} \right) \rho_{apa} \int_0^{\infty} r^3 n(r) dr, \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3} \quad 5.23$$

Dacă se cunoaște numărul total de particule, raza medie și conținutul de apă lichidă, se pot determina constantele A și B sau dacă se cunosc acestea se pot determina ceilalți parametrii microstructurali.

Din aceste ecuații constantele A și B din funcția de distribuție Khrgian-Mazin se pot determina astfel:

$$A \cong 1,45 \cdot 10^{-6} \left(\frac{w_l}{\rho_{apa} r^{-6}} \right) \quad 5.24$$

$$B \cong 1,07 \cdot 10^{-7} \left(\frac{w_l}{\rho_{apa} r^{-3}} \right) \quad 5.25$$

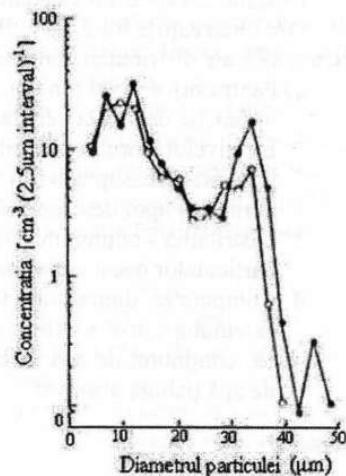


Fig. 5.3. Spectrul dimensional al particulelor de nor (Pruppacher și Klett, 1978)

Desigur, aceste expresii analitice reprezintă numai distribuții medii.

Din observațiile lui Zaitev, Boikov, Akerman și alții se pot remarcă patru trăsături caracteristice ale distribuției conținutului de apă lichidă în nor:

1. Pentru orice nivel din nor, conținutul de apă lichidă variază de la punct la punct în funcție de viteza verticală (ascensională).
2. La nivelul norului ca sistem polidispers, conținutul de apă lichidă crește cu înălțimea deasupra bazei norului, atinge un maxim în jumătatea superioară a norului și apoi descrește către vârf (Fig. 5.4).
3. Distribuția conținutului de apă urmarește mai mult distribuția dimensională a particulelor decât concentrația acestora.
4. Comparația dintre valorile obținute pentru conținutul de apă ca urmare a calculului într-o ascensiune adiabatică a aerului umed și valorile măsurate, arată că, conținutul de apă în ascensiunea adiabatică este mai mare decât conținutul de apă lichidă observat.

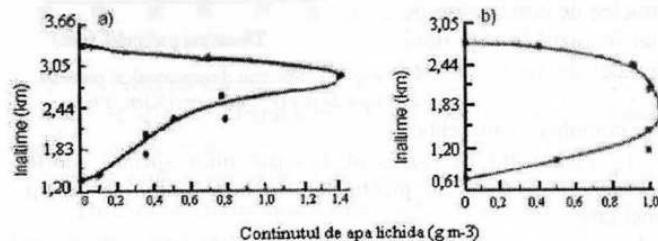


Fig. 5.4. Dependența de înălțime a conținutului de apă lichidă în norii cumulus (după Pruppacher and Klett, 1978)

Acest rezultat arată că are loc fenomenul de antrenare a aerului uscat din mediul în timpul ascensiunii. În cele mai multe cazuri raportul $\frac{w_l}{(w_l)_{ad}}$ crește cu creșterea grosimii norului, dovedind astfel că efectul diluției norului prin amestec cu mediul este mai slab în norii mari decât în norii mici.

Conținutul mediu de apă lichidă din norii cumulus este de 1 g/m^3 iar concentrația medie a picăturilor în aceiași nori 302 cm^{-3} . În norii cumulu congestus conținutul de apă este de 3.9 g/m^3 iar concentrația medie este 64 cm^{-3} . În norii cumulonimbus conținutul de apă este de 2.5 g/m^3 iar concentrația medie este 72 cm^{-3} iar în norii stratocumulus conținutul de apă este de 0.3 g/m^3 iar în stratus $0.1\text{ g/m}^3, 0.2\text{ g/m}^3$.

5.3. NORII DIN TROPOSFERĂ

Oricine dorește să afle cum va fi vremea mâine trebuie să învețe să urmărească norii. Vremea prezentă și viitoare poate fi dedusă cu destul de bună precizie din dezvoltarea diferitelor tipuri de nori. Din practica observațională se știe că pot să existe uneori zile noroase dar fără precipitații sau se întâmplă să se dezvolte o ploaie foarte intensă la o oră sau două după ce s-au format norii.

În plus, norii urmăresc benzile de vânt de la diferite niveluri, marcând astfel circulația din atmosferă joasă. Ei sunt acumulări de apă lichidă sau gheăță și ca urmare

caracteristicile lor vizibile reflectă distribuția temperaturii și conținutului de umedeală din atmosferă din imediata lor vecinătate. Norul, alcătuit din particule lichide sau solide, foarte mici, de ordinul micronilor sau milimetrelor, constituie un sistem coloidal organizat. El reprezintă un sistem termodinamic închis atât timp cât nu precipită.

Din punct de vedere macrofizic, norul este rezultatul răcirei aerului umed la o temperatură sub temperatura punctului de rouă și a fluxului continuu de vaporii de apă. În atmosferă, această racire este produsă aproape întotdeauna prin ascensiunea aerului în înălțime. În timpul ascensiunii aerul se răcește ca urmare a destinderii datorate scăderii presiunii cu înălțimea.

Răcirea aerului este determinată de: *destinderea adiabatică, amestecul turbulent și răcirea radiativă*. Cea mai frecventă este răcirea adiabatică. Răcirea prin destindere adiabatică fiind o consecință directă a ascensiunii aerului, curenții de aer ascendenți constituie mecanismul de bază al genezei sistemelor noroase.

Viteza ascensională și înălțimea necesare răcirii intense a volumelor mari de aer, se realizează, în principal, prin mișcarea convectivă și alunecarea de-a lungul suprafețelor frontale.

După atingerea nivelului de condensare, se eliberează căldura latentă și gradientul termic se reduce la gradientul adiabatic saturat. Valoarea acestuia depinde de viteza de condensare și se situează între 0,5 și 0,6°C pe 100 m, adică aproximativ jumătate din gradientul adiabatic uscat.

Într-un nor format prin destinderea adiabatică a aerului, concentrația de apă condensată din unitatea de volum poate fi calculată din temperatura finală (după destinderea prin ascensiune) și temperatura punctului de rouă, dacă se consideră și temperatura inițială a aerului.

În figura 5.5 sunt prezentate, după Ludlam, concentrațiile în g/m^3 de apă lichidă condensată din nor în funcție de temperatura aerului la care începe condensarea și de înălțimea până la care se produce destinderea adiabatică.

Condensarea s-a presupus că începe la înălțimea de aproximativ 1 km și diagrama prezintă valorile maxime care pot fi întâlnite într-un nor cu dezvoltare verticală.

În interiorul unui asemenea nor, aerul nu parurge întotdeauna în întregime drumul de la baza norului până la nivelul considerat și astfel concentrația de apă lichidă va fi mai mică decât cea indicată pe diagramă.

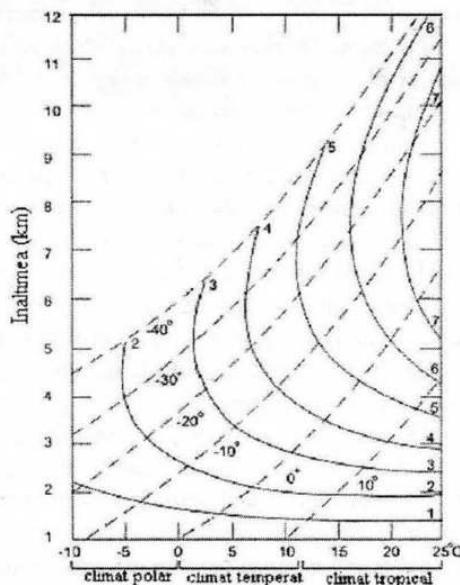


Fig. 5.5. Conținutul (g/m^3) de apă lichidă condensată în timpul unei ascensiuni adiabatice de la nivelul de condensare de 900 hPa (1km deasupra nivelului mării) ca o funcție de înălțime și temperatura nivelului de condensare. Valorile indicate reprezintă valorile maxime ce pot fi întâlnite în norii convectivi, în absența proceselor de precipitare (Mason, 1971)

Din figura 5.5. se constată, de exemplu, că pentru un nor care atinge înaltimea de 6 km, dacă temperatura de saturatie la 1 km este de 20°C (climat tropical), concentrația de apă condensată este de 6,3 g/m³, în timp ce dacă temperatura de saturatie la același nivel este de 5°C (climat temperat), concentrația de apă lichidă este de 3,5 g/m³.

La temperaturi sub 0°C, norul poate fi format din cristale de gheăță sau picături de apă suprarăcite. Este deci necesar să se facă distincție între temperatura punctului de îngheț, căruia îi corespunde saturatie față de gheăță și temperatura punctului de rouă căreia îi corespunde saturatie față de apă.

În afara răcirii prin destindere adiabatică determinată de ascensiunea particulelor de aer, în atmosferă se mai produc răciri radiative sau de amestec, care pot conduce la stări de saturatie sau suprasaturatie ale aerului.

Răcirea datorită turbulenței (sau răcirea de amestec) are extindere verticală mai redusă și este însoțită de răcirea adiabatică mai slabă. Turbulență acționează ca factor suplimentar.

Răcirile radiative au de asemenea o însemnatate mai redusă prin comparație cu cele adiabatice, ele acționând mai ales ca procese asociate.

Este foarte greu ca privind cerul acoperit de nori să poti recunoaște diferențele tipuri fară să cunoști schema de bază a clasificării acestora.

La începutul secolului al XIX-lea, în 1803, Luke Howard, care studia științele naturii, a publicat o clasificare a norilor care a avut mare succes și a constituit baza tuturor clasificărilor ulterioare.

Norii sunt clasificați pe baza aspectului și înălțimii lor (Tabelul 5.2.). Sunt recunoscute trei forme de bază ale norilor: *cirrus*, *cumulus* și *stratus*.

Norii *cirrus* sunt înalți, albi, sidefii și subțiri cu forme foarte delicate și strălucitori.

Tipul *cumulus* constă din forme individualizate cu o bază bine definită și cu dezvoltare verticală uneori sub forma de turnuri sau cu o structură de tip conopidă.

Norii *stratus* sunt ca niște pături subțiri care acoperă mai tot cerul. Deși uneori aceste pături noroase sunt fragmentate, nu există unități noroase distincte.

Toți ceilalți nori, fie reflectă una din aceste trei forme de bază fie sunt combinații sau modificări ale acestora.

Din aceste clase principale, se disting genuri de nori prin folosirea de diferite combinații. Astfel, norii cirrus când sunt abundenți și formează o pătură continuă, se numesc *cirrostratus*. Când norii cirrus sunt grupați în bancuri, îi numim *cirrocumulus*.

În ceea ce privește al doilea aspect al clasificării norilor, înălțimea, sunt recunoscute trei niveluri pentru nori: *înalți* (superiori), *medii* (mijlocii) și *joși* (inferiori). *Norii înalți* au în mod normal baza sub 6000 m și sunt reprezentați de familia norilor cirrus; *norii mijlocii* ocupă în general înălțimi de la 2000 la 6000 m și sunt denumiți altocumulus când sunt în bancuri, altostratus când sunt în straturi sau nimbostratus când sunt negri și ca o pânză destrămată; *norii joși sau inferiori* se formează sub 2000 m și sunt nori stratus și stratocumulus. Trebuie însă menționați și norii care au baza joasă dar care pot avea vârful pâna la nivelul norilor cirrus, *norii convectivi* de clasă cumulus.

Norul cumulus cu umbră proprie și dezvoltare verticală mare se numește *cumulonimbus*. Înălțimile prezentate pentru fiecare categorie de nori nu sunt stricte. Există atât variații latitudinale cât și sezoniere. De exemplu, la latitudini înalte sau în timpul lunilor reci de iarnă, la latitudini medii, norii înalți se întâlnesc deseori la înălțimi joase.

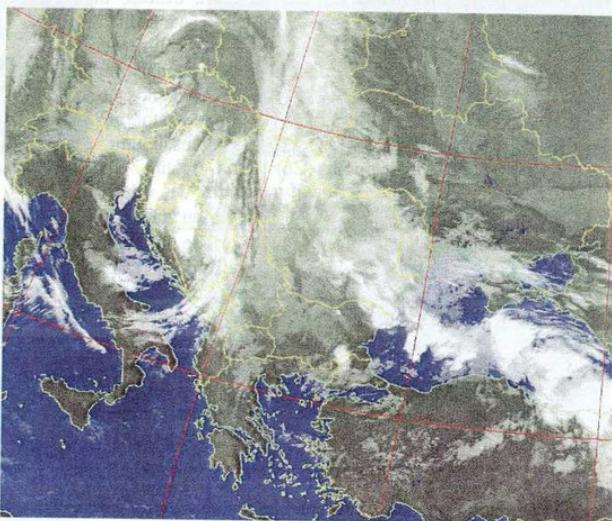


Fig. 5.6. Imagine din satelit, cu sisteme noroase (Imagini NOAA, prin bunăvoiețea Administrației Naționale de Meteorologie)

Din cauza temperaturilor joase și cantitatilor mici de vaporii de apă de la înălțimi mari, toți norii înalți sunt subțiri și albi și sunt formați din cristale de gheață. Întrucât o cantitate mult mai mare de apă este disponibilă la înălțimi joase, norii medii și joși sunt mai densi și întunecați.

Norii *stratiformi*, la oricare din aceste înălțimi arată, în general, că aerul este stabil. În aerul stabil nu este normal ca norii să crească sau să persiste. Totuși, creșterea norilor de acest tip este obișnuită atunci când aerul este forțat să se ridice, cum se întâmplă de-a lungul unui front atmosferic sau în apropierea centrului unui ciclon, unde convergența determină ascensiunea aerului. Astfel de ascensiune forțată a aerului stabil conduce la formarea norilor stratiformi care au o întindere pe orizontală mult mai mare decât cea de pe verticală.

Norii, cunoscuți ca *nori cu dezvoltare verticală* sau *nori convectivi*, sunt asociați atmosferei instabile. Deși norii cumulus sunt deseori legați de "vremea frumoasă", ei în anumite condiții se pot dezvolta rapid și formează nori cu extensie verticală mare. În final, când norul devine foarte înalt și începe ploaia, el este un *cumulonimbus*.

Întrucât aspectul vremii se asociază cu anumite tipuri de nori sau combinații ale sistemelor noroase, este important să ne familiarizăm cu tipurile de nori cu caracteristicile și descrierea acestora. Tabelul 5.2. prezintă tipurile de nori recunoscute internațional și câteva caracteristici ale acestora. Seria de fotografii din figura 5.7. exemplifică tipurile de nori.

Tabel 5.2

Tipuri de nori și condițiile de vreme asociate

Familia de nori și înalțimea	Numele norului, abrevierea și simbolul	Descrierea	Compoziția	Possiblele schimbări de vreme
Nori înalți: peste 6000 m.	Cirrus (Ci)	Subțiri, delicați, fibroși; uneori apar ca filamente	Cristale de gheăță	Pot indica înrăutățirea vremii
	Cirrostratus (Cs)	Pături subțiri de nori albi care dă impresia de cer lăptos; uneori produc halo în jurul soarelui sau lunii.	Cristale de gheăță	Apropierea furtunii
	Cirrocumulus (Cc)	Nori subțiri, albi sub formă de valuri mici, unde sau globuri însirate	Cristale de gheăță	Semnificație mixtă, indică turbulență, furtuni posibile
Nori medii: 2000–6000 m	Altocumulus (Ac)	Nori de la alb la gri, răspândiți, ghemotoace de bumbac.	Gheăță și apă	Ploie sau ninsoare
	Altostratus (As)	Vâl stratificat de nori care sunt în general subțiri. Când sunt subțiri soarele și luna se văd ca niște pete strălucitoare, dar nu formează halouri.	Apă și gheăță	Precipitații slabe, sub formă de ploaie sau ninsoare.
Nori inferiori (joși): sub 2000 m	Stratocumulus (Sc)	Nori netezi, gri ca rulouri care se pot uni, formând un nor continuu.	Apă	Ploia este posibilă.
	Stratus (St)	Strat inferior uniform care se aseamănă cu ceața dar nu este la sol. Uneori prezintă o bază uniformă.		Pot produce burnită.
	Nimbostratus (Ns)	Strat amorf de nori de culoare gri închis.	Apă sau cristale de gheăță.	Ploaie continuă sau ninsoare.
Nori cu dezvoltare verticală (convectivi)	Cumulus (Cu)	Nori pufoși, denși ca bulgării de bumbac, caracterizați de o bază plată.	Apă	Vreme frumoasă
	Cumulonimbus (Cb)	Nori cu dezvoltare verticală amplă, ca niște turnuri cu partea superioară sub forma unei nicovale.	Apă iar în partea superioară cristale de gheăță.	Sunt asociați cu furtuni puternice, intensificări de vânt, averse de ploaie, fenomene orajoase și grindină.

Totalitatea norilor observați pe bolta cerească, respectiv gradul de acoperire a cerului cu nori, se numește *nebulozitate*. Ea se exprimă în meteorologia sinoptică în *optimi*. Estimarea nebulozității se face prin aprecierea vizuală a gradului de acoperire sau prin măsurători instrumentale. Nebulozitatea este un element meteorologic cu rol important în schimbul radiativ în sistemul Soare–Pământ–Atmosferă și ca urmare în bilanțul radiativ al sistemului climatic și deci în studiile climatologice.

Norii reflectă radiația solară directă, intensifică radiația difuză și slabesc radiația efectivă.

Cirrus



Cirrostratus



Cirrocumulus



Cirrocumulus



Altocumulus



Altocumulus



Altostratus



Altostratus



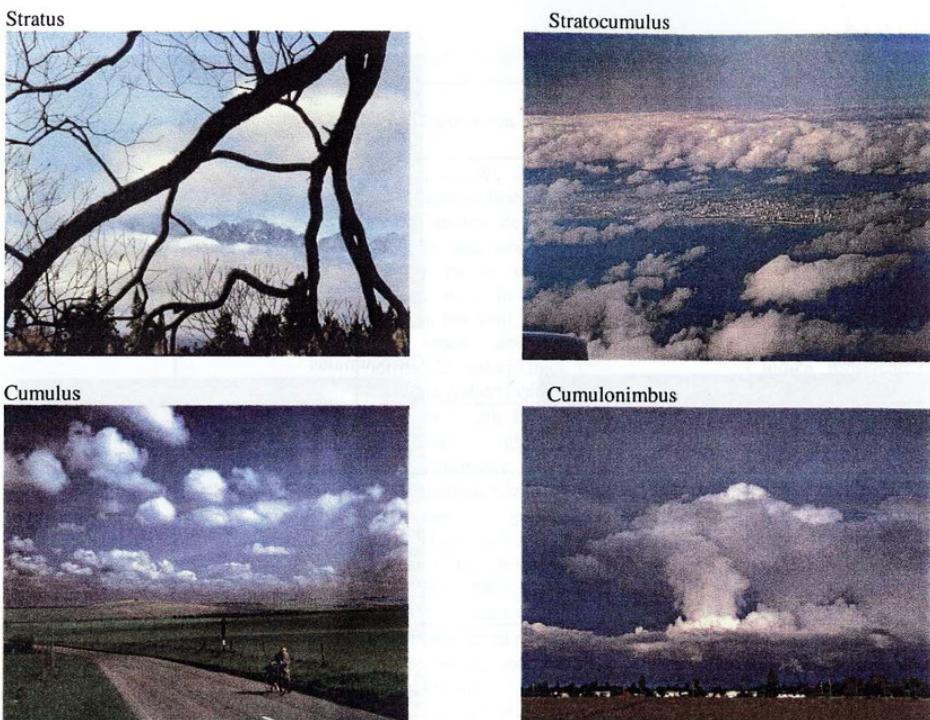


Fig. 5.7. Tipuri de nori

5.4. FIZICA FENOMENELOR NATURALE DE PRECIPITARE

Precipitațiile sub formă de ploaie, ninsoare sau grindină, reprezintă unul din cele mai importante fenomene meteorologice, care definesc vremea. Ele reprezintă produsul final al unui complicat proces natural de transformare a apei. Dacă procesele microfizice sunt responsabile de producerea precipitațiilor, mișcarea aerului este factorul care determină intensitatea și durata lor.

Am arătat că norul este un sistem polidispers dar el este de fapt o soluție coloidală și ca urmare el are o permanentă tendință de autodistrugere, din cauza forțelor care sunt implicate în creșterea elementelor noroase. Când aceste forțe declanșează instabilitatea, elementele de nor cresc și pot pări norul, dând naștere precipitațiilor.

Norul nu reprezintă însă un rezervor imens de apă, el conține, după cum am văzut câteva grame de apă lichidă într-un m^3 de aer umed. Să considerăm, de exemplu, norii frontului cald din care cad precipitații (nimbostratus și altostratus). Dacă presupunem că grosimea acestor nori este de 3 km și au în medie 1 g de apă lichidă la 1 m^3 de aer umed, atunci întreaga rezervă de apă, transportată prin ploaie, ar da la sol un strat de apă de 3 mm grosime.

În mod analog, prin descărcarea bruscă a unui nor de aversă s-ar obține la sol un strat de 6 mm, dar dacă este urmărit în evoluția sa, el produce un strat de apă de 10–50 mm grosime. Se întâmplă, astfel, pentru că după fiecare descărcare provocată de instabilitatea coloidală, rezerva de apă a norului se refac prin procesele de condensare a vaporilor de apă. Alimentarea cu vaporii de apă a norilor se realizează de către curenții ascendenți, care aduc aer umed de la sol. Viteza curenților, necesară pentru precipitații este în jur de 10 cm/s la norii altostratus și de câțiva m/s la norii cumulonimbus.

Apa lichidă din nor ajunge la pământ ca precipitații când particulele de nor devin destul de grele ca să atingă o viteză de cădere suficientă pentru învingerea curenților verticali din nor.

Așadar, înainte de a vorbi despre mecanismele de precipitare în amănunt, este necesar să știm câte ceva despre viteza cu care picăturile de diferite dimensiuni cad în aerul atmosferic.

5.4.1. Viteza de cădere a picăturilor de nor și ploaie

O picătură de apă cade sub acțiunea greutății sale. Când viteza crește, crește și forța de rezistență a aerului înconjurator și după un timp scurt cele două forțe se echilibrează. De aceea picatura va cădea cu o viteză constantă numită *viteză limită* de cădere. Pentru picături sferice sunt date câteva valori în *tabelul 5.3*. Dacă aerul are o mișcare verticală, atunci picăturile ar cădea relativ la aer, cu vitezele indicate. Se poate observa că, picatura mare poate sta în aer suspendată dacă viteza ascensională a aerului este de 9 m/s, în timp ce picăturile mai mici ar fi duse de curenții ascendenți în nor. În furtuni în mod frecvent se observă curenții ascendenți cu astfel de viteze.

Când sunt prezente picături de dimensiuni diferite, vitezele lor de cădere variază pe un domeniu foarte larg și asta implică o mulțime de oportunități pentru ciocnirea lor.

O altă caracteristică importantă ar trebui menționată în legătură cu picăturile de ploaie care cad; când o picătură crește până la aproape 7000 μm , în diametru, viteza de cădere va fi de aproximativ 10 m/s. La această viteză mare, picatura se alungește și se rupe în câteva picături mici, cum sunt picaturile mici de ploaie sau de burniță. Astfel există o limită superioară a dimensiunii picăturii care poate să existe în atmosferă.

*Tabel 5.3.
Vitezele limite de cădere ale picăturilor de ploaie și particulelor de nor în aer liniștit*

Diametrul (μm)	Viteza de cădere (m/s)	Tipul picăturii
5000	8,9	picături mari
1000	4,0	picături mici
500	2,8	ploie fină sau picături de burniță
200	1,5	burniță
100	0,3	particule mari de nor
50	0,076	particule de nor obișnuite
10	0,003	particule de nor mici
2	0,00012	particule inițiale și nuclee mari
1	0,00004	nuclee mari

O picătură de ploaie destul de mare ca să atingă solul fără să se evapore, conține de un milion de ori mai multă apă decât o particulă de nor. De aceea ca să se formeze picăturile de ploaie trebuie să se unească milioane de particule de nor într-o picătură de ploaie în cursul descendenței ei.

5.4.2. Mecanismele formării precipitațiilor

În principal există *trei mecanisme esențiale*, diferite, care determină formarea elementelor de precipitare suficient de mari ca să cadă din nor sub formă de precipitații: *condensarea și coalescența* pentru norii formați din picături de apă și *depunerea, agregarea și acreția* în cazul când în nor sunt prezente cristale de gheăță. Cel de-al doilea grup de mecanisme este rezultatul condițiilor în care presiunea de saturatie a vaporilor față de gheăță este mai mică în raport cu cea față de apă (Fig. 5.8.). Ca urmare, elementele de gheăță vor lua apă, cresc și încep să cadă prin nor. Ploaia care cade din astfel de nori este adesea (și în sens tehnic) numită *ploaie rece*, indiferent de temperatura care o are când ajunge la sol.

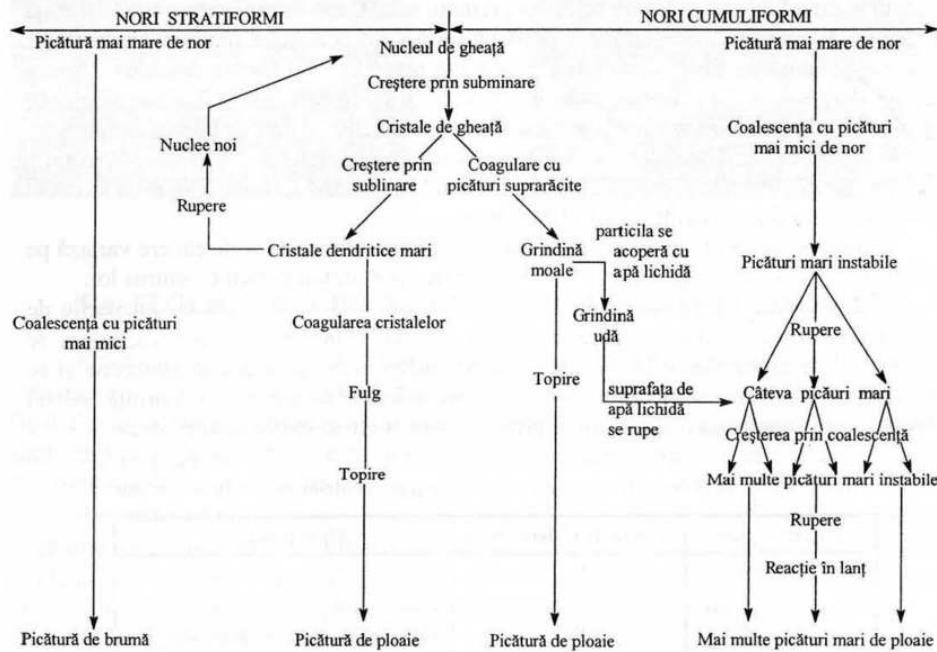


Fig. 5.8. Diagrama schematică a mecanismelor de precipitare a norilor (după Mason, 1971)

Ploaia este alcătuită din picături de apă, de diferite dimensiuni, cu diametre de 0,5–5 mm. Ploaia cade și din norii fără cristale de gheăță. O astfel de ploaie este adesea numită *ploaie caldă*; o astfel de ploaie este inițiată prin nuclee gigant de sare de mare.

Datorită dimensiunii lor mari ($5 \mu\text{m}$ sau mai mult), astfel de nuclee vor produce particule de nor (prin condensare) suficient de mari ca să cadă mai repede decât elementele obișnuite de nor.

O dată ce o picătură a devenit suficient de mare ca să înceapă să cadă, creșterea ei ulterioară este asigurată de procesele de *coliziune și de captura pariculelor mici (coalescență)*. În mod frecvent, aceste procese conlucră în producerea precipitațiilor. Picăturile mari pot să cadă atât de repede încât să se dezintegreze, și fiecare fragment poate iniția noi creșteri de picături. Astfel de "reații în lanț" sunt de importanță particulară în norii de furtună.

Procesele de coalescență, aşa cum s-a arătat în paragraful 5.2.4, sunt procesele de unire a două picături de lichid într-o singură prin ciocnire. Figura 5.9. ilustrează clar acest proces: picătura mare cade în raport cu picătura mică, aflată la o anumită distanță de ea iar picăturile mai apropiate de linia de cadere a picăturii mari vor fi atrase de picătura mai mare care se deplasează mai repede.

Efectiv, picătura mai rapidă va mătura aria πD^2 , în timp ce aria care ar putea fi măturate este $\pi(R + r)^2$, unde R și r fiind razele picăturii mari și respectiv mici. Raportul

$$E = \frac{D}{(R + r)^2} \quad 5.25$$

se numește *eficiență de ciocnire*; de obicei raportul este mai mic decât unitatea.

Dacă, toate picăturile care se ciocnesc cu picătura mare sunt capturate (se unesc cu picătura mare, adică are loc coalescența), *eficiența de coalescență* ar putea avea valoarea unu și *eficiența de colectare* ar putea fi egală cu *eficiența de ciocnire*. Totuși, nu poate fi așa, deoarece tensiunea superficială a particulelor este uneori suficient de puternică încât ciocnirea picăturilor să determine ricoșarea lor.

Particulele care au raza mai mică decât $20 \mu\text{m}$ tind să urmeze liniile de curent din jurul fiecarei și foarte puține se ciocnesc.

În figura 5.9. este prezentată eficiența de ciocnire dintre picăturile de diferite dimensiuni care colectează picături cu raze mai mici.

Prin acest proces de coalescență picăturile de burniță pot fi formate în aproximativ 20–25 minute. Este nevoie de aproape un milion de particule de nor de raze $10 \mu\text{m}$ ca să se formeze o picătură de ploaie de 1 mm , fiind implicate 100.000 de ciocniri.

Înțial, prin condensare o particulă ar putea crește până la raze de $20 \mu\text{m}$ în aproximativ 10 minute și ulterior crește prin coalescență la dimensiunile picăturii de burniță în timp de 10–15 minute. Timpul este mai lung unde există mai multe nuclee de condensare, cum se întâmplă deasupra uscatului, deoarece vaporii de apă disponibili au fost folosiți pentru crearea mai multor picături dar de dimensiuni mai mici. La latitudini temperate rareori coalescența produce altceva decât burniță.

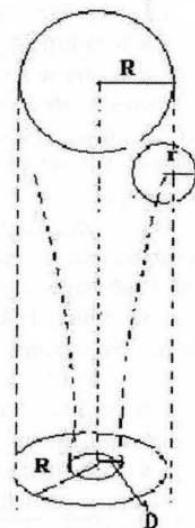


Fig. 5.9. Reprezentarea schematică a interacției hidrodinamice a unei perechi de sfere. Eficiență de ciocnire.

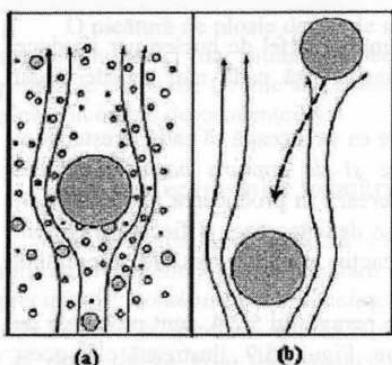


Fig. 5.10. O picătură în cădere va capta particulele de nor din fața ei (a) și la rândul ei poate fi captată de alte picături (b) (după Peterssen, 1969).

de ploi, atunci trebuie considerate alte procese. La aceste latitudini este obișnuit ca vârful norilor să atingă înălțimi la care temperatura sa fie sub 0°C și să se formeze gheăță. Aceasta are un efect deosebit în creșterea precipitațiilor. În prezența gheții multe alte mecanisme sunt responsabile de formarea precipitațiilor.

Înainte de a considera aceste alte metode să vedem cum se formează cristalele de gheăță în troposferă.

Zăpada este o precipitație solidă alcătuită din cristale fine de gheăță, ramificate stelar sau neramificate, cu simetrie hexagonală (Fig. 5.12), a căror mărime depinde de condițiile în care se formează.

Procesul de formare a cristalelor de gheăță poate fi explicat după cum urmează. Aerul în ascensiune se răcește prin destindere și umiditatea relativă crește. Când umiditatea relativă se apropie de 100%, particulele încep să se formeze așa cum am vazut anterior.

Observațiile arată că particulele de nor nu îngheță până când temperatura nu este mult sub punctul de îngheț, adică sub 0°C . Apa pură va îngheța numai în prezența gheții, sau unei substanțe ca gheăța. Ca urmare, este nevoie ca să se formeze lanțuri moleculare de gheăță. Șansa de a se forma astfel de structuri de gheăță din apă pură crește cu scăderea temperaturii și cu creșterea volumului de apă. Apa lichidă care există la temperaturi sub 0°C se spune că este subrăcitoare (starea de subrăcire este starea în care se află o substanță la o temperatură sub cea la care trebuia să-și schimbe starea de agregare). La temperaturi în jur de -10°C în mod normal numai o particulă dintr-un milion va îngheța. Chiar la temperaturi în jur de -30°C procentul de particule înghețate este de 1%.

Pentru o particulă de nor de $5 \mu\text{m}$ diametru sunt necesare temperaturi în jur de -40°C înainte ca ea să înghețe. În practică aceste temperaturi nu sunt atinse. Aceasta implică existența de impurități care inițiază înghețarea. Așa cum condensarea este inițiată de nucleele de condensare, înghețarea în norii subrăcuiți (între 0°C și -40°C) pot fi inițiați de *nucleele de înghețare*. Un nucleu de înghețare este o particulă care va iniția creșterea

Burnița este precipitația alcătuită din picături de apă foarte mici, sub $0,5 \text{ mm}$ diametru, dese care cad din norii stratus, uneori din stratocumulus. Viteza de cădere a picăturilor este mică: $0,3\text{--}1 \text{ m/s}$.

Procesul de coalescență este foarte eficient unde conținutul de apă lichidă este foarte ridicat, cum este de exemplu, la tropice. Ploaia la tropice este de obicei sub formă de averese sau furtuni.

Aversele sunt precipitații de durată scurtă, de obicei de intensitate mare (1 mm/minut), care cad din nori convectivi (Cb). Se declanșează și se opresc brusc. Vara, aversele sunt de ploaie cu picături mari, însoțite uneori de grindină. Iarna sunt de ninsoare cu fulgi mari.

La latitudini temperate, unde coalescența nu determină ploi intense, dacă se produc astfel

de ploii, atunci trebuie considerate alte procese. La aceste latitudini este obișnuit ca vârful norilor să atingă înălțimi la care temperatura sa fie sub 0°C și să se formeze gheăță. Aceasta are un efect deosebit în creșterea precipitațiilor. În prezența gheții multe alte mecanisme sunt responsabile de formarea precipitațiilor.

Înainte de a considera aceste alte metode să vedem cum se formează cristalele de gheăță în troposferă.

Zăpada este o precipitație solidă alcătuită din cristale fine de gheăță, ramificate stelar sau neramificate, cu simetrie hexagonală (Fig. 5.12), a căror mărime depinde de condițiile în care se formează.

Procesul de formare a cristalelor de gheăță poate fi explicat după cum urmează. Aerul în ascensiune se răcește prin destindere și umiditatea relativă crește. Când umiditatea relativă se apropie de 100%, particulele încep să se formeze așa cum am vazut anterior.

Observațiile arată că particulele de nor nu îngheță până când temperatura nu este mult sub punctul de îngheț, adică sub 0°C . Apa pură va îngheța numai în prezența gheții, sau unei substanțe ca gheăța. Ca urmare, este nevoie ca să se formeze lanțuri moleculare de gheăță. Șansa de a se forma astfel de structuri de gheăță din apă pură crește cu scăderea temperaturii și cu creșterea volumului de apă. Apa lichidă care există la temperaturi sub 0°C se spune că este subrăcitoare (starea de subrăcire este starea în care se află o substanță la o temperatură sub cea la care trebuia să-și schimbe starea de agregare). La temperaturi în jur de -10°C în mod normal numai o particulă dintr-un milion va îngheța. Chiar la temperaturi în jur de -30°C procentul de particule înghețate este de 1%.

Pentru o particulă de nor de $5 \mu\text{m}$ diametru sunt necesare temperaturi în jur de -40°C înainte ca ea să înghețe. În practică aceste temperaturi nu sunt atinse. Aceasta implică existența de impurități care inițiază înghețarea. Așa cum condensarea este inițiată de nucleele de condensare, înghețarea în norii subrăcuiți (între 0°C și -40°C) pot fi inițiați de *nucleele de înghețare*. Un nucleu de înghețare este o particulă care va iniția creșterea

unui cristal de gheăță din apă lichidă în norul subsaturat. Cristalele de gheăță sunt excelente nuclee de înghețare și o multime de alte particule de aerosol (naturale sau antropice) vor determina de asemenea astfel de creșteri.

Deși nucleele de condensare sunt prezente în număr foarte mare, nucleele de înghețare sunt rare. În tabelul 5.4. sunt listate câteva substanțe și temperaturi la care ele încep să se asemene cu gheăța.

*Tabel 5.4
Substanțe care se aseamănă cu gheăța la temperaturi date.*

Substanță	Temperatura la care substanțele au structura ca gheăță
gheăță	0°C
bacterie mucegaiului	-2,6°C
iodura de argint	-4°C
clei caolin	-9°C

Deci la temperaturi foarte coborâte norii sunt formați din cristale de gheăță.

Stratul de nori care conține un amestec de picături de apă și cristale de gheăță este deosebit de interesant din punctul de vedere al presiunii de vaporii care este diferită în raport cu apa și gheăța (Fig. 5.11). Deși diferența este mică, ea este foarte semnificativă. Într-un nor care conține atât picături lichide cât și cristale de gheăță, presiunea actuală a vaporilor va fi un compromis între cele două presiuni de saturație a vaporilor, așa încât aerul este nesaturat în raport cu apa, în timp ce el este suprasaturat în raport cu gheăța.

Ca urmare vaporii de apă se vor depune direct pe gheăță, fără să treacă prin faza lichidă.

Aceasta determină creșterea cristalelor de gheăță, dar reduce cantitatea de vaporii de apă. Vaporii de apă vor fi în acest caz nesaturați în raport cu apa subrăcită. Aceasta, va determina atunci, evaporarea apei de la picături și condensarea vaporilor pe particulele de gheăță, reducând astfel cantitatea de apă subrăcită prezentă, dar menține starea de suprasaturație a vaporilor față de gheăță, așa încât mai mulți vaporii se vor depune pe gheăță și ciclul continuă. El va continua până când întreaga apă subrăcită se evaporă sau toată gheăța a căzut din nor. Acest proces este unul rapid, întreaga apă subrăcită din nor putând trece în gheăță în mai puțin de 5 minute.

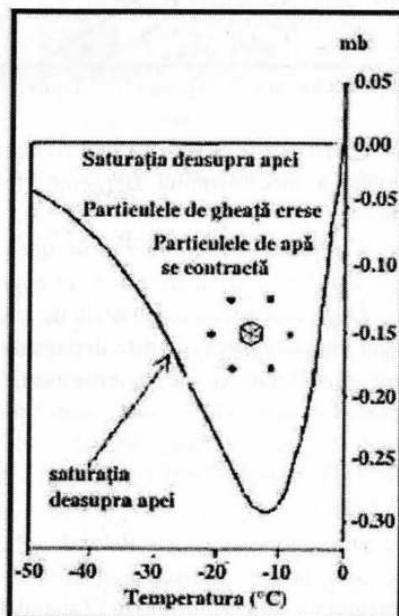


Fig. 5.11. Presiunea vaporilor saturați este mai coborâtă deasupra ghetii decât deasupra apei. Dacă atât particulele de gheăță cât și particulele de nor există într-un nor subrăcit, elementele de gheăță vor tinde să crească pe seama particulelor lichide.

Cu alte cuvinte acesta este un proces prin care câteva particule de nor (cele de gheață) cresc pe seama altor elemente de nor (picăturile de apă subrăcită). Acest mecanism este deseori numit *efect Bergeron-Findeisen* după norvegienii Bergeron și Findeisen care l-au descoperit în 1930; principalele caracteristici se observă în figura 5.12.

Acest proces de depunere este cel mai eficient la -15°C .

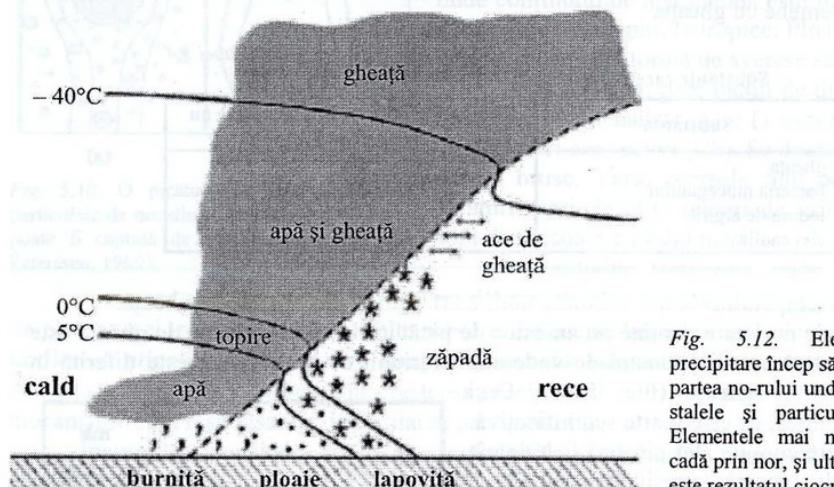


Fig. 5.12. Elementele de precipitație încep să se formeze în partea no-rului unde coexistă cristalele și particulele de nor. Elementele mai mari încep să cadă prin nor, și ulterior creșterea este rezultatul ciocnirilor.

Foarte multe lucrări au fost consacrate începând din 1946 modificării vremii prin exploatarea mecanismului Bergeron, folosind nucleele de înghețare pentru inițierea precipitației.

Creșterea precipitației prin agregare. Procesul de agregare este procesul de asociere a două cristale de gheață prin ciocnire.

După ciocnire, două cristale de gheață pot sau nu să se unească, asta depinzând de forma cristalului și de temperatură. La temperaturi sub -10°C cele mai multe cristale de gheață se îndepărtează unele de altele. La temperaturi mai ridicate, sau dacă ele au forme complicate, se pot a socia prin lipire sau întărenire. Cristalele de gheață cresc sub forme preferate, depinzând de temperatura la care se formează (Tabelul 5.5).

Agregarea se produce cel mai bine când cristalele se lipesc din cauza formei plate și a temperaturilor înalte. Acestea se întâmplă la temperaturi între 0 și 3°C .

Ca rezultat al procesului de agregare se formează fulgii de nea mari, dendritici de diferite tipuri, ca în figura 5.13.

Tabelul 5.5
Formele de cristale de gheață preferate

Temperatura	Forma
de la 0 la -3°C	plate
de la -3°C la -8°C	prisme și ace
de la -8°C la -25°C	plate
$<-25^{\circ}\text{C}$	prisme și ace

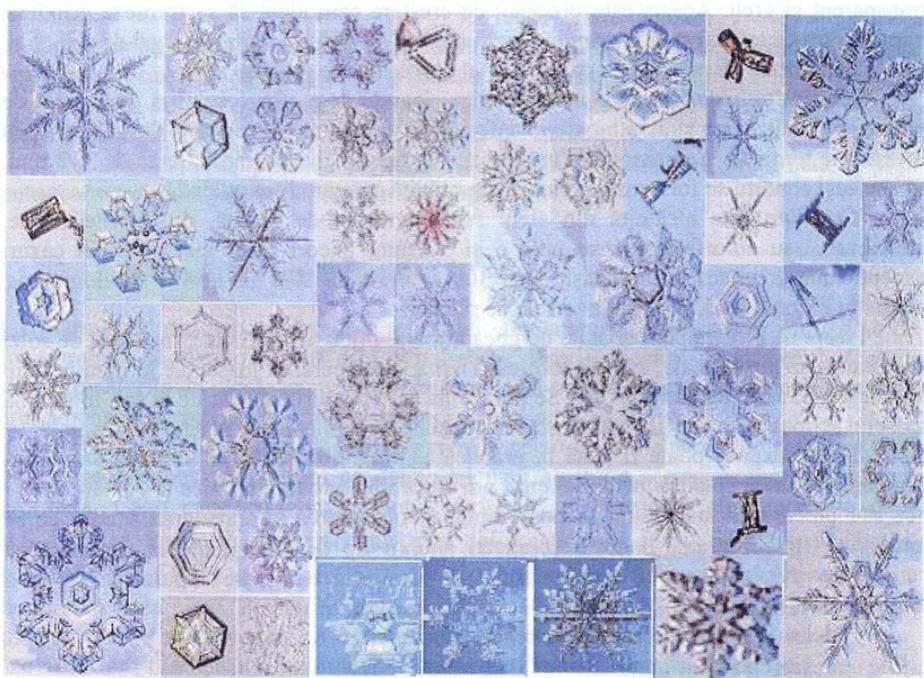


Fig. 5.13. Forme diferite ale fulgilor de nea (<http://www.its.caltech.edu/snowcrystals>)

Cresterea precipitației prin acreție implică ciocniri între picaturile de apă subrăcită și cristalele de gheăță care cad cu diferite viteze. Când au loc ciocniri, apa subrăcită va îngheța. Unul sau două tipuri de acreție pot rezulta, depinzând de dimensiunea picăturilor de apă subrăcită.

1. **Măzărichea moale** (zăpada grăunțoasă) este produsă când dimensiunile picăturilor de apă subrăcită sunt mai mici în comparație cu dimensiunea cristalelor de gheăță. După ciocnire, picătura mică de apă îngheță imediat. După mai multe ciocniri particulă de gheăță inițială va fi acoperită cu boabe mici de apă înghețată care prind volume mici de aer între ele. Acest proces produce granule fărâmîtate, albe, opace, sfărâmicioase, cu aspect de nea și dacă continuă va produce particule de precipitații cunoscute ca boabe de nea sau măzăriche (grindină ușoară), depinzând de cât de mari au ajuns. Diametrele sunt de 1–5 mm. Când diametrul boabelor de măzăriche moale este sub 1 mm. Măzărichea este zăpadă grăunțoasă. Ea cade iarna din nori stratiformi și are aspectul granulelor de gris.

Pentru ca acest tip de creștere să aibă loc, temperatura norului va fi în mod obișnuit sub -5°C și conține o cantitate mică de apă lichidă.

2. **Măzărichea tare** este produsă când dimensiunea picături de apă subrăcita este mare în comparație cu particula de gheăță. După ciocnire, apa subrăcita se împărătie deasupra particulei de gheăță, înainte ca ea să înghețe. Această acoperire a gheții nu prinde aer și grăuntele care rezultă este sferic sau de formă neuniformă, parțial

transparent și greu. Acesta este procesul de creștere care ajută să se formeze grindina, vara. Pentru ca să se formeze grindina, norii trebuie să aibă un conținut bogat de apă.

Alte forme de precipitații ca rezultat al proceselor de înghețare.

Ploaia înghețată rezultă prin înghețare, înainte de a atinge solul, a picăturilor de ploaie, ce străbat un strat atmosferic inferior cu temperatură negativă (stratificare cu inversiune termică). Se compune din granule sferice de gheață transparentă de 1–3 mm. În aceleși condiții se formează și ploaia suprarăcitată care produce poleiul.

Grindina este alcătuită din sfere sau fragmente de gheață, de diferite forme, cristalizate sau amorfe, cuprinse între 5 și 50 mm, uneori chiar mai mari. În cazuri excepționale greutatea lor a depășit chiar 300 g. Grindina cade din norii Cumulonimbus, numai în sezonul cald, însotind aversele de ploaie.

Acele de gheață sunt cristale de gheață foarte mici, neramificate, în formă de solzi sau bastonașe hexagonale, care se formează iarna; la temperaturi joase, ele se mențin timp îndelungat în stare deplutire în aer. Se pot forma și în straturile de aer de la sol. În lumina soarelui scăpesc. Ace de gheață asemănătoare sunt componente ale norilor Cirrus.

Teoria expusă poate fi pusă în practică când se observă și se urmărește vremea. Cunoașterea unde și când intr-un anumit nor se produc procesele fizice și cu care tip de nor sau precipitații sunt asociate poate ajuta la observarea și aprecierea a ceea ce se întâmplă. Un observator poate observa un anumit tip de precipitație la suprafață, și cunoașterea lui în domeniul fizicii norului, îl permite determinarea tipului de nor și a fenomenelor asociate.

Tabelul 5.6. reprezintă un ghid în acest sens.

Tabel 5.6

Ghid de interpretare a tipurilor de nori din precipitațiile observate la sol

Tipul de precipitații	Procesul de formare	Norul asociat
burniță (<0,5 mm)	Condensare și coalescență	St, posibil și Stratocumulus, vârful norului la temp. > -5°C
ploaie (>0,5 mm)	Condensare, coalescență, Bergeron și agregare	Ns, As, Ac, Cu congestus, nori profunzi, vârful la temp sub -10°C
ninsoare	Condensare, Bergeron și agregare	ca ploaia dar dar nivelul de îngheț în apropierea solului
măzariche (boabe de gheață)	Condensare, acreție, conținut de apă lichidă scăzut	Sc, St, viteze verticale slabe, vârful norului la temperaturi sub -10°C
măzariche, fulgi de nea (grindina moale)	Condensare, acreție, conținut de apă lichidă scăzut	Cb de iarnă – curenți ascendenți puternici, vârful norului la mai puțin decât -10°C
grindină	Condensare și acreție, conținut ridicat de apă lichidă	Cb de vară
fulgi de nea	Ca la ploaie	ca la ploaie

Din observațiile meteorologice asupra precipitațiilor se determină cantitatea, durata, intensitatea și caracterul precipitațiilor. Cantitatea de precipitații se exprimă prin grosimea, în mm, a stratului de apă care s-a acumulat pe o suprafață orizontală (indiferent de tipul precipitației căzute), considerând că această apă nu se scurge, nu se evaporă și nu se infiltrează în sol. Cantitățile măsurate în milimetri corespund volumetric cu litri pe metru pătrat. Valorile cantitative înregistrate se raportează la diferite perioade de timp: 24

ore, luna, anotimp, an. Intensitatea precipitațiilor este o mărime care reprezintă cantitatea de precipitații cauzată în unitatea de timp care este un minut.

Iarna se adaugă grosimea și densitatea stratului de zăpadă și cantitatea de apă rezultată din topirea ei.

Variatia spațio-temporală a cantităților de precipitații constituie un element de bază pentru caracterizarea climatului și a variabilității climei.

5.4.3. Microfizica precipitațiilor

Urmărind din punct de vedere microfizic fenomenul de precipitare sub formă de ploaie trebuie să menționăm că este dificil să se descrie spectrul dimensional al ploii, întrucât picăturile de ploaie sunt prea mari ca să aibă o formă dependentă de dimensiune care să poată fi caracterizată printr-o singură dimensiune, diametrul.

Rezolvarea convențională este descrierea spectrului dimensional în termenii unui diametru echivalent, D_0 , definit ca diametrul unei sfere de același volum ca picătura deformată. Când cade cu viteza limită, picăturile se consideră sfere perfecte dacă $D_0 \leq 280 \text{ } \mu\text{m}$. Picăturile mai mari sunt ușor deformate și au forma unor sferoizi turtiți, dacă $280 \leq D_0 \leq 1000 \text{ } \mu\text{m}$. Pentru $D_0 > 1000 \text{ } \mu\text{m}$ deformarea se accentuează și picăturile alungite au baza plată. Picăturile mai mari decât 10 mm în diametru sunt instabile din punct de vedere hidrodinamic și se fragmentează chiar în curenți laminari de aer.

În afara diametrului echivalent, D_0 , se mai folosesc pentru caracterizarea ploii trei mărimi:

- distribuția dimensională $n(D_0)$, exprimată prin numărul de picături pe m^3 de aer, pentru fiecare unitate a dimensiunii diametrului;
- conținutul de apă lichidă, w_l este dat de expresia:

$$w_l \left(\text{g/m}^3 \right) = \frac{\pi}{6} 10^{-3} \rho_{apa} \int_0^{\infty} D_0 n(D_0) dD_0 \quad 5.26$$

cu D_0 în mm și ρ_{apa} în g/m^3 .

iii) rata de precipitare sau intensitatea ploii, R , se exprimă în mm/h și are expresia:

$$R(\text{mm} \cdot \text{h}^{-1}) = 6\pi \cdot 10^{-4} \int_0^{\infty} D_0^3 n(D_0) v_{\infty}(D_0) dD_0 \quad 5.27$$

cu viteza limită de cădere, v_{∞} , exprimată în m/sec .

Spectrele dimensionale ale picăturilor de ploaie pot fi extinse la diametre mai mari decât 6mm (Mason și Andrews, 1960).

Astfel de picături mari sunt rare și s-au găsit în ploile foarte intense cu $R > 100 \text{ mm/h}$.

La intensități mai reduse, spectrele dimensionale ale picăturilor de ploaie se întind, de obicei, până la 2–3 mm. Picăturile mari tend să se fragmenteze ca rezultat al ciocnirii cu alte picături. Foarte mulți factori influențează formă spectrului dimensional al ploii. Întrucât ploaia trebuie să cadă împotriva curentului ascendent din nor, acesta din urmă tinde să truncheze spectrul dimensional la dimensiunile cele mai mici. Totuși acest efect

este mascat de procesele ulterioare precipitării. În particular, continuă să se producă picături mici prin fragmentare și evaporare. Câteva dintre acesta sunt folosite în procesele ulterioare în timp ce altele sunt colectate de picăturile mari. Înainte de aversă spectrul dimensional al picăturilor la nivelul solului se deplasează către dimensiuni mari, date fiind vitezele mari de cădere ale picăturilor mari și către dimensiuni mici dacă și rata de evaporare inițială este mare.

Forma spectrului dimensional nu este foarte simplă și este determinată, în parte de variabilele meteorologice ca temperatura, umezeala relativă și vântul de sub baza norului.

Observațiile au arătat ca cele mai multe picături de precipitații care ating solul au $D_0 > 200 \mu\text{m}$.

Există trei moduri diferite pentru obținerea distribuțiilor dimensionale ale particulelor de precipitații:

- i) prin fitarea datelor de concentrații în funcție de raza particulelor;
- ii) prin obținerea parametrilor distribuțiilor din raza medie sau pornind de la raza pentru care se atinge concentrația maximă și concentrația maximă;
- iii) prin obținerea parametrilor distribuțiilor, pornind de la conținutul de apă și concentrația totală a particulelor de precipitații.

Măsurările în câmpul precipitațiilor au arătat că distribuția dimensională a particulelor de precipitații este puternic dependentă de tipul precipitației și de intensitatea acesteia.

Pentru descrierea spectrului dimensional al picăturilor de ploaie prin (i) s-au propus diferite relații empirice. Dintre acestea, cele mai folosite funcții de distribuție sunt: Best (1950), cea folosită și pentru distribuția picăturilor de nor, Marshall-Palmer (1957) și funcția de distribuție gamma cu varianțele ei cu doi sau trei parametrii ca la spectrele dimensionale pentru nor (Willis, 1984, Mircea și Ștefan, 1998).

Funcția de distribuție Best:

$$1 - F = \exp \left[- \left(\frac{D_0}{A} \right)^{2,25} \right] \quad 5.28$$

unde $A = 1,30 R^{0,232}$ cu R în mm/h și D_0 în mm . F reprezintă fracțiunea de apă conținută de picături de ploaie cu diametre echivalente mai mici decât D_0 .

Descrierea cea mai folosită a spectrelor dimensionale este Marshall-Palmer, care se bazează pe observațiile lui Laws și Parson. Forma distribuției este:

$$n(D_0) = n_0 \exp(-\Lambda D_0)$$

unde $\Lambda = 4,1 R^{-0,21} \text{ mm}^{-1}$ și $n_0 = 8 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3} \text{ mm}^{-1}$

Parametrul n_0 , concentrația inițială, este obținut prin extrapolare și presupus a fi o constantă (Fig. 5.14).

Studii ulterioare au arătat că distribuția Marshall-Palmer nu este suficient de generală ca să descrie cu acuratețe cele mai multe spectre dimensionale observate. Mulți cercetători au arătat că n_0 nu poate fi considerat o constantă ci mai degrabă o funcție de intensitatea de precipitat, R .

În plus, dependența funcțională a lui Λ de intensitatea ploii, R , variază. După analiza a 46 de spectre de ploaie obținute din măsurători în sudul Elveției cu $0,3 \leq D_0 \leq 5,3$ mm, Joss și al. (1968) au găsit, de exemplu, că n_0 ia valori între $3 \cdot 10^3$ și $10^5 \text{ m}^{-3} \text{ mm}^{-1}$.

S-a considerat că schimbarea lui n_0 este legată de instabilitatea masei de aer. Totuși, n-au fost observate salturi în n_0 , chiar în timpul ploii cu același caracter convectiv.

Această comportare trebuie atribuită proceselor microfizice din sistemul noros din care cade ploaia sau din aerul prin care cad picăturile de ploaie de la nor spre pământ.

De menționat, că alături de parametrii n_0 și Λ , conținutul de apă lichidă, w_1 , al ploii este foarte important ca parametru microfizic și se poate exprima în funcție de intensitatea ploii, R , conform cu legea: $w_1 = AR^b$

Măsurătorile din diferite locuri au arătat ca A și b iau valori în intervalele: $0,052 \leq A \leq 0,089$ și $0,84 \leq b \leq 0,94$.

Dar s-a constatat că w_1 variază cu distanța de la baza norului la sol, fiind mai ridicat imediat sub baza norului, prin comparație cu valoarea de la sol. Se atribuie această comportare existenței unui număr mult mai mare de picături mici la baza norului decât la sol, dispersia picăturilor fiind determinată de procesele de ciocnire și coalescență dar și de evaporare.

Studiile legate de microfizica precipitațiilor sunt foarte utile în analiza calității aerului prin procesele de îndepărțare umedă a poluanților din aerul atmosferic. În această idee, folosind a treia cale, (iii), precum și parametrizările vitezei de cădere a precipitațiilor, și ale masei particulelor de precipitații, Mircea și Ștefan (1998) au găsit expresii analitice pentru coeficientul de îndepărțare umedă a poluanților dar și pentru conținutul de apă și reflectivitatea radar în funcție de intensitatea ploii.

5.5. CEATA

Transparenta aerului și vizibilitatea orizontală sunt deseori reduse în straturile din imediata vecinătate a solului sau a întinderilor de apă datorită prezenței cetii. Vizibilitatea orizontală reprezintă un indicator cheie pentru definirea cetii.

Ceață reprezintă acumularea de picături de apă și microcristale de gheăță, rezultate din procesele de condensare și sublimare a vaporilor de apă, în stratul din imediata apropiere a suprafeței pământului, când vizibilitatea orizontală este sub 1 km. Dacă

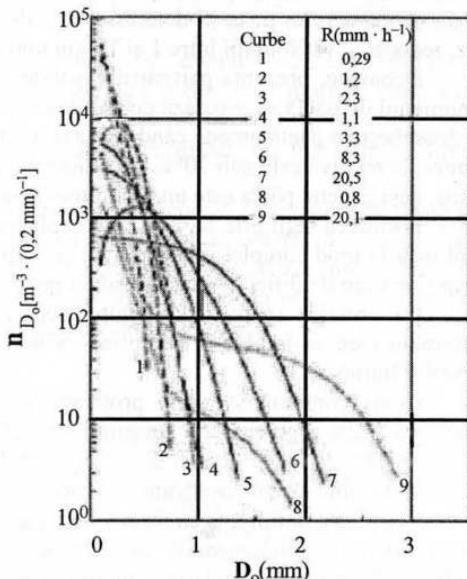


Fig. 5.14. Spectre dimensionale ale ploii la stația Hawaii. Curbele 1–3 sunt pentru măsurătorile din apropierea marginilor unor nori orografici fără gheăță; curbele 4–7 reprezintă măsurători de la baza norului; curbele 8–9 sunt pentru ploi neorografice (Pruppacher)

vizibilitatea orizontală este sub 10 km dar peste 1 km fenomenul este de *aer cețos*. Opalescența aerului poate fi determinată și de acumularea impurităților solide și în acest caz, reducerea vizibilității între 1 și 10 km constituie fenomenul de *pâclă*.

Deoarece, prezența particulelor solide în aer favorizează procesul de condensare, fenomenul de pâclă se asociază cu cel de ceată când aerul este suficient de umed. Astfel, se deosebește o pâclă umedă când umezeala relativă depășește 70% și o pâclă uscată când umezeala relativă este sub 70%. De obicei nu se face distincție între pâcla umedă și aerul cețos, deși genetic pâcla este un litometeor și nu un hidrometeor.

Formarea ceții este un proces complex și detaliile fizicii proceselor de formare nu sunt încă în mod complet înțelese: apariția ceții este în mare măsură variabilă în spațiu și timp și extrem de dificil de prognozat cu precizie.

Ca urmare, apariția și evoluția ceții reprezintă o problemă științifică de mare interes în care se întâlnesc discipline ca termodinamica, fizica norilor și meteorologia stratului limită.

Ceața continuă să pună probleme economice serioase și ocazional determină dezastre. Multe segmente ale societății sunt afectate de ceată, în particular transporturile aeriene și navale iar în ultimii ani sistemele de apărare. În general, activitățile umane și și guranția publică sunt paralizate de ceată, pâcla joasă și în mediul urban, de smog.

Ceața este definită și ca un nor cu baza la sau în apropierea solului. Fizic, nu există nici-o diferență fundamentală între ceată și nor; apariția și structura ambelor fiind aceleași. Diferența esențială este modul și locul de formare. În timp ce norii apar când aerul se ridică și se răcește prin destindere adiabatică, ceața (cu excepția ceții frontale înalte) este o consecință a răcirii radiative sau advecției aerului peste o suprafață rece; de fapt criteriul principal pentru formarea cetii este legat de prezența unei cantități mari de vaporii de apă în aer ca să se producă saturarea aerului. Aerul devine saturat datorită fie răcirii la temperatura punctului de rouă sau evaporării în aer care determină creșterea conținutului de apă. La scară mare, gradul de răcire prin radiație și (sau) amestecul vertical determină profilele de temperatură, umiditate și în consecință, structura ceții.

Există o mare varietate de tipuri de ceată. Aceste tipuri diferă după mecanismele de formare, loc, caracteristicile aerosolului, sezon și evoluția temporală a ceții. Observațiile recente arată că variațiile în spațiu și timp în structura ceții sunt mai mari decât se gândeau altădată.

Clasificarea norilor a fost rezolvată din secolul al XIX-lea dar un sistem de clasificare al ceții nu s-a realizat încă. În parte, aceasta reflectă complexitatea caracteristicilor ceții, variațiile regionale intense și mecanismele de formare mai puțin distințe.

5.5.1. Tipuri de ceată

În funcție de condițiile fizice, sinoptice și locale de geneză se disting mai multe tipuri de ceată.

Pe baza proceselor fizice care determină apariția ceții se deosebesc: *ceața de radiație*, *ceața de evaporare* și *ceața de amestec*.

După condițiile sinoptice generale în care apare ceața se evidențiază două mari categorii: cețuri formate în aceeași masă de aer și cețuri frontale, adică formate la contactul a două mase de aer cu caracteristici diferite.

După condițiile locale de geneză ceață este: *ceață de relief*, *ceață urbană*, *ceață maritimă*.

Procesele și factorii care determină apariția și evoluția spațio-temporală a fenomenului de ceață se pot combina în moduri diferite și din acest motiv o clasificare generală a ceții este greu de realizat.

Tabelul 5.7 prezintă o încercare de clasificare, prezentând cele mai comune tipuri de ceață descrise de Willet și Byers (1965).

De la ceață de masa de aer (tip A și B) se poate generaliza și spune că ceață de advecție se formează în mod tipic deasupra apelor întinse sau la coastă, în timp ce ceață de radiație se obține pe uscat. La acestea se mai adaugă două tipuri particulare: de *amestec* și *urbane*; geneza lor este determinată de procesul de condensare prin amestec, în primul caz și de condițiile de impurificare a aerului, în al doilea caz.

Tipuri de ceață

Tabel 5.7

	a	b	c	d	
A	Ceață de advecție	Ceață maritimă	Ceață în aer tropical	Ceață de briză	Ceață arctică
B	Ceață de radiație	Ceață de sol	Ceață de inversie	Ceață advecțiv-radiativă	Ceață de munte și de vale
C	Ceață frontală	Ceață de front cald (prefrontală)	Ceață de front rece (postfrontală)	Ceață de tranziție	

Deși există peste 15 tipuri de ceață, mecanismele fizice de formare pot fi reduse la trei procese primare:

- răcirea aerului până la punctul de rouă;
 - suplimentarea aerului cu vaporii de apă;
 - amestecul vertical al particulelor macroscopice de aer umed la diferite temperaturi.
- Pentru fiecare caz, tipul de ceață care se formează este:
- ceață de radiație
 - ceață frontală
 - ceață de advecție

Aceste mecanisme de formare pot fi reprezentate pe o diagramă Clausius-Clapeyron, ca în figura 5.15.

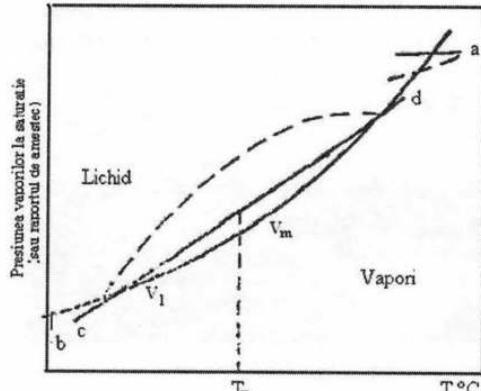


Fig. 5.15. Diagrama de fază și procesul de formare a ceții

Ceața de radiație (a) se formează prin răcirea staționară (radiația la suprafața pământului), *ceața frontală* (b) implică în mod tipic o suplimentare de umedeală prin cădere ploii din straturi relativ calde în straturile mai joase și mai reci.

Ceața de advecție sau amestec este reprezentată de zonele (c) și (d). De exemplu ceața marină rezultă ca urmare a trecerii aerului cald umed deasupra suprafeței oceanului care-i mai rece și are loc un amestec vertical până la saturare.

a) Ceața de radiație

Ceața de radiație, așa cum îi spune și numele, rezultă din răcirea radiativă a aerului de la sol și din imediata vecinătate. Mai obișnuită toamna și iarna, ea este un fenomen care apare noaptea când cerul este senin și umiditatea relativă ridicată. În aceste condiții, solul și aerul de deasupra se va răci rapid și răcirea se transmite rapid în straturile mai înalte. Întrucât umiditatea relativă este ridicată, chiar o răcire redusă va coborî temperatură la cea a punctului de rouă. Dacă aerul este calm, ceața nu are mai mult de 10 m adâncime. Pentru ca ceața de radiație să fie mai extinsă pe verticală este necesară o briză slabă de de 3 sau 4 km pe oră. În aceste condiții, vântul slab crează suficientă turbulentă ca să transporte ceața de la 10 la 30 m fără să o disperze.

Pe scurt, factorii care sunt favorabili formării ceții de radiație sunt:

- Cer senin sau nori înalți în strat foarte subțire
- Aer umed în stratul de suprafață, sub 100m sau
- Solul umed (de exemplu după ploaie sau deasupra mlaștinilor)
- Vânt slab la suprafața pământului
- Condiții locale, legate de relief, favorabile.

Ceața de radiație poate fi *joasă* sau *înaltă* în funcție de condițiile locale și sinoptice. Văile și covorul vegetal mai gros favorizează răcirea mai intensă și deci apariția *ceții joase de radiație* sau *ceții de sol*.

Întrucât aerul care conține ceață joasă este relativ rece și dens, ceața de radiație este groasă în văi în timp ce dealurile învecinate sunt luminoase.

În mod normal o astfel de ceață se disipa într-un interval de una până la trei ore după răsăritul soarelui. De obicei se spune că ceață se "ridică". De fapt, soarele încălzește pământul, care, la rândul lui, încălzește mai întâi aerul de la suprafață. În consecință, ceața se evaporă începând de la bază, dând impresia ridicării și ultimale rămășițe dând impresia unui strat de nori albi.



Fig. 5.16. Ceața de radiație

Ceața înaltă de radiație este rezultatul unei răciri radiative intense a aerului mai ales în timpul iernii atât ziua cât și noaptea, în special în condițiile prezenței unui câmp de presiune ridicată (anticiclron). Această ceață se dezvoltă până la baza stratului de inversiune anticiclonică (200–800 m) și poate persista zile chiar săptămâni în funcție de caracterul staționar al anticiclonului.

În evoluția ceții de radiație se disting trei stadii: i) răcirea radiativă și depunerea de rouă; ii) stadiul inițial al formării ceții; iii) dezvoltarea ceții mature care are două faze corespunzătoare cerului vizibil și respectiv cerului invizibil (Findlater, 1985).

Într-o ceață de radiație tipică nopții, absența norilor permite o răcire radiativă intensă noaptea la sol, care la rândul ei răcește aerul în contact cu solul. În prima parte a nopții răcirea la suprafață este intensă, în ciuda fluxului ascendent de căldură de la solul relativ cald (Fig. 5.17). În condițiile unui vânt slab (sub 3 m/s), răcirea rapidă duce la o inversiune termică la nivelele inferioare ale troposferei joase.

Odată ce temperatura la sol scade la temperatura punctului de rouă, începe procesul de depunere de rouă pe suprafață. Acest proces are două efecte:

- uscarea aerului în contact cu solul;
- întârzierea răciri la suprafață datorită căldurii latente eliberate prin procesul de condensare.

Continuarea procesului de depunere de rouă depinde de intensitatea turbulenței în straturile inferioare ale atmosferei: dacă este prezentă turbulență atunci o suplimentare de umezeală se va produce la contact cu solul și va continua depunerea de rouă. În acest fel cantitatea de vaporii de apă din atmosferă scade și temperatura aerului trebuie să scadă chiar înainte ca ceață să înceapă să se formeze. Figura 5.17 prezintă starea atmosferei în acest stadiu. Condițiile atmosferice sunt: cer vizibil, vânt slab și scăderea rapidă a temperaturii la suprafață așa încât răcirea radiativă netă depășește fluxul de căldură de la sol.

Are loc depunerea de rouă iar turbulența menține condensarea prin rouă, mai degrabă decât prin ceață.

Formarea inițială a ceții (stadiul al doilea); dacă se formează sau nu ceață depinde de un complex și adesea delicat echilibru al factorilor de mediu: în principal extinderea pe verticală a răciri prin turbulență, și uscarea și încălzirea (sau reducerea vitezei de răcire) a straturilor de aer din apropierea suprafeței ca urmare a depunerii de rouă.

Dovezile observaționale sugerează că formarea inițială a ceții se obține cel mai des când există un răgaz în vântul de suprafață sau când el suflă cu viteze sub 0,5 m/s.

Aceasta are drept efect încreșterea turbulenței și reducerea vitezei de depunere de rouă. Fără o mișcare semnificativă a aerului, orice răcire radiativă în straturile inferioare ale atmosferei conduce la supersaturație și în acest fel condensarea vaporilor de apă formează un strat subtire de ceață la 20 cm deasupra solului. Acest stadiu este reprezentat în figura 5.18. Condițiile atmosferice sunt: cer vizibil și viteza vântului la 2 m mai mică decât 0,5 m/s. Răcirea la

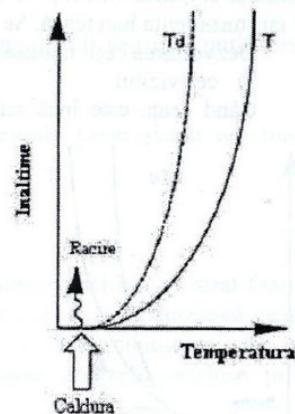


Fig. 5.17. Reprezentarea schematică a stadiului 1 răcirea radiativă și depunerea de rouă

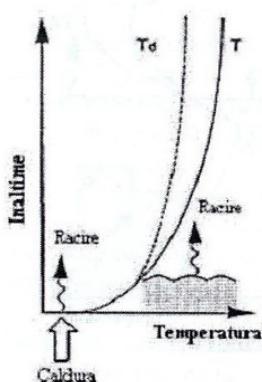


Fig. 5.18. Reprezentarea schematică a stadiului 2: stadiul inițial de formare a ceții

suprafață continuă în timp ce radiația netă ascendentă depășește fluxul de căldură de la sol iar turbulența încețează. Se formează ceată superficială.

Dezvoltarea ceții mature (stadiului 3) cu cele două faze distincte presupune:

a) cer vizibil

Când ceata este încă relativ subțire și cerul este vizibil prin ea, răcirea radiativă continuă de la sol și inversiunea termică rămâne în apropierea solului. Cum temperatura scade, ceata se adâncește încet. Fluxul de căldură de la sol descrește în timp, dar poate fi încă suficient să oprească scăderea temperaturii la suprafață (Fig. 5.19). Condițiile atmosferice: Cer vizibil, vânt slab. Ceata alterează bilanțul radiativ la suprafață și restrâng răcirea la suprafață. Fluxul de căldură de la sol descrește dar este încă semnificativ.

Stratul de ceată se extinde lent pe verticală.

b) cer invizibil

După câteva ore ceata poate deveni destul de adâncă încât să nu se vadă cerul (o grosime de 20–50 m, depinzând de concentrația particulelor). Când se atinge aceasta fază are loc o schimbare semnificativă în bilanțul radiativ. Suprafața superioară a bancului de ceată devine o suprafață radiativă în timp ce răcirea radiativă de la sol încețează, în consecință, temperatura la suprafață poate începe să crească dacă fluxul de căldură de la sol este destul de mare. Încalzirea rezultantă la sol și răcirea în înălțime permit apariția convecției în interiorul ceții care determină înălțarea inversiunii în raport cu suprafața când se dezvoltă un profil termic cu gradient adiabatic saturat. Răcirea radiativă la suprafața superioară determină înălțarea inversiunii termice și ceata continuă să se adâncească. Înălțimea maximă a inversiunii este în general atinsă în 2–3 ore după ridicarea de la suprafața solului, la o înălțime de la 70 la 230 m, cu suprafața superioară la 25 m deasupra bazei inversiunii (Fig. 5.19 b).

Condițiile atmosferice sunt: cer invizibil, vânt slab iar fluxul de căldură care continuă să se ridice de la sol poate fi suficient ca să crească temperatura la suprafață. Convecția determină în ceată un gradient adiabatic saturat Γ_s .

Fig. 5.19a. Reprezentarea schematică a stadiului 3a: dezvoltarea ceții mature – cer vizibil

Ceata se adâncește datorită răciri în partea superioară a stratului.

Discuțiile precedente presupun condiții ideale. În realitate apar o mulțime de complicații care se adaugă la înțelegerea și prognozarea formării ceții de radiație.

Patru factori specifici care modifică condițiile de formare a ceții de radiație vor fi discuți în cele ce urmează. La aceștia se adaugă variațiile locale specifice de care trebuie să se țină seama pentru cunoașterea în detaliu a formării ceții.

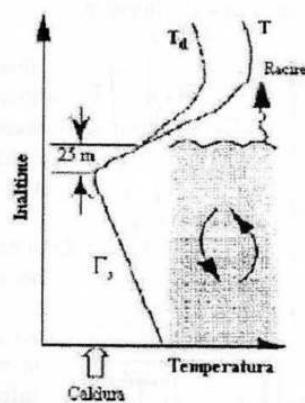
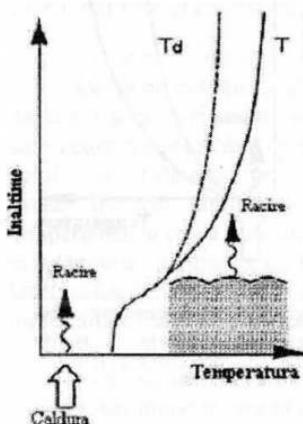


Fig. 5.19 b. Reprezentarea schematică a stadiului 3b: dezvoltarea ceții mature – cer invizibil

1. Efectele advective

Cele mai multe cețuri de radiație sunt complicate mai mult sau mai puțin prin efectele advectiei, care includ:

- Advecția ceții care este deja este formată.
- Advecția aerului cu diferite temperaturi la nivelurile joase și/sau umidități caracteristici.
- Advecția ceții formate pe mare catre uscat.
- Mișcările pe pante.

2. Efecte la răsăritul Soarelui

Pe nopți senine când nu s-a format ceață, sau s-a format numai într-un strat foarte subțire la suprafață, nu este neobișnuit să se formeze brusc sau să se adâncească ceață formată, imediat după răsăritul soarelui. Explicația nu este bine cunoscută, dar se presupune că responsabile sunt turbulența și suplimentarea umezelii produse prin încălzirea solului de la soare (insolația).

Studiul fizicilor aerului umed arată că este posibil să se producă o suprasaturare a aerului prin amestecul a două particule de aer aflate aproape de saturare și care au temperaturi diferite. Acest proces poate determina formarea bruscă a ceții în zori dacă turbulența amestecă aerul rece de la suprafață cu aerul mai cald de la înălțime. Suplimentarea aerului cu vaporii de apă prin evaporarea de rouă poate reprezenta un factor important în acest proces.

De menționat că dacă temperatura la suprafață în zori este sub temperatura de îngheț și s-a format promoroacă, ceață se poate forma după rasăritul soarelui după ce bruma s-a topit și a început să se evapore.

3. Formarea ceții la înălțime

Uneori în nopțile senine cu vânt moderat, se fomează nori stratus foarte joși în locul ceții. Odată formați, răcirea care continuă și amestecul turbulent acionează coborând baza norilor la nivelul solului. Răspândirea ceții la nivelurile joase ale atmosferei este, totuși, posibilă numai dacă vântul devine foarte slab.

4. Efectul poluării

Aerul poluat va tinde să scadă vizibilitatea în comparație cu aerul curat, și ceață care se formează într-un start limită cu smog va fi foarte densă, micșorând mult vizibilitatea. Totuși, datele observaționale și experimentale au arătat că formarea ceții este mai puțin rapidă într-un aer foarte poluat prin comparație cu aerul curat. Există două explicații posibile:

- Smogul reduce viteza de răcire radiativă de la sol.
- Apa care condensează este distribuită pe o mai mare concentrație de particule microscopice (nuclei de condensare) și ca urmare picaturile nu mai ating rapid dimensiunile mari ale picăturilor de ceață.

Dispersarea ceții de radiație

Există patru mecanisme prin care ceața de radiație poate fi dispersată:

- Radiația solară
- Creșterea gradientului vântului
- Advecția norilor deasupra ceții
- Advecția aerului mai uscat.

• *Radiatia solară*

În timpul zilei ceață este deseori dispersată datorita insolătiei. Cantitatea de energie incidentă variază considerabil în timpul zilei și în timpul anului și astfel există o variație sezonieră în eficiența acestui mecanism de dispersie a ceții.

Vara suficientă radiație penterează prin ceață ca să încâlzească solul; această încâlzire este apoi extinsă pe verticală prin curenții turbionari și radiația de undă lungă și poate îndepărta ceața de la sol – de aici expresia că „ceața se ridică”. Prin acest proces ceața se ridică într-un nor stratus înainte de a se dispera complet sau se transformă într-un nor cumulus. Alternativ, ceața poate să dispară de la înălțime către sol datorită antrenării aerului mai uscat deasupra stratului de ceață prin acțiunea de amestec a curenților turbionari. De aceea, depinzând de echilibrul dintre gradul de turbulentă indus, uscăciunea aerului de deasupra și viteza de încâlzire de dedesubt, ceața se poate disipa de deasupra stratului, de dedesubt sau din amandouă părțile. În plus, din imaginile de la sateliți, este clar că ariile de ceață tind să se distrugă de la nucleele centrale ale ceții către margini.

Iarna, cantitatea de radiație solară care atinge solul este redusă și nu mai poate compensa răcirea radiativă de la suprafața superioară a stratului de ceață. Astfel, în absența altor mecanisme de disipare, ceața de radiație deseori persistă toată ziua și în multe cazuri continuă să se adâncească.

• *Cresterea gradientului vitezei vântului*

Cu aer uscat la înălțime, o creștere a vitezei vântului deasupra stratului de ceață conduce la o coborâre gradată a suprafeței superioare a stratului de ceață chiar în timpul nopții, când aerul mai uscat este amestecat de deasupra spre interiorul stratului de ceață. Alternativ, dacă aerul este destul de umed la partea superioară a stratului de ceață, efectul unci creșteri semnificative în amestecul turbulent este ridicarea ceții și formarea norului stratus.

Intensitatea vitezei vântului necesară să disipe ceața va depinde de starea de stabilitate a aerului și de topografie. Tabelul 5.7 prezintă gradienții vitezei vântului necesari pentru disiparea ceții pentru trei zone orografice diferite.

Tabel 5.8

Valori tipice ale vitezei vântului necesare pentru dispersarea ceții

La un țărm plat	7–10 m/s
Într-un loc obișnuit	10–12 m/s
În văi adânci cu vânt care să sufle perpendicular pe vale	15 sau poate chiar 20 m/s

De menționat că procesul de dispersare a ceții nu este un proces invers procesului de formare a ceții – ridicarea inversiunii de la suprafață are efectul izolării ceții, față de o extindere mare, și față de influența vântului de deasupra stratului de ceață. De aceea este nevoie de gradient mare al vitezei vântului ca să disperseze ceața în comparație cu cel pentru care ceața se formează.

• *Advecția norilor deasupra ceții de radiație*

Advecția unui strat de nori deasupra ceții este cea mai rapidă și eficientă metodă de disiparea ceții. Cu cât stratul de nori este mai jos cu atât este mai eficientă disiparea.

Efectul norului este de a reduce semnificativ răcirea radiativă de la partea superioară a stratului de ceață, în timp ce căldura este încă adăugată de la sol de la fluxul de căldură ascendent (cu condiția ca solul să nu fie acoperit cu strat de zăpadă sau să fie înghețat). De asemenea, dacă ceață este situată într-un strat de suprafață rece sub o inversiune nocturnă, norul patează radiativ la o temperatură mai ridicată decât cea de la partea superioară a stratului de ceață.

Aceasta conduce la un transfer radiativ net descendente în ceață. Figura 5.20 ilustrează aceste procese. Efectul sosirii unui strat noros deasupra unei stații este producerea unei creșteri brusă a temperaturii de suprafață, și ridicarea ceaței într-un nor stratus înainte de disipare.

• *Advection aerului mai uscat.*

Întrucât ceața de radiație se formează numai când vântul la suprafață solului este slab, o schimbare bruscă a caracteristicilor masei de aer este în general neprobabilă. Totuși, o advecție gradată a aerului în mod progresiv uscat poate fi eficace în dispersarea ceații. De menționat că pasajul unui front rece poate produce o disipare rapidă a ceații, prin combinarea efectelor advecției de aer uscat, creșterea acoperirii cu nori și adesea intensificarea vântului.

b) *Ceață de advecție*

Principala cauză a ceații de advecție este deplasarea aerului dintr-o zonă cu un anumit regim termic într-alta unde temperatura și umiditatea sunt diferite. Atfel, în contrast cu ceața de radiație viteza vântului este esențială pentru formarea ceații de advecție (Fig. 5.21).

Ceață de advecție caldă

Când aerul umed și cald trece deasupra unei suprafețe reci, el se răcește prin contact și pe o anumită zonă prin amestec cu aerul rece asociat cu suprafața rece de dedesubt. Dacă răcirea este suficientă, rezultatul va fi un banc de ceață numită *ceață de advecție*.

Deoarece termenul advecție presupune mișcarea orizontală a aerului, o astfel de ceață este o consecință a căldurii cedată de aer suprafaței de dedesubt în timpul deplasării sale orizontale. Ea se formează ca urmare a deplasării unei mase de aer mai calde deasupra unei porțiuni de suprafață terestră mai reci. Ceața de advecție este mai frecventă în sezonul rece și se poate dezvolta pe grosimi de

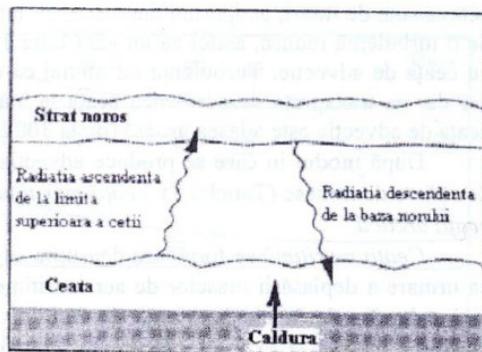


Fig. 5.20 .Reprezentarea schematică a disipației ceaței de radiație prin nori

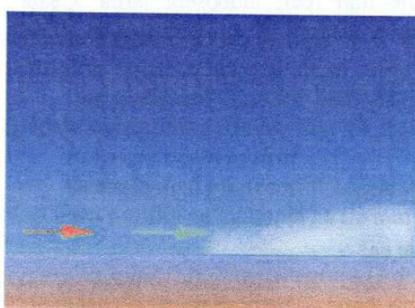


Fig. 5.21 Ceață de advecție

câteva sute de metri, acoperind deseori zone întinse. Pentru dezvoltarea ceții este nevoie de o turbulență redusă, astfel ca un vânt între 10 și 30 km/h este asociat în mod obișnuit cu ceața de advecție. Turbulența nu numai că ușurează răcirea într-un strat mai gros de aer dar ea transportă de asemenea ceața la înălțimi mai mari. Contrairement ceții de radiație, ceața de advecție este adesea groasă (de la 300 la 600 metri adâncime) și persistentă.

După modul în care se produce advecția, răcirea aerului și condensarea vaporilor de apă se deosebesc (Tabel 5.7): *ceața maritimă, ceața aerului tropical, ceața de coastă, ceața arctică*.

Ceața maritimă se formează deasupra suprafețelor întinse ale mărilor și oceanelor, ca urmare a deplasării maselor de aer maritime, mai calde, către regiuni cu temperaturi mai coborâte decât ale acestora. Condiții deosebit de favorabile pentru apariția ceții maritime intense și extinse sunt create în regiunile unde se întâlnesc curenții oceanici calzi cu cei reci. Astfel de zone sunt în bazinul Atlanticului de Nord în largul Insulei Newfoundland (Terra Nova) unde se întâlnește o ramură a Curentului Golfului, curent cald cu cel rece al Labradorului și în Oceanul Pacific în Marea Ohotsk și Marea Japoniei. În această regiune se întâlnesc apele calde ale curentului Kuroshivo cu cele reci ale Curentului Oyashivo ce vine dinspre nord, în regiunea Peninsulei Kamceatka și a Insulelor Kurile.

Acestui tip de ceață îi aparține și ceața care apare în bazinul arctic și care se numește *ceață arctică*. Aceasta ceață se dezvoltă deasupra ghețarilor în semestrul cald al anului ca urmare a advecției maselor de aer maritim mai calde, dinspre sud.

Un rol important în formarea ceții de coastă și maritime îl are condensarea vaporilor de apă prin amestecul maselor de aer saturate sau aproape saturate dar cu temperaturi diferite.

Ceața de coastă sau de litoral este rezultatul deplasării aerului maritim mai cald spre interiorul uscatului răcit puternic în timpul iernii și se poate extinde pe 100 de km spre interiorul continentelor. Acest tip de ceață poate să se dezvolte și vara când aerul cald de pe continent se deplasează peste suprafața mării mai reci. Cetările acestea sunt frecvente în multe regiuni ale globului la latitudini medii sau înalte. Apar și în zona de litoral a Mării Negre în anotimpul rece și uneori și în anotimpul cald.

Ceața aerului tropical apare în timpul deplasării aerului tropical maritim spre latitudini superioare, peste suprafețele continentale mai reci, îndeosebi iarna. Ceața aceasta se poate menține și pe vânt mai intens cu precădere în anotimpul rece, fiind deseori însoțita de burniță și chiciură.

Rezumând, putem spune că pentru formarea ceții de advecție caldă trebuie ca:

- temperatura punctului de rouă din masa de aer să fie mai mare decât temperatura de la suprafață;
- vânt moderat (5–7 m/s)
- direcția vântului favorabil.

Pentru disiparea ceții de advecție caldă trebuie ca:

- schimbarea masei de aer;
- schimbarea traiectoriei masei de aer la o sursă mai uscată;
- deasupra uscatului, încălzirea de la soare.

Ceață de advecție rece

Ceață de advecție rece se formează când aerul rece, uscat și stabil termodynamic suflă deasupra unei suprafețe de apă mult mai căldă (cu cel puțin 5–10°C mai căldă). Când aerul rece trece deasupra apei calde, vaporii, rezultat al evaporației de la suprafața apei sunt imediat răciti deasupra apei și condensează formând ceață. Această ceață de aburi este cel mai bine văzută într-o dimineață rece de iarnă deasupra podurilor și râurilor unde ea se acumulează uneori în pachete dense.

În regiunile arctice unde mase de aer rece, stabile dinspre interiorul continentului suflă peste marea relativ căldă, ceață poate fi extinsă și densă; ea este cunoscută ca "fumul marii arctice". Deoarece aerul este mult mai rece decât marea, cele mai de jos straturi devin foarte instabile termodynamic, așa încât ceață apare ca nenumărate vârtejuri convective, fiecare dintre ele fiind repede evaporată în aerul de deasupra, rezultând limita superioară a ceii la 10 m. "Pâcla" arctică rareori se extinde departe de mare când, continuându-și încălzirea de dedesubt conduce la dezvoltarea norilor convectivi (Fig. 5.22).

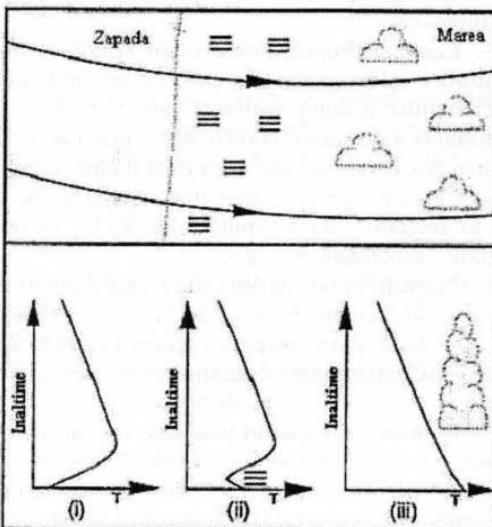


Fig. 5.22. Formarea ceii arctice (pâclei arctice marine)
 i) deasupra uscatului rece – inviziabilitate bună.
 ii) Deasupra coastei în apropierea mării – aerul începe să se încălzească de dedesubt, ceață formându-se sub inviziunea ridicată.
 iii) Inviziunea distrusă, formarea norilor convectivi.

c) Ceață de pantă și ceață de deal

Ceață de pantă

Ceață de pantă se formează când aerul devine saturat prin răcirea adiabatică când este forțat să urce pe uscatul în pantă în condiții atmosferice stabile. Aceasta se produce cel mai probabil când pantele urcă deasupra unei zone deschise, deoarece în cazul dealurilor izolate aerul va tinde să curgă în jur, mai degrabă decât peste obstacol.

Probabilitatea formării ceii de pantă poate fi determinată de pe o teogramă – înălțimea bazei fiind dată de nivelul de condensare a aerului în ascensiune (NC).

Formarea ceii la deal

Ceață la deal nu necesită neapărat mișcarea aerului pe pantă, ci se produce simplu când baza norului se întâmplă să fie mai jos decât vârful dealului.

d) Ceață frontală (categoria C din tabelul 5.6) se formează pe linia de separare a două mase de aer cu proprietăți fizice diferite, mai ales temperaturi și umiditate diferențiate.

Apariția acestor ceuri este rezultatul unor procese foarte complexe legate de apariția și dezvoltarea fronturilor și ca urmare depind de tipul de front atmosferic. Astfel,

sunt cețuri prefrontale sau de front cald, cețuri de tranziție și cețuri postfrontale sau de front rece.

Ceața prefrontală, cu evoluție rapidă se dezvoltă în masa de aer rece prefrontală a fronturilor calde, în zona de cădere a precipitațiilor, la înălțimi nu prea mari. Evaporarea precipitațiilor asigură saturarea aerului rece, iar racirea adiabatică, legată de scăderea prefrontală a presiunii, favorizează condensarea vaporilor de apă. Acest tip de ceață este cel mai frecvent și cel mai important dintre cețurile frontale.

Ceața postfrontală este frecventă în masa de aer cald postfrontală a unui front cald sau în sectorul cald al unui ciclon mobil alcătuit din aer tropical care pătrunde spre latitudini superioare mai reci.

Factorii favorabili dezvoltării ceții frontale sunt:

- În fața unui front cald activ sau o ocluziune cu caracter cald.
- Solul foarte rece (sau acoperit cu zăpadă).
- Contrast mare de temperatură între masele de aer rece și cald.
- Vânt slab la suprafață.

În marile aglomerări urbane și regiuni industriale, atmosfera conține cantități mari de aerosol care formează nuclee de condensare și determină formarea ceții de radiație care nu depășește perimetru urban și în consecință se numește *ceață urbană*. Ea este mai frecventă mai ales iarna și se intensifică dimineața.

O formă particulară a ceții urbane este *smogul* care are o culoare întunecată și poate fi foarte dens încât să reducă foarte mult vizibilitatea. Smogul are un grad mare de toxicitate fiind rezultatul poluării urbane și industriale.

În concluzie se poate spune că formarea ceții este dependentă de foarte mulți factori atât la scară locală cât și sinoptic, inclusiv bilanțul radiativ, turbulența și viteza vântului, umiditatea și topografia. O înțelegere corectă a proceselor implicate, împreună cu o profundă cunoaștere a caracteristicilor locale, sunt esențiale pentru prevederea cu succes a fenomenului de ceață.

5.5.2. Microfizica ceții

S-a văzut că există o mare varietate de tipuri de ceață, tipuri care diferă după mecanismele de formare, tipul maselor de aer, caracteristicile aerosolului, sezon și evoluția în timp a unei cețe date. Masurările recente arată că variațiile în spațiu și timp în structura ceții sunt mai mari decât se gădea altădată. Domeniul vizibilității reprezintă un indicator cheie pentru definirea ceții, chiar dacă până în prezent nu există un sistem standardizat de clasificare.

Principalele variabile microfizice includ conținutul de apă lichidă, concentrația de particule, spectrele dimensionale ale particulelor și suprasaturația în ceață.

Domeniul de vizibilitate

Cea mai generală variabilă folosită ca să descrie intensitatea ceței este vizibilitatea orizontală. Domeniul de vizibilitate V , este legat de coeficientul de extincție σ (la lungimi de undă în vizibil) prin legea Beer:

$$I = I_0 e^{-\sigma x}$$

și expresia lui Koschmiender:

$$V = \frac{\ln 0,02}{\sigma} = \frac{3,912}{\sigma} \quad 5.34$$

Coefficientul de extincție include împrăștierarea și absobția pe particulele de ceață; în ceață și pentru domenii de vizibilitate redusă, dominantă este componenta de împrăștiere, astfel că:

$$\sigma \approx \sigma_s = \sum_i \pi r_i^2 N_i k_i \quad 5.35$$

unde k_i este coeficientul secțiunii de împrăștiere al picăturii de rază r_i și concentrație N_i .

Instrumentele de măsurare a împrăștierii care determină domeniul vizibilității folosesc ecuațiile 5.35. și 5.34 pentru $k_i = 2$.

Dacă se foloseste teoria Mie de împrăștiere a luminii, vizibilitatea orizontală calculată, folosind coeficientul de extincție totală, σ_T , va fi:

$$\sigma_T = \sum_i r_i^2 N_i Q_{ext.} \quad 5.36$$

cu Q_{ext} factorul de eficiență pentru extincție, care include atât partea reală cât și cea imaginată a indicelui de refracție al particulelor.

Caracterizarea microfizică a ceții

După 1970 s-au făcut multe măsurători de către agențiile guvernamentale și instituțiile de cercetare care au contribuit mult la cunoașterea structurii ceții.

Este foarte dificil să se generalizeze dimensiunile și concentrațiile particulelor în ceață, deoarece spectrele dimensionale depind de tipul de ceață, stadiul de evoluție și înălțimea ceții.

a) *Spectrele dimensionale ale particulelor de ceață.*

Măsurările (Juusto, 1981) au arătat ca dimensiunile particulelor în ceață marină și de coastă (adică în mase de aer relativ nepoluate) sunt mai mari decât în ceață de radiație și concentrațiile sunt mai reduse.

Din cauză că intensitatea ceții variază considerabil în timp și în funcție de fluctuațiile umidității, spectrele dimensionale sunt variabile, depinzând de diferitele stadii ale evoluției ceții.

Funcțiile cu ajutorul cărora se pot reprezenta spectrele dimensionale sunt funcția lognormală, funcția gamma cu patru parametri și funcții derive de la aceasta cu trei sau doi parametrii. Fitările funcționale ale spectrelor dimensionale măsurate au indicat funcția gama cu trei parametrii ca fiind cea mai bună (Ștefan, 1992).

Funcția de distribuție de tip gamma cu patru parametrii este:

$$n(r) = ar^\alpha e^{-br^\gamma} \quad 5.37$$

cu a , b , α , γ parametri pozitivi.

Această funcție de distribuție poate fi folosită pentru determinarea expresiilor analitice pentru raza corespunzătoare concentrației maxime (r_m), numărul de particule (N), sau conținutul de apă lichidă din ceață (w_l).

b) *Conținutul de apă lichidă*

Conținutul de apă lichidă este un parametru important în caracterizarea microstrucrurală a ceții. Prin el se poate indica direct intensitatea ceții și este invers proporțional cu vizibilitatea orizontală.

În modelele numerice pentru ceată, el reprezintă o variabilă de bază pentru verificarea rezultatelor.

Valorile conținutului de apă variază de la câteva mg/m^3 la câteva zeci de grame pe m^3 . Valorile depășesc rareori $0,1\text{--}0,3 \text{ g/m}^3$ la sol, în mod obișnuit fiind mult mai mici.

c) *Suprasaturația*

Suprasaturația care se atinge în ceată ca și în nor este o variabilă fundamentală care influențează numărul și dimensiunea particulelor activate, și în consecință, conținutul de apă lichidă.

Microfizica ceții ca și a norilor trebuie cunoscută și înțeleasă pentru că este important să se găsească metode de disipare a ceții care este un obstacol periculos pentru transportul fie el aerian, naval sau terestru.



Întrebări:

1. Care este ideea de bază a clasificării norilor?
2. De ce norii înalți sunt întotdeauna mai subțiri decât norii medii și inferiori?
3. Care tipuri de nori sunt asociați cu următoarele caracteristici: furtuna, halo, precipitații, fulgere?
4. Cum indică norii stratiformi stabilitatea aerului? Cum indică norii cu dezvoltare verticală starea de stabilitatea a aerului?
5. Să se descrie pașii în formarea precipitațiilor conform cu procesul Bergeron. Trebuie să includeți: a) importanța picăturilor de nor suprarăcite, b) rolul nucleelor de înghețare, c) diferențele în saturatie între apa lichidă și gheață.
6. Prin ce diferă procesul de coalescență de procesul Bergeron?
7. Dacă ninsoarea este în cădere din nor, care proces trebuie să fi avut loc? Explicați.
8. Să se spuna care sunt principalele forme de precipitații și modul de formare.
9. Descrieți mazarichea moale (zapada graunțioasă) și măzăricheea tare și condițiile în care se formează.
10. Care este diferența dintre condensare și precipitare?
11. Cum se formează grindina? Care factori sunt responsabili de formarea grindinei la dimensiune maximă?
12. Deosebiți ceața de nori.
13. Prezentați cinci tipuri de ceată și discutați detaliile formării acestor tipuri.
14. Ce înseamnă când se spune ceața de radiație "se ridică"?
15. Explicați ce se întâmplă când agitația termică a moleculelor este mai mare decât atracția la interfața aer-apă.
16. Cum se numește căldura necesara pentru evaporarea moleculelor de apă?

17. Cui se datorește presiunea vaporilor din aer?
18. Să se discute rolul nucleelor de condensare în formarea norilor.
19. Să se specifică modurile în care particula de aer se ridică în atmosferă liberă.
20. Care sunt factorii care stabilesc înălțimea la care începe procesul de condensare și formarea norului?
21. Să se descrie caracteristicile și modul de formare pentru fiecare tip de nor de bază.
22. Care sunt diferențele dintre ceața de advecție și cea de radiație?



BIBLIOGRAFIE RECOMANDATĂ

- Findlater, J., 1985, *Field investigations of radiation fog formation at outstations*. Meteorological Magazine, Jul pp. 187–201
- Mason B. J., 1971, *The Physics of Clouds*, Clarendon Press, Oxford, 500 pg.
- Pettersen S., 1969, *Introduction to Meteorology*, McGraw Hill, New York, 333 pg.
- Pruppacher H. R., J. D. Klett, 1978: *Microphysics of Clouds and Precipitation*, D. Reidel Publishing Company, Dordrecht Holland, Boston U.S., 700 p.
<http://www.its.caltech.edu/snowcrystals>

6. DINAMICA ATMOSFEREI

Atmosfera Pământului, acest manșon gazos care înconjură planeta permite transferul energiei între soare și planetă și de la o regiune a globului la alta.

Deoarece este un sistem fluid, atmosfera este sediul tuturor tipurilor de mișcare, de la turbioanele foarte mici, cu dimensiuni sub un metru, la circulația globală, prin undele planetare. Mișcarea aerului influențează componentele atmosferei cum ar fi vaporii de apă, norii, poate redistribui masele de aer și constituienții atmosferei într-o varietate infinită de configurații complexe și intervenind în procesele atmosferice, face din circulația atmosferică un important factor al bilanțului energetic global.

Cu studiul mișcării aerului se ocupă *dinamica atmosferei* sau *meteorologia dinamică*, care în ultimele decenii a avansat foarte rapid. Dinamica atmosferei stabilește legile de mișcare a maselor de aer din atmosferă și metodele de rezolvare a ecuațiilor de mișcare în scopul de a prevedea evoluția viitoare a vremii.

6.1. DESCRIEREA COMPORTĂRII ATMOSFEREI

Mobilitatea sistemelor fluide face descrierea lor foarte complexă. Ca orice fluid, atmosfera este guvernată de legile mecanicii aplicate ei, considerată ca un continuum. Aceste legi pot fi obținute de la legile mecanicii și termodinamicii care sunt de bază pentru un sistem discret de fluid, prin generalizarea lor pentru continuumul atmosferic. *Meteorologia dinamică* este studiul acelor mișcări ale atmosferei care sunt asociate cu vremea și clima. Pentru toate aceste mișcări, natura moleculară discretă a atmosferei poate fi ignorată și atmosfera poate fi privită ca un *mediu fluid continuu*, sau *continuum*.

Diferitele mărimi fizice care caracterizează starea atmosferei: presiune, densitate, temperatură, viteza se presupune că au o valoare unică în fiecare punct al fluidului atmosferic. În plus aceste *variabile de câmp* și derivatele lor sunt presupuse funcții continue în spațiu și timp. Legile fundamentale ale mecanicii fluidului și termodinamicii care guvernează mișcările din atmosferă pot fi exprimate atunci în termenii ecuațiilor diferențiale care implică variabilele de câmp.

În dinamica atmosferei ca și în mecanica fluidelor efectuarea raționamentelor și stabilirea legităților se sprijină pe conceptul de *particulă*. Vom defini particula ca fiind volumul de fluid în interiorul căruia nu pot fi puse în evidență neuniformitățile parametrilor fizici (p , T , V , etc.) și a parametrilor mecanici (viteză, accelerare, etc.).

Particula de fluid este aşadar asimilată punctului material cu care se operează în mecanică. Este evident că dimensiunile particulei de fluid depind de specificul proceselor analizate.

Astfel, dacă se urmăreşte să se pună în evidență numai caracteristicile esențiale ale circulației atmosferei pe zone întinse, lasând la o parte aspectele particulare, legate de exemplu de influențele orografice locale, atunci particulei de fluid atmosferic îi se vor atribui dimensiuni mari. Dimpotrivă, dacă se are în vedere evidențierea unor procese sau fenomene care evoluează pe spații restrânse, cum ar fi cele termodinamice legate de stratificarea termică verticală a atmosferei, atunci dimensiunile particulei trebuie alese cu mult mai mici.

Din cele expuse mai sus, rezultă necesitatea subordonării dimensiunilor particulei, scării la care se efectuează analiza propusă. Aceasta va trebui să satisfacă două cerințe esențiale:

- scara să fie destul de mare pentru ca fenomenele și procesele studiate să se prezinte sub o formă suficient de simplă pentru a fi accesibile mijloacelor de investigație folosite;

- scara să fie destul de redusă (mică) pentru a nu permite să se negligeze detaliile esențiale ale fenomenelor și proceselor analizate.

Pentru descrierea mișcărilor atmosferice se folosesc scări spațio-temporale ca cele prezentate în *tabelul 6.1*. Cele mai mari scări, cea a circulației generale și sinoptică, constituie circulația la scară mare sau macroscără.

Scările spațiale și temporale pentru mișcările atmosferice

Tabel 6.1

Denumirea scării	Scara de timp	Lungimea de scară	Exemple de mișcări
Circulația generală	De la săptămâni la ani	De la 1000 la 40.000 km	Unde planetare, vânturile de vest
Scara sinoptică	De la zile la săptămâni	De la 100 la 5000 km	Cyclonii, Anticyclonii, uragane
Mezoscară	De la minute la zile	De la 1 la 100 km	Brizele marine, furtuni convective și tornade
Microscără	De la secunde la minute	Sub 1 km	Turbulență

Scara sinoptică este proprie analizei mișcării generale a atmosferei și evidențierii distribuției parametrilor meteorologici pe spații largi. Rețea de stații sinoptice furnizează date de observație. Cyclonii și anticyclonii sunt elemente importante ale circulației la latitudini medii. Curgerea aerului în acestea este în principal o curgere orizontală cu mișcări verticale modeste.

Prin contrast, vântul la mezoscără și microscără influențează arii mai mici și prezintă curgeri verticale extinse care pot fi foarte rapide, cum se întâmplă într-o furtună în dezvoltare. Scara mezo-sinoptică este proprie analizelor de detaliu în care se caută să se relieveze modul în care orografia locală influențează procesele și fenomenele atmosferice.

Deși se obișnuiește să se împartă mișcările atmosferice în funcție de scări spațio-temporale, nu trebuie uitat că, curgerea aerului este foarte foarte complexă, mai complicață decât curgerea apei într-un râu cu vârtejuri de toate dimensiunile care se suprapun peste curgerea propriu-zisă. În plus, ca și în curgerea unui râu, fiecare scară de miscare este legată de celelalte scări.

Pentru a simplifica descrierea comportării atmosferei se folosesc două modalități diferite: una de tip fotografic, prezentând câmpurile variabilelor meteorologice la un moment dat (euleriană), iar cealaltă de tip cinematografic (lagrangeană), urmărind sistemul în evoluția sa în timp.

Descrierea *euleriană* reprezintă comportarea atmosferei prin proprietățile câmpului, cum ar fi distribuția la un moment dat a temperaturii, vitezei vântului sau a altor variabile meteorologice. O astfel de descriere este convenabilă rezolvării ecuațiilor cu derivate parțiale prin metode numerice.

Descrierea *lagrangeană* reprezintă comportarea atmosferei prin proprietățile unei particule de aer care se mișcă odata cu fluidul și a cărei evoluție este urmărită în timp. Deoarece atenția este focalizată asupra proprietăților din interiorul particulei de aer și asupra interacției dintre sistem (particulă) și mediu, descrierea lagrangeană oferă avantaje atât conceptuale cât și de diagnoză. Din acest motiv, metoda lagrangeană este folosită pentru obținerea legilor fundamentale care caracterizează comportarea atmosferei.

6.2. FORȚE CARE ACȚIONEAZĂ ASUPRA PARTICULEI DE AER

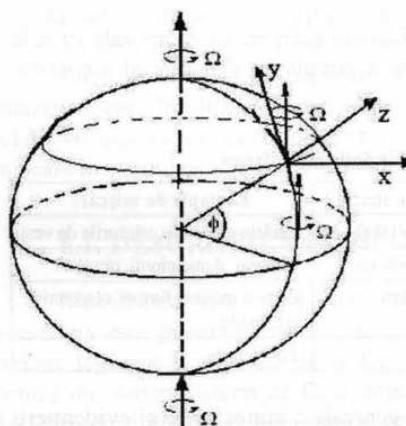


Fig. 6.1. Sistemul de coordonate pentru Pământul în rotație

Mișările din atmosferă sunt guvernate de legile fundamentale din fizică: legea de conservare a masei, a impulsului și a energiei. Legea a II-a lui Newton pentru mișcare arată că, acceleratia unui corp de masă unitate într-un sistem de coordonate fixat în spațiu este suma tuturor forțelor care acționează asupra corpului.

$$\frac{d\vec{V}}{dt} = \sum \frac{\vec{F}}{m} \quad 6.1$$

Înainte de a vorbi de natura forțelor care acționează asupra particulei de aer din atmosferă este necesar să precizăm sistemul de referință.

Axele de coordonate sunt orientate astfel: Ox – de la vest la est, tangentă la cercul paralel, Oy – de la sud la nord tangentă la meridian și axa Oz – de jos în sus, de-a lungul razei Pamântului. Mișcarea de-a lungul axei Ox se numește *zonală*, de-a lungul axei Oy *meridianală* și de-a lungul axei Oz *verticală*.

Vectorul viteza vântului are componente u , v , w : $\vec{V} = \vec{i}u + \vec{j}v + \vec{k}w$ cu $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ vectorii unitate pentru cele trei axe de coordonate.

$u = \frac{dx}{dt}$ este pozitivă când are sensul spre est și poartă numele de *componentă zonală*,

$v = \frac{dy}{dt}$ și este pozitivă când are sensul spre nord și poartă numele de *componenta meridiana*;

$w = \frac{dz}{dt}$ și este pozitivă când are sensul în sus și se spune ca mișcarea este ascendentă pentru $w > 0$ și descendenta pentru $w < 0$.

Pentru mișcările din atmosferă de interes meteorologic, forțele fundamentale care acționează asupra particule de aer de masă unitate sunt: *forța de gradient baric*, *forța gravitațională* și *forța de frecare*.

Întrucât mișcarea este observată dintr-un sistem de referință fixat de Pământul în rotație (sistem neinertial), trebuie să se introducă forțele aparente (de inerție): *forța Coriolis* și *forța centrifugă*.

6.2.1. Forța de gradient baric

Variația presiunii în atmosferă se caracterizează prin gradientul baric, gradientul de presiune, care este egal cu variația presiunii pe unitatea de distanță, în direcția în care presiunea scade mai repede.

Considerăm un element de volum de aer $dV = dx dy dz$ care intră într-un punct de coordonate (x_0, y_0, z_0) în câmp de presiune variabil. Datorită mișcărilor moleculare asupra suprafețelor volumului elementar de aer se exercită presiunea pe toate cele trei direcții.

Componenta x a forțelor de presiune care acționează asupra volumului de aer este:

$$F_x = -\frac{\partial p}{\partial x} \cdot dx dy dz \quad 6.2$$

Pentru că masa elementului de volum va fi $m = \rho dx dy dz$, componenta pe direcția x a forței de presiune care acționează asupra unității de masă, accelerația, va fi:

$$\frac{F_x}{m} = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} \quad 6.3$$

În mod similar se pot obține componentele forței de gradient baric pe direcțiile y și z și ecuațiile pentru unitatea de masă de aer vor fi:

$$\begin{aligned} \frac{F_x}{m} &= -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} \\ \frac{F_y}{m} &= -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial y} \\ \frac{F_z}{m} &= -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial z} \end{aligned} \quad 6.4$$

Astfel, forța de gradient baric pe unitatea de masă va fi:

$$\frac{\vec{F}}{m} = -\frac{1}{\rho} \nabla p \quad 6.5$$

Deci această forță este proporțională cu gradientul câmpului presiunii și nu cu presiunea. Semnul minus arată ca forța acționează de la presiune mare la presiune mică.

6.2.2. Forța gravitațională

Legea atracției gravitaționale arată ca oricare două elemente de masa din univers se atrag cu o forță proporțională cu masele lor și invers proporțională cu pătratul distanței dintre ele. k este constanta atracției universale.

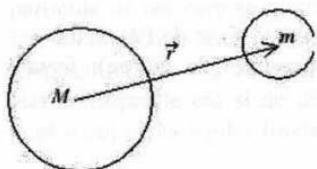


Fig. 6.2. Forța de atracție gravitațională

$$\vec{F}_g = -\frac{kMm}{r^2} \left(\frac{\vec{r}}{r} \right) \quad 6.6$$

Dacă M este masa Pământului și m este masa particulei de aer din atmosferă, atunci forța exercitată asupra unității de masă a particulei de atracția gravitațională a Pământului este:

$$\frac{\vec{F}_g}{m} \equiv \vec{g}^* = \frac{kM}{r^2} \left(\frac{\vec{r}}{r} \right) \quad 6.7$$

În dinamica atmosferei coordonata verticală este înălțimea de deasupra nivelului mării. Dacă raza medie a Pământului este notată cu "a" și distanța de deasupra mării cu z , atunci, neglijind abaterea mică de la forma sferică a Pământului, $r = a + z$ și

$$\vec{g}^* = \frac{\vec{g}_0^*}{\left(1 + \frac{z}{a}\right)^2} \quad 6.8$$

unde $\vec{g}_0^* = -\frac{kM}{a^2} \left(\frac{\vec{r}}{r} \right)$ este valoarea accelerării gravitaționale la nivelul mării. Pentru aplicații meteorologice $z \ll a$, așa că putem considera $\vec{g}^* = \vec{g}_0^*$.

6.2.3. Forțe de frecare

Forța de frecare este mai dificil de cuantificat, ținând seama că acționează pe un domeniu întins al celor mai multe scări mai mici, decât toate celelalte forțe. În anumite condiții de stabilitate și curgere a aerului, curenții turbionari sunt generați datorită aportului de energie cinetică de la curgerea de scară mare. Ei însăși sunt de asemenea, cauza turbulentei la scară mică care la rândul ei le cedează energie, procesul continuă la scări mai mici și mai mici până când în final energia este disipată în mișcarea moleculară întâmplătoare. Aproape jumătate din energia de frecare disipată în atmosferă Pământului se manifestă în troposfera joasă, datorită apropierei de suprafața pământului (datorita orografiei). Regiunea aceasta este cunoscută ca *strat limită*. Restul energiei se produce la nivelurile mai înalte deasupra munților sau în apropierea curenților jet în troposfera superioară.

Obținerea forței de frecare în diferitele ei forme este mai complicat de dedus pentru că de fapt este legată de fenomenele din stratul limită.

Legea lui Newton, $\vec{F} = \eta A \nabla v$, unde η este coeficient de vâscozitate dinamică, ∇v gradientul vitezei de curgere a aerului iar A aria suprafeței perpendiculare pe direcția de curgere, ne permite să exprimăm forța de frecare vâscoasă.

Forța vâscoasă pe unitate de arie sau tensiunea de forfecare este $\tau_{zx} = \eta \frac{\partial u}{\partial z}$. Indicile arată că τ_{zx} este componenta tensiunii de forfecare pe direcția x , datorită gradientului componentei x a vitezei pe direcția z .

Pentru cazul mai general al curgerii nestaționare, curgerea bidimensională într-un fluid incompresibil, putem calcula forța vâscoasă netă, prin considerarea unui element de volum de fluid centrat la (x, y, z) cu volumul elementar $dV = dx dy dz$:

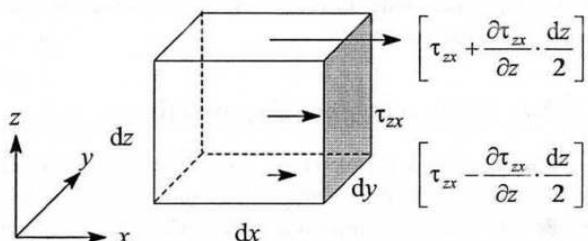


Fig. 6.3. Forța de vâscozitate

Dacă tensiunea tangențială în direcția x care acționează prin centrul elementului o notăm cu τ_{zx} , atunci tensiunea care acționează peste stratul superior poate fi scrisă ca: $\tau_{zx} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \cdot \frac{dz}{2}$ în timp ce tensiunea care acționează la stratul inferior este: $\tau_{zx} - \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \cdot \frac{dz}{2}$

Forța netă de vâscozitate care acționează în direcția x asupra elementului de volum de fluid este:

$$\left(\tau_{zx} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \cdot \frac{dz}{2} \right) dy dx - \left(\tau_{zx} - \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \cdot \frac{dz}{2} \right) dy dx$$

asa că *forța vâscoasă pe unitatea de masă* datorită tensiunii de forfecare verticale a componentei de mișcare pe direcția x este:

$$F_{fx} = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(\eta \frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad 6.9$$

Dacă $\eta = \text{const.}$ atunci în dreapta se obține: $\frac{\eta}{\rho} \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}$ iar $v = \frac{\eta}{\rho}$ se numește *vâscozitate cinematică*.

Unitatea de măsură pentru vâscozitatea dinamică este $[\eta]_{S.I.} = \frac{kg}{m \cdot s} \equiv daP(decapoise)$ iar vâscozitatea cinematică are dimensiuni de difuzivitate (difuzia impulsului): $[\nu]_{S.I.} = \frac{m^2}{s}$.

Vâscozitatea moleculară este neglijabilă în stratul de suprafață, exceptând un strat foarte subțire de câțiva cm la suprafața Pământului, unde componenta verticală a tensiunii tangențiale este foarte mare. De departe de acest strat limită molecular de suprafață, impulsul este transportat în primul rând prin curenți turbionari. Într-un fluid turbulent cum e ste atmosfera este util adesea să reprezentăm curenții turbionari de scară mică ca "picaturi" ale fluidului care se mișcă aproape în întregime într-un câmp de scară mare în fluid și transferă pe verticală impuls într-o maniera analogă cu moleculele, în cazul vâscozității moleculare. Ca urmare, se poate defini o lungime de amestec pentru curenții turbionari prin analogie cu *drumul liber mediu* al moleculelor în cazul vâscozității moleculare. Tot prin analogie, se definește un *coeficient de turbulentă* în loc de coeficient de vâscozitate cinematică sau dinamică.

6.2.4. Forța centrifugă și gravitația

Legea a doua a lui Newton poate fi aplicată mișcării, relativ la un sistem de coordinate fixat în spațiu. Totuși, este mai normal când se descrie mișcarea să se folosească un sistem de referință geocentric, care este unul fixat într-un punct de pe suprafața Pământului. În acest caz, fiind vorba de un sistem neinerțial, în legea lui Newton se introduc forțele aparente sau inerțiale: forța centrifugă și forța Coriolis.

Pentru ca un corp să se mențină pe o traiectorie curbă trebuie să actioneze o accelerare perpendiculară pe direcția instantanee de mișcare, către centrul de curbură a traiectoriei, altfel corpul s-ar deplasa în linie dreaptă.

Aceasta accelerare este accelerarea centripetă, $\frac{V^2}{r}$. Deci accelerarea necesară pentru ca un corp să-și păstreze traiectoria circulară este îndreptată către centrul de rotație și este evidentă dintr-un sistem de referință inerțial (observatorul privește corpul din centru de rotație). O particulă, care nu se mișcă, pe corpul în rotație va avea o accelerare relativă față de centrul de curbură, $\frac{V^2}{r}$ (observatorul se află pe particulă). Cu alte cuvinte, o forță aparentă, *forța centrifugă* trebuie să fie inclusă printre forțele care acționează asupra corpului în repaus într-un sistem în mișcare de rotație.

Ca urmare, o particulă de aer, de masă unitate în repaus, pe suprafața Pământului, observată dintr-un sistem de referință în rotație odată cu Pământul, este supusă unei forțe centrifuge $\Omega^2 \vec{R}$, unde Ω este viteza unghiulară de rotație a Pământului \vec{R} vectorul de poziție de la axa de rotație la particulă.

$$T = 23 \text{ h } 56 \text{ min } 42 \text{ s}, \quad \Omega = 2 \pi/T = 2 \pi/8616 \text{ s} = 7,292 \cdot 10^{-5} \text{ rad/s}$$

Astfel, greutatea unei particule de masă m în repaus pe suprafața Pământului, care este chiar reacțiunea pământului asupra particulei, va fi în general mai mică decât forța gravitațională, $m\vec{g}^*$ din cauză că forța centrifugă echilibrează parțial forța gravitațională (Fig. 6.4).

Cele două forțe, forța gravitațională pentru unitatea de masă (Newtoniană) și forța centrifugă, compuse dău o forță rezultantă care se numește *gravitația efectivă* sau simplu *gravitație* \vec{g} ca:

$$\vec{g} \equiv \vec{g}^* + \Omega^2 \vec{R}. \quad 6.10$$

Gravitația, exceptând polii și ecuatorul nu este indreptată către centrul Pământului (Fig. 6.4)

6.2.5. Forța Coriolis

Așadar, sistemul de referință, Pământul, este un sistem accelerat sau *sistem neinerțial*.

Dacă corpul este în mișcare în raport cu sistemul care se rotește, o forță aparentă suplimentară, forța Coriolis, trebuie să fie inclusă, ca legea a II-a a lui Newton să fie respectată. Forța Coriolis este cea mai importantă dintre forțele aparente și se numește astfel după numele fizicianului, inginerului și matematicianului francez G. C. de Coriolis (1792–1843).

Presupunem că un corp este în mișcare uniformă în raport cu un sistem de coordonate neinerțial. Dacă corpul este observat dintr-un sistem cu axa de rotație perpendiculară pe planul mișcării, traectoria va fi curbată ca în figura 6.5.

Astfel, când corpul este observat dintr-un sistem de coordonate care se rotește, forța aparentă abate corpul în mișcare de la traectoria în linie dreaptă. Traectoria este curbată în sens opus sensului de rotație a sistemului de coordonate. Forța deviațoare este forța Coriolis. Forța Coriolis acționează perpendicular pe vectorul viteza și poate să schimbe numai direcția de mișcare, nu și mărimea vitezei.

Expresia ei vectorială este:

$$\vec{f}_{Co} = -2\vec{\Omega} \times \vec{V}. \quad 6.11$$

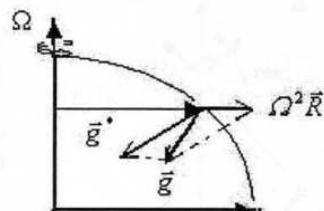


Fig. 6.4. Accelerarea gravitațională și forța centrifugă compuse dău gravitația efectivă.

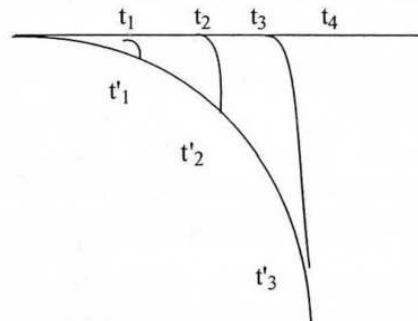


Fig. 6.5. Mișcarea văzută dintr-un sistem de referință inerțial (linia dreaptă) și dintr-un sistem în rotație (curba)

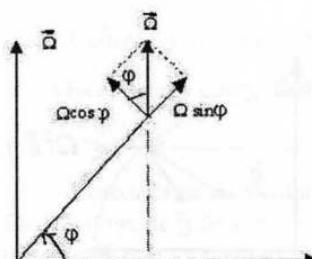


Fig. 6.6. Componentele vitezei de rotație a Pământului de-a lungul axelor de rotație yz la latitudinea φ

Așadar forța Coriolis este perpendiculară atât pe vectorul viteza cît și pe vectorul viteza de rotație a Pământului. Expresia scalară $f = 2\Omega \sin \varphi$ poartă numele de *parametrul Coriolis* depinde de latitudinea locului.

Componentele forței Coriolis se pot obține, considerând componentele vitezei de rotație a Pământului după axele de coordonate (x, y, z) , ca în figura 6.6

La latitudinea φ vectorul viteza de rotație are componente: $\Omega \cos \varphi$ de-a lungul axei sud-nord și $\Omega \sin \varphi$ de-a lungul axei verticale, z . De observat, că nu există nici-o componentă de-a lungul axei vest-est.

Din figura 6.6 și ținând seama de ecuația (6.11), de definiție, se pot deduce componentele forței Coriolis :

$$-\Omega \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ 0 & \cos \varphi & \sin \varphi \\ u & v & w \end{vmatrix}$$

care conduce la:

$$\vec{f}_{Co} = \vec{i}(2\Omega v \sin \varphi - 2\Omega w \cos \varphi) + \vec{j}(-2\Omega u \sin \varphi) + \vec{k}(2\Omega u \cos \varphi). \quad 6.12$$

Din (6.12) expresia forței Coriolis prin cele trei componente se deduce imediat că în mișcarea de-a lungul axei de rotație nu apare accelerația Coriolis.

6.3. ECUAȚIILE DE MIȘCARE

Având expresiile forțelor care acționează asupra particulei de aer atmosferic cu masa unitate, se poate scrie legea a două a mecanicii, legea lui Newton sub forma vectorială:

$$\frac{d\vec{V}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \vec{g} - 2\vec{\Omega} \times \vec{V} + \vec{f}_f \quad 6.13$$

Ecuația vectorială se poate descompune în trei ecuații, după cele trei componente:

$$\begin{aligned} \frac{du}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + 2\Omega v \sin \varphi - 2\Omega w \cos \varphi + f_{fx} \\ \frac{dv}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - 2\Omega u \sin \varphi + f_{fy} \\ \frac{dw}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + 2\Omega u \cos \varphi - g + f_{ fz} \end{aligned} \quad 6.14$$

Ecuatiile (6.14) descriu toate tipurile de mișcări pentru scările atmosferice.

6.3.1. Analiza scalară a ecuațiilor de mișcare

Analiza la scară, sau *scalarea*, este o tehnică pentru estimarea amplitudinilor diferenților termenii în ecuațiile fundamentale pentru un anumit tip de mișcare. În scalare, sunt specificate urmatoarele valori tipice:

- amplitudinea variabilelor de câmp;
- amplitudinile fluctuațiilor variabilelor câmpului;
- scările lungimii caracteristice, adâncimii, timpului la care se obțin aceste fluctuații.

Aceste valori tipice sunt folosite apoi pentru comparația amplitudinii diferenților termenii din ecuațiile de bază.

Eliminarea unor termeni din ecuațiile de mișcare prin scalare permite nu numai simplificarea matematică a ecuațiilor ci și neglijarea unor mișcari nedoreite, adică *filtrarea* ecuațiilor de mișcare.

Undele sonore, de exemplu, sunt o soluție valabilă a acestor ecuații. Totuși, undele sonore sunt neglijabile pentru problemele meteorologiei dinamice. De aceea, este un avantaj serios dacă vom neglija termenii care conduc la soluții de tipul undelor sonore, adică filtrăm ecuațiile de aceste mișcări. Ca să simplificăm ecuațiile (6.14) pentru mișcarile la scară sinoptică, vom defini următoarele caracteristici scalare ale variabilelor de câmp, bazate pe observațiile sistemelor sinoptice de la latitudini medii:

$U \approx 10 \text{ ms}^{-1}$	viteza de scară orizontală (u, v)
$W \approx 1 \text{ cms}^{-1}$	viteza de scară verticală (w)
$L \approx 10^6 \text{ m}$	lungimea de scară (x, y)
$D \approx 10^4 \text{ m}$	adâncimea de scară (z)
$\frac{\Delta p}{\rho} \approx 10^3 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$	fluctuația orizontală a presiuni
$\frac{L}{U} \approx 10^5 \text{ s}$	scara de timp (t)

Fluctuația presiunii Δp este normalizată prin ρ (densitate) ca să determine o estimare de scară valabilă la toate înălțimile în troposferă în ciuda descreșterii aproximativ exponențiale cu înălțimea atât a lui Δp cât și ρ .

Ar trebui subliniat că viteza verticală la scară sinoptică nu este o mărime direct masurabilă. Totuși, amplitudinea lui w poate fi dedusă din cunoașterea câmpului orizontal al vitezei.

Puteam estimă amplitudinea fiecărui termen din ecuațiile (6.16) pentru mișcările la scară sinoptică, considerând perturbațiile centrate la latitudinea $\phi_0 = 45^\circ$, și ca urmare parametrul Coriolis: $f_0 = 2\Omega$ și $n\phi_0 = 2\Omega \cos \phi_0 \approx 10^{-4} \text{ s}^{-1}$.

Tabelul (6.2) arată amplitudinea caracteristică a fiecărui termen din (6.16) bazată pe considerațiile scalare. Termenii forțelor de frecare nu sunt inclusi deoarece pentru scară sinoptică, forțele de frecare nu sunt importante.

Tabel 6.2

Amplitudinile termenilor ecuațiilor de mișcare

	Accelerația	Forța de gradient baric	Forța Coriolis		Gravitația
Componenta pe x	$\frac{du}{dt}$	$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}$	$+ 2\Omega v \sin \varphi$	$- 2\Omega u \cos \varphi$	
Componenta pe y	$\frac{dv}{dt}$	$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y}$	$+ 2\Omega u \sin \varphi$		
Scările termenilor individuali	$\frac{U^2}{L}$	$\frac{\Delta p}{\rho L}$	$f_0 U$	$f_0 W$	
Amplitudinea termenilor ($m s^{-2}$)	10^{-4}	10^{-3}	10^{-3}	10^{-6}	
Componenta pe z	$\frac{dw}{dt}$	$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}$	$+ 2\Omega u \cos \varphi$		g
Amplitudinea	10^{-7}	10	10^{-3}		10

Examinând termenii de scară care acționează pe orizontală, se poate observa că cele mai mari valori le au forța de gradient baric și termenul Coriolis. Accelerația este cu un ordin de mărime mai mică, dar nu poate fi ignorată. Componenta Coriolis din mișcarea verticală ($-2\Omega \cos \varphi$) este foarte mică în raport cu celelalte componente din cauza vitezei verticale foarte mici și poate fi neglijată fără să se piardă din acuratețe.

Ecuația pentru mișcarea verticală este dominată de doi termeni: componenta verticală a forței de gradient baric și gravitația care sunt cu câteva ordine de mărime mai mari decât ceilalți termeni. Deși termenul forței Coriolis este de același ordin de mărime ca în ecuațiile mișcării pe orizontală, el poate fi neglijat pentru analiza mișcărilor pe verticală. Accelerația verticală este tot mică și poate fi neglijat fără să fie afectată acuratețea.

Trebuie precizat, încăodată că aceste aproximări sunt valabile numai la scară sinoptică. Ele nu pot fi aplicate în cazul micro și mezoscărilor sistemelor de vreme, cum ar fi norii cumulonimbus, unde vîțea verticală și accelerăția pot fi, local, considerabil de mari.

6.3.2. Ecuațiile de mișcare simplificate

O prima simplificare a ecuațiilor de mișcare presupune neglijarea termenilor foarte mici din tabelul 6.2. Astfel, ecuațiile mișcării pe orizontală devin:

$$\begin{aligned}\frac{du}{dt} - fv &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \\ \frac{dv}{dt} + fu &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y}\end{aligned}\quad 6.15$$

Analiza scalară a arătat că termenii accelerării sunt cu aproape cu un ordin de mărime mai mici decât forțele Coriolis și de gradient baric. Faptul că, în ecuațiile (6.15) apar accelerăriile, caracterul acestor ecuații este unul de prognoză. Totuși, aplicarea acestor ecuații în prognoză este dificilă din cauză că accelerăția (care trebuie determinată cu acuratețe) este dată de o diferență mică dintre doi termeni mari. Astfel, o eroare mică

în măsurarea fie a vitezei fie a gradientului de presiune, va conduce la o eroare foarte mare în estimarea accelerării.

O măsură convenabilă a amplitudinii accelerării comparată cu forța Coriolis poate

fi obținută prin raportul caracteristicilor scalare dintre accelerare și forța Coriolis: $\frac{U^2}{f_0 L}$.

Raportul este un număr adimensional, numit *numărul lui Rossby* și este notat:

$$R_o \equiv \frac{U}{f_0 L} \quad 6.16$$

Valoarea (foarte mică) a numărului Rossby este o măsură a valabilității *aproximației geostrofice*, care presupune că la latitudini medii la scară sinoptică, forța Coriolis și forța de gradient baric sunt de același ordin de mărime și se poate spune că își fac echilibru.

De aceea, reținând numai acești doi termeni se obține ca o primă aproximație sistemul ecuațiilor de mișcare, sistem de diagnoză pentru că nu conține accelerare:

$$\begin{aligned} -fv &\equiv -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \\ fu &\equiv -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \end{aligned} \quad 6.17$$

unde $f \equiv 2\Omega \sin\varphi$ este parametrul Coriolis.

Prin aproximația geostrofică, (6.17) este posibil să se definească un câmp orizontal al vitezei, caracterizat de vectorul $\vec{V}_g \equiv \vec{i}u_g + \vec{j}v_g$, numit *vânt geostrofic*, cu componentele:

$$\begin{aligned} u_g &\equiv -\frac{1}{\rho f} \frac{\partial p}{\partial y} \\ v_g &\equiv \frac{1}{\rho f} \frac{\partial p}{\partial x} \end{aligned} \quad 6.18$$

Sub forma vectorială expresia vântului geostrofic va fi:

$$\vec{V}_g \equiv \frac{\vec{k} \times \nabla p}{\rho f} \quad 6.19$$

Astfel, cunoașterea distribuției presiunii la orice moment de timp, determină vântul geostrofic. Deci ecuația (6.19) definește vântul geostrofic; numai pentru mișcări la scară mare și trebuie folosit vântul geostrofic ca o aproximație a câmpului vânt.

Din figura 6.7 se vede că pentru curgerea geostrofică, gradientul presiunii este perpendicular pe vîțea vântului și către valori mici ale presiunii în sens opus forței Coriolis care este dirijată către valori mari ale presiunii. Aceasta relație simplă între direcția vântului și distribuția presiunii a fost pentru prima dată formulată de meteorologul danez Buys Ballott, în 1857. În esență, legea lui Buys Ballott stipulează: în Emisfera Nordică dacă stai

cu față pe direcția și în sensul în care suflă vântul, valorile mici ale presiunii rămân la stânga iar cele ridicate la dreapta. În Emisfera Sudică situația este inversă, întrucât deviația datorită forței Coriolis este la stânga. Deși legea Buys Ballott se păstrează pentru curgerea aerului, trebuie totuși folosită cu atenție atunci când se consideră vântul la suprafață, deoarece numeroasele efecte orografice pot genera perturbații locale care interferă cu circulația generală.

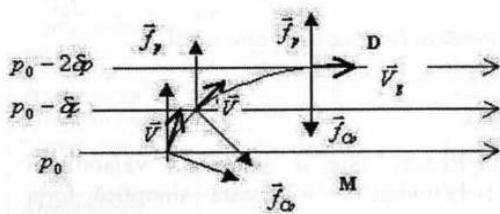


Fig. 6.7. Vântul geostrofic. La peste 600 m, unde frecarea este neglijabilă, acest vânt va sufla paralel cu izobarele

distanța dintre izobare, meteorologii pot folosi aceeași metodă ca să determine distribuția presiunii din măsurătorile vitezei și direcției vântului. Această interdependență dintre câmpurile de presiune și vânt minimizează numărul de observații necesare pentru o descriere adecvată a condițiilor unde datele sunt mult mai dificil și mai scump de obținut.

Din analiza scalară a ecuației mișcării pe verticală (Tabel 6.2.) se constată că, cu un grad ridicat de acuratețe, câmpul presiunii este în echilibru hidrostatic, adică presiunea în orice punct este egală cu greutatea unei coloane de aer cu secțiunea unitate de deasupra acelui punct. Ca urmare, componenta verticală a ecuației de mișcare se scrie:

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g \quad 6.20$$

care conduce la *ecuația hidrostatică*:

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g \quad 6.21$$

Această condiție de *echilibru hidrostatic* furnizează o aproximare excelentă pentru dependența verticală a câmpului presiunii din atmosferă reală. Numai pentru sistemele de scară redusă cum sunt rafalele de vînt și tornadele este necesar să se considere abaterile de la echilibrul hidrostatic. Integrând ecuația (6.23) de la înălțimea z la partea superioară a atmosferei, găsim că:

$$p(z) = \int_z^0 \rho g dz \quad 6.22$$

așa că presiunea în orice punct este egală cu greutatea coloanei de aer de deasupra punctului.

Este adesea util să se exprime ecuația hidrostatică în termeni de *geopotențial* mai degrabă decât în termeni de înălțime. Geopotențialul $\Phi(z)$ la înălțimea z este definit ca lucrul mecanic necesar să se ridice unitatea de masă la înălțimea Z , de la nivelul marii:

În atmosfera reală vântul nu este niciodată pur geostrofic. Idealizarea curgerii geostrofice este importantă pentru că reprezintă o bună aproximare a câmpului vânt. Astfel, prin măsurarea câmpului presiunii (orientarea și distanța dintre izobare), meteorologii pot determina atât direcția cât și viteza vântului. Pentru că în curgerea geostrofică vântul suflă paralel cu izobarele cu viteze care depind de

$$\Phi = \int g dz \quad 6.23$$

Din ecuația (6.23) scriind că $d\Phi = gdz$ și din ecuația termică de stare $v = \frac{RT}{p}$, se poate exprima *ecuația hidrostatică* sub formă:

$$d\Phi = -\frac{RT}{p} dp = -RT d \ln p \quad 6.24$$

Astfel, variația de geopotențial în raport cu presiunea depinde numai de temperatură. Integrarea ecuației (6.26) pe verticală, determină *ecuația hipsometrică*:

$$\Phi(z_2) - \Phi(z_1) = R \int_{p_1}^{p_2} T d \ln p \quad 6.25$$

Meteorologii preferă să înlocuiască geopotențialul $\Phi(z)$ din ecuația (6.23) printr-o mărime numită *înălțime de geopotențial* care este definită prin

$$Z = \Phi(z)/g_0 \quad 6.26$$

unde $g_0 = 9.80665 \text{ ms}^{-2}$, este gravitația globală medie la nivelul mării.

Astfel, în troposferă și stratosferă joasă Z este aproape identic numeric cu înălțimea geometrică z .

În termeni de înălțime de geopotențial, Z , ecuația hipsometrică devine:

$$\Delta Z = Z_2 - Z_1 = -\frac{R}{g} \int_{p_1}^{p_2} T d \ln p \quad 6.27$$

unde ΔZ este grosimea stratului atmosferic între suprafețele de presiune p_1/p_2 . Definind un strat de temperatură medie

$$\bar{T} = \int_{p_2}^{p_1} T d \ln p / \int_{p_2}^{p_1} d \ln p$$

și înălțimea medie a unui strat, $\bar{H} = \frac{R\bar{T}}{g_0}$, se obține relația:

$$\Delta Z = \bar{H} \ln \frac{p_1}{p_2} \quad 6.28$$

Astfel, grosimea unui strat este proporțională cu temperatura medie a stratului. Presiunea descrește mai rapid cu înălțimea dintr-un strat rece decât dintr-un strat cald. Se deduce imediat ca într-o atmosferă izotermă de temperatură \bar{T} înălțimea de geopotențial este proporțională cu logaritmul natural al raportului dintre presiune și presiune normală:

$$Z = -H \ln \frac{P}{P_0}$$

unde P_0 este presiunea la nivelul mării, $z = 0$.

Presiunea descrește în mod exponențial cu înălțimea:

$$p(z) = p(0)e^{-\frac{z}{H}} \quad 6.29$$

6.3.3. Sistem de coordonate izobarice

De la ecuația hidrostatică (6.21) este clar că există o relație monotonă între presiune și înălțime în fiecare coloană verticală de aer din atmosferă.

Structura atmosferei la nivelele superioare este în mod normal reprezentată pe o hartă de presiune constantă mai degrabă decât pe o hartă de înălțime constantă. Adică în loc să se folosească o hartă care să prezinte variația presiunii la nivelul de 9 km, se folosescă o hartă care arată variațiile în înălțime la nivelul de 300 hPa.

Ca urmare, putem folosi presiunea drept coordonată verticală independentă și înălțimea (sau geopotențialul) ca o variabilă dependentă, în aceste condiții simplificându-se și ecuațiile mișcării pe orizontală. Starea termodinamică a atmosferei este atunci specificată prin câmpuri ale caror variabile spațiale sunt (x , y și p), ca de exemplu: $\Phi(x, y, p, t)$ și $T(x, y, p, t)$. Spunem că *sistemul este de coordonate izobarice*.

Acolo unde există un gradient de presiune de-a lungul unei suprafețe de la o înălțime constantă, există de asemenea un gradient al înălțimii de-a lungul unei suprafețe de presiune constantă.

Considerăm o suprafață de presiune care este înclinată pe direcția x , ca în figura 6.8. Presiunea este mai mare în B decât în C, așa că va exista o forță de gradient de presiune care acționează de la B la C. Înălțimea suprafeței izobarice este de asemenea mai ridicată deasupra lui B decât deasupra lui A, și forța de gradient baric poate fi exprimată în termenii pantei izobarei.

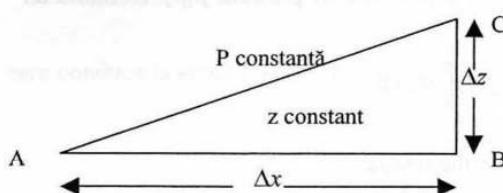


Fig. 6.8. O suprafață izobarică (AC) și o suprafață de înălțime constantă (AB) în plan vertical (xz)

Deoarece presiunea în A este egală cu presiunea în C, atunci diferențiala presiunii va fi zero pe suprafața de presiune constantă:

$$\frac{\partial p}{\partial x} dx + \frac{\partial p}{\partial z} dz = 0 \quad \text{și} \quad \frac{\partial p}{\partial x} dx = -\frac{\partial p}{\partial z} dz \quad 6.30$$

Trecand la limita $dx, dz \rightarrow 0$

$$\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_z = -\left(\frac{\partial p}{\partial z}\right)_x \left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_p$$

în care, după ce înlocuim ecuația hidrostatică se obține:

$$-\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_z = -g \left(\frac{\partial z}{\partial x} \right)_p = - \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)_p \quad 6.31$$

unde indicii indică variabilele care rămân constante în evaluarea derivelor.

În mod similar este ușor să se arate că:

$$\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial p}{\partial y} \right)_z = \left(\frac{\partial \Phi}{\partial y} \right)_p \quad 6.32$$

Astfel, în *coordonate izobarice* forța gradientului baric orizontal este măsurată prin gradientul geopotențialului la presiune constantă. Un avantaj clar al sistemului de coordonate izobarice este că densitatea nu mai apare în ecuații, așa cum vom vedea din paragraful următor.

6.4. SISTEMUL ECUAȚIILOR FUNDAMENTALE ȘI APLICAȚII

S-a văzut din paragraful precedent ce înseamnă coordonatele izobarice. În acest paragraf vom scrie ecuațiile de mișcare în aceste coordonate și vom deduce ecuația de continuitate și ecuația energiei termice pentru a putea scrie sistemul complet al ecuațiilor dinamicii atmosferei, în vederea aplicațiilor folosite de meteorologii.

6.4.1 Ecuația de mișcare în coordonate izobarice

Ecuația de mișcare scrisă (6.15) sub formă vectorială poate fi scrisă pe orizontală ca:

$$\frac{d\vec{V}}{dt} + f\vec{k} \times \vec{V} = -\frac{1}{\rho} \nabla p \quad 6.33$$

unde $\vec{V} = \vec{i}u + \vec{j}v$ este vectorul viteza orizontală.

Ca să exprimăm (6.33) în coordonate izobarice, forța de gradient baric se înlocuiește, folosind ecuațiile (6.31) și (6.32) prin gradientul geopotențialului:

$$\frac{d\vec{V}}{dt} + f\vec{k} \times \vec{V} = -\nabla_p \Phi \quad 6.34$$

unde ∇_p este operatorul gradient orizontal, la presiune constantă. Întrucât p este coordonată verticală independentă, diferențiala totală se scrie:

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + \omega \frac{\partial}{\partial p} \quad 6.35$$

Aici $\omega \equiv \frac{dp}{dt}$ (de obicei numită viteza verticală "omega") este viteza de variație a presiunii în

temp în decursul mișcării, care joacă același rol în coordonate izobarice ca $w \equiv \frac{dz}{dt}$ în

coordonate carteziene. Din (6.34) se vede că aproximația geostrofică pentru coordonate izobarice va fi:

$$f\vec{V}_g = \vec{k} \times \nabla_p \Phi$$

iar vântul geostrofic va avea expresia:

$$\vec{V}_g = \frac{\vec{k} \times \nabla_p \Phi}{f} \quad 6.36$$

Avantajul coordonatelor izobare este ușor de văzut, comparând expresiile vântului geostrofic. În ecuația în coordonate izobarice nu apare densitatea. Astfel, un gradient de geopotențial dat implică același vânt geostrofic la orice înălțime, pe când un gradient de presiune dat, implică valori diferite ale vântului geostrofic, depinzând de densitate. În plus, dacă parametrul Coriolis, f , este privit ca o constantă, divergența orizontală a vântului geostrofic la presiune constantă este zero ($\nabla_p \vec{V}_g = 0$). Deci *câmpul vântului geostrofic este ndivergent*.

• Omega ca o măsură a vitezei verticale

Viteza de variație a presiunii odată cu mișcarea particulei de aer este o măsură a mișcării verticale, definită ca ω (omega), unde

$$\omega \equiv \frac{dp}{dt}$$

$\omega > 0$ arată că particula de aer este într-o mișcare descendentală, iar $\omega < 0$ arată că particula de aer este într-o mișcare ascendentă.

Exprimând viteza verticală, ω , prin variația locală și advecțivă și apoi folosind ecuația echilibrului hidrostatic se obține legătura dintre viteza verticală w și omega (ω):

$$\begin{aligned}\omega &\equiv \frac{dp}{dt} = \frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial x} + v \frac{\partial p}{\partial y} + w \frac{\partial p}{\partial z} \\ \omega &\equiv \frac{dp}{dt} = \frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial x} + v \frac{\partial p}{\partial y} - wgp\end{aligned}$$

Din cauză că gradienții orizontali de presiune sunt extrem de mici, prin comparație cu gradienții verticali și $w = 0$ la suprafață, din ecuația precedentă se obține:

i) În atmosferă liberă $\omega = -\rho gw$

ii) La suprafață $\omega_s = \frac{\partial p_s}{\partial t}$

6.37

6.4.2. Ecuația de continuitate

Legea de conservare a masei arată simplu, că în timpul oricărora schimbări, masa totală a particulei de aer se conservă, cu alte cuvinte, masa nu se creează și nici nu este distrusă. Expresia matematică a acestei legi este ecuația de continuitate.

Vom considera o particulă de aer cu volumul, $\delta V = \delta x \delta y \delta z$, liberă să se destindă sau să se contracte datorită variațiilor presiunii când ea este în mișcare, în atmosferă.

Volumul de control este de tip lagrangean, $\delta V = \delta x \delta y \delta z$, și aplicând ecuația hidrostatică $\delta p = -\rho g \delta z$, se exprimă elementul de volum ca $\delta V = -\delta x \delta y \frac{\delta p}{\rho g}$

Masa acestui element de fluid este atunci: $\delta M = -\delta x \delta y \frac{\delta p}{g}$ ($\delta p < 0$)

$$\text{Întrucât masa elementelor de fluid se conservă în mișcare, } \frac{1}{\delta M} \frac{d}{dt}(\delta M) = \\ = \frac{g}{\delta x \delta y \delta p} \frac{d}{dt} \left(\frac{\delta x \delta y \delta p}{g} \right) = 0$$

Trecând la limita $\delta x \delta y \delta p \rightarrow 0$ se obține ecuația de continuitate în sistemul de coordonate izobarice:

$$\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{\partial w}{\partial p} = 0 \quad 6.38$$

Ecuația de continuitate este fundamentală pentru legătura dintre viteza orizontală din atmosferă și cea verticală.

În coordonate carteziene ecuația de continuitate se deduce tot prin metoda lagrangeană, considerând de asemenea, conservarea masei:

$$\frac{1}{\delta M} \frac{d}{dt}(\delta M) = \frac{1}{\rho \delta x \delta y \delta z} \frac{d}{dt} (\rho \delta x \delta y \delta z) = 0$$

care dă:

$$\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dt} + \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad 6.39$$

Termenul densității din ecuația (6.39) se obține din cauză că este posibil ca într-un volum dat densitatea să crească și de aceea volumul particulei de aer să se schimbe fără o modificare a masei. În atmosferă, totuși, acest termen este mult mai mic decât termenii divergenței și poate fi neglijat într-o primă aproximare.

6.4.3. Ecuația energiei termodinamice

Prima lege a termodinamicii poate fi exprimată în sistem izobaric considerând $\frac{dp}{dt} = \omega$

Ținând seama de exprimarea diferențialei totale a temperaturii, $\frac{dT}{dt}$, conform cu ecuația (6.35), ecuația care exprimă legea de conservare a energie, se scrie:

$$c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + \omega \frac{\partial T}{\partial p} \right) - \alpha \omega = \dot{q} \quad 6.40$$

sau

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) - S_p \omega = \frac{\dot{q}}{c_p} \quad 6.41$$

unde

$$S_p \equiv \frac{RT}{c_p p} - \frac{\partial T}{\partial p} = -\frac{T}{\theta} \cdot \frac{\partial \theta}{\partial p} \quad 6.42$$

care este *parametru de stabilitate statică* pentru sistemul izobar.

Comparând ecuația (6.42) cu ecuația (4.42) se observă că $S_p = (\Gamma_a - \Gamma)/\rho g$. Întrucât densitatea descrește aproximativ exponențial cu înălțimea, S_p crește rapid cu înălțimea. Această dependență puternică de înălțime a stabilității măsurată prin S_p este un dezavantaj al coordonatelor izobare.

Așadar, sistemul ecuațiilor fundamentale ale dinamicii, în coordonate izobarice este:

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{V}}{dt} + f\vec{k} \times \vec{V} &= -\nabla_p \Phi \\ \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{\partial \omega}{\partial p} &= 0 \\ \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) - S_p \omega &= \frac{\dot{q}}{c_p} \\ \frac{\partial \Phi}{\partial p} &= -\alpha = -\frac{RT}{p} \end{aligned} \quad 6.43$$

Soluțiile sistemului de ecuații reprezintă toate tipurile de mișcări din atmosferă. Pornind de la aceste ecuații se poate trata legătura dintre mișcarea pe orizontală și cea pe verticală, se poate discuta divergența câmpului vânt și mișcarea ageostrofică.

6.4.4. Aproximații ale vântului în atmosferă

Câmpul vitezei relative a fluidului atmosferic față de Pământ este denumit în meteorologie dinamică *câmpul vântului*. O serie de proprietăți ale vîntului pot fi identificate din analiza forțelor principale care determină curgerea fluidului atmosferic.

Pentru curgerea aerului este important să se definească liniile de curent și traectoriile particulei de fluid. Astfel, curba care are proprietatea că vectorul viteza a vântului $\vec{V} = \vec{V}(x, y, z)$ este tangent în fiecare punct la ea definește o *linie de curent*.

Locul geometric al punctelor prin care trece o particulă de aer aflată în mișcare într-un interval oarecare de timp, determină *traекторia* acelei particule. În orice punct al câmpului, traекторia este tangentă în fiecare moment de timp la linia de curent care trece prin punctul respectiv.

Liniile de curent oglindesc structura circulației fluidului la un moment dat, constituind un fel de imagine fotografică a acestei structuri, în timp ce *traiectoriile* reflectă imaginea circulației fluidului în timp, sub o formă cinematografică.

Liniile de curent nu se pot atinge sau intersecta (altfel vectorul vânt nu mai este unic determinat într-un punct), în timp ce în anumite situații, traiectoriile se pot intersecta.

Traекторia în plan orizontal se deduce din integrarea ecuației:

$$\frac{ds}{dt} = V(x, y, t)$$

în timp ce linia de curent se deduce din integrarea ecuației:

$$\frac{dy}{dx} = \frac{v(x, y, t)}{u(x, y, t)}$$

Numai pentru sisteme staționare liniile de curent și traiectoriile coincid.

O clasă importantă de curgeri în atmosferă sunt curgerile la echilibru. În funcție de importanța forțelor care își fac echilibrul obținem diferite aproximări ale vântului. Cele mai importante sunt: *aproximația geostrofică*, *aproximația inertială*, *aproximația ciclostrofică*, *aproximația vântului de gradient*.

Aceste aproximării pot fi analizate mai ușor folosind, sistemul coordonatelor naturale care presupune înlocuirea coordonatelor carteziene (x, y, z) prin coordonatele (s, n, z) .

Direcțiile coordonatelor (s, n, z) în sistemul natural de coordonate sunt definite prin vectorii unitate \vec{i}, \vec{n} și \vec{k} ; \vec{i} este orientat paralel cu direcția de curgere în fiecare punct, \vec{n} este vectorul normal care este pozitiv la stânga direcției de curgere și \vec{k} este dirijat vectorial în sus. În acest sistem viteza orizontală poate fi scrisă: $\vec{V} = V\vec{i}$ unde $V = \frac{ds}{dt}$, viteza orizontală este o mărime scalară pozitivă.

Accelerarea mișării va fi: $\frac{d\vec{V}}{dt} = \vec{i} \frac{dV}{dt} + \frac{d\vec{i}}{dt} \cdot V$

Viteza de variație a lui \vec{i} în timpul mișării poate fi determinată din considerații geometrice cu ajutorul *figurii 6.9*.

Reamintim că $|\vec{i}| = 1$, se observă că: $\delta\psi = \frac{\delta s}{R} = |\delta\vec{i}|$

Aici R este raza de curbură a traiectoriei. R este luat pozitiv când centrul de curbură este în direcția pozitivă a lui \vec{n} . Astfel, pentru $R > 0$ particulele de fluid se rotesc către stânga în decursul mișării și pentru $R < 0$ particulele se rotesc către dreapta în decursul mișării.

$$\frac{d\vec{i}}{dt} = \frac{d\vec{i}}{ds} \cdot \frac{ds}{dt} = \frac{\vec{n}}{R} V$$

ca urmare,

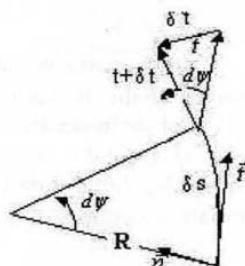


Fig. 6.9. Coordonatele naturale și viteza de variație a vectorului unitate \vec{i} în decursul mișării.

$$\frac{d\vec{V}}{dt} = \vec{i} \frac{dV}{dt} + \vec{n} \frac{V^2}{R} \quad 6.44$$

Așadar, accelerarea în cursul mișcării este suma dintre viteza de variație a vitezei particulelor de aer și accelerarea sa centripetă datorită curburii traectoriei. Întrucât forța Coriolis acționează întotdeauna normal la direcția de mișcare, ecuația de mișcare pe orizontală sub formă vectorială se scrie:

$$\vec{i} \frac{dV}{dt} + \vec{n} \frac{V^2}{R} + f \vec{K} \times \vec{V} = -\frac{1}{\rho} \nabla p \quad 6.45$$

Componentele ecuației de mișcare pe orizontală în sistemul natural al coordonatelor sunt:

$$\begin{cases} \frac{dV}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial s} \\ \frac{V^2}{R} + fV = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial n} \end{cases}$$

Ecuatiile de mai sus exprimă forțele de echilibru paralele și respectiv normale la direcția de curgere. Pentru mișcarea paralelă la izobare $\frac{\partial p}{\partial s} = 0$, viteza este constantă în timpul mișcării.

După cum s-a văzut în paragraful 6.3.2. aproximarea geostrofică reprezintă mișcarea orizontală a fluidului ca o consecință a echilibrului dintre forța Coriolis și forța gradientului baric. Vântul geostrofic în coordinate carteziene se calculează cu ajutorul relației:

$$\vec{V}_g = \frac{1}{\rho f} \vec{k} \times \nabla p$$

unde ρ este densitatea aerului, f parametrul Coriolis iar ∇p gradientul baric orizontal.

În coordonate naturale expresia vântului geostrofic este:

$$V_g = -\frac{1}{\rho f} \cdot \frac{\partial p}{\partial n} \quad 6.46$$

Aproximația geostrofică arată legătura dintre principalele forțe care intervin în cazul circulației la scară mare. Ea are un pronunțat caracter statistic în sensul că circulația reală se abate în fiecare moment de la echilibrul geostrofic.

Aproximația inerțială: mișcarea fluidului atmosferic este o consecință a echilibrului dintre forța centrifugă și forța Coriolis. O particulă de fluid aflată în mișcare inerțială se deplasează pe o traекторie circulară cu viteza tangențială:

$$\vec{V} = -\vec{R} \cdot f \quad 6.47$$

unde R este raza de curbură a traectoriei. Prin definiție raza de curbură este pozitivă dacă centrul de curbură se află în partea stângă a unui observator care se deplasează odată cu particula de fluid aflată în mișcare. Perioada acestei mișcări este:

$$P = \frac{\frac{1}{2} \text{ zile}}{|\sin \phi|} \quad 6.48$$

unde ϕ este latitudinea, V viteza tangențială (pozitivă în sens trigonometric) iar f parametrul Coriolis. Această aproximare este des folosită pentru analiza mișcărilor la scară mică.

Aproximația ciclostrofică: este mișcarea rezultată din echilibrul care se stabilește între forța centrifugă și forța gradientului baric. Viteza vântului ciclostrofic se calculează cu relația:

$$V = \left(-\frac{R}{\rho} \frac{\partial p}{\partial n} \right)^{\frac{1}{2}} \quad 6.49$$

unde R este raza de curbură a traiectoriei (traiectoria particulei este un cerc) iar $\partial p / \partial n$ este gradientul baric pe direcție normală la traiectorie. Această aproximare se utilizează pentru analiza mișcărilor la scară mică (de exemplu în cazul tornadelor).

Aproximația vântului de gradient: mișcarea fluidului atmosferic este o consecință a echilibrului dintre forța Coriolis, forța gradientului baric și forța centrifugă. Viteza vântului de gradient se calculează cu relația:

$$V = -\frac{fR}{2} \pm \left(\frac{f^2 R^2}{4} - \frac{R}{\rho} \frac{\partial p}{\partial n} \right)^{\frac{1}{2}} \quad 6.50$$

unde $\partial p / \partial n$ este gradientul baric pe direcție normală la traiectorie.

Trebuie observat că nu toate rădăcinile acestei ecuații sunt soluții posibile fizic, întrucât V trebuie să fie real și nenegativ. În figura 6.10 sunt reprezentate forțele care își fac echilibru în Emisfera Nordică pentru cele patru soluții care reprezintă patru tipuri caracteristice curgerii de gradient.

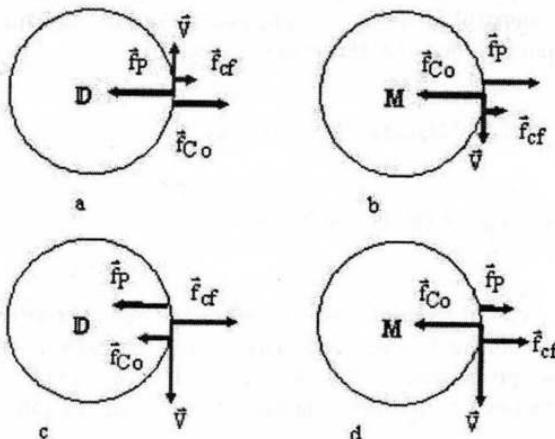


Fig. 6.10. Echilibrul forțelor în Emisfera Nordică pentru patru tipuri de curgere de gradient;
a) minim barometric normal;
b) maxim barometric normal;
c) minim barometric anomal;
d) maxim barometric anomal;

În toate cazurile, cu excepția anomaliei ciclonului, curgerea este barică, adică componentele orizontale ale forței Coriolis și de gradient baric sunt în sens opus. Așadar, *curgerea este ciclonică*, când forța centrifugă și componenta orizontală a forței Coriolis au același sens ($fR > 0$) și anticlonică, când aceste forțe au sens contrar ($fR < 0$); această regulă este independentă de emisferă.

Viteza vântului de gradient într-un ciclon și într-un anticiclone este legată de viteza vântului geostrofic V_g , parametrul Coriolis f și raza de curbură a izobarei prin relațiile:

$$\text{ciclone: } V = \frac{fR}{2} \left(-1 + \sqrt{1 + \frac{4V_g}{fR}} \right) \quad 6.51$$

$$\text{anticiclone: } V = \frac{fR}{2} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{4V_g}{fR}} \right) \quad 6.52$$

Din ultima relație este clar că viteza vântului de gradient nu poate fi mai mare decât $fR/2$ și viteza geostrofică corespunzătoare nu poate fi mai mare decât $fR/4$. Pentru cicloni nu există astfel de restricții.

În cazul unei valori mici pentru raportul V_g/fR se poate folosi relația:

$$V = V_g \left(1 \mp \frac{V_g}{fR} \right) \quad 6.53$$

unde semnul minus este pentru cazul ciclonilor și plus pentru anticiclone.

Pentru curgerea ciclonică, V_g este mai mare decât viteza vântului de gradient, V , în timp ce pentru curgerea anticlonică, ($fR < 0$), V_g este mai mic decât viteza vântului de gradient. Așadar, vântul geostrofic supraestimează vântul real într-o regiune în care câmpul presiunii are caracter ciclonic și subestimează vântul real într-o zonă anticlonică.

Pentru sistemele sinoptice de la latitudini medii, diferența dintre vitezele vântului de gradient și geostrofic nu depășesc, în general, 10–20%. Pentru scara ciclonilor tropicali însă, numărul lui Rossby (V/fR) este de ordinul unității și trebuie considerat vântul de gradient mai degrabă decât vântul geostrofic.

6.4.5. Mișcarea ageostrofică

Vectorul vânt în orice punct poate fi împărțit în două componente, vântul *geostrofic* și vântul *ageostrofic*, adică:

$$\vec{V} = \vec{V}_g + \vec{V}_{ag} \quad 6.54$$

Vântul geostrofic este în general, de departe componenta mai mare și aproximează bine vântul real în cea mai mare parte a atmosferei. Dacă suntem interesați numai de vântul propriu-zis, o descriere rezonabilă a câmpului vânt poate fi realizată prin considerarea distribuției geopotențialului și calcularea vântului geostrofic de la el.

Totuși, dacă trebuie să se deducă ceva legat de viteza verticală sau de variația presiunii la suprafață este necesar să se aibă în vedere *componenta ageostrofică*, sau abaterea de la componenta geostrofică. Prin separarea acestei componente se poate izola și concentra partea câmpului vânt care determină anumite aspecte de vreme.

Pentru ca să se examineze abaterea de la geostrofie, trebuie să se considere cazurile când nu există echilibrul dintre forța de gradient baric și forța Coriolis.

Ca să se deducă expresiile matematice pentru vântul ageostrofic se pleacă de la ecuațiile de mișcare și ecuațiile pentru aproximarea geostrofică, mai întâi pe direcția x :

$$\begin{aligned}\frac{du}{dt} &= -\frac{\partial \Phi}{\partial x} + fv + f_{fx} \\ 0 &= -\frac{\partial \Phi}{\partial x} + fv_g\end{aligned}\quad 6.55$$

Se scade din prima ecuație cea de-a doua și se obține:

$$\frac{du}{dt} = f(v - v_g) + f_{fx} \quad 6.56$$

Se folosește ecuația (6.54) și se obține componenta ageostrofică:

$$v_{ag} = \frac{1}{f} \frac{du}{dt} - \frac{1}{f} f_{fx} \quad 6.57$$

În mod similar se determină componenta pe direcția x a vântului ageostrofic:

$$u_{ag} = -\frac{1}{f} \frac{dv}{dt} - \frac{1}{f} f_{fy} \quad 6.58$$

Se observă că vântul ageostrofic are două componente, una datorită frecării, și cealaltă datorată accelerării curgerii. În emisfera nordică aceasta din urmă este perpendiculară și la stânga accelerării care o produce.

Pentru exemplificare se consideră cazul când există o accelerare în sensul lui x pozitiv. Din ecuația (6.57), se deduce că apare o contribuție pozitivă la componenta meridianală, v , a vântului ageostrofic, adică un vector vânt perpendicular și la stânga accelerării. Dacă se consideră cazul când există o accelerare pe direcția y pozitiv, din ecuația (6.58) rezultă o contribuție negativă la componenta u a vântului ageostrofic, adică din nou un vânt perpendicular și la stânga accelerării.

Regula obișnuită este: *dacă se negligează frecarea, în emisfera nordică vântul ageostrofic este proporțional cu accelerarea curgerii și direcționat perpendicular și la stânga accelerării.*

Prin considerarea acestei componente, poate fi făcută o evaluare calitativă a divergenței/convergenței, deci o evaluare a mișcării verticale.

Termenii de frecare din ecuațiile (6.57) și (6.58) nu sunt cauzați de accelerarea vântului. Curgerea afectată de frecare nu

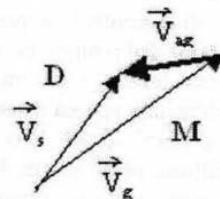


Fig. 6.11. Vântul ageostrofic la suprafață datorită frecării

este echilibrată de o accelerare netă; acest echilibru nu este geostrofic pentru că nu este menținut de forțele Coriolis și de gradient baric, dar apare între forțele de frecare, forțele Coriolis și de gradient baric.

Abaterea de la vântul geostrofic datorită frecării poate fi dedusă prin scăderea vântului de suprafață din vântul geostrofic (Fig. 6.11).

Se observă din figură că mișcarea ageostrofică datorită frecării este dirijată în sens contrar curgerii geostrofice, și mai semnificativ, către valorile de presiune coborâte (depresiune, D)

Este interesant cum afectează frecarea proprietățile divergente și convergente ale curgerii. Se consideră curgerea în jurul unei depresiuni. Deasupra stratului limită abaterea de la geostrofie se întinde de-a lungul liniilor de curent și este nedivergentă, presupunând că intensitatea vântului geostrofic este aceeași pretutindeni. Totuși, frecarea frânează vântul și astfel introduce o abatere de la vântul geostrofic transversal pe liniile de curent și îndreaptă către centrul depresiunii. Aceasta este componenta care conduce la convergență (Fig. 6.13).

În mod similar se poate arăta că într-un anticiclron se produce o curgere divergentă în stratul limită.

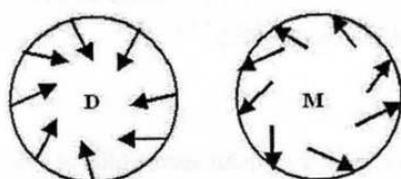


Fig. 6.12. Mișcarea ageostrofică în stratul limită, asociată depresiunii și maximului barometric (anticiclronului).

Așadar, influența frecării asupra vântului în cazul celor mai importante formațiuni barice (Fig. 6.12) arată că: în emisfera nordică vântul suflă în sprijn interiorul formațiunii barice ciclonice și în sens trigonometric și în afară și în sensul acelor de ceasornic în anticiclron. Desigur, în emisfera sudică lucrurile se petrec exact invers dată fiind influența forței Coriolis. Totuși, indiferent de emisferă, frecarea determină o convergență în jurul unui ciclon și o divergență

în jurul unui anticiclron.

De aceea, forcingul datorat frecării intensifică ascensiunea în ariile de presiune joasă (ciclonice) și descendența în ariile cu presiune ridicată (anticiclonice) (Fig. 6.12).

Ar trebui să fie evident, din această discuție, că pentru ca să existe la suprafață o depresiune, trebuie să se producă o compensație în straturile de aer de deasupra. De exemplu convergența la suprafață ar putea fi menținută dacă se produce la înălțime o divergență a aerului cu aceeași rată ca aceea a convergenței aerului de la suprafață. Figura 6.13 arată relația dintre convergența la suprafață (flux de aer spre interior) și divergență (flux de aer în sprijn exteriorul formațiunii barice) de la înălțime, care este necesară pentru a menține centrul de presiune coborât (depresiunea). Se observă cum convergența de la suprafață deasupra unui ciclon determină mișcări ascendente. Această mișcare verticală este foarte lentă, în general mai mică decât 1 km pe zi. Cu toate acestea, întrucât aerul în ascensiune adesea determină formarea norilor și precipitațiilor, trecerea unei depresiuni este în general, legată de condițiile de instabilitate și vreme "de furtună". Uneori, divergența la înălțime poate să depășească convergența de la suprafață. Aceasta duce la intensificarea convergenței la suprafață și în consecință, intensificarea mișcării verticale. Astfel, divergența la înălțime poate intensifica și menține acești centri de furtună. Pe de altă parte, o divergență neadecvată la înălțime permite "umplerea" și slăbirea ciclonului

corespunzător. De altă parte, divergența de la înălțime este cea care crează prima depresiunea de la sol. Divergența la înălțime inițiază în mod direct ascendența din straturile inferioare, și în acest mod sunt satisfăcute condițiile unei convergențe la suprafață.

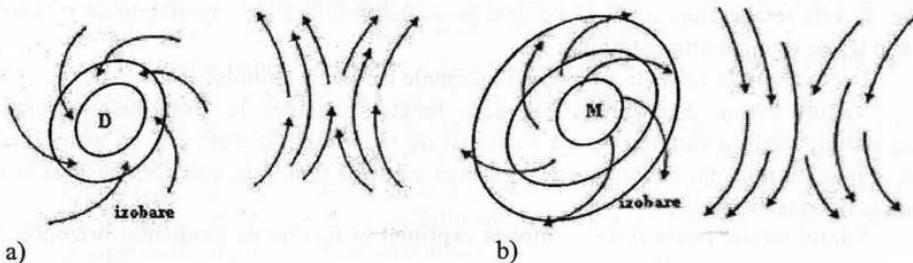


Fig. 6.13. Diagrama schematică a curgerii aerului asociată cu ciclonii și anticiclonei.a) Vânturi convergente și aerul în ascensiune sunt asociate cu o depresiune, sau un ciclon.b) Maxime barometrice sau anticiclonei, sunt asociate cu descendența aerului și vântul divergent.

Prin comparație, anticiclonele, care sunt asociate cu divergența la suprafață, trebuie de asemenea să fie menținute de deasupra. Masa de aer care diverge la suprafață este însorită de convergență în înălțime și în general de subsidență coloanei de aer (Fig. 6.13b).

Întrucât aerul în descendență este comprimat și deci încălzit, formarea norilor și a precipitațiilor este puțin probabil să apară într-un anticiclon, și se asteaptă, de obicei, o vreme frumoasă atunci când se apropie un anticiclon.

6.4.6. Vântul termic

Vântul termic reprezintă diferența vectorială dintre vântul geostrofic de la nivelul de presiune p și vântul geostrofic de la nivelul de presiune p_0 ($p < p_0$).

Expresia vântului geostrofic la nivelele p_0 și p în coordonate izobare este:

$$\vec{V}_g = \frac{g}{f} \vec{k} \times \nabla Z_p$$

$$\vec{V}_{g_0} = \frac{g}{f} \vec{k} \times \nabla Z_{p_0}$$

Expresia vectorială va fi:

$$\vec{V}_T = \vec{V}_g - \vec{V}_{g_0} = \frac{g}{f} \vec{k} \times \nabla (Z_p - Z_{p_0}) \quad 6.60$$

Dar

$$Z_p - Z_{p_0} = \frac{R\bar{T}}{g} \ln\left(\frac{p_0}{p}\right)$$

Rezultă astfel că:

$$\vec{V}_T = \frac{R}{f} \ln\left(\frac{p_0}{p}\right) \vec{k} \times \nabla \bar{T} \quad 6.61$$

unde \bar{T} este temperatura mediată vertical pe stratul delimitat de suprafețele de presiune p_0 și p iar Δz este grosimea stratului.

Deci vântul termic bate paralel la izotermele medii ale stratului.

Vântul termic este direcționat de-a lungul tangentei la izotermele cîmpului temperaturii medii a stratului de aer delimitat de suprafețele izobare p și p_0 astfel încât aria temperaturilor mai coborâte este la stânga vântului termic în emisfera nordică și la dreapta în emisfera sudică.

Vântul termic poate fi de asemenea exprimat în funcție de gradientul orizontal al geopotențialului relativ $\frac{\partial Z}{\partial n}$, cu Z măsurat în metri geopotențiali, cu relația:

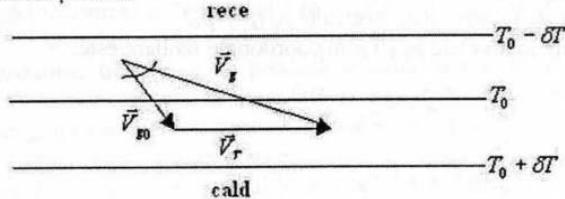
$$V_T = \frac{9,8}{f} \frac{\partial Z}{\partial n} \quad 6.62$$

Această expresie este analoagă expresiei pentru vântul geostrofic în relație cu gradientul geopotențialului absolut. Expresia vectorială a vântului termic se mai poate scrie și în funcție de geopotențial, astfel:

$$\vec{V}_T = \frac{1}{f} \vec{k} \times \nabla (\Phi_1 - \Phi_0) \quad 6.63$$

Vântul termic poate fi folosit pentru estimarea advecției medii orizontale a temperaturii într-un strat, după cum se poate observa din figura 6.14:

a) advecția rece



b) advecția caldă

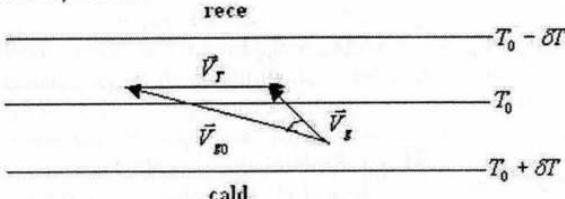


Fig. 6.14. Determinarea tipului de advecție (caldă sau rece), folosind teoria vântului termic.

Corespunzător, poate fi estimat vântul geostrofic la un anumit nivel, pornind de la câmpul temperaturii medii, cu condiția ca viteza vântului geostrofic să fie cunoscută la un nivel. Astfel, de exemplu, dacă se cunoaște vântul geostrofic la nivelul standard de 850 hPa și gradientul mediu orizontal al temperaturii în stratul 850–500 hPa, se aplică ecuația vântului termic și se obține vântul geostrofic la nivelul de 500 hPa.

Teoria vântului termic își găsește o largă aplicabilitate în meteorologia sinoptică, stând la baza explicării unor procese legate de circulația atmosferică.

a) Circulația de altitudine, predominant zonală (de la vest către est), caracteristică latitudinilor medii, se explică prin faptul că în troposferă, gradientul termic orizontal este orientat meridional, de la ecuator la poli. În aceste condiții vectorul vânt termic va fi dirijat de la vest către est, ceea ce va influența circulația, imprimându-i în troposfera medie și superioară un pronunțat caracter zonal.

b) Intensificarea circulației în troposfera superioară, în comparație cu circulația din troposfera joasă, se explică prin faptul că, viteza vântului termic crește odată cu creșterea grosimii stratului de aer considerat, ceea ce se reflectă și asupra circulației de la nivelele superioare.

În stratosferă, acolo unde gradientul termic orizontal este orientat de la pol către ecuator, componenta termică se inversează, fapt ce produce o slăbire a vântului cu altitudinea. Așa se explică de ce, începând de la nivelul de aproximativ 300 hPa intensitatea circulației scade. Măsurările efectuate au arătat că la înălțimi mari, de 50 hPa, circulația se inversează, orientându-se de la est către vest. Înălțimea la care se produce schimbarea direcției este în funcție de modificările termice anotimpuale.

c) Curenții jet care se observă în apropierea tropopauzelor polare sau tropicale pot fi de asemenea explicați în contextul teoriei vântului termic.

d) Pornind de la definiția vântului termic, se pot preciza noțiunile de *atmosferă barotropă și atmosferă baroclină*.

Atmosfera barotropă este atmosfera în care densitatea aerului depinde numai de presiune, $\rho = \rho(p)$, așa încât suprafețele izobarice sunt și suprafețe de aceeași densitate. Pentru aerul considerat gaz ideal, suprafețele izobare vor fi și izoterme, într-o atmosferă barotropă.

Astfel, $(\nabla T)_p = 0$ într-o atmosferă barotropă și ecuația vântului termic devine:

$$\frac{\partial \vec{V}_g}{\partial \ln p} = 0 \quad 6.64$$

care arată că vântul geostrofic este independent de înălțime într-o atmosferă barotropă. Astfel, barotropia furnizează o constrângere foarte puternică asupra tipurilor de mișcări posibile într-un fluid în rotație.

Atmosfera baroclină este atmosfera în care densitatea depinde atât de presiune cât și de temperatură, $\rho = \rho(p, T)$. Într-o atmosferă baroclină, vântul geostrofic are în general o variație cu înălțimea, variație care depinde de gradientul orizontal de presiune prin ecuația vântului termic. De obicei, atmosfera baroclină este considerată în meteorologia dinamică, dar se poate învăța foarte mult despre procesele dinamice din atmosferă pornind de la atmosfera barotropă.

6.4.7. Divergența câmpului vânt

Este interesant de știut când vorbim despre vânt, în ce fel mișcarea aerului ar putea afecta starea atmosferei, cu alte cuvinte, cum ar putea vântul într-o zonă a atmosferei să afecteze curgerea aerului. De o importanță particulară este legătura dintre vânt și curgerea verticală a aerului. Trebuie reamintit că, deși transportul vertical este mult redus în raport cu mișcarea pe orizontală, el este foarte important pentru aspectele de vreme. Aerul în ascensiune este asociat cu norii și precipitațiile, în timp ce subsidența determină încălzirea adiabatică.

Este interesant deci, să se studieze cum dinamica aerului poate determina variații de presiune și astfel să genereze vânt și de asemenea relația dintre curgerea orizontală și verticală și efectele acestei interacțiuni asupra vremii.

Divergența câmpului vânt exprimă viteza de pierdere a aerului din unitatea de volum. Divergența negativă, numită convergență, exprimă viteza de acumulare a aerului.

Divergența totală a vitezei se scrie ca:

$$\operatorname{div} \vec{V} = \nabla \cdot \vec{V} = \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{\partial w}{\partial z} \quad 6.65$$

cu divergența orizontală a vitezei (expresia din paranteză):

$$\operatorname{div}_H \vec{V} = \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \quad 6.66$$

În meteorologie, dacă termenul *divergență* este folosit în înțelesul lui propriu, el se referă în general la divergența orizontală a vitezei vântului.

Din figura 6.15 se poate observa că deoarece, u crește pentru x pozitiv, v crește pentru y pozitiv sau ω crește pe direcția lui p pozitiv (respectiv w crește pe direcția lui z pozitiv), divergența crește, iar când componentele vântului acționează în sens opus divergența descrește sau convergența crește (convergența este divergență negativă).

De aceea, ecuația 6.66 poate fi rescrisă astfel:

$$\operatorname{div}_H \vec{V} = - \frac{\partial \omega}{\partial p} \quad 6.67$$

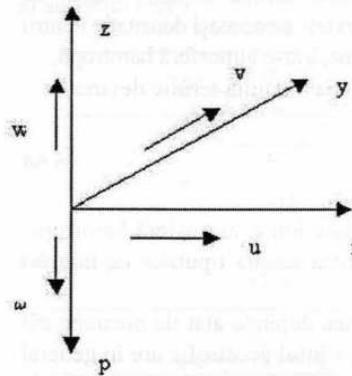


Fig. 6.15. Divergența cu contribuțiile tuturor componentelor vântului.

Ecuația (6.67) reprezintă legătura directă dintre divergență orizontală și viteza verticală.

Viteza verticală este un parametru foarte important care se calculează pentru că este legat de formarea și disiparea norilor și precipitațiilor, de variația stabilității atmosferice și a presiunii la suprafață. Ea este foarte dificil de măsurat direct, dar poate fi dedusă prin relația ei cu divergența orizontală. Aceasta la rândul ei poate fi calculată din câmpul orizontal al vântului, folosind ecuația (6.66).

Din păcate nu se poate folosi aproximarea geostrofică și deci vântul geostrofic, pentru că divergența vântului geostrofic este zero pentru un sistem în coordonate izobarice.

Ca urmare se poate calcula divergența din măsurătorile de vânt de la sateliți sau din datele de la radiosonde. Erori foarte mici în determinarea câmpului de vânt duc la erori mari în câmpul divergenței. O eroare modestă de 10% în măsurarea vitezei vântului poate ușor să conducă la erori de 100% sau mai mult, și astfel semnul divergenței poate fi pus sub semnul întrebării.

Considerând componente ale vântului se pot găsi metode de estimare a divergenței fie cantitativ, fie calitativ. O altă metodă este cea care folosește *vorticitatea*. Conceptul de vorticitate va face subiectul paragrafului următor.

Unitatea de măsură pentru divergență este s^{-1} , aceeași ca pentru viteza unghiulară. Valorile tipice sunt de ordinul $10^{-5}s^{-1}$.

Observație: A nu se confunda noțiunile de *difluență și confluență* cu cele de *divergență și convergență*. Figura 6.16 arată o configurație a liniilor de câmp difluente. Aceasta nu conduce în mod necesar la divergență în câmpul orizontal al vântului din cauza efectului de compensare a descreșterii componentei pe direcția vântului,

adică descreșterea în $\frac{\partial u}{\partial x}$ este compensată de creșterea în $\frac{\partial v}{\partial y}$.

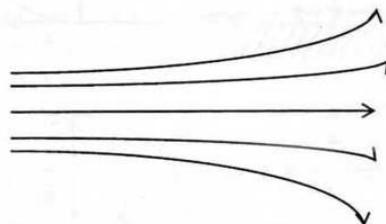


Fig. 6.16. Configurația difluentă a liniilor de câmp dar nu neapărat divergență

• Modelul atmosferic Dines cu două straturi

Relația dintre divergență sau convergență câmpului orizontal al vântului și mișcarea verticală și variațiile în presiune a fost dedusă pentru prima dată de meteorologul englez W. H. Dines (1885–1927). El a calculat valorile tipice în apropierea suprafeței din vecinătatea unei depresiuni adânci ca fiind de ordinul $-10^{-5} s^{-1}$, adică convergență. Considerând această valoare ca reprezentativă pentru o coloană din atmosferă și aplicând ecuația (6.67) a obținut $-10^{-5} + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0$.

Cu alte cuvinte, ω crește cu $10^{-5} hPa$ pe secundă pentru fiecare hPa . Luând ω egal cu zero la partea superioară a atmosferei și adâncimea atmosferei de $1000 hPa$, valoarea pentru ω la suprafață este $\omega = 1000 \times 10^{-5} hPa$ pe secundă, adică este $10^{-2} hPa/sec.$, la suprafață. Aplicând aproximarea din prima secțiune că la suprafață $\omega_s = \frac{\partial p_s}{\partial t}$, rezultă $\frac{\partial p_s}{\partial t} = 10^{-2} hPa/sec.$, adică la suprafață presiunea este în creștere cu $36 hPa$ pe oră. Acest rezultat este în mod sigur greșit, nu numai pentru că valoarea este prea mare, dar și pentru că presiunea la suprafață trebuie să scadă în vecinătatea unei depresiuni.

Așa se explică, rationamentul lui Dines că nu este posibil ca divergența să fie constantă cu înălțimea în atmosferă. El a tras concluzia că trebuie să existe în atmosferă cel puțin două straturi cu profile ale divergenței opuse, convergența dintr-un strat să

echilibreze aproximativ divergența din celălalt și variația netă a presiunii la suprafață datorită diferențelor nete, relativ mici. Aceasta a condus la *conceptul modelului cu două straturi*, aşa cum se vede din figura 6.17.

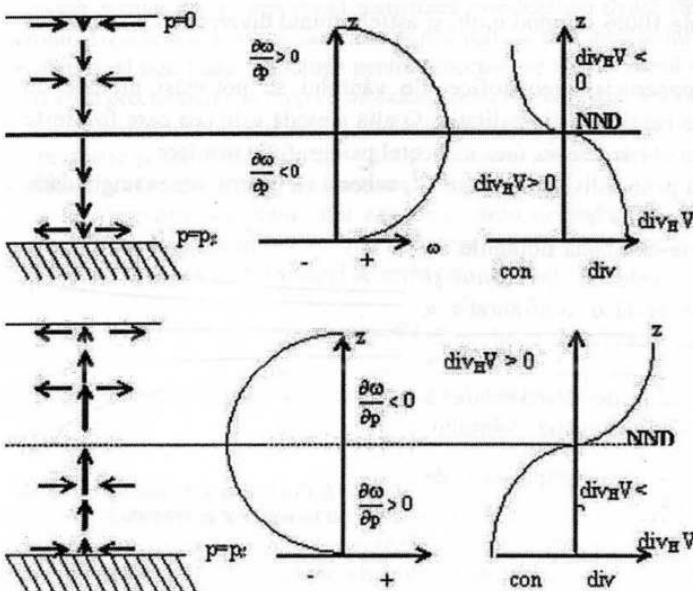


Fig. 6.17. Modelul atmosferic, Dines cu două straturi. Sus: profilul idealizat al mișcării ageostrofice, viteza verticală și divergența pe o arie de dezvoltare anticlonică; jos: profilul idealizat al mișcării ageostrofice, viteza verticală și divergența pe o arie de dezvoltare ciclonică; NND reprezintă nivelul de nedivergență iar p_s presiunea la suprafață.

La nivelul unde divergența schimbă semnul, ea este egală cu zero. Din ecuația de continuitate înseamnă că $\partial\omega/\partial p = 0$, așa că ω are la acest nivel o valoare maximă sau minimă, adică descendență sau ascendență maximă pentru respectiva coloană Atmosferei.

Acest nivel este numit *nivel de nedivergență* și este un indicator important în meteorologia dinamică. Acest concept este foarte util în meteorologia dinamică.

Exemplificarea legată de formațiunile barice ciclon și anticiclone, subliniază utilitatea înțelegerii conceptelor de divergență (convergență) și mișcare verticală.

6.4.8. Vântul în stratul de frecare

Frecarea ca un factor care afectează viteza vântului este importantă numai în primii kilometri de la suprafață pământului. Se știe că frecarea acționează să încetinească mișcarea aerului și în consecință să modifice și direcția vântului. Reamintim că forța Coriolis este proporțională cu viteza vântului. Prin scăderea vitezei vântului frecarea reduce forța Coriolis. Întrucât forța de gradient baric nu este afectată de viteza vântului ea va fi dominantă în raport cu forța Coriolis, cum se vede din figura 6.18. Rezultatul este viteza de deplasare a aerului după o direcție oblică față de izobare sub un unghi mai mic de 90° , către valorile joase ale presiunii. Rugozitatea terenului determină unghiul la care are loc curgerea aerului în raport cu izobarele precum și viteza curgerii.

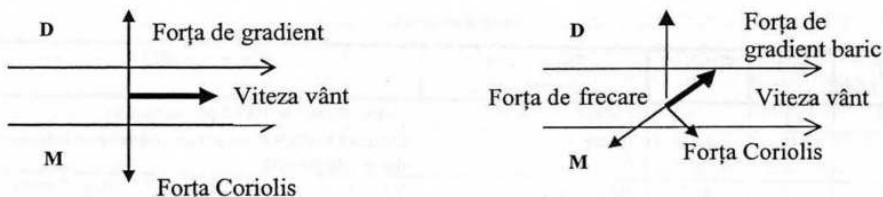


Fig. 6.18. Comparație între vântul la nivelurile superioare și la suprafață care arată efectele frecării asupra curgerii aerului: (a) vântul la nivele superioare (fără frecare); (b) vântul la suprafață (efectele frecării).

Deasupra oceanelor, unde frecarea este redusă, aerul se mișcă la unghiuri de 10, 20° față de izobare și cu viteze de aproximativ două ori viteza vântului geostrofic. Pe un teren unde frecarea este mare, unghiul ar putea fi mai mare decât 45° de la izobare, iar vitezele se reduc până la jumătate.

Efectul forței de frecare scade și în raport cu înălțimea. În același timp cu creșterea înălțimii crește unghiul pe care-l face vectorul viteză cu izobarele iar în atmosferă liberă (la peste 600 hPa) coeficientul de frecare devine zero și unghiul 90° (Fig. 6.18), adică vântul este geostrofic. Slăbirea frecării determină intensificarea vântului cu creșterea înălțimii. Variația direcției și vitezei vântului cu înălțimea în stratul de frecare poate fi reprezentată printr-un hodograf, o curbă care unește vârfurile vectorilor care reprezintă viteza vântului la diferite niveluri, considerând că aceștia pornesc dintr-un punct comun. Curba care se obține poartă numele de *spirala Ekman* (Fig. 6.19).

În practică, direcția vântului (componenta orizontală a vectorului viteza vântului) se stabilește în raport cu punctul cardinal **dinspre** care bate vântul. În acest scop se folosesc *roza vânturilor* care are 16 sectoare (Fig. 6.20). Direcția vântului mai poate fi indicată și prin unghiul azimutal cu valori de la 0° la 360°, în sensul mișcării acelor de ceasornic: Nordul (N) reprezintă 0° și 360°, E (est) reprezintă 90°, S (sud) reprezintă 180° și V (vest) reprezintă 270°. Pentru determinarea direcției vântului se folosesc *girueta*.

Viteza vântului depinde în primul rând, de mărimea gradientului baric orizontal, față de frecare și de toate caracteristicile legate de curgerea aerului. Viteza vântului se exprimă în m/s dar și în km/oră și în unele țări încă se mai măsoară în noduri, adică în mile marine.

La stații, viteza vântului se stabilește cu anemometre și anemografe de diferite tipuri.

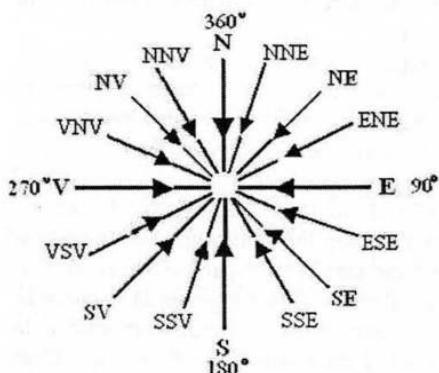


Fig. 6. 20. Roza vânturilor

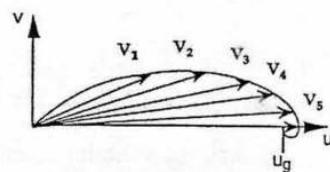


Fig. 6.19. Spirala Ekmann

Tabel 6.3

Scara Beaufort

Nr. Beaufort	m/s	Mile/oră	Descrierea internațională	Caracteristici
0	<1	<1	Calm	Calm; fumul se ridică pe verticală
1	1	1–3	Boare	Direcția vântului arătată de deplasarea fumului dar nu de griușă
2	2	4–7	Briză ușoară	Vântul se și mte la față; frunzele foșnesc, griușele se mișcă
3	4	8–12	Briză blândă	Frunzele și rămurele sunt într-o mișcare constantă
4	7	13–18	Moderat	Este ridicat praful; ramurile mici sunt mișcate
5	10	19–24	Inviator (moderat)	Copacii mici înfrunză încep să se legene; se formează valuri mici pe suprafața apei.
6	12	25–31	Puternic	Ramurile mari sunt în mișcare; se aud ūierături în firele de telegraf; umbrele sunt folosite cu dificultate.
7	15	32–38	Aproape vânt de furtuna	Copacii în întregime în mișcare; se merge greu împotriva vântului.
8	18	39–46	Furtună	Se rup rămurele copacilor; împiedicarea înaintării.
9	20	47–54	Furtună puternică	Au loc stricări slabe.
10	26	55–63	Furtună puternică	Copaci dezrădăcați; au loc pagube considerabile.
11	30	64–72	Furtună violentă	Pagube extinse.
12	≥33	>73	uragane	

Intensitatea vântului se măsoară și cu ajutorul *scării Beaufort* care are 17 grade de intensitate care indică tără și viteza corespunzătoare, între anumite limite (Tabel 6.3.); cel mai mare grad de intensitate corespunde vitezei de 50 m/s (180 km/h), care caracterizează un uragan.

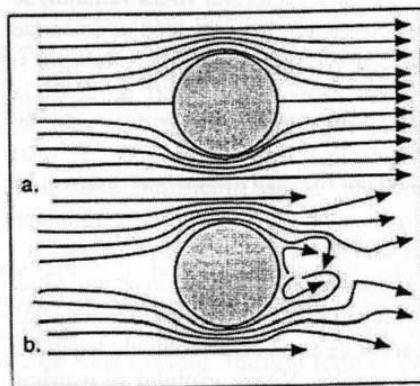


Fig. 6.21. Curgerile laminară și turbulentă: vedere plană a unei configurații de curgere în jurul unui obstacol cilindric; (a) curgere laminară, (b) curgere turbulentă

La suprafața Pământului, vântul își schimbă necontenit viteza și direcția, oscilând, totuși în jurul unor valori medii. Cauza acestor fluctuații ale direcției și vitezei vântului este *turbulența*.

După caracterul mișcării aerului, respectiv amplitudinea variațiilor direcției și vitezei vântului, curgerea aerului poate avea structură: *laminară*, *turbulentă* sau în *rafale* (Fig. 6.21).

Vântul laminar reprezintă deplasarea orizontală a aerului, uniformă, cu viteză și direcție constante în toate punctele unei secțiuni perpendiculare pe direcția generală a curgerii. Structura laminară se realizează rar, numai la viteze mici și când suprafața este netedă, adică atunci când frecarea este foarte redusă.

Vântul turbulent are o structură foarte complexă, caracterizată prin schimbări frecvente de viteză și direcție a mișcării aerului. Datorită frecării cu suprafața terestră, în curentul de aer apar numeroase vârtejuri de diferite dimensiuni și orientări, fenomen cunoscut sub numele de *turbulență dinamică*. Structura turbulentă a curgerii se complică și se intensifică ziua prin suprapunerea turbulentei termice. Turbulența este maximă în primele ore ale după amiezii, mai ales primăvara și vara și minimă noaptea, respectiv iarna. Pe uscat este mai accentuată decât pe mare.

Vântul în rafale prezintă oscilații brusă și schimbări frecvente de viteză și direcție, determinate de o turbulentă puternică, mai ales sub influența convecției termice.

- *Turbulența în stratul limită planetar*

Așa cum am arătat la începutul paragrafului, în troposfera joasă viteza vântului crește de la zero la suprafață solului la peste 50 m/s la limita superioară a stratului limită planetar. Această comportare cu înălțimea a vitezei vântului conduce la mișcări prin curenți turbionari care transferă impuls de la atmosferă liberă către sol. Turbulența este evidentă din comportarea vântului la suprafața solului și poate fi observată din înregistrarea pe un anemograf (Fig. 6.22).

Se observă următoarele caracteristici ale înregistrării: i) Viteza vântului variază în timp în mod neregulat, cvasi-întâmplător. ii) Se poate identifica o medie, sau o viteză tipică pentru viteza vântului. De observat descreșterea medie de la 6 la 5 m/s între orele 12 și 13. Astfel turbulentă nu este complet aleatoare. iii) Viteza variază între limitele superioară și inferioară; această dispersie dă o măsură a intensității turbulentei.

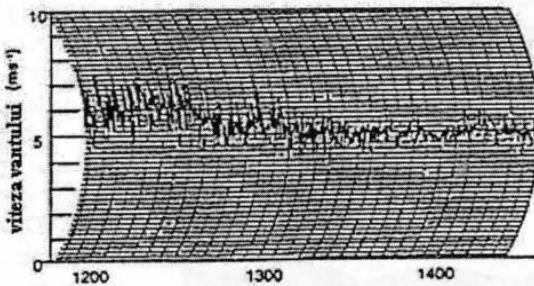


Fig. 6.22. Înregistrarea vântului la sol care arată prezența turbulentei

Alături de turbulentă dinamică există mai multe feluri de turbulentă: *turbulență termică, orografică și cea de aer limpede*.

- *Turbulența termică*

Convecția termică din atmosferă conduce la o mișcare verticală rapidă – curenți ascendenți și descendenți – ambii în aer limpede și în nori cumuliformi.

Aceste mișcări convective apar peste tot în troposferă, și uneori în stratosferă joasă, furnizând un mecanism eficient pentru amestecul vertical. Amestecul convectiv acționează în sensul transportului aerului cald în sus iar aerul rece în jos, conducând la o creștere în timp a stabilității atmosferei.

- *Turbulența orografică*

Dealurile și munții afectează curgerea aerului atât local cât și la scară mare. Topografia neregulată determină intensificarea efectelor curenților ascendenți sau descendenți datorită turbulentei. În anumite condiții de vânt și de stabilitate atmosferică, se pot dezvolta unde gravitaționale sau *unde lee* (la adăpost de vânt). Intensificarea vântului asociat cu mișcarea undelor gravitaționale poate să determine accesul turbulentei mulți kilometri de la munte, pe direcția vântului, și în unele cazuri în sus, în stratosferă.

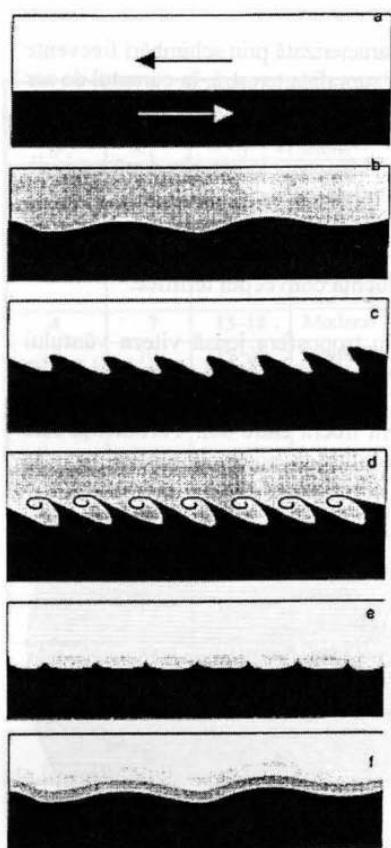


Fig. 6.23. Diagrama schematică a instabilității Kelvin-Helmholtz într-un experiment de laborator unde s-a generat curgerea fluidului. Stratul superior, apa, curge la dreapta și stratul inferior, dintr-un fluid mai dens (saramură colorată), curge spre stânga. Figurile sunt făcute la aproximativ o jumătate de secundă (Houghton, 2002)

rezultând porțiuni de instabilitate statică.

e) Instabilitatea statică, combinată cu instabilitatea dinamică continuă, face ca fiecare undă să devină turbulentă.

f) Apoi turbulența se împărție peste tot în strat, determinând amestecarea fluidelor și conducând astfel la un transfer de impuls care reduce forfecarea dintre straturi. Ceea ce a fost inițial o limită abruptă, bine definită devine un strat mai întins, mai difuz cu forfecarea mai slabă și cu atmosfera în stabilitate statică.

Cea mai mare parte din CAT și o parte din turbulența din stratul limită sunt rezultatul unui proces similar cu acela demonstrat în experimentul precedent.

• Turbulența de aer limpede

În abrevierea din limba engleză CAT (Clear Air Turbulence), turbulența de aer limpede se poate dezvolta în atmosferă, departe de orice suprafață de frecare, sursă de încălzire sau forcing orografic. Acest fel de turbulență numită astfel ca să se deosebească de cea care apare în nori sau în stratul de frecare, se obține în părțile cele mai înalte ale troposferei unde vântul este foarte puternic, adică în apropierea curenților jet, a talvegurilor și dorsalelor adânci și de înălțime.

Pentru înțelegerea dezvoltării unei turbulențe de tip CAT, este utilă prezentarea unui experiment ca cel reprezentat în figura 6.23.

Explicațiile pentru fiecare etapă din figură sunt:

a) Inițial există un tanc care conține un strat de fluid dens, peste care există un fluid mai puțin dens, ca să reprezinte o atmosferă stratificată stabil. Portanța asigură rămânerea stratului mai dens dedesubt, cu o suprafață orizontală de separare dintre cele două fluide. Se forțează fluidul mai puțin dens să se miște față de cel dens; la început curgerea este laminară.

b) Dacă curentul va atinge o valoare critică, atunci curgerea devine dinamic instabilă și unde slabe încep să se formeze la suprafața de separare dintre cele două fluide.

c) Aceste unde continuă să crească în amplitudine până când fiecare undă începe să "se desfășoare", sau să se spargă (destrame). Această destrămare a undei este numită *undă Kelvin-Helmholtz*.

d) În fiecare undă există părți de fluid mai puțin dens care se desfășoară sub fluidul mai dens,

Prin schimbarea direcției de curgere, frecarea joacă un rol major în redistribuirea aerului în atmosferă. Aceasta este în mod special notabilă când se consideră mișcarea în jurul suprafeței ciclonilor și anticiclonilor, două din cele mai obișnuite caracteristici ale câmpurilor barice de suprafață.

Ondulații mici de tipul undelor se dezvoltă în mod spontan când forfecarea vântului vertical în interiorul unui strat atinge o anumită valoare critică. Propagarea undelor în talazuri produce forfecări la viteze mai mari și gradienți de densitate la scară mică, care duc la creșterea ulterioară a instabilității și atunci curgerea se sparge în mișcări turbulente de scară mai mică. Formațiunile ondulatorii Kelvin-Helmholtz pot uneori să fie observate cu radarul Doppler și în sistemele noroase. Din aceste exemple de turbulentă în atmosferă se poate constata că efectul turbulentei este reducerea forcing-ului turbulent, un efect analog cu Prințipiu lui Le Chatelier din termodinamică: "Dacă asupra unui sistem la echilibru acționează o forță, are loc o modificare astfel încât echilibrul este deplasat într-o direcție care tinde să anuleze efectul forței".

În cazul instabilităților statice, convecția termică produce ascensiunea fluidului, prin aceasta stabilizând sistemul. Pentru instabilitatea dinamică, turbulentă tinde să reducă forfecarea vântului, de asemenea stabilizând sistemul.

• Numărul lui Richardson

S-a văzut că dezvoltarea turbulentei de-a-lungul unei frontiere de forfecare este dependentă de condițiile specifice vântului de forfecare și stabilității statice. *Numărul Richardson*, R_i furnizează o metodă matematică de exprimare a acestor condiții și este definit după cum urmează:

$$R_i = \frac{g}{\bar{T}} \frac{(\partial T / \partial z + \Gamma_d)}{(\partial v / \partial z)} \quad 6.68$$

unde \bar{T} este temperatura medie a stratului și Γ_d este gradientul adiabatic uscat.

Numărul lui Richardson poate fi exprimat și în termenii temperaturii potențiale, astfel:

$$R_i = \frac{g}{\bar{\theta}} \frac{(\partial \theta / \partial z)}{(\partial v / \partial z)^2} \quad 6.69$$

unde $\bar{\theta}$ este temperatura potențială medie pe strat.

$\partial \theta / \partial z$ este gradientul vertical al temperaturii potențiale și $\partial v / \partial z$ este forfecarea verticală a vântului.

Numărul Richardson poate aşadar fi considerat ca raportul dintre forțele portante și forțele mecanice, care indică importanța relativă a turbulentei termice și dinamice în determinarea structurii fluidului din stratul limită.

În aerul foarte stabil, $\partial \theta / \partial z$ este mare și pozitiv, iar dacă gradientul este egal cu gradientul adiabatic uscat, atunci $\partial \theta / \partial z = 0$. Dacă atmosfera este supraadiabatică, R_i este negativ. Termenul $\partial v / \partial z$ este pătratic, așa că semnul este neimportant, dar forfecările cele

mai mari (care conduc la valori mici ale lui R_i) se obțin în stratul limită sau în apropierea curenților jet.

Richardson a găsit că atunci când R_i are o valoare ridicată (mai mare decât aproximativ +1), aerul este stabil și mișcările turbulente spontane sunt imposibile; orice turbulentă care ar apărea în cursul este rapid anulată. Cu R_i mai mic decât aproximativ 0,25 este foarte probabil ca instabilitatea de forfecare să se dezvolte în mod spontan, și odată produsă ea va persista atât timp cât R_i rămâne mai mic decât unitatea. Când R_i este mare și negativ, mai mic să spunem decât -1, mecanismul dominant va fi convecția termică. De fapt, pentru orice valoare sub -0,1 atmosfera este suficient de instabilă ca mișcările turbulente să fie amplificate prin convecția termică.

În straturile cu stratificare stabilă puternică, cum ar fi zonele frontale, forfecarea verticală este foarte puternică pentru ca R_i să atingă valoarea critică pentru apariția instabilității de forfecare. Când totuși se obține, turbulentă poate fi severă, din cauză că există un rezervor mare de energie cinetică pentru ca mișcările la scară mică să fie intensificate. Pe de altă parte, unde aerul este mai puțin stabil, forfecarea verticală nu este prea mare, astfel încât turbulentă este mai răspândită, dar mai puțin severă.

6.4.9. Vânturi locale

Sistemele de vânt care iau naștere sub influența factorilor fizico-geografici locali și care acționează în regiuni geografice mai restrânse, poartă numele de *vânturi locale*. Aceste vânturi exercită o influență remarcabilă asupra vremii și climatului regiunilor în care apar, imprimându-le trăsături specifice.

Se deosebesc două categorii de vânturi locale: i) care sunt generate datorită contrastelor termice și barice create sub influența regimului termic diurn al unor suprafețe active. Acestea sunt: *brizele de mare și de uscat, de vale și de munte*; ii) generate datorită orografiei: *föhnul și bora*.

O categorie diferită a vânturilor locale este cea prin care vânturile prin modul de manifestare și efectele lor imprimă trăsături climatice și fizico-geografice specifice regiunilor unde apar. De fapt ele sunt curenți ai circulației atmosferice generale determinate de anumite condiții de repartiție a microproceselor sinoptice. Sunt prezente în cele mai diferențiate regiuni ale globului terestru și poartă diferențiate nume.

- *Brizele de mare și de uscat* apar în regiunile de litoral, pe țărmul mărilor și lacurilor mari, pe vreme frumoasă (cer senin). Sunt vânturi locale a căror direcție alternează de la zi la noapte. Ele sunt rezultatul gradienților termic și de presiune care apar datorită încălzirii și răciri diferențiate a uscatului și mării. Astfel, în *timpul zilei* uscatul se încălzește mai puternic decât apa. Ca urmare, deasupra uscatului presiunea scade și în consecință suprafețele izobarice se vor inclina către mare unde presiunea este mai ridicată (Fig. 6.24). Datorită forței de gradient baric în straturile inferioare aerul se deplasează dinspre mare spre uscat sub forma unui vânt numit *briză de mare* sau *briză de zi*. Sub influența aceleiași forțe, aerul din straturile superioare se deplasează în sens contrar, vântul purtând numele de *antibriză*. Se formează în acest fel un circuit care se închide deasupra uscatului prin curenți convectivi ascendenți și deasupra mării prin curenți descendenți.

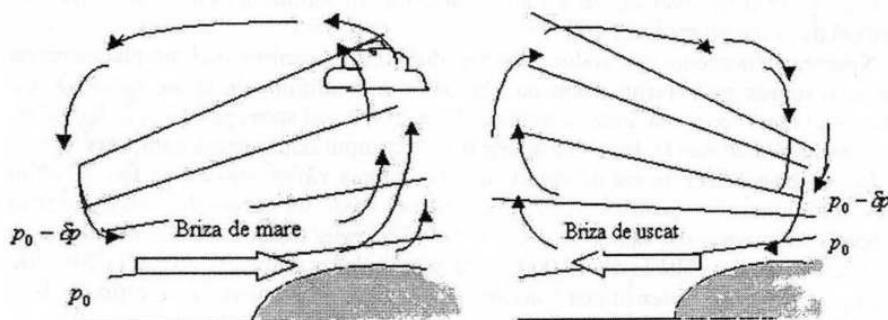


Fig. 6.24. Briza de mare (a) și briza de uscat (b)

Noaptea, repartiția temperaturii, a presiunii și deci înclinarea suprafețelor izobarice este inversată, din cauza răciorii mai rapide și mai intense a uscatului, în timp ce temperatura apei rămâne mai ridicată. Ca urmare, vântul în straturile inferioare este dirijat dinspre uscat spre mare și poartă numele de *briza de uscat* sau de *noapte*.

Briza marină din timpul zilei este, întotdeauna, mai puternică decât cea din timpul nopții deoarece gradientul termic este mai mare ziua decât noaptea.

La latitudini medii, briza de mare se simte pe uscat până la o depărtare de 30–40 km iar briza de uscat înaintează spre largul mării până la aproximativ 10 km. Viteza medie a vântului în briza de zi este de 4–7 m/s, în briza de noapte fiind cu mult mai mică.

Grosimea stratului de aer din troposferă, în care se dezvoltă circuitul brizei marine în timpul zilei variază între 1500 și 3000 m.

Brizele marine cele mai intense se dezvoltă în regiunile de litoral din zona tropicală deoarece ziua, insolația foarte puternică asigură contraste termo-barice foarte mari între uscat și apă. Briza de mare în aceste zone poate să ajunga până la 100 km pe uscat și atinge viteze mult mai mari decât în zonele temperate.

De foarte multe ori însă, brizele pot fi estompate sau chiar anulate de vânturi circulației generale care sunt rezultatul unor gradienți termo-barici mai mari decât cei locali.

Brizele din zonele de litoral creează condiții specifice de climat local, deosebite de cele din interiorul uscatului.

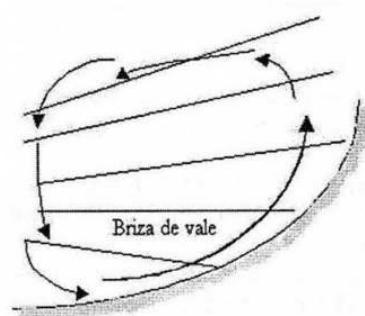


Fig. 6.25. Briza de vale

- *Brizele de munte și de vale* sunt vânturi care suflă în sensuri contrare ziua și respectiv noaptea în zonele de munte.

Ziua, datorită unghiului de incidență a razelor de soare, insolația determină o încălzire mai puternică a versanților prin comparație cu fundul văilor. Aerul este pus în mișcare de forța de gradient baric care apare și forțat de pantă reliefului, el se deplasează ascendent, de-a lungul versantului, dinspre vale spre culme. Apare astfel *briza de vale* (Fig. 6.25). Briza de vale bate, începând de pe la ora 9 dimineață și până la apusul Soarelui. Ea apare sub forma a doi curenți unul de-a lungul văii, în direcția

ascendentă și altul transversal, de-a lungul pantelor. În altitudine, circuitul se închide dinspre cei doi versanți spre axa văii.

Noaptea, fenomenul se produce invers, după un mecanism mai simplu: aerul se răcește mai repede pe versanți decât pe văi, datorită condițiilor de răcire radiativă. Ca urmare, aerul mai rece și mai dens se scurge dinspre versanți spre axa văii și în lungul ei, determinând *briza de munte*. Briza de munte bate tot timpul noptii, până dimineață.

Intensitatea brizei de munte este mai mare pe axa văilor, din cauza fenomenului de canalizare a aerului. Și în cazul brizei de munte apare un curent de sens contrar în altitudine – antibriza – dar mai slab decât la briza de vale. Contracurentul de altitudine la briza de vale se dezvoltă la 500–1000 m, pe când la briza de munte numai la 200–300 m deasupra axei văii. Intensitatea maximă a vântului este atinsă la înălțimea de o patrime din grosimea stratului de aer în care se dezvoltă briza.

Briza de vale se dezvoltă numai când cerul este senin. Briza de munte apare și când există nebulozitate, deoarece ea este un fenomen de scurgere a aerului mai rece și deci mai dens, după mecanismul hidrodinamic al surgerii fără să necesite condiții barice speciale.

- *Vânturi catabatice*

Dirijarea vântului poate persista câteva zile dacă o masă de aer rece este antrenată în mișcare pe o pantă din cauza presiunii scăzute din vale. Astfel de vânturi se numesc *catabatice* de la cuvântul grec care înseamnă deplasare în jos. De obicei ele sunt brize slabe ce nu depășesc 5 km/oră (Fig. 6.26).

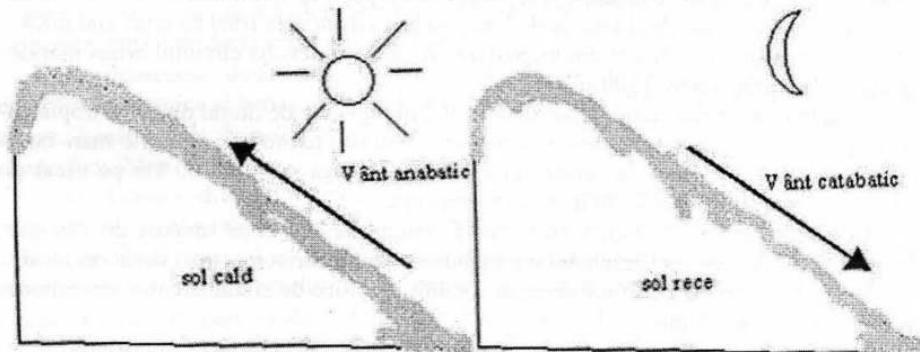


Fig. 6.26. Vântul anabatic și cel catabatic

Cele mai puternice vânturi catabatice se obțin în Norvegia deoarece aerul este răcit prin trecerea deasupra suprafețelor acoperite cu zăpadă sau peste ghețari. În continuare sunt prezentate câteva exemple de vânturi catabatice.

Föhnul și bora sunt vânturi locale de tip *catabatic*, cu efecte diferite în funcție de caracteristicile dobândite de masele de aer în timpul mișcării adiabatice. Ele sunt răspândite în regiunile muntoase de pe tot globul terestru.

Föhnul este un vânt dependent, catabatic, cald și uscat, care bate dinspre culmile ma și velor muntoase înalte de-a lungul versanților și a văilor, spre regiunile piemontane. Temperatura ridicată și umiditatea relativ scăzută a aerului sunt principalele caracteristici

meteorologice ale fôhnului. Ele sunt o consecință a mecanismului termodinamic prezentat în figura 6.27.

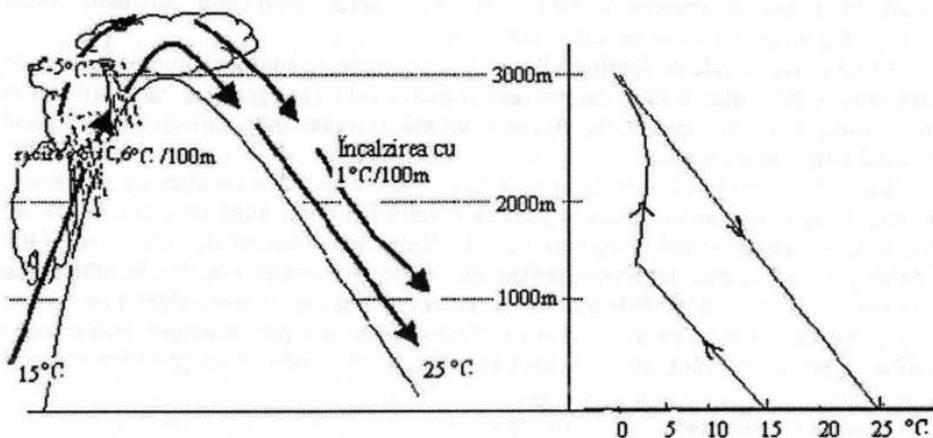


Fig. 6.27. Schema mecanismului termodinamic al fôhnului

În timpul mișcării ascendențe pe panta muntelui, aerul se răcește după gradientul adiabatic uscat ($\Gamma_a = 1^{\circ}\text{C}/100\text{ m}$) până atinge starea de saturare ($U = 100\%$) la nivelul de condensare. De la acest nivel aerul se răcește mai lent, de data asta după gradientul adiabatic umed ($(\Gamma_a < 1^{\circ}\text{C}/100\text{ m})$). Apar norii și cad precipitații pe versanți până la nivelul culmilor, aerul pierzând treptat din conținutul de apă. După depășirea culmei, aerul este antrenat într-o mișcare descendență pe versantul opus și se încâlzește datorită comprimării adiabatice după gradientul adiabatic uscat. Creșterea temperaturii face ca norii să se evapore și umiditatea relativă să scadă (se ajunge la umidități relative de 5–10%).

Deoarece, procesele adiabatice se desfășoară diferit, racirea este mai slabă pe un versant și încalzirea mai puternică pe celălalt versant, la același nivel; pe versantul unde aerul este în descendență el va fi mai cald în raport cu aerul de pe versantul unde aerul este în ascendență. Astfel de procese sunt *procese pseudoadiabatice*.

Fenomenul de canalizare a vântului pe văi contribuie la intensificarea fôhnului și în consecință, acest vânt poate provoca incendii sau alte stricăciuni.

Fenomenul fôhn se întâlnește în multe masive munțioase înalte de pe întreg globul terestru. În Alpii Elveției, unde a fost observat și descris pentru prima dată și de unde-i vine și numele, numărul de zile cu fôhn în cursul anului este de 30–40, iar în unii ani a ajuns chiar la 80. În Caucaz, la Tblisi, sunt în medie cam 45 de zile cu fôhn; zilele cu fôhn sunt mai frecvente primăvara și iarna iar cele mai puține vara. Fôhnul de primăvară, mai ales când bate mai multe zile în sir, topește și evaporă stratul de zăpadă, contribuind la instalarea de timpuriu a primăverii. Acest fenomen este foarte obișnuit în Alpii Elveției.

În România, în depresiunile Țara Oltului (Făgăraș), Sibiu, și Sebeș, la poalele Carpaților Meridionali, apare spre primăvară, dar destul de neregulat, un vânt descendant cu caracteristicile fôhnului. Acest vânt este numit *Vântul Mare* dar efectele lui sunt mai puțin ample prin comparație cu cele ale fôhnului.

Bora, care este tot un vânt local catabatic, apare atunci când aerul în mișcare descendenta nu se încălzește suficient prin comprimarea adiabatică și rămâne mai rece decât aerul din regiunea în care ajunge. Aceasta se întâmplă atunci când gradientul termic vertical în regiunea respectivă este mai mare decât gradientul adiabatic uscat ($\Gamma > \Gamma_a$). Dinamica Borei este asemănătoare Föhnlui.

Condițiile generale de apariție a borei sunt: (i) prezența unui lanț muntos în zona de litoral, care se intercalează între uscatul rece și marea caldă; (ii) gradient baric orientat în general dinspre uscat spre mare. Aceasta ultimă condiție este satisfăcută dat fiind contrastul termic mare uscat.

Într-o fază premergătoare declanșării borei, se produce o acumulare de aer rece și mai dens în spatele lanțului muntos, până la nivelul culmilor, după care masele de aer "se prăbușesc" pe versantul opus, spre litoral. Vântul are o intensitate foarte mare (40–60 m/s) prin adăugarea la forța gradientului baric a energiei cinetice rezultată din transformarea energiei potențiale a maselor de aer rece, în cursul descendenței pe versant și prin canalizarea forțătă pe trecători și văi. Picăturile de apă, provenite prin pulverizarea valurilor și purtate de vânt, devin suprarăcite și îngheță acoperind cu gheăță instalațiile portuare și ambarcațiunile, provocând astfel stricăciuni.

Cele mai cunoscute regiuni de apariție a borei sunt: țărmul dalmatic al Mării Adriatice, țărmul caucazian al Mării Negre, în regiunea Novorossisk, țărmul Lacului Baikal, țărmul apusean al Insulei Novaia Zemlia și altele.

În aceeași categorie de vânturi catabatice orografice reci intră și *Mistralul*, care suflă în anotimpul rece și primăvara, dinspre Masivul Central Francez, pe valea Rhonului, spre regiunea joasă a litoralului mediteranean (Provence).

De remarcat că efectele poluării sunt minime când suflă bora și mistralul datorită amestecului intens determinat de vânturile intense. Totuși, praful adus de vânt determină un disconfort considerabil iar pericolul incendiilor de păduri crește.

În România, vântul *Nemira* este de asemenea orografic și bate iarna și la începutul primăverii dinspre NE și E în depresiunile de pe Oltul superior (Ciuc, Trei Scaune). Acest vânt este vijelios, rece și foarte uscat. El este de fapt, o derivație a Crivățului, care străbate Carpații Orientali.

Energia vântului a fost exploatață din cele mai vechi timpuri ca fiind o energie regenerabilă, practică și economică. Repartitia geografică și caracteristicile regimului eolian sunt în atenția cercetătorilor în vederea evaluării potențialului energetic eolian.

6.5. FLUIDUL ÎN ROTAȚIE, CONCEPTELE DE BAZĂ ȘI APLICAȚII

În mecanica clasică legea conservării momentului kinetic este destul de des invocată în analiza mișcărilor care implică rotația. Legea furnizează o constrângere puternică a comportării corpurilor în rotație. Legi de conservare analoage se aplică de asemenea câmpului unui fluid în rotație.

Totuși, ar trebui să fie evident, că într-un mediu continuu cum este atmosfera, definiția *rotației* este mai dificilă decât pentru un corp solid.

Circulația și vorticitatea sunt două mărimi *primare ale rotației* într-un fluid. *Circulația*, care este o *mărime scalară*, este o măsură *macroscopică a rotației* pentru o

arie finită a fluidului. Vorticitatea, este un câmp vectorial care dă o măsură microscopică a rotației în orice punct din fluid.

6.5.1. Teoremele circulației

Circulația în jurul unui contur închis dintr-un fluid este definită ca integrala în jurul conturului a vectorului viteza care local este tangent la contur.

Astfel, pentru un contur în plan orizontal, circulația C este definită prin

$$C = \oint \vec{V} d\vec{l} = \oint |\vec{V}| \cos \alpha \cdot dl . \quad 6.70$$

$d\vec{l}$ este un element de contur. Prin convenție, circulația este considerată pozitivă $C > 0$, dacă circulația pe contur se face în sens trigonometric.

Că circulația este o măsură a rotației se poate vedea din următorul exemplu.

Presupunem că un disc circular de fluid de rază r este un corp solid în rotație cu viteza unghiulară Ω în jurul axei verticale, z . În acest caz $\vec{V} = \vec{\Omega} \times \vec{r}$, unde \vec{r} este distanța la axa de rotație. Astfel, circulația în jurul marginii discului este dată de:

$$C = \oint \vec{V} d\vec{l} = \int_0^{2\pi} \Omega \cdot r^2 d\lambda \quad \text{sau} \quad \frac{C}{\pi \cdot r^2} = 2\Omega . \quad 6.71$$

Astfel, în cazul rotației unui corp solid, circulația împărțită prin aria cercului este de două ori viteza unghiulară.

Există două teoreme ale circulației, folosite în dinamica atmosferei: teorema Kelvin și teorema Bjerknes.

Teorema Kelvin a circulației se poate demonstra, pornind de la legea a II-a a lui Newton, pentru un lanț închis de particule de fluid, care se integrează pe un contur. În sistemul de coordinate absolut, neglijând forțele vascoase integrala este:

$$\oint \frac{d_a \vec{V}_a}{dt} d\vec{l} = - \oint \frac{\nabla_p d\vec{l}}{\rho} - \oint \nabla \Phi \cdot d\vec{l} \quad 6.72$$

unde forța gravitațională \vec{g} este reprezentată prin gradientul geopotențialului Φ ($-\nabla \Phi = \vec{g} = -g \vec{k}$).

Forma matematică a teoremei circulației (Kelvin) este:

$$\frac{dC_a}{dt} = \frac{d}{dt} \oint \vec{V}_a d\vec{l} = - \oint \frac{dp}{\rho} . \quad (6.73)$$

Termenul din partea dreaptă a ecuației (6.73) este numit termen solenoidal.

Pentru un fluid barotropic, densitatea este funcție numai de presiune și termenul solenoidal este zero. Astfel, într-un fluid barotropic, circulația absolută se conservă în timpul mișcării. Pentru analize meteorologice este mai convenabil să se lucreze cu

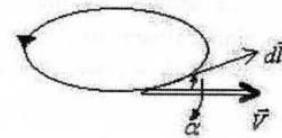


Fig. 6.28. Circulația în jurul unui contur închis

circulația relativă C mai degrabă decât cu circulația absolută, întrucât o parte a circulației absolute este datorată rotației Pământului în jurul axei sale. Ca să calculăm C_c , circulația datorită forței Coriolis, aplicăm teorema Stokes vectorului \vec{V}_c , unde $\vec{V}_c = \vec{\Omega} \times \vec{r}$ este viteza Pământului la distanța data de vectorul de poziție \vec{r} .

Astfel, $C_c = \oint \vec{V}_c d\vec{l} = \iint_A (\nabla \times \vec{V}_c) \cdot \vec{n} dA$, unde A este aria închisă de contur și \vec{n} este

normala la suprafață.

Dacă integrala este calculată pentru o suprafață într-un plan orizontal, \vec{n} este orientat de-a lungul verticaliei locului și $(\nabla \times \vec{V}_c) \cdot \vec{n} = 2\Omega \sin \varphi \equiv f$ este chiar parametrul Coriolis.

Ca urmare, circulația datorată rotației Pământului este $C_c = 2\Omega A \sin \varphi$, unde φ reprezintă valoarea medie a latitudinii deasupra elementului de arie A .

În final, se poate scrie expresia circulației relative:

$$C = C_a - C_c = C_a - 2\Omega \cdot A_c \quad (6.74)$$

unde A_c este aria închisă de contur.

Se poate obține din (6.74) teorema Bjerknes pentru circulație:

$$\frac{dC}{dt} = -\oint \frac{dp}{\rho} - 2\Omega \frac{dA_c}{dt} \quad (6.75)$$

Pentru un fluid *barotrop*, (6.75) poate fi integrată pentru mișcare de la o stare inițială notată (1) la o stare finală notată cu (2), obținându-se:

$$C_2 - C_1 = -2\Omega(A_2 \sin \varphi_2 - A_1 \sin \varphi_1) \quad (6.76)$$

Ecuția (6.76) arată că într-un fluid barotrop circulația relativă pentru un lanț închis de particule va varia, dacă variază fie aria închisă de contur, fie latitudinea.

Teorema Kelvin a circulației se aplică în mod simplu pentru determinarea vitezei cu care suflă vântul în briza de mare sau uscat. Pentru o astfel de aplicație schița circulației aerului în briză este prezentată în figura 6.29.

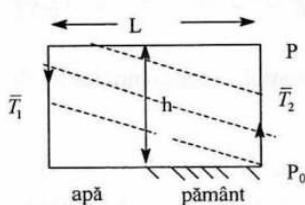


Fig. 6.29. Aplicarea teoremei circulație la briza marină. Linia închisă este conturul în jurul căruia este evaluată circulația. Linile intrerupte reprezintă suprafetele izosterice

Temperatura medie din aer, ziua, deasupra oceanului este mai coborâtă decât temperatura medie deasupra uscatului alăturat. Astfel, dacă presiunea este uniformă la nivelul solului, suprafetele izobarice deasupra solului vor fi inclinate în jos către ocean, în timp ce suprafetele izosterice (de aceeași densitate) sunt inclinate în jos către sol. Calculul accelerării ca rezultat al intersecției suprafetelor presiune-densitate se face aplicând teorema circulației unui contur într-un plan vertical perpendicular pe linia coastei. Substituind legea gazului ideal în teorema Kelvin se obține:

$$\frac{dC_a}{dt} = -\oint RT d \ln p$$

Evaluând integrala pentru circulația din figura 6.29 se vede că există o contribuție numai pentru segmentele verticale ale conturului, întrucât segmentele orizontale sunt luate la presiune constantă (panta suprafeței izobarice pentru segmentul superior este neglijată întrucât este mică comparativ cu pantele suprafețelor izosterice).

$$\frac{dC_a}{dt} = R \ln\left(\frac{p_0}{p}\right) (\bar{T}_2 - \bar{T}_1) > 0$$

Luând \bar{v} ca viteza tangențială medie de-a lungul conturului, se determină accelerarea:

$$\frac{d\bar{v}}{dt} = \frac{R \ln\left(\frac{p_0}{p}\right)}{2(h+L)} (\bar{T}_2 - \bar{T}_1) \quad (6.77)$$

Ca exemplu, fie $p_0 = 100$ kPa, $p_1 = 90$ kPa, $\bar{T}_2 - \bar{T}_1 = 10^\circ C$, $L = 20$ km, $h = 1$ km.

Acelerarea este atunci:

$$\frac{d\bar{v}}{dt} \cong 7,1 \cdot 10^{-3} \text{ ms}^{-2}, \text{ așa că în absența forțelor de frecare, vântul ar putea atinge o}$$

viteză de 25 m/s în aproximativ o oră. În realitate totuși, coeficientul de frecare (care este riguros proporțional cu pătratul vitezei vântului) micșorează rapid accelerarea și în același timp advecția temperaturii reduce diferența de temperatură dintre uscat și mare, așa că se atinge eventual un echilibru între generarea de energie cinetică prin solenoizii presiune-densitate și disiparea prin frecare.

6.5.2. Vorticitatea și interpretarea ei

Vorticitatea, măsura microscopică a rotației într-un fluid, este un vector definit ca rotorul vitezei.

Vorticitatea absolută $\vec{\omega}_a$ este dată de rotorul vitezei absolute, în timp ce vorticitatea relativă $\vec{\omega}$ este dată de rotorul vitezei relative.

$$\vec{\omega}_a \equiv \nabla \times \vec{V}_a; \quad \vec{\omega} \equiv \nabla \times \vec{V}$$

Totuși, în meteorologia dinamică, pentru mișcarea la scară sinoptică, cele mai importante sunt componentele verticale ale vorticității absolute și relative:

$$\eta \equiv \vec{k} \cdot (\nabla \times \vec{V}_a); \quad \zeta \equiv \vec{k} \cdot (\nabla \times \vec{V})$$

Termenul de "vorticitate" va fi folosit ca să indice componenta verticală a vorticității.

Una din rațiunile că vorticitatea este un concept foarte important este că variațiile în vorticitate sunt legate cu convergența și divergența, care la rândul lor sunt legate de mișcarea verticală.

Așadar, vorticitatea relativă, ζ , este asociată cu mișcarea aerului relativ la pământ iar η (vorticitatea absolută) este vorticitatea aerului în raport cu stelele fixe.

Ca să se definească relația dintre cele două vorticități trebuie să se definească vorticitatea Pământului. Componenta verticală a vorticității Pământului datorită rotației sale la latitudinea φ , este $\vec{k} \cdot \nabla \times \vec{V}_c = 2\Omega \sin \varphi \equiv f$. f este parametrul Coriolis și este pozitiv în emisfera nordică.

Astfel, $\eta = \zeta + f$, sau folosind coordonatele carteziene:

$$\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \quad \eta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} + f \quad 6.78$$

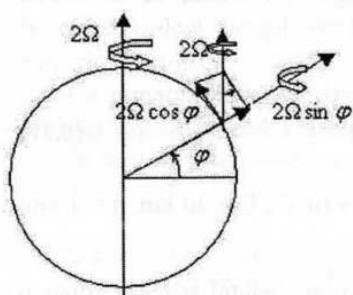


Fig. 6.30. Componenta vorticității Pământului în jurul verticalei locului

În particular, componenta verticală a vorticității relative ζ este strâns corelată cu perturbațiile sinoptice de vreme (ζ mare, pozitiv tinde să se obțină în asociație cu furtunile ciclonice în emisfera nordică adică $\zeta > 0$ arată prezența unui ciclon).

Vorticitatea absolută, η , tinde să se conserve în timpul mișcării în troposfera medie. Astfel, analiza câmpului η și a evoluției sale datorită advecției, formează bazele pentru cea mai simplă schemă de prevedere a vremii.

Relația dintre vorticitatea relativă și circulația relativă C poate fi evidențiată, considerând o aproximare în care componenta verticală a vorticității este definită ca circulația în jurul conturului închis în planul orizontal, împărțită prin aria închisă, la limită, când aria devine zero:

$$\zeta \equiv \lim_{A \rightarrow 0} \frac{\oint \vec{V} d\vec{l}}{A} \quad 6.79$$

Aceasta ultimă definiție explicitează relația dintre circulație și vorticitate.

În termeni mai generali, relația dintre vorticitate și circulație este dată în mod simplu prin *teorema Stokes* aplicată vectorului viteza:

$$\oint \vec{V} d\vec{l} = \iint_A (\nabla \times \vec{V}) \cdot \vec{n} dA \quad 6.80$$

„ A ” este aria închisă de contur și \vec{n} normala unitate la elementul de arie. Astfel, teorema Stokes arată că circulația în jurul oricărei curbe închise este egală cu integrala componentei normale a vorticității deasupra ariei închise de contur. Astfel, pentru o arie finită, circulația împărțită prin arie dă componenta medie normală a vorticității în regiune.

În consecință, vorticitatea unui fluid în rotație este de două ori viteza unghiulară a rotației. Vorticitatea poate fi privită ca o măsură a vitezei unghiulare locale a fluidului.

Interpretarea fizică a vorticității poate fi ușorată, considerând componenta verticală a vorticității în sistemul de coordinate naturale (s, axa de-a lungul direcției de curgere și n axa normală la liniile de curent și la stânga lor).

Dacă se calculează circulația în jurul unui contur infinitesimal ca cel din figura 6.31, se obține:

$$\zeta = \lim_{\delta n, \delta s \rightarrow 0} \frac{\delta C}{(\delta n \delta s)} = -\frac{\partial V}{dn} + \frac{V}{R_s} \quad 6.81$$

unde R_s este raza de curbură a liniei de curent, pozitivă pentru curbura ciclonică și negativă pentru curbura anticiclonică iar V viteza vântului.

Componenta verticală a vorticității este rezultatul sumei a doi termeni:

- viteza de variație a vitezei vântului normal la direcția de curgere $-\frac{\partial V}{dn}$, numită *vorticitate de forfecare*;
- rotirea vântului de-alungul unei linii de curent $\frac{V}{R_s}$ numită *vorticitate de curbură*.

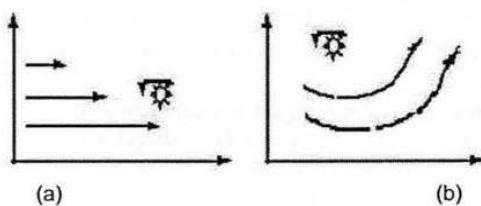


Fig. 6.32. Vorticitatea datorată a) forfecării; b) curburii

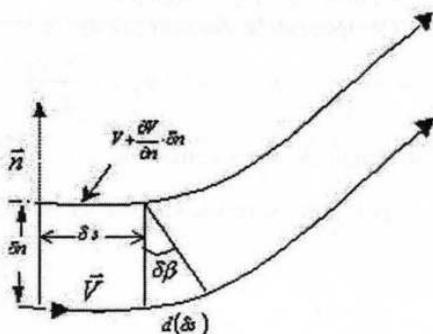


Fig. 6.31. Circulația pentru un contur infinitesimal în sistemul de coordonate natural

Astfel, mișcare rectilinie poate să aibă vorticitate dacă viteza variază normal la axa de curgere. De exemplu, în curentul jet arătat schematic în figura 6.32, va exista o vorticitate ciclonică la nordul vitezei maxime.

De obicei, câmpul vânt are ambele tipuri de vorticitate. Când aceste două contribuții au același semn, se poate determina ușor semnul vorticității în timp ce, când cele două contribuții au semne diferite, acest semn este dificil de determinat. Aceasta se poate observa din figura 6.33.

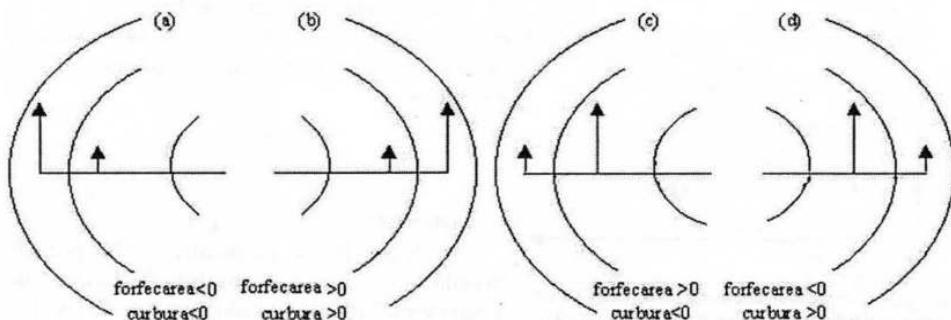


Fig. 6.33. Combinări ale curgerii de forfecare și curbate. În (a) și (b) contribuțiiile au același semn, dar în (c) și (d) au semne opuse

• *Vorticitatea geostrofică*

Componentele vântului geostrofic sunt date prin:

$$u_g \approx -\frac{1}{\rho f} \frac{\partial p}{\partial y} \quad \text{și} \quad v_g \approx \frac{1}{\rho f} \frac{\partial p}{\partial x}$$

sau în funcție de geopotențial: $u_g \approx -\frac{1}{f} \frac{\partial \Phi}{\partial y}$ și $v_g \approx \frac{1}{f} \frac{\partial \Phi}{\partial x}$

Folosind expresiile vântului geostrofic vorticitatea relativă geostrofică devine:

$$\zeta_g = \frac{1}{f} \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} \right) \quad 6.82$$

sau:

$$\zeta_g = \frac{1}{f} \nabla^2 \Phi \quad 6.83$$

unde ∇^2 este operatorul laplacian, cu expresia:

$$\nabla^2 = \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \quad 6.84$$

Derivatele lui f , parametrul Coriolis, au fost ignorate deoarece ele sunt foarte mici sau zero.

Vorticitatea relativă geostrofică este o primă aproximatie foarte bună a vorticității relative.

Pentru o înțelegere a relației dintre vorticitatea relativă geostrofică și înălțimea de geopotențial, Z , se consideră cazul în care Z are o variație sinusoidală pe direcția x nici-o variație pe direcția y .

Aceasta înseamnă că Z este descris prin expresia:

$$Z = \bar{Z} + \hat{Z} \sin\left(\frac{2\pi x}{L}\right) \quad 6.85$$

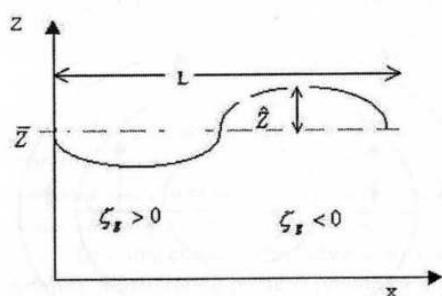


Fig. 6.34. Diagrama schematică a relației dintre vorticitatea relativă și talveg/dorsală într-un câmp de geopotențial

unde \bar{Z} este înălțimea de geopotențial medie, \hat{Z} este amplitudinea perturbației și L este lungimea de undă (Fig. 6.34). Dacă se substituie aceasta expresie în ecuația (6.82), se obține:

$$\zeta_g = \frac{4\pi^2 g}{fL^2} (\bar{Z} - Z) \quad 6.86$$

Aceasta arată că:

– Vorticitatea geostrofică este proporțională cu diferența dintre înălțimea de geopotențial medie și valoarea locală. Cu alte cuvinte, într-o dorsală unde Z este maxim, ζ_g

este negativă și are o valoare minimă. Similar, într-un talveg, ζ_g este pozitivă și are o valoare maximă.

- Vorticitatea geostrofică este invers proporțională cu pătratul lungimii de undă. Cu alte cuvinte, lungimile de undă mici determină amplitudini mari ale vorticității.

O aceeași formă calitativă a relației se aplică și în cazul când expresia înălțimii de geopotențial este mai complicată.

- *Advecția vorticității*

Advecția vorticității este o măsură a vitezei de variație a vorticității într-un punct datorită transportului orizontal al vorticității prin vânt. Advecția vorticității absolute (aici denumită ca advecția vorticității, AV) este dată prin:

$$AV = -u \frac{\partial}{\partial x}(\zeta + f) - v \frac{\partial}{\partial y}(\zeta + f) \quad 6.87$$

În notația vectorială advecția vorticității se scrie:

$$AV = -\vec{V} \cdot \nabla(\zeta + f) \quad 6.88$$

Pentru o reprezentare vizuală a AV, este convenabil să se exprime advecția, folosind sistemul coordonatelor naturale:

$$AV = -V \frac{\partial}{\partial s}(\zeta + f) \quad 6.89$$

V este viteza vântului s este coordonata de-a lungul direcției vântului.

Această ecuație arată că:

- Advecția vorticității este pozitivă dacă vorticitatea absolută descrește pe direcția curgerii.
- Advecția vorticității este negativă dacă vorticitatea absolută crește pe direcția curgerii.

O aproximare bună a advecției vorticității este advecția vorticității absolute geostrofice prin vântul geostrofic, cunoscută ca advecția geostrofică a vorticității.

Advecția geostrofică a vorticității este dată prin:

$$AV = -V_g \frac{\partial}{\partial s}(\zeta_g + f) \quad 6.90$$

cu

$$V_g = -\frac{g}{f} \frac{\partial Z}{\partial n}$$

Dacă se substituie expresia vântului geostrofic în coordonate naturale în ecuația (6.90) se obține ecuația advecției vorticității geostrofice sub forma:

$$AV = \frac{g}{f} \frac{\partial Z}{\partial n} \frac{\partial}{\partial s}(\zeta_g + f) \quad 6.91$$

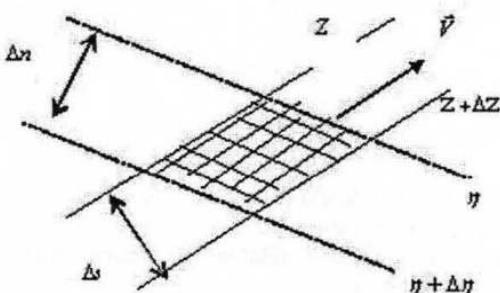


Fig. 6.35. Reprezentarea schematică a relației dintre advecția vorticității și aria închisă de izolinile înălțimii de geopotențial și vorticitatea absolută

Ecuăția este ușor de folosit la scară sinoptică pentru analiza câmpurilor vânt și vorticitate.

În termenii diferenței finite, ecuația (6.91) devine:

$$AV = \frac{g}{f} \frac{\Delta Z \cdot \Delta(\zeta_g + f)}{\Delta n \cdot \Delta s} \quad 6.92$$

unde Δn este distanța dintre izohipse (liniile de aceeași înălțime de geopotențial) și Δs este distanța dintre izopletele vorticității geostrofice. Pentru un set de izolinii ale înălțimii de geopotențial și vorticității, intervalele ΔZ și $\Delta(\zeta_g + f)$ sunt fixate, așa că:

$$AV \approx \frac{1}{\Delta n \cdot \Delta s} \quad 6.93$$

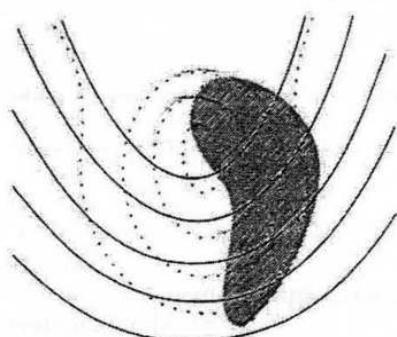


Fig. 6.36. Diagrama schematică a relației dintre izobare (linii solide), vorticitate (linii punctate) și AVP (aria hașurată) asociată unui talveg

Așadar, AV este invers proporțională cu aria închisă de setul de izolinii ale înălțimii de geopotențial Z , și vorticității, $(\zeta_g + f)$: o arie închisă de izolinii mai mică, determină o advecție a vorticității mai mare. Aceasta se observă din figura 6.35.

În mod obișnuit există o arie de advecția vorticității pozitivă (AVP) în fața unui talveg (Fig. 6.36). Această arie joacă un rol foarte important în dezvoltarea depresiunilor de la latitudini medii.

Trebuie subliniat că:

- Advecția vorticității geostrofice nu poate da o aproximare bună a advecției vorticității reale dacă vântul geostrofic este în mod semnificativ diferit de vântul real.
- De obicei, configurația advecției vorticității relative este similară cu cea a vorticității absolute.

• Ecuația vorticității

Pentru mișcările la scară sinoptică, dacă se neglijeză frecarea, ecuațiile de mișcare se scriu:

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

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - fu$$

Se ține seama de expresia diferențialei totale și se derivează prima ecuație în raport cu y și a doua în raport cu x , se scade prima ecuație din a doua și ținând seama de expresia vorticității relative se obține ecuația vorticității în coordonate carteziene

$$\left(\zeta = \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right);$$

$$\frac{d}{dt}(\zeta + f) = -(\zeta + f) \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) - \left(\frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \frac{1}{\rho^2} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{\partial p}{\partial y} \frac{\partial p}{\partial x} \right) \quad 6.94$$

Ecuatia (6.94) arată că viteza de variație a vorticității absolute este dată de suma celor trei termeni din dreapta ecuației: *termen de divergență, termen de înclinare sau deformare și respectiv termen solenoidal*.

Ecuatia vorticității este pentru dinamica fluidului echivalentă cu ecuația de conservare a momentului cinetic.

Generarea vorticității prin divergență orizontală presupune: *dacă există o divergență orizontală pozitivă, aria închisă de un lanț de particule de fluid va crește în timp și dacă circulația se conservă media vorticității absolute a fluidului trebuie să descrească*.

Pe scurt:

- Vorticitatea absolută crește dacă există convergență ($D < 0$).
- Vorticitatea absolută descrește dacă există divergență ($D > 0$).

Acest mecanism este foarte important pentru perturbațiile la scară sinoptică.

Al doilea termen din partea dreaptă a ecuației vorticității reprezintă vorticitatea verticală care este generată prin "înclinarea" componentelor vorticității orientate orizontal, într-un câmp vertical dar neuniform al mișcării.

Al treilea termen este chiar echivalentul termenului solenoidal din teorema circulației.

Ca să se evidențieze ce se poate deduce din ecuația vorticității se consideră două configurații simple: un talveg simetric sau o dorsală simetrică și un curent jet. În ambele situații se va presupune că:

- Viteza de variație în timp a parametrului Coriolis, f , care este rezultatul curgerii meridianale, poate fi neglijat prin comparație cu viteza de variație a vorticității relative.
- Particulele de aer se deplasează mai repede decât formațiunile barice, astfel încât variația vorticității este în principal, rezultatul advecției vorticității.

a) *Talveguri și dorsale*. Se presupune ca există o curgere vestică de tipul unei unde (Fig. 6.41a). În acest caz variațiile vorticității sunt asociate cu variațiile în curbura linilor de current. Între talveg și dorsală curbura trece de la ciclonică ($\zeta > 0$) la anticiclonică ($\zeta < 0$). Ca urmare, vorticitatea relativă descrește ($d\zeta/dt$) și astfel, conform cu ecuația vorticității, considerând numai termenul divergență, trebuie ca în fața unui talveg să fie divergență ($D > 0$). Un raționament similar arată că în fața dorsalei trebuie să existe convergență ($D < 0$).

b) *Curenți jet*. Se presupune existența unui curent jet la un nivel superior al curgerii unde întreaga vorticitate este asociată curentului, deci forfecării (Fig. 6.41). În partea stângă a intrării se intensifică curentul

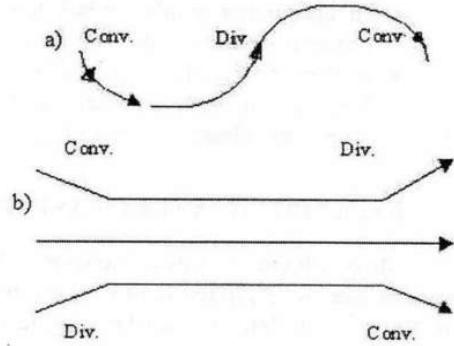


Fig. 6.41. Convergența și divergența asociate cu (a) dorsale/talveguri și (b) curenți jet

asa că vorticitatea crește ($d\zeta/dt > 0$). Conform ecuației vorticității numai cu termenul divergenței, asociată acestei variații a vorticității trebuie să existe convergență ($D < 0$). În mod similar există convergență în dreapta la ieșire datorită descreșterii curgerii anticiclonice a vorticității. Același tip de raționament poate fi folosit să se arate că există divergență în dreapta la intrarea curentului jet și la stânga la ieșirea curentului jet.

În realitate, în interiorul curentului jet atât la intrare cât și la ieșire există atât vorticitate de curbură cât și de forfecare. În unele locuri aceste contribuții tind să se anuleze iar în altele să se intensifice.

- *Tendința locală a vorticității*

În loc să se considere viteza totală de variație a vorticității în timp, ecuația vorticității poate fi folosită să descrie viteza de variație într-un anumit punct (tendință locală a vorticității).

Relația între viteza de variație a vorticității absolute totale și cea locală este dată prin:

$$\frac{d}{dt}(\zeta + f) = -\frac{\partial}{\partial t}(\zeta + f) - AV + \omega \frac{\partial}{\partial p}(\zeta + f) \quad 6.95$$

unde AV este advecția vorticității.

Dacă se ține seama că diferențiala totală din ecuația vorticității este egală cu termenul divergență, tendința locală devine:

$$\frac{\partial}{\partial t}\zeta = AV - (\zeta + f)D \quad 6.96$$

când advecția verticală se neglijeează (termenul de deformare a fost deja neglijat în ecuația vorticității).

Ecuația (6.96) arată că tendința vorticității locale depinde de:

1. Advecția orizontală a vorticității.
2. Convergență sau divergență.

Cercetarea câmpului vorticității a arătat că:

- Advecția vorticității tinde să crească cu înălțimea.
- Termenul de expansiune (divergență) tinde să fie mic în troposfera medie.

În consecință:

- În apropierea solului există tendință să se echilibreze vorticitatea locală și termenul de expansiune (de divergență).
- În troposfera medie există tendință să se realizeze echilibrul între viteza de variație locală a vorticității și advecția vorticității. Aceasta este același lucru cu a spune că vorticitatea absolută se conservă într-o particulă de aer la scară sinoptică.

6.6. APROXIMAȚIA CVASI-GEOSTROFICĂ

Meteorologia dinamică interpretează structura observată a sistemelor meteorologice la scară mare, în termenii legilor fizice care guvernează mișcarea. Astfel, mișcările din atmosferă trebuie să satisfacă legile de conservare a impulsului, masei, energiei. Aceste legi de conservare definesc împreună, în mod complet, relația dintre câmpurile masei și vitezei în sistemele circulației atmosferice.

Am analizat în paragrafele precedente câteva aproximații simple pentru mișcare, utilizate în condiții specifice din atmosferă. Vom arăta în continuare, pornind de la considerații de scalare, că structura observată a sistemelor sinoptice de la latitudini medii poate fi înțeleasă ca fiind o consecință a constrângerilor impuse mișcării prin legea a II-a a lui Newton, ecuația de continuitate și ecuația conservării energiei. În această idee, este convenabil să se folosească ecuațiile de bază, care sunt expresiile matematice pentru aceste legi, folosind sistemul coordonatelor izobarice.

Folosirea sistemului de coordonate izobarice va simplifica deducerea ecuațiilor în așa numita *aproximație cvasi-geostrofică* care constituie baza teoretică a meteorologiei dinamice.

6.6.1. Analiza scalară a sistemului fundamental de ecuații în coordonate izobarice

Ecuațiile de bază în coordonate izobarice au fost deduse în paragraful 6.4:

$$\frac{du}{dt} - f \cdot v = - \frac{\partial \Phi}{\partial x} \quad 6.97$$

$$\frac{dv}{dt} + f \cdot u = - \frac{\partial \Phi}{\partial y} \quad 6.98$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial p} = -\alpha = -\frac{RT}{p} \quad 6.99$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0 \quad 6.100$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) - S_p \omega = \frac{\dot{q}}{c_p} \quad 6.101$$

cu

$$S_p = -T \frac{\partial \ln \theta}{\partial p} \quad \text{și} \quad \frac{\dot{q}}{c_p} = \frac{T ds}{dt}$$

Analiza scalară a acestui sistem de ecuații poate fi folosită în obținerea unui sistem de ecuații pentru diagnoza sistemelor sinoptice. De fapt, pentru sistemele sinoptice de la latitudini medii, câmpul tendinței de geopotențial și câmpul mișcării verticale $\left(\frac{\partial \Phi}{\partial t} \text{ și } \omega \right)$ sunt în mod unic determinate pentru orice distribuție dată a geopotențialului Φ .

Pentru a obține setul de ecuații în aproxiția cvasi-geostrofică, se elimină întâi temperatura T , prin rescrierea ecuației termodinamice a energiei (6.101) în termenii $\frac{\partial \Phi}{\partial t}$, folosind ecuația de stare și ecuația hidrostatică.

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(-\frac{\partial \Phi}{\partial p} \right) + u \frac{\partial}{\partial x} \left(-\frac{\partial \Phi}{\partial p} \right) + v \frac{\partial}{\partial y} \left(-\frac{\partial \Phi}{\partial p} \right) - \frac{R}{p} S_p \omega = \frac{RT}{p} \frac{ds}{dt}$$

sau:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(-\frac{\partial \Phi}{\partial p} \right) + u \frac{\partial}{\partial x} \left(-\frac{\partial \Phi}{\partial p} \right) + v \frac{\partial}{\partial y} \left(-\frac{\partial \Phi}{\partial p} \right) - \sigma \omega = \alpha \frac{ds}{dt} \quad 6.102$$

unde σ , parametrul static de stabilitate, este definit prin:

$$\sigma = -\frac{\alpha}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial p} = \frac{RS_p}{p}$$

Pentru o atmosferă static stabilă $\partial \theta / \partial p < 0$, așa că $\sigma > 0$.

Ecuatia (6.102) poate fi simplificată dacă se ține seama că, pentru sistemele la scară sinoptică, viteza orizontală este aproximativ egală cu viteza geostrofică:

$$\vec{V} = \vec{i} u + \vec{j} v \cong \vec{V}_g \equiv \frac{\vec{k} \times \nabla \Phi}{f}$$

$$v_g = \frac{1}{f} \frac{\partial \Phi}{\partial x} \quad \text{și} \quad u_g = -\frac{1}{f} \frac{\partial \Phi}{\partial y}$$

Astfel, într-o primă aproximare, componentele vitezei orizontale din (6.102) pot fi înlocuite prin valorile lor geostrofice, astfel că, în notație vectorială se scrie:

$$u \frac{\partial}{\partial x} \left(-\frac{\partial \Phi}{\partial p} \right) + v \frac{\partial}{\partial y} \left(-\frac{\partial \Phi}{\partial p} \right) \cong \vec{V}_g \cdot \nabla \left(-\frac{\partial \Phi}{\partial p} \right)$$

Apoi presupunem că încălzirea diabatică, ds/dt este mică în comparație cu termenii din stânga ecuației (6.102).

Ecuatia termodinamică a energiei este aproximată astfel:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(-\frac{\partial \Phi}{\partial p} \right) = -\vec{V}_g \cdot \nabla \left(-\frac{\partial \Phi}{\partial p} \right) + \sigma \omega \quad 6.103$$

σ poate fi exprimat prin Φ , astfel că ecuația (6.104) să conțină numai variabilele Φ și ω .

Pentru o interpretare fizică a termenilor din (6.103), ne vom referi la $(-\partial \Phi / \partial p)$ ca „temperatură”, întrucât este proporțional cu temperatura pe o suprafață izobară, într-o atmosferă hidrostatică. Alternativ, am putea numi $(-\partial \Phi / \partial p)$ ca grosimea, întrucât ea este egală cu grosimea $\delta \Phi$ împărțită prin intervalul de presiune δp , la limită, când $\delta p \rightarrow 0$.

Astfel, termenul din stânga ecuației (6.104) este proporțional cu viteza de variație locală a temperaturii, pe o suprafață izobarică. Similar, primul termen din partea dreaptă a ecuației este proporțional cu advecția temperaturii prin vântul geostrofic pe o suprafață izobarică. Al doilea termen din dreapta ecuației (6.103) este, de obicei, numit *termen de răcire (încălzire) adiabatică*. Acest termen exprimă variația adiabatică a temperaturii, care rezultă din destinderea (comprimarea) particulei de aer într-un mediu stabil.

Viteza de încălzire diabatică este, de obicei, mică în comparație cu advecția orizontală de temperatură și cu termenii care conțin răcirea (încălzirea) adiabatică pentru mișările la scară sinoptică de la latitudinile medii.

Pentru simplificare, vom neglijă încălzirea diabatică în discuțiile următoare, deși pentru scări de timp mai mari decât două zile, ea ar trebui inclusă.

Pentru simplificarea sistemului de ecuații este convenabil să înlocuim ecuația de mișcare pe orizontală prin ecuația vorticității (ecuația vorticității în coordonate carteziene a fost discutată anterior).

În coordonate izobare, ecuația vorticității se scrie:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\vec{V} \nabla (\zeta + f) - \omega \frac{\partial \zeta}{\partial p} - (\zeta + f) \nabla \vec{V} + \left\{ \frac{\partial u}{\partial p} \frac{\partial \omega}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial p} \frac{\partial \omega}{\partial x} \right\} \quad 6.104$$

unde $\zeta = \vec{k} \cdot (\nabla \times \vec{V})$ și toate derivatele orizontale sunt evaluate la presiune constantă. În ecuația (6.104), termenii luați de la stânga la dreapta reprezintă:

1. viteza locală de variație a vorticității relative;
2. advecția orizontală a vorticității absolute;
3. advecția verticală a vorticității relative;
4. termenul divergenței;
5. termenul de deformare.

Prin analiză scalară, se poate simplifica ecuația vorticității pentru mișările la scară sinoptică la latitudinile medii, prin:

- i) neglijarea advecției verticale și a termenilor de deformare;
- ii) neglijarea lui ζ în comparație cu f în termenul divergenței;
- iii) aproximarea vitezei orizontale prin vântul geostrofic în termenul de advecție;
- iv) înlocuirea vorticității relative prin valoarea sa geostrofică.

Ca o altă simplificare, se poate dezvolta parametrul Coriolis în serie Taylor în jurul latitudinii ϕ_0 astfel:

$$f = f_0 + \beta y + (\text{termeni de ordin superior})$$

unde $\beta \equiv (df/dy)$ și $y = 0$ la ϕ_0 .

Dacă L reprezintă scala latitudinală a mișării, atunci raportul primilor doi termeni din dezvoltarea lui f au ordinul de mărime:

$$\frac{\beta L}{f_0} \sim \frac{\cos \phi_0}{\sin \phi_0} \cdot \frac{L}{a}$$

Astfel, când scara latitudinală a mișării este mică în comparație cu raza Pământului ($L/a \ll 1$), se poate considera parametrul Coriolis ca o constantă f_0 , cu excepția cazului când apare diferențiat în termenul advecției, când $df/dy \equiv \beta$ este presupus constant. Această aproximare se numește, de obicei, *aproximația planului β* (Holton 1978, 1992).

Aplicând toate ipotezele de mai sus, se obține ecuația vorticității cvasi-geostrofice:

$$\frac{\partial \zeta_g}{\partial t} = -\vec{V}_g \nabla (\zeta_g + f) - f_0 \nabla \vec{V} \quad 6.105$$

unde

$$\zeta_g = \frac{\nabla^2 \Phi}{f_0} \quad \text{și} \quad \vec{V}_g = \vec{k} \times \frac{\nabla \Phi}{f_0}$$

sunt evaluate folosind parametrul Coriolis constant, f_0 .

Este foarte important să se observe că nu se înlocuiește componenta orizontală a vântului prin valoarea sa geostrofică în termenul divergenței. De fapt, când vântul geostrofic este calculat folosind un parametru Coriolis constant, el reprezintă chiar abaterea mică a vântului orizontal de la vântul geostrofic, care contează pentru divergență. Divergența și câmpul corespunzător al mișcării verticale sunt necesare din punct de vedere dinamic pentru a întreține variațiile hidrostatice ale temperaturii și variațiile vorticității geostrofice în sistemele de la scară sinoptică.

Divergența orizontală în (6.105) poate fi ușor eliminată folosind ecuația de continuitate:

$$\nabla \vec{V} = -\frac{\partial \omega}{\partial p}$$

ca să se obțină o formă alternativă a ecuației cva și geostrofice a vorticității:

$$\frac{\partial \zeta_g}{\partial t} = -\vec{V}_g \cdot \nabla (\zeta_g + f) + f_0 \frac{\partial \omega}{\partial p} \quad 6.106$$

Întrucât ζ_g și V_g sunt ambele funcții de Φ , ecuația *cva-geostrofică a vorticității* (6.106) și ecuația termodinamică a energiei (6.103) conțin numai cele două variabile dependente Φ și ω . De aceea, (6.103) și (6.106) formează un set închis de ecuații de predicție în Φ și ω . Este posibil să se eliminate ω între aceste două ecuații și să se obțină o ecuație care leagă pe Φ de $\partial \Phi / \partial t$. Această ecuație se numește *ecuația tendinței geopotențialului*. Ea este o formă a ecuației vorticității potențiale. Alternativ, putem elimina termenii care conțin derivele în timp între ecuațiile (6.103) și (6.106) și să obținem o ecuație care leagă câmpul ω la orice moment de timp de câmpul Φ la acel moment. Această ecuație se numește *ecuația mișcării verticale sau ecuația omega*.

Astfel, prin manipulări succesive ale ecuației (6.107), putem obține expresii care ne permit să calculăm tendința geopotențialului $\partial \Phi / \partial t$ și mișcarea verticală ω numai din observațiile instantanee ale câmpului Φ .

Deci, la o primă aproximare, evoluția curgerii la scară sinoptică la latitudine medie poate fi prevăzută fără măsurători directe ale câmpului vitezei vântului. Acest set de ecuații, care constituie în mod real esența meteorologiei dinamice (Holton, 1992), este numit *sistem cva-geostrofic*.

6.2.2. Ecuația tendinței geopotențialului și ecuația omega

Ecuația tendinței geopotențialului

Definim *tendința geopotențialului* ca $\chi \equiv \partial \Phi / \partial p$, folosim definiția vorticității relative geostrofice în funcție de geopotențial și ecuațiile (6.103) și (6.106) pot fi scrise ca sistemul (6.107). Eliminând ω între ecuațiile (6.107) se obține ecuația (6.108) care este ecuația tendinței geopotențialului, o ecuație de prognoză.

$$\frac{f_0^2}{\sigma} \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{\partial \chi}{\partial p} \right) = \frac{f_0^2}{\sigma} \frac{\partial}{\partial p} \left[-\vec{V}_g \nabla \left(\frac{\partial \Phi}{\partial p} \right) \right] - \frac{f_0^2}{\sigma} \sigma \frac{\partial \omega}{\partial p} \quad 6.107$$

$$\nabla^2 \chi = -f_0 \vec{V}_g \nabla \left[\frac{1}{f_0} \nabla^2 \Phi + f \right] + f_0^2 \frac{\partial \omega}{\partial p}$$

$$\underbrace{\left(\nabla^2 + \frac{f_0^2}{\sigma} \frac{\partial^2}{\partial p^2} \right) \chi}_{A} = -\underbrace{f_0 \vec{V}_g \nabla \left(\frac{1}{f_0} \nabla^2 \Phi + f \right)}_{B} + \underbrace{\frac{f_0^2}{\sigma} \frac{\partial}{\partial p} \left[\vec{V}_g \nabla \left(\frac{\partial \Phi}{\partial p} \right) \right]}_{C} \quad 6.108$$

σ s-a considerat constant.

Ecuația tendinței geopotențialului exprimă relația dintre variația locală a geopotențialului și advecția vorticității (termenul B) și a grosimii stratului (C).

Termenul A implică derivatele de ordin 2 în spațiul câmpului χ . Pentru perturbații slabe, se poate arăta că acest termen este proporțional cu tendința geopotențialului, $(-\chi)$.

Primul termen din partea dreaptă a ecuației (6.108), B, este proporțional cu advecția vorticității absolute prin vântul geostrofic. Pentru interpretarea fizică este convenabil să se împartă termenul B în două părți, care reprezintă advecțiile geostrofice ale vorticității relative și, respectiv, vorticității planetare, aplicate unei perturbații ondulatorii simple, vestică. Cele două efecte ale advecției vorticității tind să se opună unul altui.

Advecția vorticității relative tinde să deplaseze câmpul vorticității și, astfel, talvegurile și dorsalele către est (curenți descendenti), iar advecția vorticității planetare tinde să deplaseze talvegurile și dorsalele către vest, contra câmpului advecțiv al vântului. Acest ultim tip de mișcare se numește *mișcare retrogradă*.

Deplasarea reală a formațiilor barice (talveguri și dorsale) depinde, evident, de tipul de vorticitate advecțivă care domină, precum și de termenul de divergență.

Astfel, pentru o perturbație de amplitudine dată, valoarea absolută a vorticității absolute crește cu creșterea numărului de undă sau descreșterea lungimii de undă.

Ca o consecință, advecția vorticității relative tinde să domine pentru unde scurte ($L_x < 3000$ km), în timp ce pentru unde lungi ($L_x > 10000$ km) tinde să domine advecția vorticității planetare. Așadar, ca o regulă generală, *sistemele sinoptice de lungime de undă scurtă se deplasează mai rapid către est cu curgerea zonală, în timp ce undele planetare lungi tind să devină retrograde*.

Undele cu lungimi de undă intermediare pot fi cvasi-staționare sau se deplasează către est mult mai lent decât viteza vântului geostrofic mediu.

Pentru perturbații de undă scurtă, rezultatul advecției vorticității face pozitiv pe χ , adică tendința geopotențialului va fi pozitivă și în regiune va exista tendință dezvoltării unei dorsale.

Termenul advecției vorticității este zero de-a lungul atât a axelor talvegului, cât și dorsalei, întrucât a tât $\nabla \zeta_g$, cât și \vec{V}_g sunt zero pe axă. Astfel, advecția vorticității nu poate schimba intensitatea perturbației, dar acționează numai ca să propage orizontal perturbația.

Mecanismul pentru amplificarea sau distrugerea sistemelor sinoptice la latitudini medii este conținut în termenul C din ecuația (6.108). Acest termen, numit *advecția*

diferențială a grosimii (temperaturii), tinde să fie maxim de-a lungul talvegului și dorsalei într-o undă baroclină în dezvoltare.

Întrucât $\vec{V}_g \cdot \nabla \left(\frac{\partial \Phi}{\partial p} \right)$ reprezintă advecția grosimii (temperaturii), care este proporțională cu advecția hidrostatică a temperaturii, este clar că termenul este proporțional cu viteza de schimb a advecției temperaturii cu înălțimea sau *advecția termică diferențială*. Pentru o undă idealizată în dezvoltare în câmpul de geopotențial la 500 mb *advecția diferențială a temperaturii sau grosimii*, limitată la troposfera inferioară, intensifică talvegurile și dorsalele de la nivelele superioare:

$$\chi \sim \frac{\partial}{\partial p} \left[\vec{V}_g \nabla \left(\frac{\partial \Phi}{\partial p} \right) \right] > 0 \quad \text{la dorsală}$$

$$\chi \sim \frac{\partial}{\partial p} \left[\vec{V}_g \nabla \left(\frac{\partial \Phi}{\partial p} \right) \right] < 0 \quad \text{la depresiune}$$

Analiza advecției diferențiale a temperaturii, pe scurt și calitativ arată că efectul advecției reci într-o coloana de aer sub talvegul de la 500 mb este de adâncire a talvegului (advecția rece reduce grosimea coloanei de aer și coboară înălțimea suprafetei de 500 mb), iar efectul advecției calde sub dorsala de la 500 mb actionează în sens opus, deci determină ridicarea dorsalei.

În concluzie, în absența încălzirii diabatice, advecția orizontală a temperaturii trebuie să nu fie zero ca sistemul sinoptic de la latitudini medii să se intensifice prin procesele barocline.

Ecuația omega.

O ecuație de diagnoză pentru câmpul mișcării verticale poate fi obținută prin eliminarea lui χ între ecuațiile sistemului cvasi-geostrofic, (6.103) și (6.106).

Pentru aceasta, aplicăm operatorul laplacian orizontal ecuației (6.103) și diferențiem în raport cu presiunea ecuația (6.106). După scăderea ecuațiilor obținute și rearanjarea termenilor se obține:

$$\underbrace{\left(\nabla^2 + \frac{f_0^2}{\sigma} \frac{\partial^2}{\partial p^2} \right)}_A \omega = \underbrace{\frac{f_0}{\sigma} \frac{\partial}{\partial p} \left[\vec{V}_g \nabla \left(\frac{1}{f_0} \nabla^2 \Phi + f \right) \right]}_B + \underbrace{\frac{1}{\sigma} \nabla^2 \left[\vec{V}_g \nabla \left(-\frac{\partial \Phi}{\partial p} \right) \right]}_C, \quad 6.109$$

unde am presupus din nou că f este constantă.

Ecuația (6.109) cu deriveate parțiale este o ecuație de diagnoză pentru câmpul vitezelor verticale, ω și se numește *ecuația omega*. Spre deosebire de ecuația de continuitate, ecuația este o măsură a lui ω , care nu depinde de precizia observațiilor componentei orizontale a vântului. Ecuația (6.109) presupune necesare numai observațiile lui Φ la un singur moment de timp pentru determinarea lui ω .

Ca și în cazul ecuației tendinței geopotențialului, termenii din (6.109) se interpretează fizic direct.

Operatorul diferențial din A este identic cu operatorul din A al ecuației tendinței geopotențialului (6.108), astă că termenul A este proporțional cu $(-\omega)$. Pentru că ω este

proporțional cu $-w$, înseamnă că $\omega < 0$ implică mișcări verticale ascendentă. Așadar, va exista o mișcare ascendentă (descendentă) acolo unde suma termenilor B și C este pozitivă (negativă).

Termenul B se numește *advecția diferențială a vorticității*. Acest termen este proporțional cu viteza de creștere cu înălțimea a advecției vorticității absolute.

Pentru configurațiile barice la scară sinoptică, la 500 hPa advecția vorticității relative pozitivă (ciclonică) este maximă deasupra depresiunii de la sol, în timp ce advecția vorticității relative negativă (anticiclonică) este maximă deasupra anticicloului de suprafață. Astfel, pentru un sistem de undă scurtă, pentru care advecția vorticității relative este mai mare decât advecția vorticității planetare (Holton, 1978),

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial p} [\vec{V}_g \nabla (\xi_g + f)] &< 0 && \text{deasupra anticicloului} \\ \frac{\partial}{\partial p} [\vec{V}_g \nabla (\xi_g + f)] &> 0 && \text{deasupra depresiunii} \end{aligned}$$

Advecția diferențială a vorticității este asociată cu *mișcarea ascendentă* deasupra depresiunii de la sol și cu *mișcarea descendente* deasupra maximului de la suprafață.

Deoarece o creștere a vorticității pozitive (negative) este compatibilă cu scăderea (creșterea) geopotențialului de la nivelul respectiv, rezultă că în aceeași zonă va scădea (va crește) și geopotențialul relativ (de exemplu 500–100 mb) corespunzător. Întrucât advecția orizontală a temperaturii este mică deasupra centrului depresionar de la suprafață, singura cale să se răcească atmosfera, cum e cerut de tendința grosimii, este prin răcire adiabatică datorită câmpului mișcării verticale. Astfel, mișcarea verticală menține un câmp de temperatură hidrostatic (adică un câmp în care temperatura și grosimea stratului sunt proporționale), în prezența advecției diferențiale a advecției.

Termenul C din ecuația (6.109), care este doar negativul laplacianului orizontal al advecției grosimii stratului, este proporțional cu advecția grosimii stratului (Holton, 1979):

$$\omega \sim \nabla^2 \left[\vec{V}_g \nabla \left(-\frac{\partial \Phi}{\partial p} \right) \right] \sim -\vec{V}_g \nabla \left(-\frac{\partial \Phi}{\partial p} \right).$$

Dacă există advecție caldă (rece), termenul C va fi pozitiv (negativ), așa că, în absența advecției vorticității diferențiale, ω ar putea fi negativ (pozitiv).

Din punctul de vedere al fizicii, această mișcare verticală este necesară ca să mențină câmpul geostrophic al vorticității la nivelele superioare, în prezența variațiilor înălțimii de geopotential datorate advecției termice.

Pe scurt, câmpul mișcărilor verticale, este determinat în mod unic prin câmpul de geopotențial prin *ecuația omega* cvasi-geostrofică așa încât *variațiile în vorticitate* să fie geostrofice, iar *variațiile în temperatură* să fie hidrostatice.

6.6.3. Ecuăția vorticității potențiale cvasi-geostrofice

Ecuăția *tendinței geopotentialului*, discutată în paragraful precedent, poate fi privită atât ca o ecuație de diagnoză, care leagă tendința, χ , cu distribuția geopotențialului Φ , cât și ca o ecuație prognostică, pentru evoluția în timp a câmpului de

geopotențial. Pentru a folosi ecuația (6.108) pentru prognoză este convenabil să se simplifice partea dreaptă a ecuației prin folosirea regulei diferențierii unei funcții compuse. Astfel, termenul C se scrie ca:

$$\frac{f_0^2}{\sigma} \vec{V}_g \nabla \frac{\partial^2 \Phi}{\partial p^2} - \frac{f_0^2}{\sigma} \frac{\partial \vec{V}_g}{\partial p} \nabla \frac{\partial \Phi}{\partial p}, \quad 6.110$$

dar

$$f_0 \frac{\partial \vec{V}_g}{\partial p} = \vec{k} \times \nabla \frac{\partial \Phi}{\partial p},$$

care este perpendicular pe $\nabla \left(\frac{\partial \Phi}{\partial p} \right)$.

Astfel, partea a două a ecuației (6.110) dispare și prima parte poate fi combinată cu termenul B din ecuația (6.108), să conducă la:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{V}_g \nabla \right) \left[\frac{1}{f_0} \nabla^2 \Phi + f + + \frac{f_0}{\sigma} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial p^2} \right] = 0. \quad 6.111$$

Această ecuație poate fi scrisă sub formă compactă astfel:

$$\frac{dq}{dt} = 0$$

cu

$$q \equiv \frac{1}{f_0} \nabla^2 \Phi + f + \frac{f_0}{\sigma} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial p^2} \quad \text{și} \quad \frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{V}_g \nabla. \quad 6.112$$

Astfel, mărimea scalară q este conservativă, de-a lungul mișcării geostrofice în coordonate izobare. Mărimea q este numită *vorticitatea potențială cvasi-geostrofică*. Fiind dată distribuția lui Φ , (6.111) poate fi integrată în timp pentru a furniza o prognoză a evoluției câmpului Φ . Ecuația este neliniară așa încât integrarea se face prin metode numerice.



Întrebări

1. Cum depinde forța de gradient baric de densitatea aerului?
2. Când densitatea rămâne constantă și temperatura a crescut, cum se modifică presiunea unui gaz?
3. Când aerul atmosferic este încălzit, presiunea aerului în mod normal scade. Explicați aceasta, ținând seama de raspunsul întrebării precedente.
4. În ce condiții legea a două a lui Newton permite scrierea ecuație de mișcare?
5. Să se deducă componentele forței Coriolis, considerând componentele vitezei de rotație a Pământului.

6. Descrieți pe scurt cum efectul Coriolis modifică mișcarea aerului.
7. Care factori influențează mărimea efectului Coriolis?
8. Ce reprezintă gravitația efectivă?
9. Să se scrie forma vectorială a ecuației de mișcare.
10. Ce forță este responsabilă pentru generarea vântului?
11. Generați relația dintre distanța dintre izobare și viteza vântului.
12. Deși diferențele în presiune pe verticală pot fi mari, astfel de variații nu generează, curenți verticali intensi. Explicați.
13. Ce înseamnă aproximarea geostrofică? Dar cea hidrostatică?
14. Conceptul de conservarea masei duce la relația dintre divergența orizontală a câmpului vânt și viteza verticală (de fapt variația vitezei verticale cu înălțimea). Să se scrie această relație.
15. Cum se poate estima valoarea divergenței orizontale? (din componenta ageostrofică redusă a câmpului vânt).
16. Să se comenteze principiul Dines.
17. Vântul ageostrofic are două componente, una datorată frecării, și cealaltă datorată accelerării curgerii. Care este direcția și sensul acesteia din urmă în emisfera nordică? Care este rezultatul considerării acestei componente?
18. Frecarea conduce la mișcarea ageostrofică cu o componentă către presiunea joasă. Ce determină această componentă în stratul limită în depresiuni? Dar în anticicloni?
19. Răspundeți la următoarea întrebare prin aplicarea regulii Buys-Ballot: Dacă sunteți cu față spre nord și vântul suflă din spate, unde este presiunea coborâtă?
20. Schițați o diagramă (izobare și vectorii vânt) care să arate vântul asociat ciclonilor și anticiclona în Emisferele Nord și Sud.
21. Ce condiții trebuie să existe la înălțime, pentru ca la sol să existe pentru o perioadă de timp o depresiune?
22. Direcția vântului este 315° . Din ce direcție suflă vântul?
23. Să se scrie expresia perioadei de rotație a particulei de aer antrenata pe o traiectorie circulară, într-o curgere inertială. (Se neglijeează variația latitudinală a parametrului Coriolis, f).
24. O particulă de aer se deplasează pe o traiectorie circulară într-o curgere ciclostrofică; care sunt forțele care își fac echilibru?
25. Vântul de gradient este rezultatul echilibrului care se stabilește între forța Coriolis, forța gradientului baric și forța centrifugă. Să se stabilească sensurile de rotație posibile ale particulelor de aer, atât în Emisfera Nordică cât și în cea sudică.
26. Să se stabilească relația de calcul a diferenței vectoriale dintre vântul geostrofic de la nivelul p și cel de la nivelul p_0 (vântul termic).
27. Presupunem ca aerul dintr-o regiune circulară de raza 100 km centrată la ecuator este inițial nemișcat în raport cu Pământul. Dacă această masă de aer circulară s-a deplasat către Polul Nord de-a lungul unei suprafețe izobarice, pastrându-și aria constantă, să se calculeze viteza medie tangențială plecând de la circulația în jurul circumferinței și să se arate ce caracter are mișcarea (cyclonică sau anticyclonică).

28. Să se demonstreze teorema Kelvin a circulației, pentru o atmosferă barotropă.
29. Componenta verticală a vorticității, în coordonate naturale este rezultatul sumei a doi termeni. Care sunt acești termeni și care-i semnificația lor fizică ?
30. Care sunt cele două ecuații care reprezintă esența esență meteorologiei dinamice în aproximarea cva și geostrofică?
31. Ce ecuații se pot deduce pornind de la sistemul de ecuații cva și geostrofic?
32. Ce semnificație fizică au termenii din dreapta ecuației tendinței de geopotențial?

$$\underbrace{\left(\nabla^2 + \frac{f_0^2}{\sigma} \frac{\partial^2}{\partial p^2} \right) \chi}_{A} = - \underbrace{f_0 \vec{V}_g \nabla \left(\frac{1}{f_0} \nabla^2 \Phi + f \right)}_{B} + \underbrace{\frac{f_0^2}{\sigma} \frac{\partial}{\partial p} \left[\vec{V}_g \nabla \left(\frac{\partial \Phi}{\partial p} \right) \right]}_{C}$$

33. Dar termenii din dreapta ecuației omega?

$$\underbrace{\left(\nabla^2 + \frac{f_0^2}{\sigma} \frac{\partial^2}{\partial p^2} \right) \omega}_{A} = \underbrace{\frac{f_0}{\sigma} \frac{\partial}{\partial p} \left[\vec{V}_g \nabla \left(\frac{1}{f_0} \nabla^2 \Phi + f \right) \right]}_{B} + \underbrace{\frac{1}{\sigma} \nabla^2 \left[\vec{V}_g \nabla \left(- \frac{\partial \Phi}{\partial p} \right) \right]}_{C}$$

34. În ce condiții câmpul mișcărilor verticale, este determinat în mod unic din câmpul de geopotențial prin ecuația omega cvasi-geostrofică?
35. Ce este vorticitatea potențială cvasi-geostrofică ?



BIBLIOGRAFIE RECOMANDATĂ

- Beșleagă N, 1973: *Elemente de meteorologie dinamică*, Tipografia Inst. National de Meteorologie, București
250 pg.
- Draghici I., 1980: *Dinamica Atmosferei*, Ed. Tehnică, București, 475 pg.
- Holton, J. R., 1996: *Introducere în meteorologia dinamică* (traducere din engleză Boroneanț și Rimbu),
Ed.Tehnică, București 430 pg.

7. UNDELE ÎN ATMOSFERĂ

Din punct de vedere fizic, mișcarea unui sistem complicat, având multe părți mobile, poate fi considerată întotdeauna ca fiind compusă din mișcări mai simple numite *moduri* care au loc simultan. Oricât de complicat ar fi sistemul, fiecare din modurile sale are proprietăți foarte asemănătoare cu cele ale unui oscilator armonic simplu.

Mișcarea generală a unui sistem cu două grade de libertate poate avea un aspect fizic foarte complicat; nici una din componente nu execută o mișcare armonică simplă. Pentru două grade de libertate și pentru ecuații liniare de mișcare, cea mai generală mișcare este o superpoziție a două mișcări armonice simple independente, care au loc simultan. Aceste două mișcări armonice simple se numesc *moduri normale* sau simplu *moduri*.

Fiecare mod are frecvența lui caracteristică. În fiecare mod sistemul are o configurație sau o formă caracteristică dată de rapoartele amplitudinilor mișcării. Dacă un sistem conține un număr mare de elemente de mișcare (mobile) și dacă aceste elemente sunt distribuite într-o regiune limitată a spațiului, distanța dintre elemente tînzând către zero, se spune că sistemul se comportă ca și cum ar fi un *continuum*. Aceasta este cazul atmosferei care conține un număr foarte mare de particule de aer. Această presupunere permite descrierea mișcării tuturor componentelor mobile dintr-o vecinătate apropiată a unui punct printr-o mărime vectorială, funcție continuă de poziție și timp, aşadar, o funcție spațio-temporală, continuă: $\vec{V}(x, y, z, t)$.

Spunem, în acest caz, că avem de a face cu o *undă*. Conceptul de undă și unda ca atare sunt destul de familiare, fiind suficient să ne gândim la briza marină sau la valurile de la suprafața mării. Acestea sunt exemple de mișcare ondulatorie într-un fluid și se știe de asemenea că unda este o perturbație a mediului care transportă energie și niciodată materie.

Modurile de oscilație ale unui sistem continuu se numesc *unde staționare*, *moduri normale* sau *proprietăți* sau pur și simplu *moduri*.

Cea mai generală mișcare a unui sistem poate fi scrisă ca o suprapunere a tuturor modurilor sale, cu amplitudinea și constanta de fază a fiecărui mod determinate de condițiile inițiale.

7.1. OSCILAȚII ATMOSFERICE

În cazul sistemului atmosferă, mișcările ca și variația parametrilor atmosferici sunt foarte diverse și ele pot fi clasificate în diferite feluri. Cea mai simplă este o clasificare a

mișcărilor din atmosferă după scara de timp și am văzut asta în capitolul 6. Variațiile în timp ale parametrilor atmosferici (viteza aerului, temperatura, presiunea, etc.) conțin componente cu perioade de la fracțiuni de secundă până la zeci de mii de ani și chiar mai mult. Distribuția energiei variațiilor parametrilor atmosferici pe frecvențe este caracterizată printr-un spectru de tip putere. Este posibil să se împartă un spectru al oscilațiilor atmosferice în multe intervale de frecvență. Astfel, există (după Gavrilov, 2000):

i) *oscilații micrometeorologice* care sunt caracterizate de perioade de la fracțiuni de secundă până la mai multe minute; contribuții considerabile sunt date de turbulență la scară mică, undele acustice ($\tau < 330$ s) și undele gravitaționale interne de perioadă scurtă

ii) *oscilații mezometeorologice* cu perioade de la câteva minute până la ore; contribuția de bază la aceste variații ale parametrilor atmosferici este dată de undele gravitaționale interne de perioadă scurtă și de asemenea perturbații neregulate, datorită convecției, furtunilor, instabilităților curenților jet.

iii) *oscilații sinoptice* care au perioade de la mai multe ore până la mai multe zile; distribuția energiei oscilațiilor sinoptice are un maxim la perioade de 4–5 zile (așa numitul primul maxim meteorologic) și un altul la 10–12 zile (al doilea maxim meteorologic) iar contribuția de bază este dată de procesele sinoptice cum ar fi ciclonii, fronturile, curenții jet la care se adaugă undele gravitaționale inerțiale și undele planetare la scară mare. Acest interval spectral include de asemenea variațiile zilnice și oscilațiile măreice incluzând armonice diurne, semidiurne și mai înalte.

iv) *Oscilații globale* care sunt caracterizate de perioade de la săptămâni până la luni sau mai mult. Acestea sunt de interes pentru probleme de prevedere vremii pe perioadă mare și de circulația generală a aerului. Acest tip de oscilație caracterizează oscilațiile circulației planetare între stările de curgere zonală intensă cu amestec meridional slab și curgerea zonală mai slabă cu amestec meridional intens. În această categorie intră *oscilațiile sezoniere* cu o perioadă de un an și armonicele ei, *oscilațiile interanuale* cu perioade de câțiva ani cum ar fi oscilația cvasi-bienală în atmosferă ecuatorială. Există câteva dovezi ale manifestărilor în atmosfera Pământului a ciclului de 11 ani al activității solare. Oscilațiile interanuale nu se referă la oscilațiile unui climat.

În particular, toate oscilațiile descrise mai sus pot fi atribuite celor de perioadă scurtă. Conform cu Monin (1969), climatul este un regim statistic al oscilațiilor de perioadă scurtă din domeniul meteorologic, care are el însuși oscilații de perioadă mare.

v) *Oscilațiile intercenzenare* au perioade mai scurte decât 100 de ani. Ca un exemplu de astfel de oscilații se poate considera o încălzire din prima jumătate a secolului XX. Analiza arată o legătură a schimbării climatice cu caracterul circulației generale atmosferice. În perioada 1900–1930 în emisfera nordică s-au observat circulații zonale puțin frecvente și mult mai frecvente cele meridianale prin comparație cu perioada 1930–1950 (Monin 1969).

Mișcările ondulatorii din atmosferă sunt oscilații ale variabilelor de câmp (presiunea, temperatura, viteza vântului etc.) care se propagă periodic în spațiu.

În acest capitol vom identifica mișcările atmosferice de tip ondulatoriu, adică undele, ca să le evidențiem cele mai importante proprietăți și caracteristicile lor fizice. Ne vom ocupa de undele neutre (unde neprogresive și neamortizate) pentru care schimbul de energie este oscillatoriu.

7.2. UNDELE – PRINCIPALELE CARACTERISTICI

Dacă atunci când vorbim de oscilații ne gândim la periodicitatea temporală cu proprietatea că perioada este independentă de amplitudine, ca la oscillatorul armonic, când ne gândim la unde trebuie să ținem seama că ele sunt periodice în timp și spațiu și sunt caracterizate și de amplitudini și de faze. Pentru o undă, faza depinde nu numai de timp ci și de una sau mai multe variabile spațiale.

Există patru tipuri bine definite de propagări ondulatorii în atmosferă: *unde acustice*, pentru care viteza este controlată de temperatură; *unde gravitaționale*, pentru care viteza este controlată de stare de stabilitatea statică; *unde inerțiale*, pentru care viteza este controlată de forța Coriolis, și *unde planetare Rossby*, pentru care viteza este controlată de variația latitudinală a parametrului Coriolis.

7.2.1 Viteza de fază

Multe din proprietățile mecanice ale undelor sunt caracteristici ale sistemului simplu, cunoscutul *oscillator armonic*.

Înainte de a discuta proprietățile undelor reamintim ca ecuația oscillatorului armonic (7.1) are o soluție generală de tipul (7.2):

$$\frac{d^2\theta}{dt^2} + v^2\theta = 0 \quad 7.1$$

$$\theta = \theta_0 \cos(vt - \alpha) \quad 7.2$$

unde θ , θ_0 , și α sunt constante determinate din condițiile inițiale iar v frecvența oscilației. Soluția completă poate fi astfel exprimată în funcție de o amplitudine θ_0 și o fază. Faza variază în timp în mod liniar cu un factor 2π radiani pentru o perioadă.

În propagarea undei, faza este o funcție și de variabilele spațiale Astfel, undele unidimensionale vor avea faza de tipul $\phi(x, t) = kx - vt - \alpha$, unde k este numărul de undă și este definit astfel: $k = \frac{2\pi}{L_x}$, L_x reprezentând lungimea de undă pe direcția de propagare.

Pentru undele care se propagă, faza este constantă pentru un observator care se deplasează cu viteza de fază $c = v/k$.

Pentru $v > 0$ și $k > 0$, $c = dx/dt > 0$ poartă numele de *viteză de fază*.

Multe din mișcările ondulatorii nu sunt unidimensionale și atunci trebuie să se determine valorile caracteristice k , l și v ale fazei $\varphi = kx + ly - vt$, cu $l = \frac{2\pi}{L_y}$ numărul de undă pe direcția y . L_y reprezentând lungimea de undă pe direcția de propagare.

De data aceasta, faza trebuie să fie constantă în lungul liniilor ($kx + ly$).

Ca urmare:

$$|\vec{K}| = \sqrt{l^2 + k^2} \quad 7.3$$

unde \vec{K} este vectorul de undă, pentru undă bidimensională și are expresia:

$$\vec{K} = \vec{i}k + \vec{j}l$$

$v = d\phi / dt$ reprezintă, numărul de creste care trec prin punctul considerat, în unitatea de timp.

Dacă faza ϕ este constantă în timp atunci

$$c_x = v/k \text{ și } c_y = v/l \quad 7.4$$

Așadar, viteza de fază pentru undă plană, viteza de propagare a fazei în direcția vectorului de undă – adică în direcția de înaintare a fiecărei creste, este:

$$c = \frac{v}{\sqrt{l^2 + k^2}} \quad 7.5$$

Viteza de fază nu satisface regula de compunere a vectorilor: de exemplu, viteza de fază în directia x nu este componenta x a vitezei de fază.

7.2.2 Reprezentarea undelor prin serii Fourier

În atmosferă, undele nu sunt sinusoidale astfel încât reprezentarea perturbației ca o simplă undă sinusoidală este o simplificare foarte mare. Totuși, dată fiind periodicitatea cîmpurilor meteorologice de-a lungul unui cerc latitudinal, precum și faptul că variabilitatea longitudinală este rezonabilă se pot folosi reprezentări pentru unde prin serii Fourier de forma:

$$f(x) = \sum_{m=1}^{\infty} [a_m \sin(k_m x) + b_m \cos(k_m x)] \quad 7.6$$

cu $k_m = 2\pi n/L$ numărul de undă zonal; m = număr întreg care arată numărul de unde cuprinse într-un cerc latitudinal de lungime L .

Coefficienții a_m se calculează multiplicând ambele părți ale ecuației (7.6) cu $\sin(2\pi nx/L)$, unde n este un număr întreg oarecare, integrând de-a lungul unui arc latitudinal și aplicând relația de ortogonalitate (7.7):

$$\int_0^L \sin \frac{2\pi mx}{L} \sin \frac{2\pi nx}{L} dx = \begin{cases} 0 & m \neq n \\ \frac{L}{2} & m = n \end{cases} \quad 7.7$$

Se obține astfel:

$$a_m = \frac{2}{L} \int_0^L f(x) \sin \frac{2\pi mx}{L} dx. \quad 7.8$$

În mod similar, multiplicând ecuația (7.6), în ambele părți, prin $\cos(2\pi nx/L)$ și integrând, ținând seama de relația de ortogonalitate, se obține:

$$b_m = \frac{2}{L} \int_0^L f(x) \cos \frac{2\pi mx}{L} dx. \quad 7.9$$

a_m și b_m sunt numiți coeficienți Fourier, în timp ce

$$f_m(x) = a_m \sin k_m x + b_m \cos k_m x \quad 7.10$$

reprezintă a „m”-a componentă Fourier sau armonica „m” a funcției $f(x)$.

Pentru interpretări calitative, este suficientă analiza armonicei zero care reprezintă media zonală a câmpului considerat și a unei armonice reprezentative pentru componenta majoră a abaterilor de la media zonală. Desigur, nu este obligatoriu ca prima armonică să aibă cea mai mare amplitudine. De exemplu, pentru câmpurile meteorologice din troposfera medie, la latitudini temperate, amplitudinea maximă se realizează pentru $m = 3$ iarna și pentru $m = 4$ sau $m = 5$ vara. Acest rezultat este conform cu observația că, în medie, iarna avem trei talveguri și trei dorsale de-a lungul unui cerc latitudinal complet, în timp ce vara avem 4 sau 5 (Fig. 7.1).

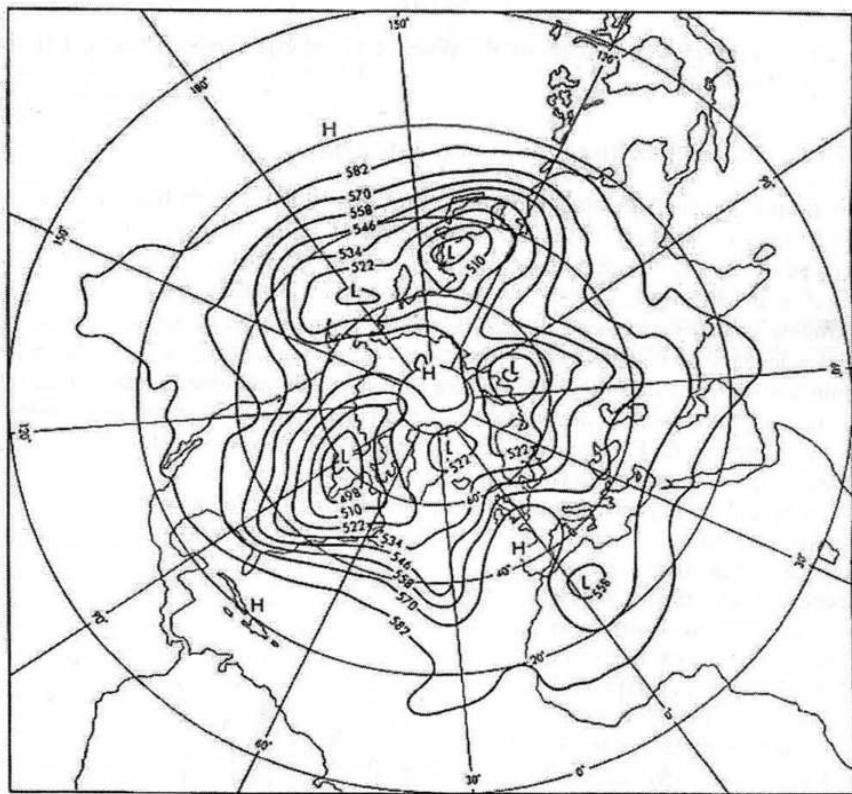


Fig. 7.1. Izoliniile de geopotential la nivelul de 500 hPa, iarna; se observă că numărul de undă este 3 (Houghton J. T., 2002)

Expresia pentru o componentă Fourier poate fi scrisă, folosind notația în complex, conform cu formula Euler:

$$e^{i\phi} = \cos\phi + i\sin\phi \quad \text{cu} \quad i = \sqrt{-1}$$

Astfel, se scrie:

$$f_m(x) = \operatorname{Re} \{C_m \exp(i k_m x)\} = \operatorname{Re} \{C_m \cos(k_m x) + i C_m \sin(k_m x)\} \quad 7.11$$

unde C_m este un coeficient complex.

Reprezentările (7.10) și (7.11) sunt identice pentru:

$$b_m = \operatorname{Re} \{C_m\} \quad \text{și} \quad a_m = -I_m \{C_m\} \quad 7.12$$

unde $I_m \{C_m\}$ reprezintă partea imaginară din C_m .

Multe din mișcările ondulatorii nu sunt unidimensionale și atunci formularea (7.11) se generalizează. Astfel, pentru propagarea undelor în plan orizontal, putem utiliza o expresie de forma:

$$f = \operatorname{Re} \{A e^{i(kx + ly - vt)}\} \quad 7.13$$

pentru care trebuie să determinăm amplitudinea A și valorile caracteristice k , l și v ale fazei ϕ : $\phi = kx + ly - vt$.

7.2.3. Relația de dispersie și viteza de grup

O proprietate fundamentală a oscilatorului liniar este aceea că frecvența oscilației depinde numai de caracteristicile fizice ale oscilatorului și nu de mișcarea însăși. Astfel, pentru că pe direcția x , de exemplu, $c = v/k$, viteza de fază depinde de numărul de undă, exceptând cazul când $v \sim k$.

Undele pentru care viteza de fază variază cu k sunt numite *unde dispersive*, iar relația care leagă v de k poartă numele de *relație de dispersie*. Câteva tipuri de unde, ca de exemplu undele acustice, au viteze de fază care sunt independente de numărul de undă. Pentru aceste unde, numite *nedispersive*, perturbația tranzitorie care constă dintr-un număr de componente Fourier (un tren de unde) își va menține forma pe măsura propagării în spațiu cu viteza de fază a unei.

Pentru undele dispersive, totuși, forma unui *grup de unde* nu va rămâne constantă în timpul propagării.

Orice *tren de unde reale* are un început și un sfârșit, atât în timp, cât și în spațiu. Unul dintre cele mai simple exemple de perturbații limitate în spațiu este *pachetul de undă* (fig. 7.2).

Așadar, undele reale se propagă în pachete finite, care pot fi reprezentate numai prin *moduri Fourier*, care implică un întreg set de numere de undă sau frecvențe. Viteza de transmisie a energiei prin aceste pachete de undă, așa numita *viteză de grup* (c_g), este

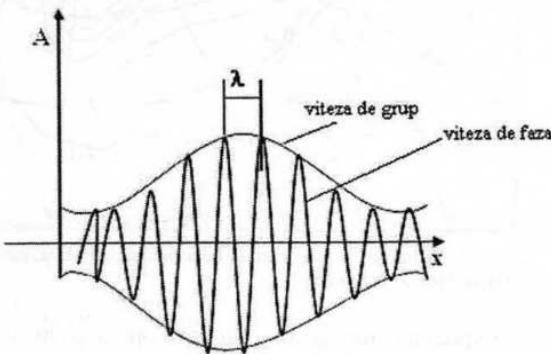


Fig. 7.2. Pachetul de unde de amplitudine A și lungime de undă λ

diferită în general de viteza de fază (c) și forma pachetului nu rămâne constantă în timpul propagării sale (unde dispersive).

Ulterior, grupul de unde se limitează în timp, ceea ce înseamnă că energia este dispersată.

Variația amplitudinii pentru pachetul de unde este limitată; activitatea undei este mare unde amplitudinea înfășurătorii este mare și mică pentru amplitudine mică. Pentru că amplitudinea înfășurătorii pachetului de unde reprezintă energia undei, pentru a înțelege mecanismul transmiterii energiei perturbației prin fluid, trebuie să identificăm factorii care determină mișcarea înfășurătorii undelor.

Viteza înfășurătorii pachetului de unde sau viteza de grup va fi:

$$c_g = \frac{\partial v}{\partial k}. \quad 7.16$$

Pentru un observator care se deplasează cu viteza de grup, amplitudinea pachetului de undă rămâne constantă.

În cel mai general caz, când mișcarea undei nu este limitată la o singură direcție, viteza de grup este specificată prin vectorul:

$$c_{gj} = \frac{\partial v}{\partial k_j} = \frac{\partial v}{\partial k} \cdot \frac{k_j}{k}. \quad 7.17$$

Acest vector poate să difere de viteza de fază c atât în intensitate, cât și în direcție.

Vectorul c_g are componente c_{gx} și c_{gy} pentru o undă plană în sistemul de coordonate (x, y) . Spre deosebire de viteza de fază, viteza de grup satisface regulile uzuale de proiectare a vectorilor pe componente.

Adică:

$$c_{gx} = \frac{\partial v}{\partial k} \quad \text{și} \quad c_{gy} = \frac{\partial v}{\partial l} \quad 7.18$$

sau sub formă vectorială:

$$\vec{c}_g = \vec{i} \frac{\partial v}{\partial k} + \vec{j} \frac{\partial v}{\partial l}. \quad 7.19$$

Așadar, înfășurătoarea unei perturbații de extindere limitată se deplasează cu viteza de grup și nu cu cea de fază. Crestele individuale, care sunt determinate de fază undei, se deplasează cu viteza de fază în direcție paralelă sau antiparalelă cu vectorul de undă. De aceea, crestele undelor individuale se vor mișca prin pachetul de unde, apărând la un capăt al acestuia, făcându-și loc prin înfășurătoare, ajustându-se local la valoarea amplitudinii înfășurătoarei și disperzând la celălalt capăt, unde amplitudinea devine infinit mică.

Energia unui pachet de unde este asociată vitezei de grup.

O tehnică simplă, *metoda perturbațiilor*, este ideală pentru analize calitative ale naturii mișcărilor atmosferice. Teoria perturbației sau a micilor perturbații este folosită pentru examinarea mai multe tipuri de unde pure din atmosferă.

- În metoda perturbațiilor, toate variabilele câmpului sunt alcătuite din două părți: o parte, *starea de bază*, care, de obicei, este presupusă independentă de timp și

longitudine, și o altă parte, *perturbația*, care reprezintă abaterea locală a variabilelor de câmp de la starea de bază.

Astfel, dacă $u = u(x, t)$ reprezintă componenta zonală a mișcării aerului și $\bar{u} = \text{const}$. este valoarea medie a vitezei pe domeniul de existență al variabilelor x și t ($x \in [0, L]$; $t \in [0, T]$; unde L reprezintă lungimea unui cerc latitudinal oarecare, iar T un interval de timp de câteva zile), atunci $u' = u'(x, t)$ reprezintă deviația în raport cu starea de bază \bar{u} .

Ca urmare, componenta zonală a vitezei se scrie:

$$u(x, t) = \bar{u} + u'(x, t). \quad 7.20$$

pentru orice x și t din domeniul admis.

Se poate găsi, pornind de la ceea ce am spus, o formulare mai simplă a termenilor care reprezintă accelerarea în ecuația de mișcare, de exemplu termenul neliniar $u(\partial u / \partial x)$:

$$u \frac{\partial u}{\partial x} = (\bar{u} + u') \left(\frac{\partial}{\partial x} (\bar{u} + u') \right). \quad 7.21$$

Se stabilește convenția:

- termenii care conțin numai variabilele stării de bază de forma $\bar{u}(\partial \bar{u} / \partial x)$ – sunt termeni de ordin zero;
- termenii care implică produse mixte între variabilele stării de bază și variabilele perturbate – sunt termeni de ordinul I;
- termenii care implică numai produsele variabilelor perturbate – sunt termeni de ordinul al II-lea.

Premizele fundamentale ale metodei perturbației sunt următoarele:

- starea de bază sau curgerea staționară de ordinul zero trebuie să satisfacă ecuația fundamentală în absența perturbației;
- mișcarea totală – starea de bază plus perturbațiile de ordinul I trebuie, de asemenea, să satisfacă sistemul de ecuații;
- câmpurile perturbate trebuie să rămână „suficient” de mici în raport cu câmpurile stării de bază, astfel încât toți termenii de ordinul al II-lea să fie neglijabili – pe totă perioada de desfășurare a proceselor – în raport cu termenii de ordinul I.

Dacă $|u'| / |\bar{u}| \ll 1$, vom avea:

$$\left| u' \frac{\partial u'}{\partial x} \right| \ll \left| \bar{u} \frac{\partial u}{\partial x} \right| \quad 7.22$$

astfel încât, în limitele aproximăției de ordinul I, expresia neliniară se reduce la:

$$u \frac{\partial u}{\partial x} \equiv \bar{u} \frac{\partial u'}{\partial x} \quad 7.23$$

Se observă că variabilele stării de bază sunt numai simpli coeficienți, expresia (7.21) fiind liniară în raport cu variabilele stării perturbate. Aceste ecuații se pot rezolva apoi prin metode standard pentru a determina caracterul și structura perturbațiilor în funcție de starea de bază cunoscută.

De obicei, perturbațiile sunt presupuse unde de formă sinusoidală și, prin rezolvarea ecuațiilor pentru perturbații, se pot determina caracteristici de felul: viteza de propagare, structura verticală, condițiile de creștere sau de diminuare a amplitudinii undelor.

Tehnica micilor perturbații este în mod special folosită în studierea *stabilității* unei stări de bază date în raport cu miciile perturbații suprapuse peste această stare fundamentală.

În multe cazuri, ecuațiile liniarizate pot fi combinate astfel încât, în final, să rezulte o singură ecuație care, deseori, nu reprezintă altceva decât o generalizare a *ecuației undelor*:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} = 0 \quad 7.24$$

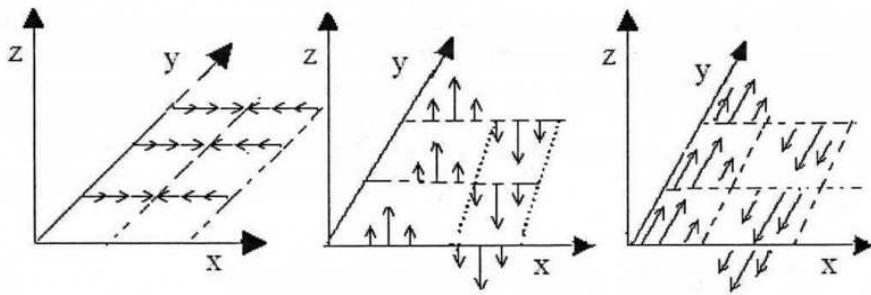
7.4. TIPURI DE UNDE

În fluide, undele sunt rezultatul acțiunii forțelor asupra particulelor de fluid care au fost scoase din poziția de echilibru. Aceste forțe se datorează compresibilității, gravitației, rotației sau efectelor electromagnetice. Undele se generează în fluidele perturbate, unde efectele interacțiilor neliniare și efectele neliniare sunt mici.

Principalele tipuri de unde din atmosferă, după cum se propagă, sunt: longitudinale, vertical-transversale și orizontal-transversale (Fig. 7.3).

Pentru undele longitudinale (de comprimare), particulele de fluid se deplasează (oscilează) pe direcția de propagare a undei. Pentru undele vertical-transversale, particulele se deplasează în plan vertical (sus-jos), iar unda în plan orizontal. Pentru undele orizontal-transversale, particulele se mișcă meridianal, iar unda se propagă zonal.

În capitolul 6 am prezentat ecuațiile fundamentale din dinamica atmosferei. Aceste ecuații vor fi folosite în acest capitol pentru studiul undelor. Pentru ca să studiem fiecare tip de undă va trebui să facem diverse aproximări în sistemul de ecuații.



a) unde longitudinale b) unde vertical-transversale c) unde orizontal-transversale

Fig. 7.3 Tipuri de unde (după Drăghici, 1988).

Pentru fiecare caz ecuațiile sunt: ecuațiile de mișcare, ecuația de continuitate, ecuația de conservare a energiei și ecuația de stare. Metoda folosită pentru rezolvarea sistemului de ecuații este metoda micilor perturbații.

• *Ecuațiile de bază*

Scrierea ecuațiilor pentru analiza undelor necesită alegerea coordonatei verticale. Aceasta poate fi: înălțimea (z), presiunea (p) sau coordonata σ ($= p/p_0$)

Ecuațiile de bază în coordonate carteziene (x, y, z, t) sunt:

$$\frac{du}{dt} - fv = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad 7.25$$

$$\frac{dv}{dt} + fu = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \quad 7.26$$

$$\frac{dw}{dt} + g = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \quad 7.27$$

$$-\frac{d \ln \rho}{dt} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \quad 7.28$$

$$\frac{d}{dt} (\ln T) = \kappa \frac{d}{dt} (\ln \rho) \quad 7.29$$

Ecuațiile de bază în coordonate izobarice (x, y, p, t):

$$\frac{du}{dt} - fv = -(1 + \varepsilon) = \frac{\partial \Phi}{\partial x} \quad 7.30$$

$$\frac{dv}{dt} - fu = -(1 + \varepsilon) = \frac{\partial \Phi}{\partial y} \quad 7.31$$

$$\frac{RT}{p} = -(1 + \varepsilon) = \frac{\partial \Phi}{\partial p} \quad 7.32$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial \omega}{\partial p} = \frac{d}{dt} \{ \ln(1 + \varepsilon) \} \quad 7.33$$

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\kappa \omega T}{p} \quad 7.34$$

unde

$$\varepsilon = \frac{d\omega}{dt} = \frac{1}{g^2} \frac{d}{dt} \left(\frac{d\Phi}{dt} \right)$$

și

$$\omega = \frac{dp}{dt}, \quad \Phi = gz, \quad \frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + \omega \frac{\partial}{\partial p}$$

Ecuațiile de bază în coordonate sigma ($x, y, \sigma = \frac{p}{p_0}, t$).

Ecuațiile se pot obține făcând o transformare de variabilă în oricare din cele două seturi de ecuații precedente.

$$\frac{du}{dt} - fv = -(1 + \varepsilon) = \frac{\partial \Phi}{\partial x} - RT \frac{\partial}{\partial x} (\ln p) \quad 7.35$$

$$\frac{dv}{dt} - fu = -(1 + \varepsilon) = \frac{\partial \Phi}{\partial y} - RT \frac{\partial}{\partial y} (\ln p) \quad 7.36$$

$$\frac{RT}{\sigma} = -(1 + \varepsilon) \frac{\partial \Phi}{\partial \sigma} \quad 7.37$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial \sigma} = -\frac{d}{dt} (\ln p_0) + \frac{d}{dt} \{\ln(1 + \varepsilon)\} \quad 7.38$$

$$\frac{dT}{dt} = kT \left[\frac{\dot{\sigma}}{\sigma} + \frac{d}{dt} (\ln p_0) \right] \quad 7.39$$

unde $\dot{\sigma} = \frac{d\sigma}{dt}$ iar $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + \dot{\sigma} \frac{\partial}{\partial \sigma}$

În principiu, liniarizarea prin teoria micilor perturbații se poate aplica oricărui set de ecuații, indiferent de sistemul de coordonate. Noi vom folosi sistemul de coordonate izobaric.

Inițial, pentru simplificare vom considera că mișcarea este independentă de y deci vom neglija variația parametrului Coriolis cu latitudinea: $\beta = \frac{\partial f}{\partial y} = 0$. Vom considera de asemenea, perturbații mici față de starea de bază a atmosferei.

7.4.1. Undele sonore (acustice)

Undele sonore sau undele acustice sunt unde longitudinale. Sunetul se propagă printr-o succesiune de comprimări și destinderi adiabatice ale mediului. Astfel, va exista un gradient al presiunii care va accelera aerul.

Că să introducem metoda perturbației, considerăm o undă sonoră unidimensională, care se propagă paralel cu axa x . Că să excludem posibilitatea oscilației transversale, presupunem că $w = v = 0$ și impunem condiția ca u (componenta zonală) să fie funcție numai de x și t : $u = u(x, t)$.

Cu aceste restricții, ecuația de mișcare, ecuația de continuitate și ecuația termodinamică pentru mișcări adiabatice vor fi:

$$\frac{du}{dt} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \quad 7.40$$

$$\frac{dp}{dt} + \rho \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad 7.41$$

$$\frac{d \ln \theta}{dt} = 0 \quad 7.42$$

Se știe că:

$$\theta = \frac{p}{\rho R} \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{R}{c_p}} \quad p_0 = 1000 \text{ hPa}$$

Se elimină θ din (7.42) și se obține:

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d \ln p}{dt} - \frac{d \ln p}{dt} = 0 \quad 7.43$$

sau

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d \ln p}{dt} + \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad 7.44$$

Dar, conform teoriei perturbației, variabilele se scriu:

$$\begin{aligned} u(x, t) &= \bar{u} + u'(x, t) \\ p(x, t) &= \bar{p} + p'(x, t) \\ \rho(x, t) &= \bar{\rho} + \rho'(x, t) \end{aligned} \quad 7.45$$

Substituim ecuația (7.45) în (7.40) și (7.41) și se obține:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\bar{u} + u') + (\bar{u} + u') \frac{\partial}{\partial x} (\bar{u} + u') + \frac{1}{\bar{\rho} + \rho'} \frac{\partial}{\partial x} (\bar{p} + p') &= 0 \\ \frac{\partial}{\partial t} (\bar{p} + p') + (\bar{u} + u') \frac{\partial}{\partial x} (\bar{p} + p') + \gamma (\bar{p} + p') \frac{\partial}{\partial x} (\bar{u} + u') &= 0 \end{aligned} \quad 7.46$$

Pentru că $|\rho'| / |\bar{\rho}| \ll 1$, vom aproxima termenul densității din dezvoltarea în serie:

$$\frac{1}{\bar{\rho} + \rho'} = \frac{1}{\bar{\rho}} \left(1 + \frac{\rho'}{\bar{\rho}} \right)^{-1} \cong \frac{1}{\bar{\rho}} \left(1 - \frac{\rho'}{\bar{\rho}} \right)$$

Lucrând în aproximarea de ordinul I (se neglijază produsele abaterilor observând că cîmpurile la echilibru sunt constante), se liniarizează ecuațiile, și se obține:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \right) u' + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial x} = 0 \quad 7.47$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \right) p' + \gamma \bar{p} \frac{\partial u'}{\partial x} = 0 \quad 7.48$$

Ca din ele prin eliminarea lui u' să se obțină ecuația undei:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \right)^2 p' - \frac{\gamma \bar{p}}{\bar{\rho}} \frac{\partial^2 p'}{\partial x^2} = 0 \quad 7.49$$

Ecuația (7.49), ecuația undei, are soluție de forma:

$$p' = \operatorname{Re} \{ A \exp ik(x - ct) \} \quad 7.50$$

Substituind (7.50) în (7.49) se obține *ecuația de dispersie*:

$$(-ikc + ik\bar{u})^2 - \frac{\gamma\bar{P}}{\bar{\rho}}(ik)^2 \quad 7.51$$

și se deduce că (7.50) este soluție a ecuației (7.49) numai dacă viteza de fază are expresia:

$$c = \bar{u} \pm \sqrt{\frac{\gamma\bar{P}}{\bar{\rho}}} = \bar{u} \pm \sqrt{\gamma R \bar{T}} \quad 7.52$$

Se observă că viteza undei care se propagă relativ la curentul zonal este $\sqrt{\gamma R \bar{T}}$ și reprezintă viteza *adiabatică* a sunetului. \bar{T} este temperatura corespunzătoare stării de echilibru.

Frecvența undei va fi:

$$\nu = ck = k\bar{u} \pm k\sqrt{\gamma R \bar{T}}, \text{ corespunzător numărului de undă } k.$$

Frecvența, ν , este mai *ridicată* pentru un observator care se deplasează cu curentul zonal \bar{u} în aval de sursa sonoră și mai redusă pentru un observator situat în amontele sursei sonore.

Undele sonore, manifestându-se prin comprimări și destinderi succesive, se pot propaga numai prin medii compre și bile, iar din acest punct de vedere atmosfera este compre și bilă.

Din fericire pentru meteorologi, oscilațiile de presiune asociate sunt foarte mici și consecințele sinoptice ale undelor sonore sunt neglijabile. Astfel, deși în forma lor originală ecuațiile meteorologice au ca soluție particulară undele sonore, excluderea mecanismului de producere a acestora din formularea ecuațiilor nu ar trebui să creeze dificultăți pentru interpretarea proceselor de interes meteorologic. Concret, trebuie ca deducerea câmpului presiunii să se facă astfel încât să nu fie influențat de mecanismul compre și ei adiabatice.

De exemplu, într-o atmosferă hidrostatică, presiunea se deduce numai din greutatea coloanei de aer de deasupra punctului considerat și, astfel, undele sonore nu se mai propagă în direcție verticală. Așa că înlocuirea ecuațiilor de mișcare pe componenta verticală cu ecuația hidrostatică și gură filtrarea undelor sonore. Filtrarea completă se poate face impunând condiția $\omega = dp/dt = 0$ la frontieră inferioară, sau prin tratarea ecuației de bază în coordonate izobarice.

7.4.2. Unde gravitaționale

- Unde gravitaționale de suprafață

Undele gravitaționale sunt unde vertical-transversale și sunt rezultatul acțiunii gravitației asupra atmosferei. Pentru a separa undele gravitaționale pure, se ignoră rotația terestră, și se acceptă ipoteza echilibrului hidrostatic privind atmosfera ca un fluid incompresibil. Pentru a exclude undele transversal-orizontale, se consideră că mișcarea particulei de fluid se face în planul (x, z) .

Se consideră mai întâi pentru ușurință studiului, *undele gravitaționale superficiale*, undele care se propagă orizontal și pot exista numai dacă fluidul are o suprafață liberă.

Pentru obținerea ecuației undelor gravitaționale, se consideră atmosfera ca fiind formată din două straturi de fluid omogen cu densitățile ρ_1 și ρ_2 stratificată stabil cu $\rho_1 > \rho_2$ (poate să fie și suprafață de separare apă–aer).

Dacă se consideră echilibrul hidrostatic, $dp = -\rho g dz$, atunci gradientul presiunii orizontale din fiecare strat va fi independent de înălțime.

Presupunem că nu există gradienți orizontali de presiune în stratul superior. Gradientul presiunii în stratul inferior se poate obține prin integrarea pe verticală a ecuației echilibrului hidrostatic: $-\frac{g}{\rho_1} \Delta\rho \frac{\partial h}{\partial x}$ cu $\Delta\rho = \rho_1 - \rho_2$

Ecuațiile de mișcare în planul (x, z) pentru stratul inferior vor fi:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{g}{\rho_1} \Delta\rho \frac{\partial h}{\partial x} \quad 7.53$$

și ecuația de continuitate:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad 7.54$$

Întrucât gradientul presiunii orizontale este independent de z , ecuația (7.54) se va putea integra pe verticală între $z = 0$ până la $z = h$:

$$w(h) - w(0) = -h \frac{\partial u}{\partial x} \quad 7.55$$

Dar $w(h)$ este chiar viteza cu care se modifică înălțimea la suprafața de discontinuitate:

$$w(h) = \frac{dh}{dt} = \frac{\partial h}{\partial t} + u \frac{\partial h}{\partial x} \quad 7.56$$

Pentru a suprima eventualitatea unor oscilații forțate, se presupune că suprafața terestră (oceanului) este netedă, astfel încât $w(0) = 0$.

Ecuația de continuitate devine:

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(hu) = 0 \quad 7.57$$

și împreună cu ecuația de mișcare formează un set de ecuații cu două necunoscute: u și h .

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + g \frac{\Delta\rho}{\rho'} \frac{\partial h}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(hu) = 0 \end{array} \right. \quad 7.58$$

cunoscut în cazul când stratul inferior este apa, ca fiind sistemul de ecuații pentru apa puțin adâncă – ecuația undelor gravitaționale de suprafață.

Se aplică metoda perturbației pentru liniarizarea sistemului de ecuații în raport cu o stare de bază (\bar{u} , \bar{h}).

$$u = \bar{u} + u'; h = H + h';$$

sistemul liniarizat este:

$$\begin{cases} \frac{\partial u'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial u'}{\partial x} + g \frac{\Delta p}{\rho_1} \frac{\partial h'}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial h'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial h'}{\partial x} + H \frac{\partial u'}{\partial x} = 0 \end{cases} \quad 7.59$$

Se elimină u' între cele două ecuații și se obține ecuația undei:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \right)^2 h' - g \frac{H \Delta p}{\rho_1} \frac{\partial^2 h'}{\partial x^2} = 0 \quad 7.60$$

Ecuația (7.60) reprezintă ecuația undei gravitaționale, cu soluție de tipul:

$$h' = A \cdot e^{ik(x-ct)} \quad 7.61$$

Dacă (7.61) se substituește în (7.60), atunci condiția ca să fie soluție a ecuației (7.43) implică expresia vitezei de fază:

$$c = \bar{u} + \left(g \frac{H \Delta p}{\rho_1} \right)^{\frac{1}{2}} \quad 7.62$$

Ecuația (7.62) reprezintă viteză de fază a undelor gravitaționale interne de-a lungul suprafeței de discontinuitate considerată.

Pentru H de la $1 \div 10$ km și $\Delta p / \rho_1$ de la $0,1 \div 0,01$, viteză undelor relativ la mediu se situează între 10 și 100 m/s.

De menționat că, pe lângă undele gravitaționale interne, care se dezvoltă pe interfața de discontinuitate în densitate, mai există și unde gravitaționale externe, amplitudinea mare a acestora realizându-se la frontieră fluidului.

În toate cazurile, mecanismul este indus de forță gravitațională terestră. Într-un fluid mărginit atât superior, cât și inferior (cazul oceanelor), undele gravitaționale se propagă dominant în direcție orizontală, deoarece undele care s-ar propaga vertical ar fi reflectate la frontiere, iar undele incidente și reflectate ar putea genera cel mult unde rezonante.

În atmosferă care nu are limită superioară, undele gravitaționale interne se propagă și în direcție verticală. Aceste propagări verticale nu sunt, însă, importante pentru meteorologii în prognoza vremii pe perioade scurte.

Totuși, undele gravitaționale interne reprezintă cauza undelor de deasupra și de după munte. Totodată, se consideră că ele reprezintă un mecanism important pentru transportul energiei și a cantității de mișcare din troposferă joasă în cea înaltă și chiar în stratosferă. Deseori, prezența lor este asociată cu producerea turbulentei în aer clar (vezi capitolul 6), deosebit de periculoasă pentru aviație.

- Undele gravitaționale interne (oscilații interne).

Aceste unde apar la diferite scări spațiale. Ele sunt generate de mai multe mecanisme printre care forcingul* topografiei și convecția.

* Noțiunea de *forcing* a fost definită în capitolul 3 ca fiind: constrângere datorată unui complex de factori care acționează, de regulă, din exteriorul sistemului.

Propagarea verticală a undelor gravitaționale se consideră că determină un transport vertical de impuls foarte important care afectează puternic circulația la scară mare mai ales în stratosferă și deasupra ei. Astăzi, rolul undelor în circulația generală reprezintă un punct "fierbinți" pentru cercetători.

În atmosferă, undele gravitaționale pot exista numai când atmosfera este stratificată stabil, aşa încât particula de fluid care s-a deplasat vertical va începe să oscileze. Întrucât forța ascensională (portantă) este forța responsabilă pentru undele gravitaționale, numele de unde portante ar fi mai adekvat. Totuși, se numesc unde gravitaționale.

Undele gravitaționale în propagarea pe verticală au faza ca funcție de înălțime și, de aceea, sunt numite „*unde interne*”.

Pentru simplificare, ne vom limita la propagarea undelor gravitaționale în planul $x-z$ (bidimensional).

Frecvența caracteristică a undelor de acest fel poate fi obținută din teoria particulei.

Reamintim că, pentru a obține frecvența oscilației, se consideră o particulă de fluid care se deplasează vertical pe o distanță mică δz , fără să perturbe mediul (capitolul 6). Accelerarea particulei în deplasare adiabatică este :

$$\frac{d^2(\delta z)}{dt^2} = -N^2 \delta z \quad \text{cu} \quad N^2 = \frac{g}{\theta} \frac{d\bar{\theta}}{dz} \quad 7.63$$

unde N^2 se numește frecvență Brünt–Väisälä și reprezintă o măsură a stabilității statice a atmosferei. (Pentru condiții troposferice medii: $N \approx 1,2 \cdot 10^{-2}$, aşa încât perioada de oscilație este de aproximativ 8 minute).

Ecuatiile de bază sunt ca și la undele superficiale în planul (x, z) :

$$\begin{aligned} \frac{du}{dt} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} &= 0 \\ \frac{dw}{dt} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + g &= 0 \end{aligned} \quad 7.64$$

Ecuatia de continuitate este:

$$\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dt} + \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad 7.65$$

Pentru mișcările adiabatice temperatura potențială rămâne constantă și principul întâi al termodinamicii sau legea de conservare a energiei are ecuația:

$$\frac{d \ln \theta}{dt} = 0 \quad 7.66$$

Ecuatia (7.66) se poate scrie în funcție de densitate și presiune astfel (ca la undele sonore):

$$\frac{d \ln \theta}{dt} = \frac{1}{\gamma} \frac{d \ln p}{dt} - \frac{d \ln \rho}{dt} \quad 7.67$$

Pentru o atmosferă neperturbată p, ρ sau θ nu variază pe orizontală.

Dacă $u = u'$, $w = w'$, $\rho = \rho' + \bar{\rho}$, $p = \bar{p} + p'$, folosind ecuația de stare pentru starea de bază $\frac{\bar{p}}{\bar{\rho}} = gH$ cu H înălțimea de scală și criteriile de la metoda micilor perturbații, ecuațiile (7.64), (7.65), (7.67) devin pentru perturbațiile u' , w' , $\frac{\rho'}{\bar{\rho}}$, $\frac{p'}{\bar{p}}$:

$$\frac{\partial u'}{\partial t} + gH \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{p'}{\bar{p}} \right) = 0 \quad 7.68$$

$$\frac{\partial w'}{\partial t} + g \left(\frac{\rho'}{\bar{\rho}} \right) + gH \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{p'}{\bar{p}} \right) - g \left(\frac{p'}{\bar{p}} \right) = 0 \quad 7.69$$

$$\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial w'}{\partial z} - \frac{w'}{H} + \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho'}{\bar{\rho}} \right) = 0 \quad 7.70$$

$$-\frac{N^2}{g} w' + \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho'}{\bar{\rho}} \right) - \frac{1}{\gamma} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{p'}{\bar{p}} \right) = 0 \quad 7.71$$

Pentru rezolvarea acestor ecuații se va considera pentru început o atmosferă izotermă (Houghton, 2002), pentru care $\frac{N^2}{g} = \frac{(\gamma - 1)}{\gamma H}$ este constant.

Soluțiile ecuațiilor trebuie să fie de forma:

$$\exp(\alpha z) \exp(i(\nu t + kx + mz)) \quad 7.72$$

în care prima exponențială a fost introdusă pentru variația amplitudinii cu înălțimea.

Dacă se substituie (7.72) în ecuațiile (7.68)–(7.71) determinantul coeficienților trebuie să fie egal cu zero. Pentru părțile imaginare, se găsește ca în afară de cazul când $m = 0$, $\alpha = 1/2H$. Soluțiile cu prima condiție nu au o variație a fazei pe verticală și se numesc *unde externe*; cele mai importante dintre acestea sunt cele discutate anterior, *undele superficiale sau de suprafață*. Energia acestor unde este concentrată la suprafața de separare dintre două straturi cu densități diferite similare cu cele de la suprafața oceanului. Când $m \neq 0$ avem de a face cu *unde interne*. Substituind $\alpha = 1/2H$ în ecuație și considerând partea reală a determinantului coeficienților egală cu zero, se obține relația de dispersie:

$$m^2 = k^2 \left(\frac{N^2}{\nu^2} - 1 \right) + \frac{(\nu^2 - \nu_a^2)}{c^2} \quad 7.73$$

cu c viteza sunetului, $N^2 = g \frac{(\gamma - 1)}{\gamma H}$ iar $\nu_a = \frac{1}{2} \left(\frac{\gamma g}{H} \right)^{\frac{1}{2}} = \frac{c}{2H}$; ν_a este cunoscută ca *frecvența acustică de tăiere*.

Relația de dispersie (7.73) este reprezentată în figura 7.4, unde curbele pentru $m = 0$ sunt trasate într-o diagramă (ν , k).

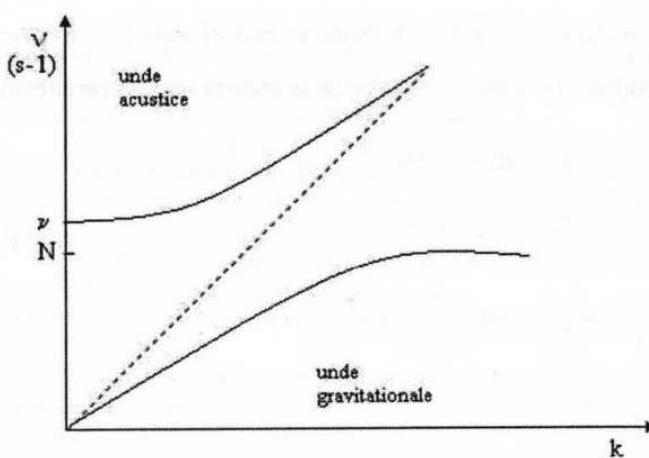


Fig. 7.4. Curbele de dispersie pentru unde gravitaționale. Liniile continue reprezintă cazul $m = 0$ iar linia întreruptă este pentru unda care are viteza sunetului, c (după Houghton, 2002)

Două regiuni unde m^2 este pozitiv sunt aparent, regiunile de frecvență ridicată ($v > v_a$, când $k = 0$) care descriu undele acustice și regiunile de frecvență joasă unde gravitaționale. Întrucât $N < v_a$, aceste două regiuni sunt bine separate.

Se observă din ecuația de dispersie (7.73) că dacă $m \ll k$, adică pentru undele adânci de lungime de undă orizontală scurtă prin comparație cu lungimea de undă verticală, $v \approx N$, așa cum era de așteptat.

Dacă nu se mai consideră presupunerea că atmosferă este izotermă, relația de dispersie (7.73) poate fi folosită ca o aproximare rezonabilă cu N ca frecvența Brünt-Väisälä pentru atmosferă respectivă, cu condiția ca $N < v_a$ care este cazul normal pentru întreaga atmosferă.

Dacă atmosfera este în starea de curgere zonală uniformă \bar{u} , relația de dispersie se păstrează încă, cu condiția ca v să se înlocuiască cu $v + \bar{u}k$, frecvența care ar fi văzută de un observator care se mișcă odată cu curentul de bază și cunoscută ca frecvență intrinsecă.

Ecuația de dispersie (7.73) se aplică undelor cu un domeniu larg de lungimi de undă frecvențe și viteze. Pentru undele gravitaționale cu lungimi de undă pe orizontală de ordinul a câțiva kilometri, primul termen este mult mai mare decât al doilea. În acest caz, ținând seama de prezența curentului zonal uniform \bar{u} , relația de dispersie poate fi scrisă ca:

$$\frac{(v - \bar{u}k)^2}{N^2} = \frac{k^2}{m^2 + k^2} \quad 7.74$$

Cel mai ușor exemplu observat pentru astfel de unde gravitaționale este cel al undelor la adăpost de vânt în zonele muntoase (undele Lee). Aerul care este forțat să curgă peste munte în condiții de stabilitate este lansat într-o oscilație încât să se deplaseze în josul muntelui. În acest fel, așa cum se vede din figura 7.5, este inițiat un sistem de unde gravitaționale interne în partea dinspre vânt a muntelui. Dacă mișcarea verticală asociată acestor unde Lee este destul de puternică și aerul este destul de umed, se poate obține condensarea și apar norii de undă. Astfel de nori se întâlnesc în mod obișnuit la

estul unei bariere muntoase. Astfel de unde sunt staționare în raport cu muntele și componenta orizontală a vitezei de fază relativ la suprafață va fi zero și în acest caz pentru $k \ll m$ din ecuația (7.74) se obține:

$$m = \frac{N}{\bar{u}} \quad 7.75$$

Întrucât sursa de energie este în apropierea suprafeței, energia este propagată în sus. Viteza lor de grup este, de a ceea dirijată în sus iar viteza lor de fază în jos. În consecință, liniile de fază constantă în undele staționare se înclină cu înălțimea înapoi în raport curgerea medie (Fig. 7.5) deși în practică, din cauză că vântul variază cu înălțimea, rar situația este așa de simplă cum este prezentată.

Undele gravitaționale reprezintă numai o componentă minoră a mișcării aerului în atmosferă joasă, dar peste 75 km, mișcarea atmosferei este dominată de aceste unde. Undele la nivele de peste 75 km sau mai mult sunt disipate și ca urmare ele contribuie în mod semnificativ la bilanțul energetic al mezosferei superioare și termosferei joase. Ele joacă un rol important în determinarea bilanțului de impuls în regiunea mezopauzei.

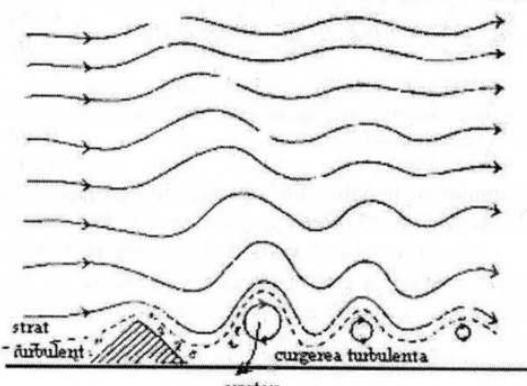


Fig. 7.5. Structura undelor Lee (după Gerbier și Berenger, 1961)

7.5. UNDELE ROSSBY

Tipul de undă care este de cea mai mare importanță pentru procesele meteorologice la scară mare este unda Rossby, undă planetară. Într-o atmosferă barotropă, undă Rossby este o vorticitate absolută care conservă mișcarea care se datorează existenței variației forței Coriolis cu latitudinea, așa numitul efect β .

Propagarea undei Rossby poate fi înțeleasă în mod calitativ considerând un lanț închis de particule de fluid aliniate inițial de-a lungul unui cerc latitudinal.

Reamintim că vorticitatea absolută η este dată de $\eta = \zeta + f$ unde ζ este vorticitatea relativă și f parametrul Coriolis.

Presupunem că $\zeta = 0$ la momentul $t = t_0$ și că, δy este deplasarea meridianală a particulei de fluid de la latitudinea inițială. Atunci, la t_1 avem:

$$(\zeta + f)_{t_1} = f_{t_0} \quad 7.76$$

sau

$$\zeta_{t_1} = f_{t_0} - f_{t_1} = -\beta \cdot \delta y \quad 7.77$$

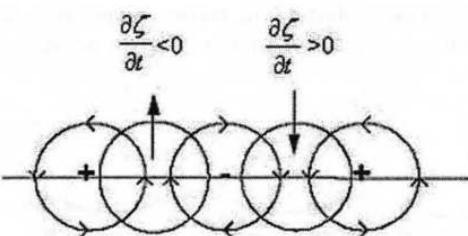


Fig. 7.6. Lanțul de vortexuri de-a lungul unui cerc latitudinal, care arată propagarea către vest a undelor Rossby (după Randall, 2002)

minimului vorticității, cum se vede din figura 7.6. Astfel, maximele și minimele se propagă către vest. Această propagare către vest a câmpului vorticității constituie o undă Rossby.

Ca să se obțină ecuația de dispersie pentru unde Rossby, se elimină celelalte tipuri de unde și pentru aceasta vom lucra în sistemul de coordonate izobarice, care conține ipoteza echilibrului hidrostatic și, astfel, elimină automat undele sonore verticale.

Presupunem că $\omega = \frac{dp}{dt} = 0$, ipoteză care elimină atât undele sonore orizontale, cât și unde gravitaționale.

Sistemul ecuațiilor fundamentale în coordonate izobarice este (vezi capitolul 6):

$$\begin{aligned}\frac{du}{dt} - fv + \frac{\partial \Phi}{\partial x} &= 0 \\ \frac{dv}{dt} + fu + \frac{\partial \Phi}{\partial y} &= 0 \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} &= 0\end{aligned}\quad 7.78$$

unde Φ este geopotențialul.

În ecuațiile (7.78), pentru că $\omega = 0$, în d/dt dispare termenul advecției verticale, iar în ecuația de continuitate dispare $\frac{d\omega}{dp}$.

Se aplică procedura de obținere a ecuației vorticității pentru atmosfera barotropă:

$$\frac{d\zeta}{dt} + v \frac{df}{dy} = 0 \quad \text{cu} \quad \zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \quad 7.79$$

sau

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} \right) \zeta + v \frac{df}{dy} = 0 \quad 7.80$$

Presupunem că mișcarea constă dintr-o stare de bază zonală $\bar{u} = \text{const}$, în echilibru geostrofic cu câmpul $\bar{\Phi} = \bar{\Phi}(y)$ peste care se suprapun perturbații orizontale:

Din (7.77) este evident că, dacă lanțul de particule este supus unei deplasări meridianale sinusoidale, atunci vorticitatea perturbației induse va fi pozitivă (ciclonică) pentru o deplasare către sud și negativă (anticiclonică) pentru o deplasare către nord, așa cum se indică și în figura 7.6.

Câmpul meridianal al vitezei asociat cu câmpul perturbației vorticității advecțează lanțul particulelor de fluid către sud-vest maximul vorticității și către nord-est

$$u = \bar{u} + u'; v = \bar{v}; \Phi = \bar{\Phi} + \Phi'; \zeta = \zeta' \quad 7.81$$

Se definește funcția de curent ψ' pentru mișcarea perturbată:

$$u' = -\frac{\partial \psi'}{\partial y} \text{ și } v' = \frac{\partial \psi'}{\partial x} \quad 7.82$$

de unde se deduce că $\zeta' = \nabla^2 \psi'$, astfel încât, după liniarizare, ecuația vorticității se va scrie:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \right) \nabla^2 \psi' + \beta \frac{\partial \psi'}{\partial x} = 0 \quad 7.83$$

unde am presupus că $\beta = \frac{df}{dy}$ este o constantă.

Soluția ecuației este de forma:

$$\psi' = \operatorname{Re} \{ A e^{i\phi} \} \quad 7.84$$

$$\psi' = A e^{ik(x-ct)} \cos ly \quad 7.85$$

unde $\phi = kx + ly - vt$. Aici, k și l sunt numerele de undă zonal și, respectiv, meridional. Înlocuind soluția în ecuații se obține relația de disper și e:

$$(-v + k\bar{u})(-k^2 - l^2) + k\beta = 0 \quad 7.86$$

din care se obține frecvența:

$$v = \bar{u}k - \frac{\beta k}{k^2 + l^2} \quad 7.87$$

Viteza de fază zonală relativ la vântul mediu va fi:

$$c_x - \bar{u} = -\frac{\beta}{k^2 + l^2} \quad 7.88$$

Astfel, în contrast cu undele sonore și gravitaționale, undele Rossby se propagă către vest relativ la curentul zonal, cu viteze ce depind de numerele de undă zonal și meridional. Așadar, undele Rossby sunt unde dispersive, a căror viteză de fază crește cu lungimea de undă. Acest rezultat este conform cu faptul că advecția vorticității planetare, care trebuie să determine perturbații retrograde, domină în mod crescător peste advecția vorticității relative, cu cât lungimea de undă a perturbației crește.

Ecuația (7.88) furnizează doar o măsură cantitativă a acestui efect în cazurile în care perturbația este destul de mică, astfel încât teoria perturbației să fie aplicabilă. Pentru o perturbație tipică la scară sinoptică la latitudine medie cu lungimea de undă zonală $L_x = 6000$ km și latitudinală $L_y = 3000$ km, viteza undei Rossby relativ la curentul zonal calculată din (7.88) este aproximativ -6 m/s. Astfel, undele Rossby la scară sinoptică se deplasează lent.

Viteza de grup a undelor Rossby va avea componentele:

$$\begin{aligned} c_{gx} &= \frac{\partial v}{\partial k} = \bar{u} - \frac{\beta(k^2 - l^2)}{(k^2 + l^2)} \\ c_{gy} &= \frac{\partial v}{\partial l} = \frac{2kl}{(k^2 + l^2)} \beta \end{aligned} \quad 7.89$$

Se observă că, deși viteza de fază în direcția x este întotdeauna negativă, componenta vitezei de grup în direcția x poate avea ambele semne: un pachet de unde conținând unde scurte ($k^2 > l^2$) se va propaga în direcția $x > 0$ (către est), în timp ce pentru unde lungi ($k^2 < l^2$), pachetul va retrogradă către vest.

Dacă se revine la ideea de *oscilații libere atmosferice*, trebuie spus că acestea, fiind permise într-o atmosferă hidrostatică stabilă gravitațional, constau din unde gravitaționale care se deplasează către est și vest, care sunt ușor (slab) modificate de rotația Pământului și unde Rossby, care se deplasează către vest și care sunt slab modificate prin stabilitatea gravitațională.

Aceste oscilații libere sunt moduri normale ale oscilației atmosferice. Ele sunt în mod continuu excitate prin diferențele forțe care acionează în atmosferă. Oscilațiile libere planetare, deși pot fi detectate cu grijă prin studii observaționale, par să aibă amplitudini destul de mici. Aceasta probabil pentru că forțele sunt chiar slabe la vitezele de fază mari caracteristice acestor unde lungi.

Așa cum s-a menționat în paragrafele precedente, undele atmosferice apar într-o varietate de tipuri fizice, distincte.

Undele Rossby sunt unde planetare, care apar și în oceane și în stele. Ele se propagă la vest relative la curgerea medie, astfel încât pot deveni și staționare (în raport cu suprafața) într-o curgere vestică. Ele pot fi excitate în mai multe moduri, inclusiv interacția curgerii medii cu munții, evenimentele convective și instabilitățile de toate felurile. Undele Rossby au scară spațială mare când sunt intense și energia lor, când sunt excitate la nivele joase, se propagă în sus. Propagarea în sus a energiei are un rol foarte important în încălzirile stratosferice brusete.

Pentru scopuri sinoptice (Beșleagă, 1973) este necesară o analiză a ecuației (7.89). Se notează cu k numărul de unde de pe întreg cercul latitudinal φ , cu r raza cercului și a raza Pământului:

$$\begin{aligned} c_x &= \bar{u} - \frac{\beta}{(k^2 + l^2)} \\ c_x &= \frac{L_x^2 L_y^2}{4\pi^2 (L_x^2 + L_y^2)} \beta \end{aligned} \quad 7.90$$

$$L_x = 2\pi a \cos \varphi; \quad L_y = \frac{2\pi a \cos \varphi}{k}; \quad 7.91$$

$$\beta = \frac{df}{dy} = 2\Omega \cos \varphi \frac{\partial \varphi}{\partial y}; \quad \beta = \frac{2\Omega \cos \varphi}{a} \quad 7.92$$

cu

$$\delta y = \alpha \sin \varphi \quad \text{și} \quad \frac{\partial y}{\partial \varphi} = a$$

Se consideră unde puțin adânci, $L_y^2 / L_x^2 \ll 1$, și în acest caz ecuația (7.90) devine:

$$c = \bar{u} - \frac{\beta L^2}{4\pi^2} \quad 7.93$$

sau

$$c = \bar{u} - \frac{2\Omega a}{k^2} \cos^3 \varphi, \quad \bar{u} - c = \frac{2\Omega a}{k^2} \cos^3 \varphi \quad 7.94$$

În tabelul 7.1 sunt trecute valorile pentru $(\bar{u} - c)$ pentru diferite numere de undă și diferite latitudini (Beșleagă, 1973)

*Tabel 7.1
Valorile calculate pentru $(\bar{u} - c)$ (m/s) pentru diferite numere de undă și diferite latitudini*

φ	k					
	2	3	4	5	6	7
30°	150,7	67	37,7	24,1	16,7	12,8
45°	82	36,5	20,5	13,1	9,1	6,7
60°	29	12,9	7,3	4,6	3,2	2,4

Dacă $\bar{u} > (\bar{u} - c)$ rezultă că $c > 0$ și deci că deplasarea undei se face de la vest către est, deci în sensul circulației zonale.

Dacă $\bar{u} < (\bar{u} - c)$ rezultă că $c < 0$ și deci că deplasarea undei se face de la est către vest (circulație retrogradă).

Deoarece $(\bar{u} - c)$ scade cu creșterea lui k , rezultă că undele foarte lungi (k mic) vor avea o mișcare retrogradă, în timp ce undele de lungimi mai reduse vor avea o deplasare normală.

Exemplu: dacă $\bar{u} \in [10, 20]$ m/s, undele cu L_x mic ($k = 5 - 7$) se deplasează de la vest la est, iar cele cu L_x mare ($k = 2 - 3$), de la est la vest. Dar undele pot fi și unde staționare. Lungimea de undă pentru undele staționare, L_0 , se poate calcula, punând condiția $c = 0$.

$$L_0 = 2\pi \sqrt{\frac{\bar{u}}{\beta}} \quad 7.95$$

Pentru că în atmosferă se formează astfel de perturbații staționare, se explică existența centrilor de acțiune din atmosferă, cum sunt, de exemplu, anticiclronul Azoric și depresiunea Islandeză.

Ca o concluzie generală: pentru o viteză dată a curentului zonal \bar{u} și pentru o anumită latitudine, dacă lungimea de undă a perturbației barice $L < L_0$, centrul baric, talvegul sau dorsala se vor deplasa către est. Dacă $L > L_0$, perturbațiile vor căpăta o deplasare retrogradă (est-vest), iar dacă $L = L_0$, perturbațiile sunt staționare.

Cunoașterea modului în care evoluează și se deplasează în spațiu perturbațiile barice de undă lungă sunt de cea mai mare importanță pentru practica sinoptică, pentru că aspectele esențiale ale vremii depind de aceste procese.

Astfel, în condițiile unei circulații evazi-zonale, caracterizate prin valori reduse ale lungimii de undă L_x , și deci prin k mari, aspectul vremii va prezenta fluctuații rapide,

uneori chiar de la o zi la alta. Advecțiile reci sau calde (termice) se succed fără a marca variații importante în mersul temperaturii, dată fiind amplitudinea redusă a perturbației.

Dimpotrivă, când circulația este de lungimi de undă L_x mari, vremea își păstrează aspectul timp îndelungat. Trebuie subliniat faptul că perturbația de lungime de undă mare se caracterizează, de regulă, și prin amplitudini mari, ceea ce explică advecțiile termice însemnate care le însoțesc.

Schimbările termice de amplitudine mare, care se efectuează între latitudinile joase și înalte, între regiunile subtropicale sau tropicale sau zonele polare sau arctice, sunt asociate unor circulații de lungimi mari de undă.

Între intensitatea și natura advecției termice, pe de o parte, și evoluția perturbațiilor barice, pe de altă parte, există o puternică intercondiționare. Advecțiile reci au tendința de a accentua coborârea valorii de geopotențial și prin aceasta intensificarea talvegurilor barice, în timp ce advecțiile calde, dimpotrivă, conduc la creșterea geopotențialului și dezvoltarea dorsalelor. Prin aceasta, unda barică se dezvoltă și tinde să atingă starea de staționaritate și, eventual, chiar de mișcare retrogradă.



Întrebări și probleme

1. Ce sunt modurile normale sau simplu, modurile?
2. Să se definească unda și oscilațiile atmosferice; să se precizeze care sunt tipurile de oscilații atmosferice.
3. Care sunt principalele caracteristici ale undei?
4. Ce presupune metoda micilor perturbații și care este avantajul folosirii acestei metode pentru rezolvarea unui sistem de ecuații?
5. Să se spună care sunt ecuațiile de bază și ce sisteme de coordonate se pot folosi, precizându-se avantajele sau dezavantajele acestor sisteme.
6. Să se precizeze tipurile de unde cunoscute și să se caracterizeze pe scurt aceste tipuri.
7. Să se definească undele sonore și să se deducă ecuația (7.45).
8. Să se deducă relația de dispersie pentru undele sonore.
9. Să se demonstreze că în cazul undelor gravitaționale de suprafață gradientul de presiune orizontal nu depinde de înălțime.
10. Să se deducă expresia gradientului presiunii în stratul inferior (pentru undele gravitaționale de suprafață) $-\frac{g}{\rho_1} \Delta \rho \frac{\partial h}{\partial x}$.
11. Să se scrie ecuațiile de mișcare în plan orizontal pentru o atmosferă în care oscilațiile presiunii sunt neglijabile și în care nu există nici curgerea în starea de bază.
12. Să se deducă ecuațiile (7.68–7.71) pornind de la ecuațiile (7.64–7.67).
13. Să se deducă ecuația de dispersie pentru undele gravitaționale (7.83).
14. Să se demonstreze că pentru o atmosferă izotermă $\frac{N^2}{g} = \frac{(\gamma - 1)}{\gamma H}$.

15. Să se arate că într-o undă care se propagă în sus cu energie cinetică constantă, variația vitezei în undă cu înălțimea este de tip exponential, $\exp\left(\frac{z}{2H}\right)$, unde H este înălțimea de scală.
16. În ecuația ecuația (7.75) să se calculeze lungimea de undă verticală pentru o atmosferă izotermă și o atmosferă cu un gradient termic de 5 K/km; se consideră $\bar{u} = 10 \text{ m/s}$.
17. Să se calculeze viteza vântului zonal pentru unda Rossby la $60^\circ N$ cu numărul de undă 3 și lățimea latitudinală de 3000 km, pentru care unda ar fi stationară în raport cu Pământul.
18. Să se calculeze viteza de fază a undelor Rossby în raport cu curgerea de bază pentru unde care se deplasează în jurul latitudinii de $30^\circ N$ pe 3000 km lățimea latitudinală și 10000 km lungimea de undă.
19. Să se arate că viteza de grup a undei Rossby, pe direcția x, și pentru $k > l$ este în raport cu curgerea de bază opusă vitezei de fază.
20. Să se comenteze în context sinoptic, prezența undelor Rossby.



BIBLIOGRAFIE RECOMANDATĂ

- Beșleagă N., 1973: *Elemente de meteorologie dinamică*. Tipografia Institut Național de Meteorologie, București, 250 pg.
- Gavrilov N.M., 2002: *Experimental Atmospheric Dynamics*. <http://www.kurasc.kyoto-u.ac.jp/~gavrilov/lectures>
- Holton J.R., 1996: *Introducere în meteorologia dinamică* (traducere din engleză, Boroneanț și Rimbu), Ed.Tehnică, 425 pg.
- Houghton J., 2002, *The Physics of Atmospheres* (third Edition), Cambridge University Press, 300pg.
- Miller M., 2002, *Atmospheric Waves*, Meteorological training Course Lecture series, European Centre for Medium–Range Weather Forecasts (ECMWF).

3. CIRCULAȚIA GENERALĂ A ATMOSFEREI

Circulația generală a atmosferei reprezintă totalitatea curenților cu caracter permanent sau periodic care se produc la scară planetară. În plus, trebuie să se considere aspectele generale ale perturbațiilor suprapuse peste acești curenți de bază, ținând seama de dinamica atmosferei ca un întreg.

Câmpul neomogen al bilanțului energetic al suprafeței terestre, datorită unor cauze astronomice și geografice, transformă atmosfera terestră într-o mașină termică uriașă ce dirijează în continuu energia cinetică și potențială. Energia cinetică generată este disipată prin frecare, fiind transformată în energie termică sau transferată oceanelor sub forma energiei cinetice a curenților, în așa fel încât este menținut la scară întregii atmosfere un regim cvasi-staționar al mișcării. Mecanismele transferului de energie pot fi înțelese din inspecția termenilor din bilanțul energiei cinetice și potențiale din capitolul 4 (paragraful 4.6.2 și Fig. 4.14). Cea mai mare parte din energia potențială disponibilă generată de sursele de radiație de la ecuator și pierderile de la poli este convertită în energie potențială disponibilă a curenților turbionari și în energie cinetică turbionară prin mișcările turbioanelor de la latitudinile medii.

Scările spațiale și temporale care se folosesc pentru mișcările din atmosferă sunt prezентate în *tabelul 6.1*. Cea mai mare scară a câmpului vânt este numită *circulație macroscalară* și este exemplificată prin circulația globală, care este curgerea medie deasupra întregului glob terestru. Această curgere medie este o mediare statistică a observațiilor globale ale vântului realizată pe foarte mulți ani. Din cauza variațiilor sezoniere în mișcările din atmosferă, configurațiile circulației globale se stabilesc pentru iarnă și respectiv vară. Un tip ceva mai redus al circulației macroscale este în mod obișnuit denumit *scară sinoptică* și constă în principal din migrarea ciclonilor și anticiclonilor. Aceste sisteme sinoptice sunt elemente foarte importante ale circulației la latitudinile medii. Curgerea aerului în aceste circulații mai reduse decât cele de la scară globală constă în primul rând dintr-o curgere orizontală, cu mișcări verticale mult mai modeste.

Prin contrast, vânturile la *mezoscară* și *microscară* influențează arii mai mici și prezintă curgere verticală extinsă, care poate fi rapidă ca de exemplu într-o furtună în dezvoltare.

8.1. STRUCTURA OBSERVATĂ A ATMOSFEREI

Este convențional și foarte util, deși dintr-un anumit punct de vedere arbitrar, să analizăm o atmosferă împărțită meridianal, neglijând diferențele longitudinale, și pe

verticală. Așa cum am văzut în capitolul I, plecând de la bază, stratul de aer în contact direct cu suprafața Pământului este *Stratul Limită Planetar (SLP)*. Aerul în acest strat este turbulent și turbulența realizează în mod rapid schimbul de energie sub formă de căldură, umezeală, impuls între atmosferă și suprafață. Cele mai importante schimburi sunt cel de umezeală prin evaporarea de la suprafață și cel de impuls datorită frecării.

Fluxul de umezeală este important în circulația generală prin aportul energetic iar frecarea la suprafață este mecanismul primar care disipa energia cinetică în circulația generală. Înălțimea stratului limită planetar variază foarte mult atât în spațiu cât și în timp, dar o valoare de reținut este înălțimea de 1km.

Deasupra stratului limită planetar (SLP) este troposfera liberă, care este caracterizată printr-o stabilitate statică pozitivă dar slabă, adică temperatura potențială crește cu înălțimea cu un gradient mic.

- Pentru scopuri meteorologice, *zona tropicelor* este între 15° S și 15° N. Troposfera liberă la tropice este convectivă.

Asta înseamnă că aici există o activitate intensă în câmpurile umezelii și vântului: norii cumulus profunzi și cumulonimbus, adică norii de furtună produc ploi abundente, transportă energie, umezeală și impuls în înălțime.

Norii convectivi permit schimbul de aer dintre SLP și troposfera liberă. Aerul tropical este ridicat încet și această ascensiune medie este strâns legată de intensa dar puternic localizată viteză ascensională a norilor convectivi.

Curgerea medie în stratul limită și troposfera liberă este estică (în emisfera nordică) din cauza *alizeelor*.

Temperatura și presiunea la suprafață sunt în general foarte uniforme și monotone la tropice.

În particular, zona tropicelor este locul cu o varietate de unde și vortexuri, care organizează norii convectivi la scări de sute și mii de kilometri.

Zona tropicelor este de asemenea caracterizată de *sisteme musonice* intense care sunt asociate contrastelor mare-uscat și care în mod obișnuit se întind până la zonele subtropicale și chiar la latitudini medii.

- *Zona subtropicală* din fiecare emisferă se întinde între 15° și 30° , de o parte și alta a ecuatorului.

În majoritatea tropoferei subtropicale aerul circulă în sisteme anticlonice de amploare denumite *maxime subtropicale de presiune sau anticloni subtropicali*. Subidența inhibă precipitațiile, ceea ce explică de ce în zonele subtropicale sunt cele mai multe deșerturi de pe glob. Suprafața de evaporare este foarte puternică deasupra oceanelor subtropicale care are sisteme extinse de nori stratus cu precipitații slabe cantitativ.

Troposfera superioară este sediul *jeturilor subtropicale* care sunt curenți vestici care sunt intensi, în particular, în emisfera cu iarnă.

Mișcarea ascendentă la tropice și descendenta în zona subtropicală poate fi privită ca ramurile verticale a unei circulații "celulare" în planul înălțime-latitudine. Această circulație care vom vedea că se numește *circulație Hadley* transportă energie și impuls către pol și umezeală către ecuator.

- Regiunea care este cunoscută sub numele de *zona latitudinilor medii* se întinde în fiecare emisferă, de la aproximativ 30° până la 70° .

Vântul mediu la suprafață este vestic. Troposfera liberă la latitudini medii este plină cu sisteme de vreme la scări spațiale de câteva sute de kilometri, care se dezvoltă datorită instabilității barocline. Aceste perturbații barocline transportă energie și umezeală către poli și în înălțime, în primul rând în emisfera cu iarnă dar se extind și în emisfera cu vară. Ele transportă impuls de la vest și în jos, impuls care se consumă prin frecare la suprafață, în stratul limită planetar. Baroclinicitatea care susține perturbațiile barocline se manifestă ea însăși în gradienți mari de temperatură și presiune la suprafață.

Undele barocline dezvoltă sisteme noroase importante și precipitații intense.

În atmosfera de la latitudini medii se întâlnesc unde staționare intense asociate atât munților cât și contrastului mare-uscat.

- La pol troposfera este caracterizată prin mișcări descendente și răciri radiative puternice. Regiunile polare sunt dominate de *modurile circulare* care fluctuează pe o varietate de scări temporale, aproape uniforme longitudinal.

Polul Nord este în Oceanul Arctic, care este acoperit cu gheață și adesea caracterizat de o nebulozitate extinsă, în timp ce Polul Sud este un continent muntos care este un mare deșert.

După descrierea precedentă este de așteptat ca la suprafața Pământului configurațiile câmpurilor vântului, temperaturii, precipitațiilor ar trebui să fie reprezentate de niște benzi care să nu depindă de longitudine. Dintr-o privire scurtă asupra unei hărți climatice se observă imediat influența foarte mare a oceanului, uscatului, muntelor, etc. Cu toate acestea este evidentă configurația zonală.

Înainte de a discuta pe larg starea medie a atmosferei descrisă prin principalele câmpuri meteorologice și pentru a obține caracteristicile principale ale circulației globale, vom reprezenta câmpurile medii prin mediere statistică zonală și temporală.

8.1.1. Reprezentarea câmpurilor medii

Câmpurile care caracterizează starea atmosferei și oceanelor sunt foarte variabile atât în spațiu cât și în timp. Înțelegerea circulației generale atmosferice necesită cunoașterea structurii observate și statistică celor mai importante variabile meteorologice care descriu principalele câmpuri.

Câmpurile medii nu pot reprezenta toate elementele circulației generale a atmosferei, dacă sunt rezultatul numai a statisticii spațiale a variabilelor caracteristice, ci sunt necesare reprezentări care să reunescă dinamic, spațial și timpul.

Fie $F = F(\lambda, \varphi, z, t)$ o variabilă meteorologică caracteristică unui câmp și τ o perioadă caracteristică în evoluția acestei variabile. Pentru că este vorba de circulația generală, cel mai adesea, perioada va fi luna sau sezonul. Notăm prin:

$$\bar{F} = \bar{F}(\varphi, \lambda, z) \quad 8.1$$

media temporală a variabilei F pe perioada τ și prin: $F' = F'(\varphi, \lambda, z)$ deviația de la starea medie:

$$\bar{F} = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau F dt \quad 8.2$$

$$F' = F - \bar{F} \quad \bar{F}' = 0 \quad 8.3$$

Produsul a două variabile, $F = \bar{F} + F'$ și $G = \bar{G} + G'$ este dat de:

$$\overline{F \cdot G} = (\bar{F} + F') \cdot (\bar{G} + G') = \bar{F} \cdot \bar{G} + \overline{F' \cdot G'} \quad 8.4$$

În ecuația (8.4), $\overline{F' \cdot G'}$ este covarianta mărimilor F și G și se definește ca:

$$\overline{F' \cdot G'} = r(f, G) \cdot \sigma(F) \cdot \sigma(G) \quad 8.5$$

unde r este coeficientul de corelație temporală iar σ deviația standard temporală. Media produsului F și G este egal cu produsul mediilor numai când variabilele F și G variază în timp independent una de alta adică coeficientul de corelație este zero.

În încercarea de a dezvolta o teorie pentru circulația generală s-a folosit ceea ce s-a dedus din structura observată a principalelor câmpuri meteorologice și anume uniformitatea condițiilor de-a lungul unui cerc latitudinal. Deci este util să se izoleze acele procese care mențin curgerea medie zonală, adică curentul mediat în jurul unui cerc latitudinal. Ca urmare, se introduce un operator de mediere zonală:

$$\begin{aligned} < F > &= F(\varphi, z, t) \\ < F > &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} F d\lambda \end{aligned} \quad 8.6$$

și deviația de la starea medie – abaterea de la media zonală:

$$F^* = F - < F > \text{ cu } < F^* > = 0 \quad 8.7$$

Dată fiind structura tridimensională a câmpului \bar{F} sau $< F >$, vizualizarea grafică este dificilă. Se recurge atunci la un set de reprezentări bidimensionale – cel mai adesea pentru z sau t constante. Un caz simplu, dar foarte important îl constituie reprezentarea variabilelor \bar{F} și $< F >$ la nivelul suprafeței terestre, adică pe suprafața $z_s = z_s(\lambda, \varphi)$, unde z_s este înălțimea suprafeței terestre fată de nivelul mării. Astfel vom avea câmpul temperaturii și al presiunii la nivelul z_s : $T_s = T_s(\lambda, \varphi, t)$ și respectiv $p_s = p_s(\lambda, \varphi, t)$

Combinând dezvoltările spațiale și cele temporale,

$$\begin{cases} F = F + F' \\ F = < F > + F^* \end{cases} \text{ rezultă } \begin{aligned} F &= \langle \bar{F} \rangle + \overline{F^*} + < F' > + F'^* \\ F &= \overline{< F >} + \overline{F^*} + < F > + F^* \end{aligned} \quad 8.8$$

Ecuațiile reprezintă descompunerea câmpului variabilei F în componente spațiale și temporale distincte. Corespunzător fiecărui termen, se pot individualiza patru clase de caracteristici ale circulației atmosferice (Lorenz, 1967). Exemplul cel mai tipic din categoria $\langle \bar{F} \rangle$ îl constituie alizeele la latitudini joase și vânturile de vest la latitudini medii. Din categoria $\overline{F^*} = \bar{F} - < \bar{F} >$, care reprezintă partea a simetrică a variabilelor mediate în timp, fac parte musonul asiatic de vară și de iarnă precum și contrastul termic longitudinal mare uscat. Ca exemplu tipic pentru $< F' > = < F > - < \bar{F} >$ care reprezintă

fluctuațiile instantanee ale părții simetrice, menționăm situațiile de circulație zonală intensă, cele de blocaj și de activitate meridiana intensă. Categoria cea mai complexă F^* permite o descriere a ciclonilor și anticiclonilor mobili care sunt priviți ca perturbații în raport cu structurile de bază ale circulației generale a atmosferei.

Dar o astfel de descompunere poate spune foarte mult despre fenomenele de transport de căldură și impuls, foarte necesare în diagnoza integrărilor pe perioade mari, utile în modelele de circulație generală.

Astfel, în multe cazuri este necesar să se considere variabilele mediate în timp și zonal de forma: $\langle \overline{F} \cdot \overline{G} \rangle$. Deoarece cei doi operatori sunt permutabili, $\langle \overline{F} \cdot \overline{G} \rangle = \langle \overline{F} \cdot G \rangle$.

Vom considera mai întâi medierea zonală:

$$\langle FG \rangle = \langle F \rangle \langle G \rangle + \langle F^* G^* \rangle \quad 8.9$$

Deoarece, $\langle F \rangle = \overline{\langle F \rangle} + \langle F \rangle'$ și $\langle G \rangle = \overline{\langle G \rangle} + \langle G \rangle'$ rezultă

$$\langle FG \rangle = \overline{\langle F \rangle \langle G \rangle} + \overline{\langle F \rangle'} \langle G \rangle' + \langle F \rangle' \overline{\langle G \rangle} + \langle F \rangle' \langle G \rangle' + \langle F^* G^* \rangle \quad 8.10$$

sau, mediind în timp,

$$\overline{\langle FG \rangle} = \overline{\langle F \rangle \langle G \rangle} + \overline{\langle F \rangle'} \langle G \rangle' + \overline{\langle F^* G^* \rangle} \quad 8.11$$

Dacă se analizează media zonală a mediei temporale, $\langle \overline{FG} \rangle$, se obțin folosind, ca mai sus, proprietățile mediilor:

$$\overline{FG} = \overline{FG} + \overline{F'G'} = \langle \overline{F} \rangle \langle \overline{G} \rangle + \langle \overline{F} \rangle \overline{G^*} + \overline{F^*} \langle \overline{G} \rangle + \overline{F^*} \overline{G^*} + \overline{F'G'}$$

și astfel,

$$\langle \overline{FG} \rangle = \langle \overline{F} \rangle \langle \overline{G} \rangle + \langle \overline{F} \rangle \overline{G^*} + \langle \overline{F'G'} \rangle \quad 8.12$$

Ca aplicație a celor două ecuații (8.11) și (8.12), să calculăm fluxul de căldură sensibilă. Pentru aceasta considerăm $F = v$ și $G = c_p T$ și se obține:

$$c_p \overline{\langle vT \rangle} = c_p \overline{\langle v \rangle} \cdot \overline{\langle T \rangle} + c_p \overline{\langle v \rangle'} \langle T \rangle' + c_p \overline{\langle v^* T^* \rangle} \quad 8.13$$

Transportul total al căldurii către nord, este descompus în trei termeni care semnifică: transportul prin circulația meridiană (staționară) medie, circulația meridiană medie tranzitorie și circulația turbionară.

Conform ecuației (8.12) se obține:

$$c_p \langle \overline{vT} \rangle = c_p \langle \bar{v} \rangle \langle \bar{T} \rangle + c_p \langle \bar{v}^* \bar{T}^* \rangle + c_p \langle \overline{v' T'} \rangle \quad 8.14$$

În ecuația (8.14) fluxul total este descompus în trei termeni de transport, după cum urmează: termeni asociați circulației meridianale, curenti turbionari staționari și curenti tranzitorii.

După o astfel de analiză se poate sublinia că în multe privințe, descompunerea este incompletă deoarece curentul jet, manifestare de esență a circulației generale, nu este

descriș. Dar această descompunere deși trebuie privită numai ca o modalitate simplă de abordare rațională a diagnozei circulației generale, permite înțelegerea semnificației fizice și identificarea mecanismelor responsabile pentru diferențele moduri de transport al principalelor fluxuri din sistemul climatic.

Pentru înțelegerea circulației generale, o adevărată încercare dacă se ține seama de toate procesele din atmosferă și interacțiunile dintre ele, se impune o discuție a stării medii a atmosferei, prin analiza în principal a câmpurilor temperaturii și presiunii.

8.1.2. Câmpul temperaturii la suprafața terestră

Cea mai generală trăsătură a câmpului temperaturii la suprafața terestră, $T_s = T_s(\lambda, \phi)$, o constituie variabilitatea meridianală asociată cu variația cu latitudinea a radiației totale și a bilanțului radiativ al suprafeței terestre. Prin variabilitate meridianală se înțelege scăderea temperaturii cu creșterea latitudinii (temperatura scade de la ecuator spre poli). Gradientul meridianal este de aproximativ $1^{\circ}\text{C}/1^{\circ}$ latitudine iarna și aproximativ $0,5^{\circ}\text{C}/1^{\circ}$ latitudine vara. La sud de paralela de 30°N gradientul termic meridianal este mult mai slab și este legat de atenuarea zonalității bilanțului radiativ.

În zona temperată se observă abateri considerabile de la zonalitatea izotermelor. Această variabilitate termică zonală se corelează bine cu succesiunea longitudinală a uscatului și a marilor întinderi de apă. În cazul variabilității zonale, semnul gradientului se schimbă cu anotimpul. Astfel, talvegurile reci se găsesc deasupra uscatului în timpul iernii și deasupra oceanelor în timpul verii, iar dorsalele calde deasupra oceanelor iarna și a uscatului, vara (Fig. 8.1). Undele termice corespunzătoare, descrise de izoterme, nu se centrează totuși exact pe ocean și continent, ci axele lor se deplasează ușor către est, tinând să se alinieze la coastele continentelor, care au o orientare aproape meridianală. Astfel, talvegurile reci ocupă estul Asiei și Americii de Nord, iar dorsalele calde estul Pacificului și Atlanticului (vestul Americii de Nord și Europei).

Această configurație se datorează curenților oceanici calzi direcționați dinspre SV către NE, care induc anomalii de temperatură pozitive ale suprafeței mării în zonele NE ale oceanelor temperate. Vara talvegurile reci își mențin localizarea în vecinătatea coastelor estice ale Americii de Nord și Europei, dar dorsalele calde sunt centrate pe continente.

În zona latitudinilor medii și înalte în media anuală, oceanele sunt mai calde decât uscatul.

În banda intertropicală, temperatura suprafeței oceanelor și a aerului marin este permanent mai coborâtă decât pe continent, datorită capacitații calorice mult mai mari a apei în raport cu uscatul. Pe continent, în zona deșerturilor tropicale, apar cele mai mari valori ale temperaturii din timpul verii, dar și cele mai mari valori medii, anomalia negativă din timpul iernii neputând compensa valoarea pozitivă din timpul verii, care depășește 12°C în Sahara occidentală.

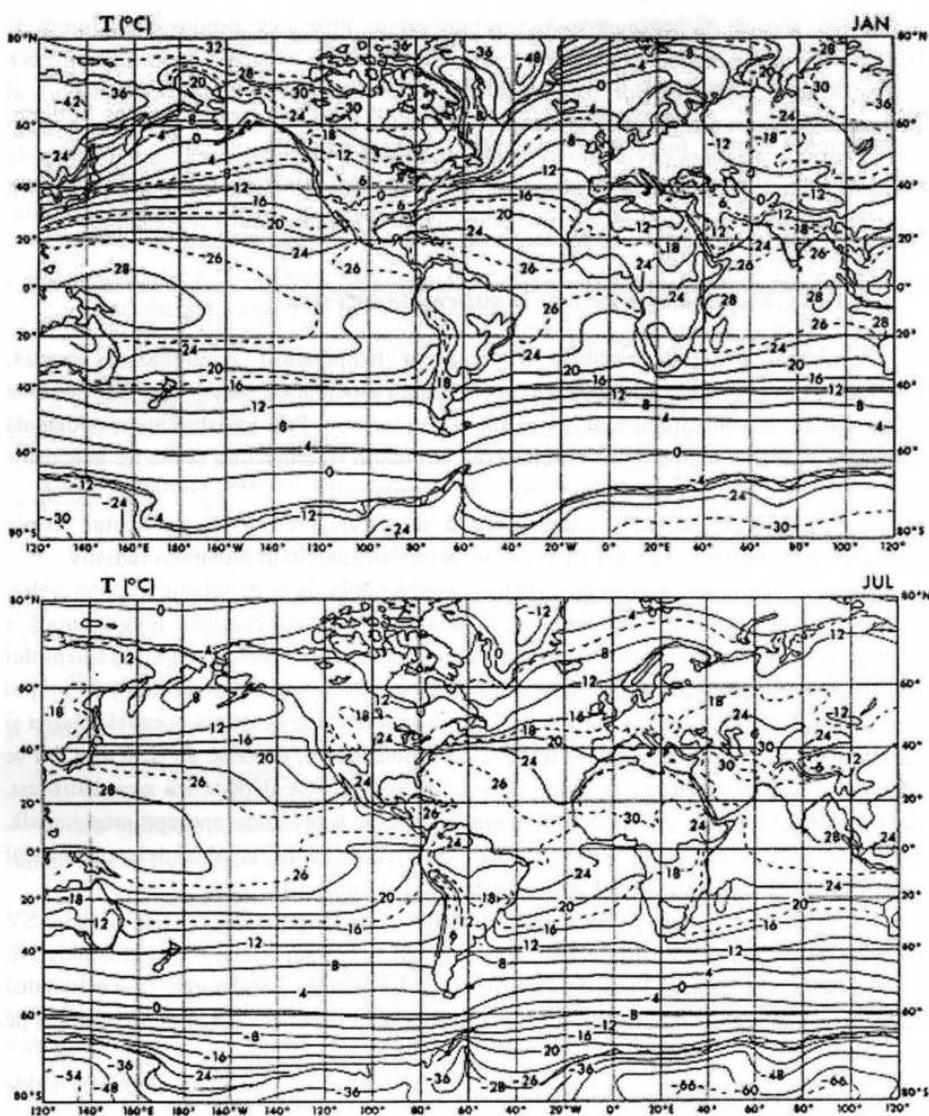


Fig. 8.1 Distribuția temperaturii medii a aerului la nivelul mării pentru luna ianuarie (a) și pentru luna iulie (b) (Peixoto and Oort, 1992).

Cum suprafața acoperită de uscat în zona tropicală boreală este mai mare decât în cea australă, rezultă o temperatură medie zonală pe aceeași paralelă mai ridicată în N, iar ecuatorul termic, linia celor mai ridicate temperaturi de pe un meridian (linia maximelor meridianale) este situat în emisfera nordică, abătându-se spre Tropicul Racului, în Sahara.

8.1.3. Câmpul $p_s(\lambda, \phi)$ – presiunea la nivelul mării

După discuția din primul paragraf se poate spune că există patru benzi latitudinale distribuite alternativ de la ecuator către poli:

- *ecuatorială* (depresionară) – caracterizată prin mișcări ascendențe având ca rezultat formarea norilor cumulonimbus, și în consecință cantități mari de precipitații;
- *subtropicală* (anticiclonică) – nu este uniformă ci formată din centrii dominanti anticiclonici;
- *subpolară* (depresionară) – la latitudini medii formată din centrii ciclonici foarte importanți;
- *polară* (anticiclonică) – caracterizată prin mișcări descendente;

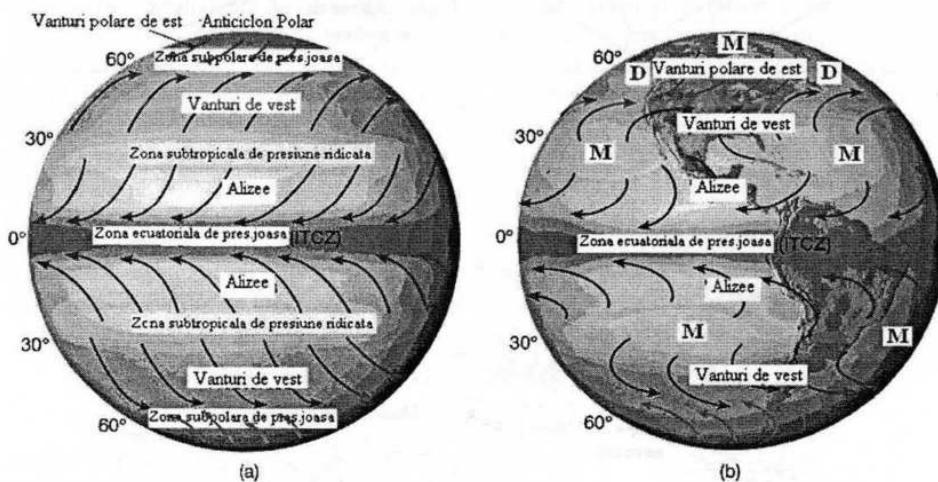


Fig. 8.2. Reprezentarea schematică a distribuției presiunii atmosferice în apropierea suprafeței terestre și principalele direcții de circulație a aerului la nivel global

Acste patru benzi sunt separate prin zone de interacțiune, în care presiunea are valori intermediare. Zona de convergență intertropicală este zona unde converg mase de aer de la sud și de la nord la 5° latitudine nordică (latitudine N datorită influenței mari care o are contrastul uscat – mare).

În distribuția temperaturii se remarcă influența decisivă a variației cu latitudinea a radiației totale solare și a evoluției ei în timp, în diverse puncte ale globului: migrația sezonieră a ecuatorului termic (de la 5°S în ianuarie la $15^{\circ}\text{--}20^{\circ}\text{N}$ în iulie) și faptul că, în general, regiunile polare din emisfera nordică sunt mult mai calde decât cele corespunzătoare din emisfera sudică. De fapt, întreaga emisferă nordică are o temperatură medie mai ridicată decât cea sudică datorită:

- distribuției a simetriei a uscatului în raport cu ecuatorul geografic;
- unor cauze care ţin de dinamica atmosferei și a circulației oceanice.

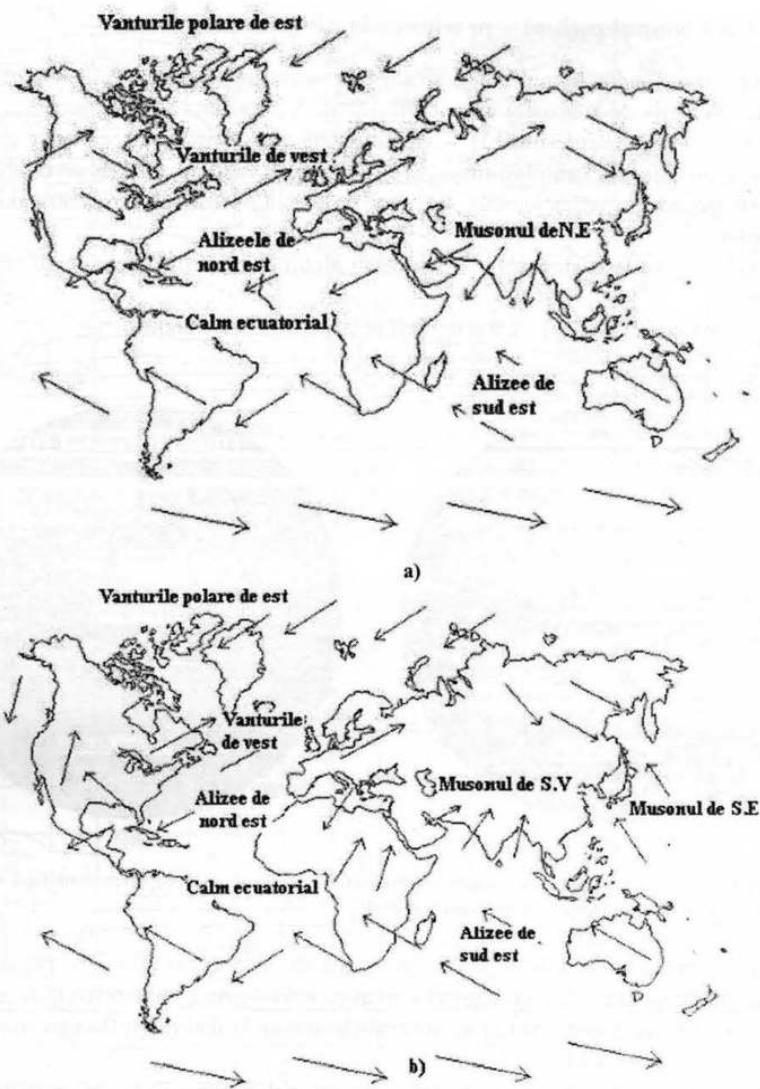


Fig. 8.3. Schema caracteristicilor generale ale circulației globale pentru ianuarie (a) și iulie (b)

Pe lângă distribuția globală a presiunii și temperaturii este interesant să figurăm curgerea aerului asociată configurației presiunii vara și iarna. În figura 8.3. este o prezentare care arată caracteristicile generale ale circulației la suprafață în lunile ianuarie și iulie, luni reprezentative pentru iarnă și respectiv vară. Din figuri se observă curgerea medie și ele pot fi folosite în studierea efectelor schimbărilor sezoniere în configurația

curgerii aerului. Aceste hărți arată în mod clar predominanța anticlonilor subtropicali în generarea curgerii de suprafață. Se observă de asemenea schimbarea sezonieră în circulație în vecinătatea acestor maxime barice subtropicale. Se poate observa din figura 8.3 circulația musonică din Asia. În ianuarie *anticiclonul siberian* determină curgerea aerului rece și uscat, *musonul de iarnă*, peste cea mai mare parte din sudul și sud-estul Asiei. Vara, odată cu dezvoltarea unei depresiuni deasupra nordului Indiei aerul oceanic, cald și umed este dirijat spre Asia, formând *musonul de vară*.

8.2. ORGANIZAREA CIRCULAȚIEI GENERALE

În medie, energia solară netă absorbită prin atmosferă și de Pământ trebuie să egaleze energia infraroșie radiată în spațiu de la Pământ (radiația indirectă). Totuși, încălzirea solară este puternic dependentă de latitudine cu un maxim la ecuator și un minim la pol (Capitolul 3, Fig. 3.11). Radiația infraroșie (indirectă) este, pe de altă parte, slab dependentă de latitudine. Astfel, există un exces de radiație în regiunea ecuatorială și un deficit în regiunea polară. Această încălzire diferențiată creează un gradient de temperatură pol-ecuator și astfel, produce o acumulare crescătoare de energie potențială medie zonală. Dar în unele puncte zonale vântul termic devine instabil baroclin și undele barocline care rezultă transportă căldură către poli. Aceste unde se vor intensifica până când transportul lor de căldură este suficient pentru a echilibra deficitul de radiație în regiunile polare astfel încât gradientul de temperatură pol-ecuator să nu mai crească. În același timp aceste perturbații transformă energia potențială în energie cinetică, prin aceasta menținând energia cinetică a atmosferei în funcție de efectele disipării prin frecare.

8.2.1. Modelul tricelular al circulației generale

O intensă circulație倾de să se stabilească între ecuator și poli, pentru a asigura transportul de energie necesar echilibrului termic al planetei. Aerul mai cald și deci mai ușor, se ridică deasupra ecuatorului, ajunge la partea superioară a troposferei, se desparte în două ramuri care sunt dirijate fiecare către un pol.

Deasupra regiunilor polare, dimpotrivă, aerul rece coboară către suprafață și se întoarce în direcția ecuatorului închizând o mare buclă ce leagă ecuatorul și polul, adică formează o celulă convectivă în fiecare emisferă.

Mecanismul circulației unicelulare descris în 1735 de către cercetătorul englez George Hadley și de care a ținut seama în 1686 astronomul Edmund Halley, s-ar produce dacă Pământul ar fi în repaus sau s-ar rota foarte încet (Fig. 8.4). În realitate această mare celulă de convecție rămâne între ecuator și regiunile subtropicale.

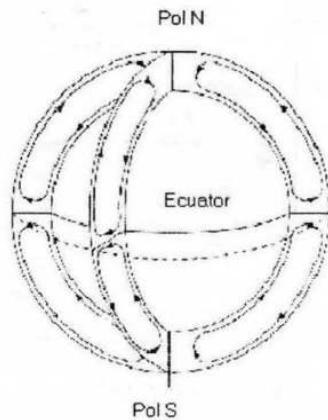


Fig. 8.4. Circulația meridianală între ecuator și poli, produsă prin încălzirea diferențiată a atmosferei pe un Pământ care nu se rotește

Într-adevăr, pe măsură ce aerul se îndepărtează de ecuator spre tropopauză vânturile se orientează spre est datorită forței Coriolis și încep să se rotească din ce în ce mai repede în jurul Pământului până la formarea unui veritabil current jet atingând viteza de 200 km/h spre 30° lat. N și respectiv S. Peste 30° latitudine, deplasarea aerului, care trebuie să continue în direcția polilor, atinge viteze foarte mari încât curgerea devine instabilă și se desface în turbioane și unde. Așadar, pe un glob care se rotește schimbul de căldură ecuator pol este întrerupt printr-un sistem de mișcări orizontale prin turbioane sau, în locul lor, prin unde. Ambele tipuri de mișcări transportă aer rece către ecuator și aer cald către poli.

Mișcările observate la latitudinile medii și înalte au în ele elemente intense de sisteme turbionare și unde, deși aspectele de zonalitate sunt predominante.

Pierzând puțin câte puțin din energie prin emisie de radiație infraroșie (IR) în timpul transportului său de la ecuator, aerul devine suficient de rece către 30° lat. N și S pentru a recoborî la suprafață, limitând *circulația Hadley* doar la regiunile tropicale.

Este important să menționăm că menținerea unui bilanț energetic de echilibru nu este singura condiție impusă circulației. Sistemul pământ-atmosferă este un sistem mecanic izolat, și astfel, momentul cinetic trebuie să rămână constant. Pământul și atmosfera sunt legate mecanic prin frecare.

Când aceste condiții sunt considerate, vânturile zonale de la suprafață pământului (dacă nu se consideră influența oceanului) sunt ca în figura 8.3. iar mișcarea meridiana corespunzătoare ca în figurele 8.5 și 8.6.

Alizeele celor două emisfere converg în zona din apropierea ecuatorului, în Zona de Convergență Intertropicală (ITCZ -acronim din limba engleză folosit și în I. Română).

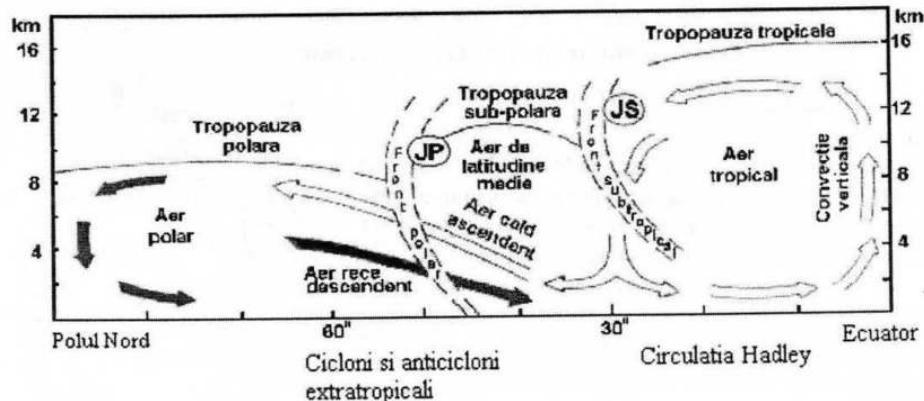


Fig. 8.5. Secțiunea schematică a circulației atmosferice meridianale care arată circulația Hadley la tropice, convecția la latitudini medii și înalte, jetul subtropical precum și frontul polar (după Palmen și Newton, 1969).

Radiația intensă ce vine de la soare în această zonă creează mișcări ascendențe ale aerului. Aerul ascendent se răcește condensează și formează o regiune de nori de profunzime (cumulonimbus) și precipitații puternice.

Pe scurt, circulația generală poate fi redusă la trei celule distincte, dar coroborante: *celula Hadley, celula Ferrel și celula polară*.

Această reprezentare este totuși un model pentru circulația medie a atmosferei și este folosit ca să se poată descrie transportul de energie în atmosferă.

Din figura 8.5. se observă că aproape de ecuator, căldura este transferată de la nivelele mai joase, la nivelele mai înalte ale troposferei prin convecția cumulonimbus. Pe latura sudică a acestei celule este antrenat aerul mai暖, într-o mișcare ascendentă, în timp ce pe latura nordică coboară aerul mai rece.

La suprafață, alizeele de la nord-est în emisfera nordică și de la sud-est în emisfera sudică, completează celula (Fig. 8.6).

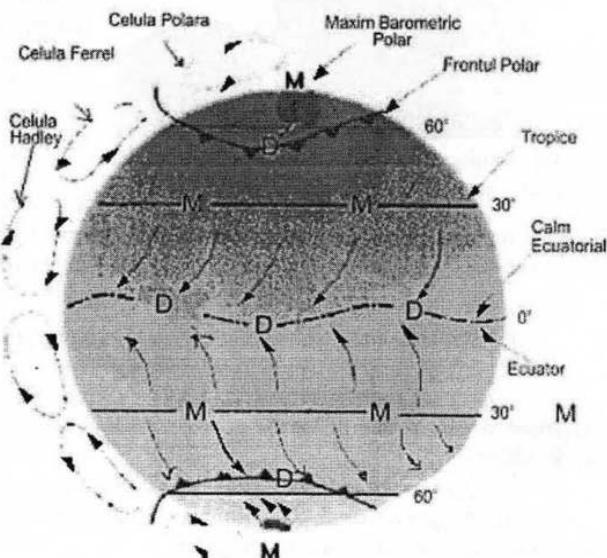


Fig. 8.6. Reprezentarea schematică a sistemelor zonale de vânt, observate la suprafața Pământului și schema tricelulară a circulației generale a atmosferei cele trei celule. M, înseamnă maxim barometric sau anticlon și D, depresiune sau ciclon.

La latitudini medii operează *celula Ferrel* – mult mai modestă în intensitate și extindere decât *celula Hadley*. Astfel, iarna masa totală circulată în celula Hadley este de aproximativ 230×10^6 t/sec, în timp ce în celula Ferrel este de numai 30×10^6 t/sec. Vară, în emisfera nordică, într-o celulă Hadley se transportă mai puțin decât 30×10^6 t/sec, în timp ce în celula Ferrel cam aceeași cantitate ca iarna.

Sensul de circulație în celula Ferrel este *termodinamic indirect*, adică aerul relativ mai rece de la latitudinile de 60–65°N, fiind deplasat în sus, în timp ce aerul relativ mai暖 de la latitudini de 50°N, coboară. Către poli, la toate nivelurile din troposferă, vânturile sunt dominant vestice.

În regiunile polare, răcirea radiativă determină contracția aerului în contact cu suprafața Pământului, aceasta determinând o tendință anticlonică în troposferă joasă. Curenții de aer, care pornesc de la poli sunt deviați de către forța Coriolis și obligați să devină estici. Aceste caracteristici ale celulei polare tind să fie la fel și intermitente și numai prin mediere este relevat caracterul estic și presiunea ridicată.

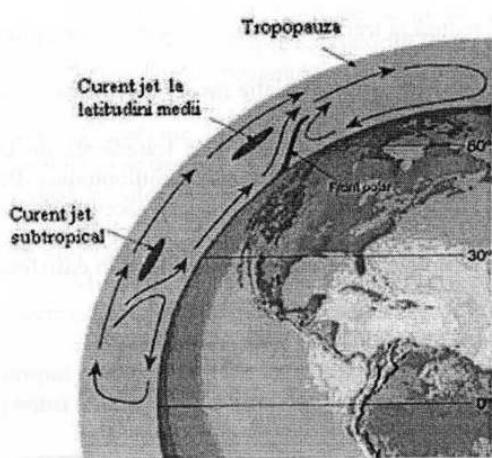


Fig. 8.7. Schema circulației tricelulare și jeturile subtropical și polar

Dar circulația generală a atmosferei, nu poate fi discutată fără a considera în detaliu aspectele energetice, precum și conservarea momentului cinetic.

8.2.2. Distribuția globală a energiei cinetice

Studiile efectuate începând cu Lorenz (1953) au dus la cristalizarea unei scheme energetice a circulației generale a atmosferei, bazată pe împărțirea energiei în două componente:

- energia (cinetică și potențială disponibilă) a câmpurilor zonale;
- energia (cinetică și potențială disponibilă) de perturbație, a curenților turbionari care pot fi staționari sau tranzitorii.

Energia cinetică este o mărime foarte importantă care caracterizează circulația atmosferică. Pentru a înțelege variabilitatea energiei cinetice în timp și în spațiu se deduce expresia acesteia în funcție de componente. Se folosesc ecuațiile din paragraful 8.1.1. și se obține:

$$\begin{aligned} u &= \langle \bar{u} \rangle + \bar{u}^* + u' \\ v &= \langle \bar{v} \rangle + \bar{v}^* + v' \\ \langle \bar{u}^2 \rangle &= \langle \bar{u} \rangle^2 + \langle \bar{u}^{*2} \rangle + \langle \bar{u}'^2 \rangle, \\ \langle \bar{v}^2 \rangle &= \langle \bar{v} \rangle^2 + \langle \bar{v}^{*2} \rangle + \langle \bar{v}'^2 \rangle. \end{aligned} \quad 8.15$$

Energia cinetică medie pentru unitatea de masă, E_K , este suma energiei perturbațiilor tranzitorii, E_{KT} , a perturbațiilor staționare, E_{KS} și componentei medii zonale, E_{KM} :

$$E_K = E_{KT} + E_{KS} + E_{KM} \quad 8.16$$

În esență, configurația circulației revine la un vârtej emisferic, a cărui axă de rotație este coliniară cu axa polilor terestre (la fel pentru emisfera sudică). Peste acest turbion planetar sunt suprapuse unde staționare, reprezentând caracteristici permanente ale circulației atmosferei.

În cadrul acestor unde staționare evoluează perturbații tranzitorii de o mare diversitate, a cesta fiind cele care determină într-o bună măsură varietatea aspectelor de vreme.

Nu trebuie uitata elementele de bază ale circulației: *jetul subtropical*, *jetul polar* și *frontul polar* care contribuie la circulația generală (Fig. 8.6 și Fig. 8.7).

unde

$$\begin{aligned} E_K &= \frac{1}{2} \left\langle \bar{u}^2 + \bar{v}^2 \right\rangle \\ E_{KT} &= \frac{1}{2} \left\langle \bar{u}'^2 + \bar{v}'^2 \right\rangle \\ E_{KS} &= \frac{1}{2} \left\langle \bar{u}^{*2} + \bar{v}^{*2} \right\rangle \\ E_{KM} &= \frac{1}{2} \left(\langle \bar{u}^2 \rangle + \langle \bar{v}^2 \rangle \right) \end{aligned} \quad 8.17$$

Medierea pe verticală pentru energia cinetică a perturbațiilor tranzitorii, E_{KT} , și energia cinetică totală, E_K , este prezentată în figura 8.8 a, b după Peixoto și Oort (1992). Prima hartă reflectă traectoriile dominante ale furtunilor la latitudini medii, iar cea de-a doua arată că maximele de la latitudini medii sunt intensificate datorită componentelor staționare, curenților jet subtropical și polar. Se observă două maxime distincte ale energiei cinetice în Emisfera Nordică în estul Japoniei și estul Continentului Nord American, în timp ce o bandă continuă de valori ridicate ale energiei cinetice se observă între 30 și 60° în Emisfera Sudică.

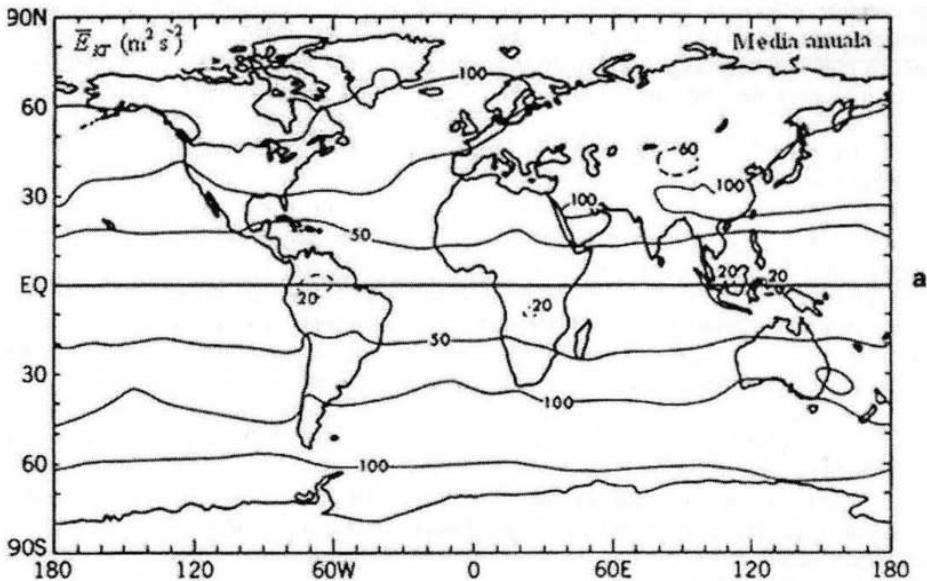


Fig. 8.8a. Distribuția globală a valorilor medii-verticale a energiei cinetice tranzitorii în $m^2 s^{-2}$ pentru condiții anuale medii

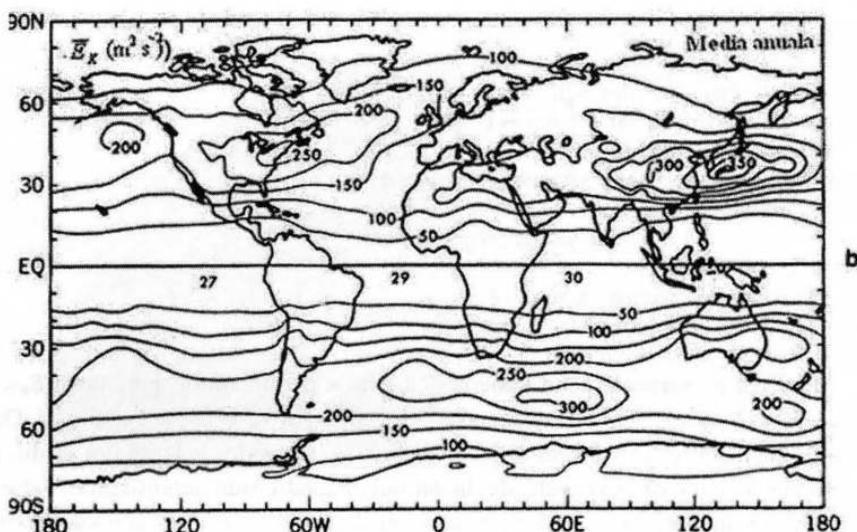


Fig. 8.8b. Distribuția globală a valorilor medii-verticale a energiei cinetice totale în $m^2 s^{-2}$ pentru condiții anuale medii (după Peixoto și Oort, 1992).

În ceea ce privește structura verticală a energiei cinetice în figura 8.9. sunt reprezentate secțiunile transversale medii zonale ale perturbațiilor tranzitorii, energia cinetică medie și totală pe unitatea de masă, precum și profilele lor verticale. Energia cinetică medie anuală arată la fel în ambele emisfere. Valorile maxime ale energiei totale de la înălțimea de 200 hPa și latitudinea de 35° sunt în principal datorită jeturilor subtropicale.

Este clar că E_{KT} și E_{KM} (energia medie zonală) sunt principalele componente cu contribuții importante la energia cinetică. Perturbațiile staționare prin energia lor (E_{KS}) au o contribuție semnificativă numai în emisfera nordică. Valorile maxime la latitudini medii ale componentei E_{KT} se datorează variațiilor zilnice ale amplitudinii jeturilor polar și subtropical și deplasării cu latitudinea a jetului subtropical.

Între aceste tipuri de energie au loc mereu conversii. Vânturile zonale și mișările perturbatoare suprapuse sunt legate de distribuția de impuls și respectiv, distribuția de masă care posedă energia potențială disponibilă. Sistemele de vânturi nu se pot menține multă vreme fără sistemele barice care le generează și invers.

De aceea pentru o mai bună înțelegere a circulației generale este necesar să se urmărească împreună schimburile de energie cinetică și potențială disponibilă, așa cum am discutat în capitolul 4.

Conversia energiei potențiale disponibile zonale în energie cinetică zonală este rezultatul mișcărilor ageostrofice, fiind produsă de lucrul mecanic al forței de gradient baric meridional. Ea se produce de obicei la latitudini joase (celula Hadley). Conversia energiei potențiale disponibile zonale în energie potențială disponibilă de perturbație depinde în primul rând de transportul orizontal și vertical de căldură sensibilă. Procesul este intim legat de mecanismul instabilității barocline.

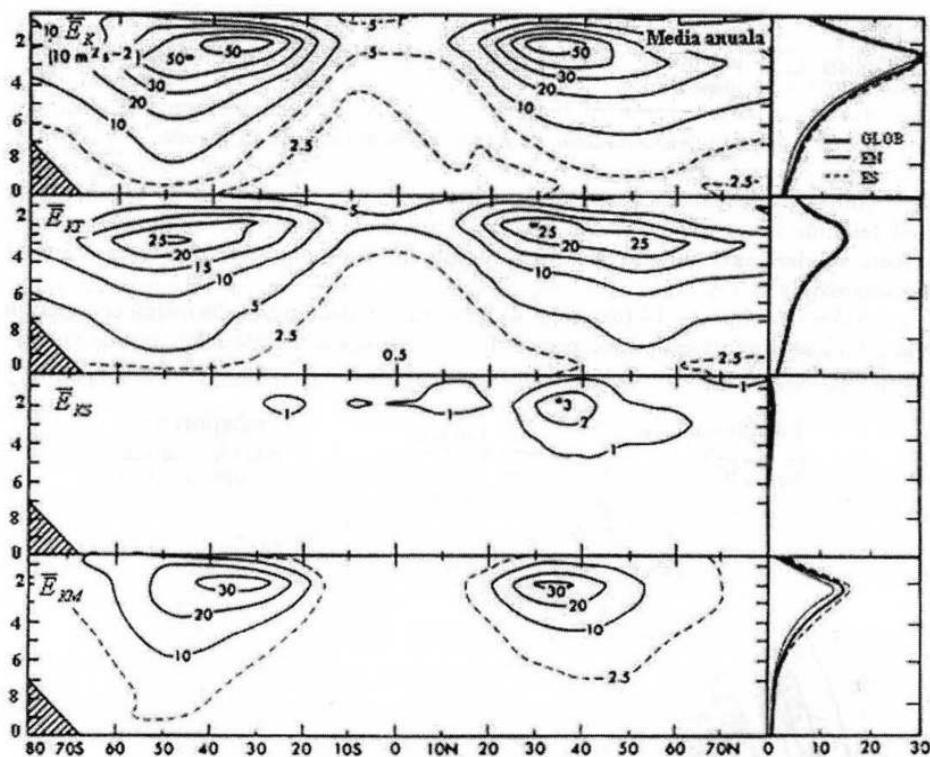


Fig. 8.9. Secțiunile transversale zonale ale energiei cinetice totale, perturbația tranzitorie, perturbațiile staționare și componenta meridiană medie ale energiei cinetice în m^2s^{-2} pentru condiții medii anuale. Profilele verticale ale valorilor medii emisferice și globale sunt arătate în partea dreaptă (după Peixoto și Oort, 1992)

În esență putem rezuma mecanismul circulației generale al atmosferei în felul următor: încălzirea netă a atmosferei la latitudini joase și răcirea ei netă la latitudini înalte generează în mod continuu energie potențială disponibilă (EPD) zonală. Această energie este convertită în cea mai mare parte în EPD de perturbații, de către vârtejuri, iar o mică parte direct în energie cinetică zonală. EPD de vârtej este convertită în energie cinetică a vârtejului prin mișcări descendente în zonele reci și ascendente în cele calde. O parte din această energie este disipată prin frecare, restul este convertită în energie cinetică zonală (vârtejuri mari). Cea mai mare parte a acestei energii este disipată prin frecare (Fig. 8.10). O parte redusă este convertită în EPD zonală, prin circulația meridiană indirectă (celula Ferrel) de la latitudini medii și înalte, dar rata acestei conversii nu poate schimba sensul global al conversiei, de la energia potențială disponibilă la energia cinetică zonală (celula Hadley). Rotația terestră deține rolul major în apariția vârtejului circumpolar emisferic.

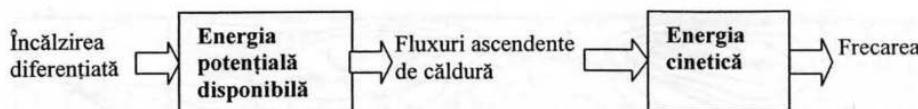


Fig. 8.10. Generarea, conversia și disiparea energiei în circulația generală

Sub aspectul interacțiunii mecanice cu Pământul în atmosferă se manifestă două tendințe opuse: una datorată frecării, care倾de să antreneze atmosfera într-o mișcare solidară cu Pământul și difuzia turbulentă care倾de să uniformizeze câmpul mișcării absolute.

Alături de figura 4.14 (capitolul 4) care arată în detaliu transformarea energiei, în figura 8.11 se observă estimările pentru diferitele componente ale bilanțului de energie pentru diferitele părți ale atmosferei, pentru emisfera nordică, iarna.

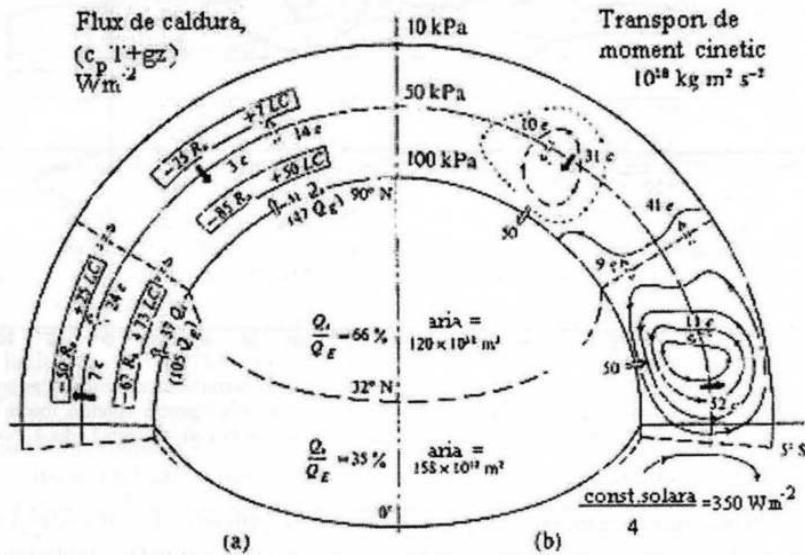


Fig. 8.11. Bilanțul căldurii și momentului cinetic în emisfera nordică, iarna. În (a), unitățile sunt în W m^{-2} pentru întreaga zonă tropicală 5°S – 32°N , și pentru întreaga regiune extratropicală. Căsuțele interioare arată radiația atmosferică netă R_a și căldura latentă de condensare, LC , în straturi de sub și de deasupra nivelului de 500 hPa. Săgețile punctate reprezintă fluxul turbionar e ; săgețile continue, fluxul celulei, c ; Q_s fluxul de căldură de la suprafața pamântului. Pentru comparație, fluxul de evaporare Q_e este arătat în paranteză. (b) arată transportul de moment cinetic prin granițe și tor și unea la suprafață. (după Oort și Peixoto, 1983, Houghton, 2002).

8.2.3. Conservarea momentului cinetic al atmosferei

Momentul kinetic este o mărime fizică de bază pentru orice sistem în rotație. Este o proprietate conservativă pentru un sistem închis. Întrucât putem privi Pământul ca un sistem închis pentru masă și forțele externe, momentul kinetic total al planetei inclusând

atmosfera, oceanele, litosfera și criofera rămâne constant în timp, fără să se țină seama de efectele reduse datorate frecării. Orice variație în momentul cinetic al unei componente a sistemului climatic trebuie să fie echilibrată printr-o variație corespunzătoare a momentului cinetic al altrei componente a sistemului. Dacă, de exemplu, acționează atmosfera determinând o torsiune netă în sensul rotației, pământul solid își va crește momentul cinetic pe seama atmosferei și ca urmare se va roti mai repede, în timp ce o torsiune netă în sens contrar va tinde să încetinească pământul solid și crește momentul cinetic al atmosferei.

Aplicarea conservării momentului cinetic la sistemul climatic conduce la concluzii generale cu privire la transportul momentului cinetic în atmosferă și la mecanismele implicate, concluzii foarte importante în studiul circulației generale atmosferice.

Ca să se precizeze bilanțul momentului cinetic de bază în atmosferă, adesea se consideră volume limitate vertical prin suprafețe de înălțime constantă sau de presiune constantă și orizontal, pereți verticali de-a lungul cercurilor paralele. Calota polară reprezintă un astfel de volum.

Deoarece pământul se rotește în jurul axei sale polare, se folosesc coordonatele sferice în locul celor carteziene și momentul forței în locul forței care acționează asupra sistemului. Se consideră de asemenea, două componente ale momentului cinetic la rotația Pământului: prima asociată rotației pământului și a doua asociată mișcării aerului, relativ la rotația pământului.

Momentul cinetic, \vec{L} , al unei particule de aer de masă unitate, care se mișcă cu viteza \vec{V} , în raport cu un punct, se definește ca: $\vec{L} = \vec{r} \times \vec{V}$, unde \vec{r} este vectorul de poziție al particulei față de un punct. Unitatea de măsură, în S.I. este $\text{kg} \cdot \text{m}^2/\text{s}$.

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{r} \times \vec{F} \quad 8.18.$$

unde \vec{F} este suma tuturor forțelor care acționează asupra particulei. Partea dreaptă a ecuației reprezintă *momentul forței* sau *torsiunea*, $\vec{M} = \vec{r} \times \vec{F}$, în raport cu punctul de referință, numit pol. Dacă torsiunea dispare, momentul cinetic se conservă în timp:

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = 0.$$

Forțele aplicate sistemului climatic, în totalitate satisfac această condiție deoarece torsiunile externe, care în principal sunt datorate vântului solar și forțelor electromagnetice din atmosferă superioară, sunt foarte mici și pot fi neglijate. De aceea momentul cinetic al planetei nu variază în timp, cu excepția unei descreșteri foarte lente asociată torsiunii gravitaționale exercitată de către lună și alte planete.

Întrucât Pământul se rotește în jurul axei sale cu o viteză unghiulară medie, $\vec{\Omega}$, componenta momentului cinetic de-a lungul unei axe este dată de $\vec{L} \cdot \vec{n}$, unde \vec{n} este vectorul unitate pe direcția și în sensul lui $\vec{\Omega}$. Pentru o particulă de aer atmosferic cu masa unitate, momentul cinetic absolut (față de axa Pământului) este:

$$L = \vec{L} \cdot \vec{n} = (\vec{r} \times \vec{V}_a) \cdot \vec{n} \quad 8.19$$

adică,

$$L = [\vec{r} \times ((\vec{\Omega} \times \vec{r}) + \vec{V})] \cdot \vec{n} \quad 8.20$$

După un calcul vectorial elementar, se obține:

$$L = \Omega r^2 \cos^2 \phi + u r \cos \phi, \quad 8.21$$

Deoarece grosimea atmosferei este foarte mică și variațiile în raza Pământului sunt de asemenea, relativ mici se poate înlocui r cu a , raza medie a Pământului. Atunci se poate vedea că *momentul cinetic total sau absolut* al unei particule de aer atmosferic cu masa unitate este compus din două componente: *momentul cinetic al atmosferei* dacă s-ar roti solidar cu pământul, L_Ω , și *momentul cinetic relativ la rotația pământului*, L_r (Fig. 8.12).

$$L_\Omega = \Omega a^2 \cos^2 \phi \quad \text{și} \quad L_r = u a \cos \phi \quad 8.22$$

Pentru exemplificare, presupunem că o particulă inițial în repaus pe pământ este pusă în mișcare către ecuator. Cum particula se mișcă către ecuator ea trebuie să își conserve momentul cinetic, în absența unei torsiuni pe direcția est-vest. Ca urmare, pentru că distanța la axa de rotație a crește pe măsură ce particula se mișcă către ecuator, ea va căpăta o viteză relativă către vest pentru a compensa creșterea distanței față de axa de rotație.

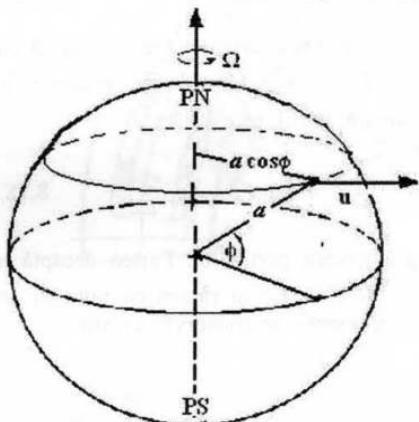


Fig. 8.12. Diagrama schematică a componentelor momentului cinetic a:

$$L_\Omega = \Omega a^2 \cos^2 \phi; L_r = u a \cos \phi$$

$5,86 \cdot 10^{33} \text{ kg} \cdot \text{m}^2 \text{s}^{-1}$.

Pe de altă parte, momentul cinetic total al atmosferei considerată ca un corp rigid (coajă), în rotație, este $\frac{2}{3} m_a a^2 \Omega$ iar momentul cinetic relativ poate fi calculat de la componența zonală observată a vântului, folosind expresia: $\int L_r dm = \int u a \cos \phi dm$.

Sau, pentru o deplasare către pol, dacă particula inițial se află în repaus, față de pământ, deasupra ecuatorului ($u = 0, v = 0$), momentul zonal al particulei pentru unitatea de masă este $\Omega a = 464 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ și momentul cinetic Ωa^2 .

Pentru o deplasare către nord de la ecuator la latitudinea ϕ se obține din conservarea momentului cinetic, viteza zonală, u :

$$\Omega a^2 = \Omega (a \cos \phi)^2 + u a \cos \phi, \quad 8.23$$

$$u = \Omega a (1 - \cos^2 \phi) / \cos \phi.$$

Momentul cinetic al atmosferei și oceanelor este foarte mic în comparație cu cel al pământului solid care se poate calcula ușor, considerând pământul ca o sferă:

$$L_p = \frac{2}{5} m_p a^2 \Omega \quad \text{și valoarea numerică va fi:}$$

Calculele efectuate de Oort și Peixoto (1983) pentru valorile vitezelor vântului observate pe timp de un deceniu (1963–1973) sunt prezentate în Tabelul 8.1.

Tabel 8.1

Momentul cinetic relativ în unități de $10^{25} \text{ kg} \cdot \text{m}^2 \text{s}^{-1}$ (Oort și Peixoto, 1983) pentru perioada 1963–1973.

	Anual	DJF	JJA	DJF–JJA
Emisfera Nordica	5,3	9,6	0,2	9,2
Emisfera Sudică	7,6	4,8	9,5	-4,6
Global	12,9	14,4	9,7	4,7

Se observă o variație sezonieră a momentului cinetic și de asemenea o variație între cele două emisfere, nordică și sudică. Explicația constă în aceea că variația sezonieră a vântului este mult mai mare în emisfera nordică decât în emisfera sudică datorită întinderii diferite a continentelor în raport cu oceanele. Tot în emisfera nordică se observă o creștere accentuată a vânturilor de vest de la iarna la vară.

Momentul cinetic în raport cu axa de rotație a Pământului este unul din parametri fundamentali care caracterizează circulația generală a atmosferei. Mare parte din dezvoltarea meteorologiei moderne este legată de studiul transportului momentului cinetic în atmosferă și schimbul cu oceanul și litosfera.

Intrucât momentul cinetic al Pământului trebuie să se conserve, media transferului momentului cinetic dintre pământ și atmosferă trebuie să tindă către zero. Un transfer către pol al momentului cinetic trebuie, de aceea, să se obțină între regiunile tropicale unde vânturile de suprafață sunt estice către latitudinile medii unde ele sunt vestice. În regiunile tropicale acest transfer al momentului cinetic se obține atât prin circulația Hadley cât și prin transfer turbionar. La latitudini medii transferul se obține aproape în întregime prin curenții de scară mare (Fig. 8.11. și 8.13). Torsiunea la suprafață este parțial datorată frecării în stratul limită și parțial datorită diferențelor sistematice de presiune între părțile de vest și de est ale zonelor muntoase în special în Emisfera de Nord.

Transportul meridional al momentului cinetic relativ se face în trei moduri care rezultă din dezvoltările $\langle \bar{uv} \rangle$ și $\langle \bar{uw} \rangle$.

Contribuțiile la transportul către nord al momentului cinetic sunt pozitive dacă $\langle \bar{u} \rangle$ și $\langle \bar{v} \rangle$ sunt pozitiv corelate. De exemplu, dacă în emisfera nordică ramura către nord ($\langle \bar{v} \rangle > 0$) într-o celulă meridională este asociată cu una de vest ($\langle \bar{u} \rangle > 0$) și ramura către ecuator ($\langle \bar{v} \rangle < 0$) cu un vânt estic ($\langle \bar{u} \rangle < 0$) există o contribuție netă către pol la transport.

Următorul mod de transport al momentului cinetic se referă la perturbațiile staționare. Transportul către pol este pozitiv când \bar{u}^* și \bar{v}^* sunt pozitiv (negativ) corelate în emisfera nordică (sudică).

Al treilea mod de transport este cel legat de perturbațiile tranzitorii, care rezultă de la corelațiile instantanee ale vitezelor (u' și v') de-a lungul cercului latitudinal. Perturbațiile tranzitorii sunt în principal reprezentate pe hărțile sinoptice zilnice și reprezintă ciclonii și anticiclonii cu talvegurile și respectiv dorsalele asociate.

Pentru transportul către pol al momentului cinetic prin curenții turbionari mărimea $u'v'$ (termen Reynolds) trebuie să fie pozitivă, adică trebuie să existe o corelație semnificativă între valorile u' și v' .

Dacă se consideră transportul vertical al momentului cinetic, el va fi diferit de zero atunci când există o corelație între viteza verticală $\langle \bar{w} \rangle$ și latitudine, adică dacă este un flux ascendent de masă la o latitudine și o curgere descendenta de aceeași masă la o altă latitudine. Transportul vertical este asigurat de perturbațiile staționare și tranzitorii. Estimarea termenilor verticali este însă dificilă și nesigură din cauză că viteza verticală variază în spațiu și timp și nu se poate determina direct.

Starr (1968) a arătat că pentru ca perturbațiile să transporte moment cinetic către pol, liniile de curent ar trebui să fie inclinate de la sud-vest la nord-est în emisfera nordică și de la nord-vest la sud-est în emisfera sudică. (Fig. 8.14).

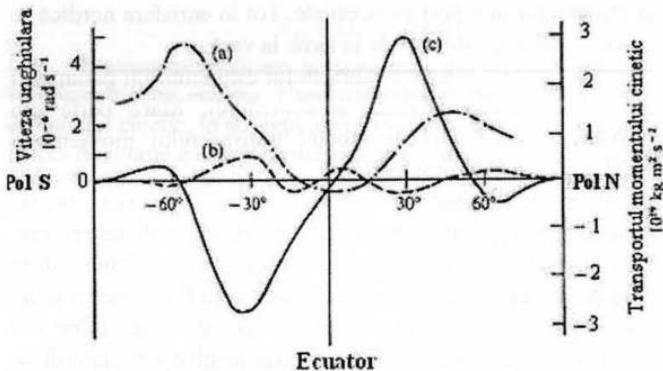


Fig. 8.13. (a) Viteza unghiulară medie și transportul momentului cinetic mediu anual către nord prin (b) circulația medie și (c) prin curenți turbionari (Starr, 1968)

Din cele prezentate în ultimele două paragrafe se pot extrage câteva concluzii importante pentru o reprezentare de ansamblu a circulației generale prin procesele implicate în schimbul meridianal și vertical de energie și moment cinetic.

Procesul de redistribuire a energiei în atmosferă se face printr-o varietate de mișcări cu diferite caracteristici, care se întind de la turbulentă de scară mică și convecția cumuliformă prin perturbațiile de la scară sinoptică până la circulația meridianală de scară mare.

La latitudini joase circulația Hadley este decisivă pentru fluxul de energie către pol, iar la latitudini medii și înalte fluxul de energie către pol depinde aproape în întregime de perturbațiile de scară mare.

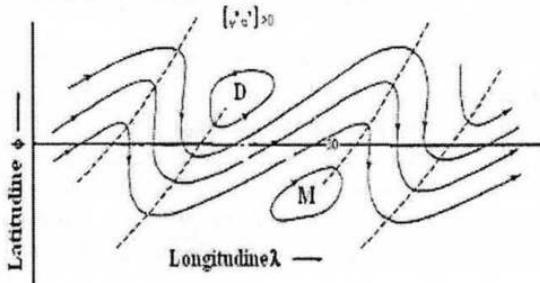


Fig. 8.14 Reprezentarea schematică a mecanismului dominant al transportului momentului cinetic al aerului prin curenții turbionari evazi-onorizontali de la latitudinile medii în emisfera nordică. De observat înclinarea liniilor de curent de la sud vest la nord-est care conduce la un transport net de moment cinetic către polul nord (Oort și Peixoto, 1992)

Circulația meridională medie este esențială pentru schimbul vertical de moment cinetic precum și pentru conversia momentului cinetic în impuls (u) în celula Hadley și a impulsului în moment cinetic în celula Ferrel. Totuși, procesele turbionare domină schimbul meridional de impuls și moment cinetic. Comparând aspectele transferului de energie cu caracteristicile corespunzătoare ale momentului cinetic se observă că sunt strâns legate, dar în timp ce există similarități evidente, există și diferențe importante.

Circulația meridională medie transportă atât căldură cât și moment cinetic absolut, ascendent la tropice și descendant la latitudinile extratropicale, considerând efectele integrate peste întreaga regiune, în fiecare caz. În ambele benzi latitudinale, întreaga influență a perturbațiilor este să transfere căldură pe verticală în altitudine și moment cinetic spre sol în troposfera medie. În cazul transferului de moment cinetic, domină fluxul circulației medii, în timp ce în transferul de căldură este predominant efectul curenților turbionari.

Consecința generală este că atât momentul cinetic cât și energia sunt ascendențe la tropice, unde suprafața pământului reprezintă o sursă pentru amândouă, și energia în ascendență și momentul cinetic în descendență la latitudini înalte în raport cu sursele și pierderile de la suprafața pământului.

8.3. CIRCULAȚIA TROPICALĂ

De obicei se prezintă circulația generală, insistând asupra circulației medii zonale și asupra câmpurilor medii zonale ale curenților. Dar circulația generală este departe de a fi simetrică zonal. Încălzirea tropicală are de exemplu maxime distințe la anumite longitudini. La latitudini medii, perturbațiile tranzitorii nu sunt distribuite uniform în jurul cercurilor latitudinale ci sunt concentrate în *traiectorii de furtună* mai ales în emisfera nordică. Aria vastă în jurul ecuatorului, mărginită între 30°N și 30°S , zona tropicală, este caracterizată de o circulație ca în figura 8.15.

La latitudini medii sursa principală de energie a perturbațiilor la scară sinoptică este energia potențială disponibilă zonală asociată gradientului meridional al temperaturii.

Nu la fel se întâmplă la tropice, unde acumularea energiei potențiale disponibile este mică datorită gradientilor termici foarte mici.

În această zonă eliberarea căldurii latente pare să fie principala sursă de energie pentru perturbațiile care își au originea în zona ecuatorială. La fel,

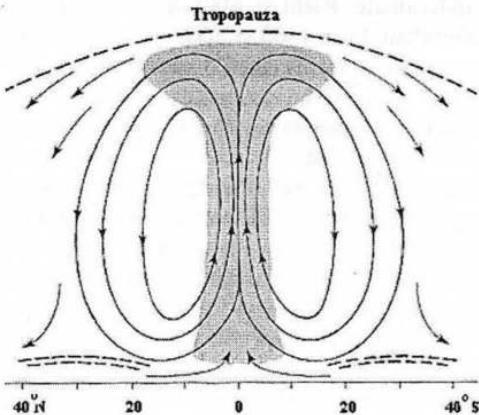


Fig. 8.15. Schema secțiunii meridionale a celulei Hadley pentru mișcările verticale, principala regiune a sistemelor noroioase și a inversiunilor de subsidență. În timp ce mișcările descendente în zona subtropicală sunt aproape staționare, cele ascendențe din apropierea ecuatorului sunt predominant convective cu o predominantă a curgerii ascendențe (Pettersen, 1969)

energia cinetică a vârtejurilor este mult mai mică la tropice decât la latitudini medii, ca și fluxurile de impuls atât tranzitorii cât și staționare.

Alizeele suflă destul de regulat la tropice, au o viteză de aproximativ 30 km/h și favorizau în trecut navigarea cu pânze și schimbul între Europa și Lumea Nouă.

Între alizeele din emisfera de nord și cele din emisfera de sud se stabilește o zonă de tranzitie calmă, fără vânturi, care a fost mereu în atenția navigatorilor. Cunoscută sub numele de *calm e cuatorial* această zonă, spre care converg alizeele și unde se produc importante mișcări ascendentă, este supusă la condiții meteorologice periculoase. Într-adevăr, aerul transportat de alizee se încarcă cu umiditate în drumul său pe deasupra apelor calde tropicale; în ascensiunea lui pseudoadiabatică aerul se răcește brusc și deversează ploi torențiale. Energia degajată prin condensare întreține mișcarea ascendentă și conduce la dezvoltări de imenși nori cumulonimbus, veritabile turnuri noroase numite *turnuri calde* care pot atinge peste 10 km în altitudine și sunt adesea însoțiti de vijelii la suprafață, și chiar *trombe de apă*.

Aceasta este *zona de convergență intertropicală*, ITCZ*, care formează în jurul Pământului o bandă de nori convectivi vizibili pe imaginile satelitare, între 5 și 10°N de-a lungul oceanelor Atlantic și Pacific. Ea alimentează cu apă marile păduri tropicale, Amazoniene, ale Africii tropicale și Indoneziei. Observațiile arată că în această zonă cantitățile de precipitații depășesc cu mult cantitatea care ar rezulta din aportul de umezeală datorat evaporației de la suprafața oceanelor. Ca urmare, o mare parte a vaporilor de apă necesară menținerii convecției în ITCZ este furnizată de vânturile alizee din troposfera inferioară.

Echilibrul energetic din zona ecuatorială poate fi explicat calitativ, dacă mișcarea verticală din ITCZ este limitată în principal la curenții ascendenți ai celulelor convective individuale. Riehl și Malkus (1958) au estimat că ar trebui să existe în jurul globului, simultan, între 1500 și 5000 de "turnuri calde" pentru a explica transportul ascendent de energie sub formă de căldură în ITCZ.

Totuși, din observații s-a constatat că apar zone uscate de-a lungul ecuatorului, ceea ce înseamnă că fluxul ascendent de masă asociat ITCZ-ului prezintă importante variații regionale.

Variația nebulozității poate fi determinată de zonele de precipitații tranzitorii asociate perturbațiilor ondulatorii ecuatoriale slabe care se propagă spre vest de-a lungul *zonei de convergență intertropicală*.

Contrastant cu intensa activitate convectivă din regiunea ecuatorului, două mari benzi practic fără nori încadrează ITCZ situate deasupra marilor deșerturi din lume, din Mexic, Sahara, Asia din emisfera de nord și din Nibia și Australia în emisfera de sud, aceste regiuni marchează prezența ramurii descendente a celulei Hadley. În partea superioară a troposferei, aerul care se descarcă de umiditatea lui în norii cumulonimbus tropicali se deplasează într-adevăr în direcția polilor în fiecare emisferă. Când coboară din nou spre 30° lat. N și S, el este deja uscat și inhibă formarea norilor și a ploii. Un minimum de precipitații se stabilește în aceste regiuni, localizat nu numai deasupra deșerturilor, dar și deasupra oceanelor, cum dovedește climatul arid al Insulei Paștelui

* ITCZ acronim din limba engleză pentru Zona de Convergență Intertropicală, folosită și în l.română.

din S-E Pacificului, sau cel al Insulelor Canare din Atlantic. O mișcare verticală ascendentă intensă se dezvoltă deasupra Indoneziei, alimentată de o evaporare abundentă deasupra mărilor calde din vestul Pacificului și favorizată de munții înalți din Sumatra, Bornio și Noua Guineă, în timp ce o mișcare descendantă se instalează deasupra apelor reci din S-E Pacificului în vecinătatea insulei Paștelui. Indonezia beneficiază astăzi de ploi abundente tot timpul anului, în timp ce un climat arid se întinde în tot estul Pacificului, atingând chiar și Insulele Galapagos, care deși se situează la ecuator sunt caracterizate de cantități reduse de precipitații.

În încercarea de a explica aceste observații ne confruntăm cu inexistența unei teorii elegante a dinamicii tropicale cum este cea cvasi-geostrofică pentru latitudinile medii.

Există teorii bazate pe liniarizarea în jurul unei atmosfere în repaus, dar sunt de fapt simple aproximări iar alternativa înseamnă soluții numerice elaborate ale sistemului complet al ecuațiilor dinamicii.

Argumentele scalării (vezi capitolul 6) arată că fluctuațiile temperaturii vor fi mult mai mici la tropice decât la latitudinile medii:

$$\frac{\Delta\theta}{\theta} \approx \frac{U^2}{gH} \text{ la tropice}, \quad \frac{\Delta\theta}{\theta} \approx \frac{fUL}{gH} \text{ la latitudini medii} \quad 8.24$$

unde H este înălțimea de scală și L este lungimea scării orizontale; $\frac{\Delta\theta}{\theta}$ este în jur de 10^{-3} pentru tropice și cu un ordin de mărime mai mare la latitudinile medii. Aceasta înseamnă așa cum precizam anterior, că gradienții orizontali de temperatură la tropice sunt mici așa încât advecția orizontală nu poate echilibra încălzirea mare observată în regiunile convective. În schimb, încălzirea trebuie să fie echilibrată prin advecția verticală, astfel că:

$$w = \frac{g}{\theta_R N^2} H \quad 8.25$$

unde H reprezintă un forcing* care poate fi legat de încălzire.

O ascensiune puternică, de aproximativ 3 cm/s, este așteptată în regiunile convective unde încălzirea poate fi mai mare decât 5 K/zi.

Peste tot în restul zonei tropicale, descendența slabă în jur de 0,3 cm/s este necesară ca să echilibreze răcirea radiativă.

Conform legii de conservare a masei aceste mișcări verticale vor determina la rândul lor viteze orizontale. Caracterul câmpului orizontal al vitezei este evidențiat prin considerarea ecuațiilor de mișcare.

8.3.1. Circulația musonică

Musonul, denumire de la cuvântul arab care înseamnă *sezon*, definește un vânt care își schimbă direcția cu sezonul. Regiuni întinse ale zonei tropicale sunt afectate de musoni (Fig. 8.3). *Musonul este un sistem particular foarte complex de vreme*.

* forcing, termen din limba engleză care exprimă constrângerea datorată unui complex de factori care acționează, de regulă, din exteriorul unui sistem.

Descrierea lui din punct de vedere cantitativ nu se poate face cu modele simple ci necesită folosirea unui model complet de circulație generală. Ca urmare discuția noastră va fi pur descriptivă.

Musonul se dezvoltă ca rezultat al variației câmpului presiunii atmosferice determinată de încălzirea și răcirea diferențiată a maselor de aer continentale și oceanice, deoarece uscatul și oceanul se încălzesc în mod diferit, capacitatea calorică a apei fiind mult mai mare decât a uscatului. Încălzirea la suprafață deasupra uscatului mult mai rapidă decât deasupra apei, vara, conduce la dezvoltarea și intensificarea convecției cumuliforme și eliberarea căldurii latente, care va determina creșterea temperaturii în troposferă. Ca urmare, în troposfera superioară presiunea va fi mai mare deasupra uscatului decât deasupra oceanului, dând naștere la transport de masă de la uscat și în consecință la convergență la suprafață și deci la generarea unei depresiuni care se mai numește și *depresiune termică*.

Convergența în straturile inferioare și divergența în troposfera superioară, deasupra uscatului constituie de fapt o circulație secundară care generează vorticitate ciclonică în straturile inferioare și vorticitate anticiclonică în cele superioare. *Se poate spune că, circulația musonică transformă energia potențială turbulentă în energie cinetică turbulentă*. În ciclul energetic principal al musonilor nu este implicată energia cinetică sau energia potențială zonală, energia potențială turbulentă fiind generată direct prin încălzirea datorită căldurii latente și radiației.

Prezența convecției cumuliforme amplifică generarea energiei potențiale turbulente și face ca musonul de vară să fie una din principalele caracteristici ale circulației generale. Așadar, în luniile de vară, mase uriașe de aer din Asia și subcontinentul indian se ridică, încălzite fiind, generând depresiuni continentale sezoniere. *Musonul de vară* suflă de la sud-vest peste Oceanul Indian (Fig. 8.3), acumulând extrem de multă umezeală care este eliberată prin ploi în timpul sezonului umed, care ține din mai până în septembrie.

Iarna, contrastul termic dintre uscat și ocean se inversează, circulația fiind opusă celei din vară, adică precipitațiile sunt deasupra oceanului. *Musonul de iarnă* suflă de la nord-est și este în general uscat, curgerea aerului fiind dinspre continent, deci săracă în umezeală.

Cea mai cunoscută și intensă circulație musonică este aceea care afectează India și Asia de sud-est care se află, de fapt, între zonele climatului tropical și subtropical.

8.4. CIRCULAȚIA LA LATITUDINI MEDIU

Latitudinile medii, între 30° și 60° N și S, cunosc condiții meteorologice foarte diferite de cele tropicale, mai ales din cauza distribuției neuniforme a energiei cinetice prin perturbațiile tranzitorii. Activitatea tranzitorie este de frecvență înaltă și este concentrată în regiuni diferite. Depresiunile și anticiclonele se succed rapid, determinând condiții meteorologice foarte variabile care modulează anomaliiile persistente de temperatură sau de precipitații.

Circulația preponderent zonală, vest-est, limitează semnificația unor statistici ale parametrilor meteorologici care să evidențieze variabilitatea zonală. Distribuția temperaturii, presiunii și umezelii pentru latitudinea de 45° se poate observa în figura 8.16. De remarcat amplitudinea abaterilor termice de aproximativ 30° C dintre iarnă și

vară și variabilitatea sezonieră a presiunii de 15 hPa în zona continentului asiatic. În câmpul umezelii relative este mai intensă variabilitatea indușă de contrastul apă–uscat. Raportată la valoarea medie de 75%, amplitudinea abaterii este de 10% iarna și 20% vara.

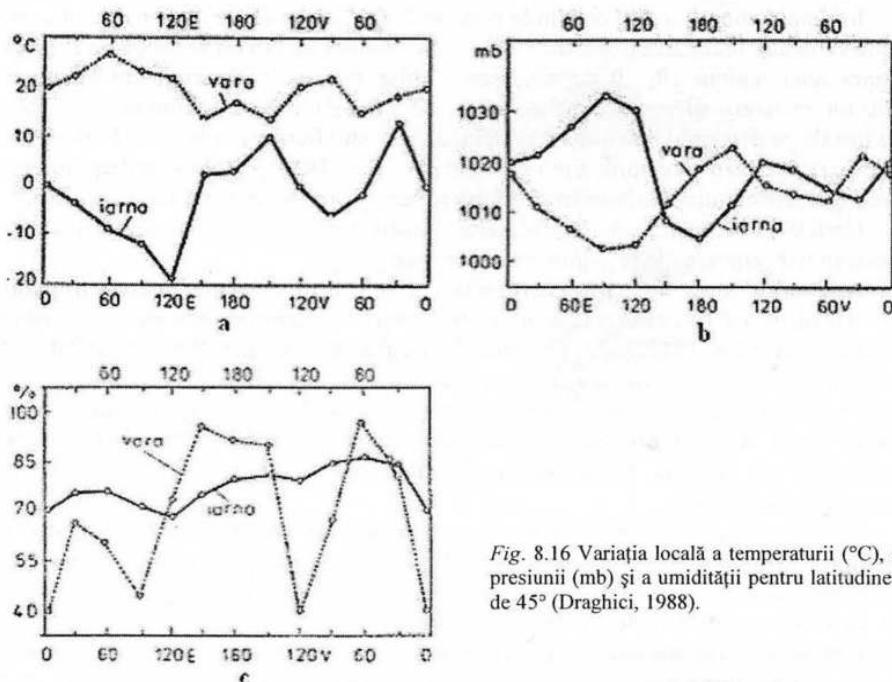


Fig. 8.16 Variația locală a temperaturii ($^{\circ}$ C), a presiunii (mb) și a umidității pentru latitudinea de 45° (Draghici, 1988).

Regiunea latitudinilor medii este dominată de vânturi de vest, atât la suprafață cât și la altitudini mari. La suprafață vântul suflă cu o intensitate mai variabilă decât la tropice, accentuată de trecerea depresiunilor (Fig. 8.3).

În altitudine intensitatea vânturilor de vest crește și creează un curent jet care dirijează circulația în troposfera superioară. Dar în această zonă de tranziție între aerul rece al polilor și cel暖 de la tropice, curentul jet este ceva mai instabil decât cel ce se stabilește deasupra regiunilor subtropicale. Unde cu amplitudine mare (cu numărul de undă de la 3 la 6) încearcă Pământul în această circulație de vest.

Sub acțiunea forței Coriolis, vârtejuri de câteva mii de kilometri lărgime iau naștere și se ocluză în interiorul acestor unde. Totul se deplasează într-o mișcare generală de la vest la est. Aceste vârtejuri (turbioane) sunt asociate anticlonilor și depresiunilor. Ele determină o amestecare a aerului tropical cu cel polar și induc treceri repetitive de fronturi calde și fronturi reci care caracterizează perturbațiile atât de des menționate în buletinele meteorologice. Prezența a două mari blocuri continentale în emisfera nordică, America de Nord și Eurasia, afectează formarea de unde în circulație vestică. Marile masive munțioase și contrastul termic între uscat și mare privilegiază dezvoltarea de talveguri sau dorsale ale acestei circulații deasupra anumitor regiuni. Astfel, iarna, o

dorsală caracterizează adesea circulația deasupra Munților Stâncosi și Munților Himalaya. Vânturile polare reci și uscate suflă peste Canada și Siberia și determină scăderea temperaturii cu câteva grade în raport cu regiunile situate pe coasta de vest, regiuni care beneficiază de un flux de aer marin și se bucură de un climat mai bland.

În timpul anumitor ani, condițiile meteorologice se pot abate de la modelul acestei scheme generale. Înaintarea depresiunilor și anticiclonelor de la vest la est poate fi blocată deasupra unei regiuni 10, 20 de zile, poate chiar mai mult, determinând menținerea condițiilor meteorologice neobișnuite. Iarna, de exemplu, vremea frumoasă și rece se poate instala pe parcursul mai multor săptămâni în vestul Europei atunci când anticiclona Azorică se deplasează spre nord. Vara secetele din 1976, 1989 și 1990 stau drept mărturie pentru *blocajele* circulației atmosferice planetare cât și pentru impactul lor economic.

Undele și vortexurile de la latitudinile medii participă de asemenea la transferul excedentului de energie din regiunile tropicale spre poli.

Asociația dintre conversiile energiei barocline și activitatea maximă a perturbațiilor tranzitorii sugerează că există o legătură între sistemele sinoptice de vreme și distribuția activității curentilor turbionari troposferici. Regiunile ciclogenetică se întind către extremitatea vestică a activității maxime a curentilor, în apropierea coastelor de este ale Americii de Nord. Traекторiile depresiunilor tind să acționeze în apropierea ariilor cu varianță mare a înălțimii de geopotențial. Asociația strânsă dintre traectoriile depresiunilor și varianța perturbațiilor de frecvență înaltă a condus la definirea *traectoriilor de furtună*.

Obținerea traectoriilor de furtună este legată de variațiile zonale intense ale proprietăților suprafetei din emisfera nordică. Emisfera Sudică este mai uniformă în proprietățile sale de suprafață în special la latitudini la sud de 40° S, unde are loc cea mai mare parte din conversia de energie. În ceea ce privește distribuția traectoriilor de furtună, structura este analoagă celei din emisfera nordică. Există un maxim distinct al energiei cinetice turbionare în sudul Oceanului Atlantic și a Oceanului Indian, și un minim relativ în sudul Oceanului Pacific.

Principalele *zone de furtună*, cum se mai numesc traectoriile de furtună, au comportare sezonieră distinctă. Zona de furtună a Atlanticului este mai intensă în timpul iernii (decembrie, ianuarie, februarie-DIF) și mai puțin activă vara (iunie, iulie, august-IIA). Spațial variază însă foarte puțin. În Pacific, zona de furtună este mai activă în timpul sezoanelor de tranzitie, primăvara (martie, aprilie, mai-MAM) și de toamnă (septembrie, octombrie, noiembrie-SON), slabă iarna (DIF) și mai slabă vara (IIA). Ca urmare se constată un ciclu semianual și chiar anual. Zonele de furtună din emisfera sudică prezintă o variație sezonieră slabă.

Zonele de furtună sunt asociate principalilor curenti jet din troposferă, despre care vom vorbi în continuare.

Pentru zona de furtună din Atlantic, disponerea traectoriilor ciclonilor, cu aria de ciclogeneză este concentrată în apropierea limitei vestice a zonei, și cicloliza către estul, acesteia. Lungimea unei *zone de furtună* se definește ca fiind distanța de-a lungul căreia un ciclon tipic din oceanul Atlantic de Nord se dezvoltă și se oclude. Zonele de furtună din emisfera sudică, mult mai întinse, trebuie să fie interpretate în mod diferit. Ciclonii tind să se deplaseze către pol pe o spirală în zona de furtuni. Concentrarea perturbațiilor

active, în creștere în regiunea cu traiectorii de furtună, sugerează că există posibilitatea ca aceste regiuni să fie mai instabile baroclinic.

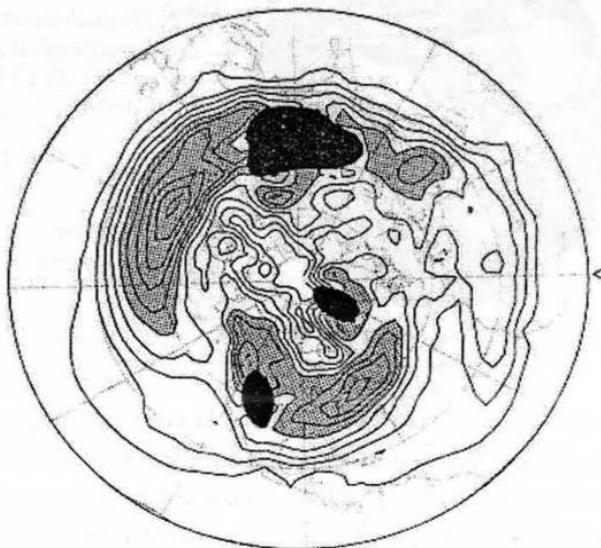


Fig. 8.17. Izolinile ratei de creștere a baroclinicității Eady la 775 hPa, definită de ecuația (8.26), pentru sezonul de iarnă. Regiunile care sunt sub nivelul mării au fost înnegrite. Intervalul dintre liniile de contur este de $0,1 \text{ zi}^{-1}$ iar valorile mai mari decât $0,5 \text{ zi}^{-1}$ au fost hașurate. (James, 1994; datele ECMWF sunt pe șase ani)

Teoria lui Eady, permite măsurarea instabilității barocline, rata de creșterea a celui mai instabil mod baroclinic fiind (James, 1994):

$$\sigma = 0,31 \frac{f}{N} \cdot \frac{\partial U}{\partial z} \quad 8.26$$

unde U este viteza zonală a curgerii medii, f parametrul Coriolis și N frecvența Brünt–Väisälä.

Figura 8.17 reprezintă rata de creștere a baroclinicității, cu $\partial U / \partial z$ considerat ca $\partial |\vec{v}| / \partial z$, evaluat între 700 hPa și 850 hPa, în timpul iernii din emisfera nordică. Maximele ratei de creștere se observă în apropierea zonelor de furtună din Oceanele Atlantic și Pacific.

8.5. CURENȚII JET

Un *curent jet* este în general înțeles ca un curent puternic, îngust, care este concentrat de-a lungul unei axe cvasi-orizontale din troposferă sau stratosferă și care este caracterizat prin gradienți puternici verticali și orizontali ai vitezei vântului precum și prin una sau mai multe viteze maxime.

În mod arbitrar, limita inferioară pentru viteza de-a lungul axei jetului (nucleul vitezei maxime) a fost stabilită la valoarea de 30 m/s. Dimensiunile tipice pentru un curent jet sunt: câteva mii de km în lungime, câteva sute de km în lățime și câțiva km în grosime pe verticală.

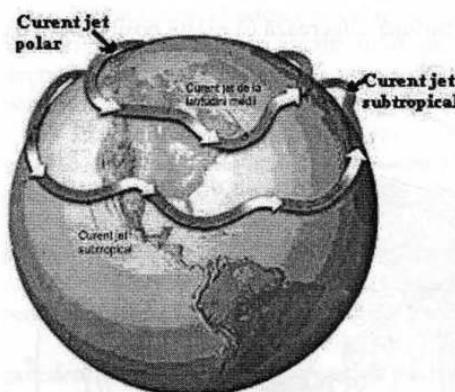


Fig. 8.18. Curenții jet subtropical și polar

Corespunzător teoriei vântului termic, un curent jet în echilibru trebuie să fie asociat cu zone frontale foarte barocline. Baroclinicitatea în masa de aer scade cu creșterea distanței de la front. Variația pe verticală a vântului geostrofic (ec.6.61) este dată de:

$$\frac{\partial \vec{V}_g}{\partial z} = -\frac{g}{fT} \nabla_p T \times \vec{k} \quad 8.27$$

iar intensitatea maximă a vântului geostrofic la un nivel H se determină din relația:

$$\vec{V}_{g(\max)} = \vec{V}_{g0} - \frac{g}{f} \int_0^H \left(\frac{1}{T} \nabla_p T \times \vec{k} \right) dz \quad 8.28$$

unde \vec{V}_{g0} reprezintă vântul geostrofic la nivelul mării. Poziția nucleului curentului jet este în principal determinată de regiunea unde integrala din ecuația 8.28 atinge valoarea maximă, întrucât în mod obișnuit, variația lui \vec{V}_{g0} este redusă prin comparație cu valoarea maximă. De aici se vede legătura dintre front, curentul jet și discontinuitatea la tropopauza în raport cu caracteristicile generale ale structurii termice și barice ale atmosferei.

Deci, în orice moment, curgerea la scară planetară în regiunea curentului jet are o baroclinicitate foarte mare. Aceasta se vede din figura 8.19. *Maximul vântului, axa curentului jet*, tinde să se localizeze tot timpul deasupra zonei cu baroclinicitatea cea mai mare, adică acolo unde gradienții termici sunt foarte mari. Se observă (Fig. 8.19) de asemenea, că izentropile (suprafete de temperatură potențială constantă) traversează tropopauza în vecinătatea jetului.

Schema circulației în emisfera de nord conține doi curenti jet troposferici înalți (Fig. 8.18) care sunt asociați cu zonele baroclinice ale frontului polar și frontului subtropical (Fig. 8.7.) și, ca urmare, sunt descriși ca fiind *curenții jet ai frontului polar și subtropical*. Ca urmare a legăturii lui cu circulația evazi-staționară Hadley, curentul jet subtropical care acționează la aproximativ 12 km înălțime este destul de persistent, depinzând de poziția și intensitatea celulei Hadley și se modifică lent, odată cu schimbarea anotimpurilor.

În contrast cu acesta, jetul polar ca front polar propriu-zis este supus unor schimbări rapide în timp.

Există diferențe și în ceea ce privește dimensiunea: în timp ce jetul subtropical este format în mod frecvent ca un curent circular semisferic serpitor, jetul polar se desparte în multe părți și ramificații în zona cărora viteza variază mult. Maximele și minimele vitezei alternează unele cu altele de-a lungul axei, în legătură cu zonele de confluență și difluență ale câmpului curentului. Izolinile (izotahele) vitezelor maxime sunt cunoscute în mod frecvent ca *linii ale jetului* (Fig. 8.19). În medie, axa curentului jet al frontului polar se găsește la aproximativ 10 km altitudine.

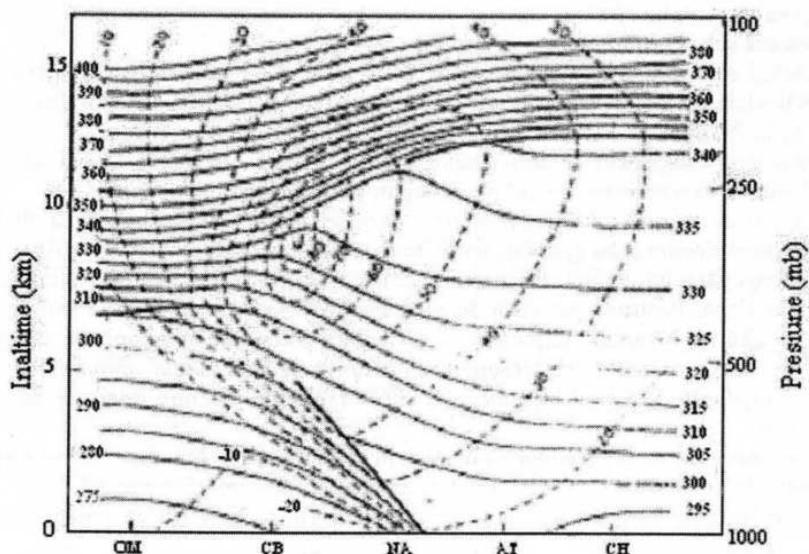


Fig. 8.19. Reprezentarea izentropelor (K, liniile continue) și a izotahelor (linii întrerupte, m/s) într-o secțiune transversală verticală printr-un front rece (Wallace și Hobbs, 1977).

În zona curentului jet apar cele mai puternice divergențe și convergențe ale curgerii aerului (Fig 6.41) iar jeturile în care apar forfecări puternice ale vitezei pot fi instabile în raport cu mici perturbații. Prin aceasta se înțelege că orice perturbație poate fi amplificată prin energia extrasă din jet.

Acest lucru este sinonim cu faptul că acolo sunt mari componente ageostrofice ale vântului. În mare măsură acest lucru se întâmplă din cauza accelerării din vest la care sunt supuse particulele de aer când intră în jet și decelerația acestora când părăsesc nucleul jetului. Accelerarea spre est, $\frac{du_g}{dt} > 0$, pe care o suferă particulele de aer în timp ce traversează jetul poate fi întreținută numai de componenta ageostrofică a vântului orientată spre nord aşa cum se vede din ecuația de mișcare: $\frac{du_g}{dt} = f(v - v_g) = fv_a$.

Accelerarea spre vest a particulelor când părăsesc jetul (decelerația) implică mișcarea ageostrofică orientată spre sud (spre ecuator).

Dacă se compară înălțimile la care apare vântul maxim de-a lungul axei jetului variațiile sunt mici. Aceasta înseamnă că *axa jetului* este de fapt *cvasi-orizontală*. Când se vorbește de viteze și înălțimi ale jetului ne referim la valorile centrate în *stratul de vânt maxim*, care este mărginit deasupra și dedesubt prin suprafețe unde vîntul este 80% din viteza maximă. Înălțimea acestui strat respectă configurația izotahelor. Este tipic și faptul că, în comparație cu vânturile cele mai puternice de deasupra și dedesubtul ei, axa jetului este deplasată spre partea rece a zonei frontale.

Axa curentului jet nu merge paralel cu izohipsele ci, în mod frecvent le intersectează sub unghiuri mari.

Acest curs al axei jetului amintește de mișcările ageostrofice pe care trebuie să le facă particulele de aer dacă trec printr-un câmp cu viteze diferite. De fapt abaterile axei jetului de la izohipse apar când câmpul vânt al curentului este staționar și particula de aer sau perturbația (sinoptică) se mișcă aproximativ izobaric, deoarece atunci axa jetului poate fi văzută ca o traекторie – cel puțin pentru perioade scurte de timp.

Astfel de inconsistențe pot fi înțelese dacă se ține seama de deplasarea unei unde. În partea depresionară a axei jetului, vorticitatea absolută și stabilitatea verticală sunt mari în apropierea vântului maxim. Pe partea anticlonului, vorticitatea absolută este mică și stabilitatea slabă. Pentru o particulă de aer care traversează dintr-o parte într-alta jetul, trebuie să aibă loc o variație importantă a vorticității potențiale în apropierea axei jetului. Ca urmare, este rezonabil să se presupună că *în apropierea nivelului vântului maxim, axa jetului se deplasează în mod esențial ca o curbă (serpitor)* pentru intervale de timp de ordinul zilei.

Deoarece există un gradient considerabil al vorticității potențiale, se presupune că particulele de aer nu pot trece peste axă și trebuie să se deplaseze paralel cu ea. Pentru analiza deplasării particulelor de aer pe o suprafață izentropică se aplică ecuația energiei:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{V^2}{2} + \Psi \right) = \frac{\partial \Psi}{\partial t} \quad 8.29$$

Aici $\Psi = \Phi + c_p T$ este funcția de curent Montgomery care reprezintă suma dintre energia potențială pe unitatea de masă și entalpia specifică, $c_p T$. În condiții staționare, schimbul energetic local dispără și suma energiei cinetice, energiei potențiale și entalpiei rămâne constantă de-a lungul traectoriilor. Deoarece axa jetului este evazi-onizontală (Fig. 8.20) și temperatura de-a lungul ei se schimbă doar în mică măsură, este adevărată următoarea aproximație:

$$\Delta \left(\frac{V^2}{2} \right) = -\Delta \Phi \quad 8.30$$

În cazul perturbațiilor sinoptice (unde) care se deplasează trebuie luat în considerare un efect suplimentar. Dacă apare mișcarea fără schimbarea accelerării, axa jetului reprezintă o traекторie relativă care poate fi pusă în ecuație la nivelul de presiune corespunzător ca o linie de curent. În cazul undelor care se deplasează cu viteza constantă c printr-un curent de bază cu viteza V în nucleul jetului, relația dintre amplitudinile liniilor de curent și traectorii este:

$$A_J = \frac{V}{V - c} A_c \quad 8.31$$

unde A_J, A_c sunt amplitudinile undelor relativ la axa jetului și la o linie de curent la o latitudine medie corespunzătoare.

În cazul undelor progresive ($c > 0$) amplitudinea axei jetului (nucleului de viteză maximă), A_J , trebuie să fie mai mare decât amplitudinea liniilor de curent (A_c) care, în cazul curgerii de echilibru, sunt identice cu izohipsele.

După cum se vede în figura 8.20a, axa jetului intersectează izohipsele fără modificarea vitezei. Vectorii vânt fac același unghi ca și liniile de curent cu axa jetului, deci s-ar putea crea impresia că particulele vor traversa axa jetului. În realitate totuși, currentul jet se deplasează exact cu viteza care rezultă din componenta transversală a vântului de-a lungul axei, iar particulele rămân paralele cu axa.

Din traiectoria axei jetului rezultă că particulele de aer în mișcarea lor se deplasează de pe dorsală spre talveg către un geopotențial mai mare și de la talveg la dorsală spre un geopotențial mai scăzut. Pe partea posterioară a talvegului care se deplasează, modificarea locală a funcției de curent este pozitivă. În aceeași măsură trebuie să crească energia $\left(\frac{V^2}{2} + \Psi\right)$ pentru particule. Când viteza este

constantă, apare o creștere a lui ψ sau – în cazul mișcării izoterme a lui Φ , de-a lungul axei jetului. Invers se întâmplă pentru partea anterioară a talvegului.

Interpretarea ecuațiilor (8.31) și (8.30) arată că, satisfacerea cerințelor energetice și cinematice într-un sistem de unde progresive cu viteza vântului uniformă de-a lungul axei jetului, funcția de curent la axa jetului trebuie să fie mai mare în talveg decât în dorsală.

În natură, în general, ambele efecte acționează în același timp. Dacă un maxim de viteză este în zona unei dorsale care se deplasează, cele două se adună și axa jetului va face în special unghiuri mari cu izohipsele în regiunile de intrare și ieșire (Fig. 8.20b). Dacă maximul jetului este în zona unui talveg, va apărea o compensare reciprocă și axa ar putea merge paralel cu izohipsele (Fig. 8.20c).

Pe scurt, discuțiile precedente arată că deviațiile sistematice ale axei currentului jet în raport cu configurația izolinilor poate fi asociată fie cu mișcarea undelor fie cu variațiile vitezei de-a lungul currentului sau cu amândouă.

Se poate concluziona din cele prezentate în legătura cu circulația generală a atmosferei că:

- Dependenta de latitudine a insolației determină apariția gradientilor termici între poli și ecuator și ca urmare rezultă gradienti de presiune și în consecință mișcările atmosferice.

- Atmosfera este în rotație rapidă astfel încât se va stabili echilibrul geostrofic care împreună cu echilibrul hidrostatic inițiază o circulație simetrică de tip Hadley.

Aceasta circulație nu este observabilă în realitate deoarece este baroclin instabilă iar din cauza contrastului uscat–mare se generează curenți turbionari.

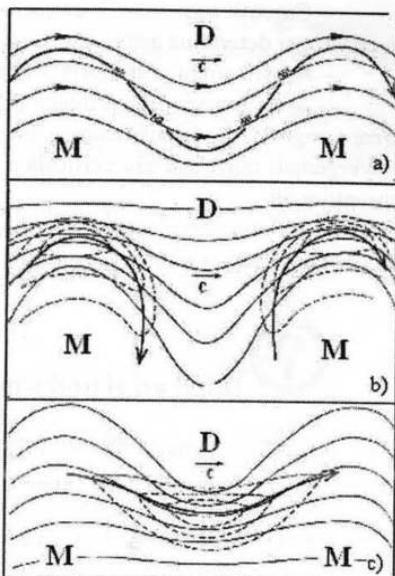


Fig. 8.20. Poziția axei jetului a) în cazul vitezei constante b) și c) în cazul difluenței și confluenței suprapuse

- Curenții turbionari, vârtejurile, fac mai eficient transportul de căldură de la pol la ecuator și determină astfel, descreșterea gradenților termici.
- Acești curenți transportă, impuls atât vertical cât și zonal.
- Structura spațială a interacțiunilor curenți-curgere medie este astfel încât sunt create regiuni de intensificare (descreștere) a curgerii zonale datorită convergenței (divergenței) nord-sud sau verticală a fluxului de impuls. Astfel de regiuni sunt cele ale curenților jet.
- Relația dintre curenții turbionari (vârtejurile) și curgerea zonală stă la baza climatului observat și este de importanță crucială pentru studiul climei.



Întrebări și probleme

1. Să se spună ce reprezintă *circulația generală a atmosferei*.
2. Să se caracterizeze zona tropicelor .
3. Să se caracterizeze zona latitudinilor medii.
4. Fie $F = F(\lambda, \varphi, z, t)$ o variabilă meteorologică caracteristică unui câmp și τ o perioadă caracteristică în evoluția acestei variabile. Să se exprime media temporală și media zonală a acestei variabile.
5. Să se deducă ecuația care reprezintă descompunerea câmpului variabilei F în componente spațiale și temporale distincte și să se discute componentele.
6. Să se deducă expresia medie temporale a fluxului mediu zonal, $c_p \overline{vT}$ și să se discute componentele.
7. În ce sens se rotește vântul în emisfera sudică sub influența forței Coriolis?
8. Cum se numesc vânturile care suflă în regiunile polare și de ce?
9. Alizeele la nord de ecuator sunt nord-estice sau sud-vestice?
10. Să se precizeze elementele definitorii ale organizării circulației generale.
11. Dacă Pământul nu s-ar roti câte celule ale circulației ar exista și care este explicația?
12. Care sunt caracteristicile celulei Hadley și să se compare cu cele ale celulei Ferrel.
13. Energia cinetică medie pentru unitatea de masă se poate scrie ca suma datorită energiei perturbațiilor tranzitorii, perturbațiilor staționare și componentei medii zonale: $E_K = E_{KT} + E_{KS} + E_{KM}$. Să se scrie expresiile acestor componente.
14. Momentul kinetic al planetei se poate considera că nu variază în timp, cu excepția unei descreșteri foarte lente asociată torsunii gravitaționale exercitată de către lună și alte planete. Să se explică de ce.
15. Să se scrie pentru o particulă de aer atmosferic cu masa unitate, momentul kinetic absolut (față de axa Pământului).

16. Se consideră o particula de aer în deplasare către nord de la ecuator la latitudinea φ ; să se deducă, pornind de la conservarea momentului cinetic, viteza zonală, u .
17. Să se precizeze care sunt cele trei moduri care rezultă din dezvoltările $\langle \bar{uv} \rangle$ și $\langle \bar{uw} \rangle$ prin care se realizează transportul meridianal al momentului cinetic relativ.
18. Să se arate care sunt caracteristicile principale ale circulației tropicale și ale circulației la altitudini medii.
19. Sa se scrie expresia funcției de curent Montgomery și să se comenteze.
20. Care este orientarea axei jetului și de ce.



BIBLIOGRAFIE RECOMANDATĂ

- Holton, J. R., 1996: *Introducere în meteorologia dinamică* (traducere din I. Engleză de Boroneanț și Rimbu) Ed. Tehnică, București, 425 pg.
- Lorenz, E. N., 1967: *The nature and theory of the general circulation*. WMO publication, No.18.
- Peixoto, J. P. and A. H. Oort, 1992: *Physics of Climate*. American Institute of Physics, USA, 500 pg.

9. VREMEA

Vremea reprezintă stări instantanee ale atmosferei și evoluții zilnice ale sistemelor sinoptice individuale. Starea fizică a atmosferei este într-o continuă schimbare, și într-un anumit loc, la un moment dat sau pentru o anumita perioadă de timp, ea se caracterizează printr-un complex de procese și fenomene meteorologice, a căror desfășurare este determinată de interacțiunea lor, sub influența unei mulțimi de factori diferenți. Starea atmosferei se determină prin parametrii de stare, mărimi fizice observate, măsurate sau calculate cum ar fi: temperatura, presiunea atmosferică, umiditatea aerului, nebulozitatea, precipitațiile, vântul. O caracterizare obiectivă a vremii se bazează pe determinarea instrumentală a valorii fiecărui element meteorologic, stabilind în același timp și evoluția lui caracteristică. Modul foarte complex în care variază parametrii meteorologici determină variabilitatea mare a aspectelor de vreme.

Parametrii de stare ai atmosferei prezintă variații spațiale și temporale și ca urmare vremea este într-o continuă schimbare. Vremea este diferită pentru diferite regiuni ale globului și pentru diferite puncte de pe suprafața terestră sau din altitudine. Cunoașterea și prevederea vremii a devenit indispensabilă pentru toate domeniile activității umane.

Cele mai complexe schimbări ale vremii au loc la latitudinii medii.

Schimbările legate de evoluția vremii sunt periodice și neperiodice. Cele periodice sunt consecința variației zilnice și anuale a parametrilor meteorologici, care depind de factorii astronomici și de rotația Pământului. Ele se succed de la zi la noapte, de la un anotimp la altul, depinzând și de schimbările radiativ atmosferă-suprafața Pământului.

Schimbările neperiodice ale vremii sunt determinate de deplasarea unor volume uriașe de aer, numite *mase de aer* cu caracteristici diferențiate și de fenomenele și procesele meteorologice complexe care au loc la întâlnirea unor astfel de mase de aer.

9.1. MASELE DE AER ȘI TRANSFORMAREA MASELOR DE AER

Troposfera este formată dintr-o mulțime de volume uriașe de aer, relativ uniforme sub aspectul proprietăților fizice (în particular temperatura și conținutul de apă), denumite *mase de aer*. În mod obișnuit acestea au dimensiuni orizontale de sute și mii de kilometri și dimensiuni verticale de ordinul kilometrilor.

În general, dimensiunile verticale nu depășesc 4–6 km în regiunile polare dar pot atinge 16 km în regiunile ecuatoriale. Când aceste mase de aer se deplasează din regiunea lor de origine ele păstrează condițiile termice și de umezeală, afectând o mare parte a unui

continent. Uniformitatea orizontală a maselor de aer este relativă deoarece acoperă suprafete foarte întinse de sute de mii sau milioane de kilometri pătrați.

În consecință, este de așteptat să se observe diferențe mici de temperatură și umiditate de la un punct la altul, pentru același nivel în altitudine, în comparație cu vitezele mari de variație a parametrilor meteorologici la limita dintre două mase de aer. Când o masă de aer se deplasează dintr-o zonă într-alta, temperaturile ei potențială și izobarică suferă variații în funcție de particularitățile termice ale zonei în care se deplasează. Dacă temperaturile nu mai variază masa de aer se consideră formată, iar temperatura este temperatura de echilibru.

Sub influența unei suprafete subiacente cu anumite particularități, având condiții de stare diferite decât cele din masa de aer și un alt bilanț radiativ, masa de aer suferă transformări. Ea își va modifica proprietățile până va ajunge la o nouă stare de echilibru. În general, procesele de formare și transformare a maselor de aer sunt destul de complexe și complicate pentru a fi epuizate printr-o simplă schematizare. Masele de aer nu sunt staționare, nu au o structură omogenă pe verticală și nu ating rapid starea de echilibru la deplasarea dintr-o zonă geografică în alta.

Întrucât o masa de aer traversează o anumită zonă în mai multe zile, regiunea sub influența masei de aer se va afla în aceleași condiții de vreme, situație numită "vreme de masă de aer". În mod sigur, există variații de la o zi la alta, dar evenimentele deosebite sunt puțin probabile.

Uneori masele de aer se pot așeza în straturi orizontale, și atunci, de regulă, masa caldă se află deasupra celei reci. Masele de aer se recunosc prin parametrii fizici conservativi printre care amintim: temperatura echivalentă potențială, umiditatea specifică, vizibilitatea orizontală și turbulența sau opalescența aerului.

Conceptul de masă de aer este un concept foarte important, deoarece este strâns legat de studiul perturbațiilor atmosferice. Multe dintre perturbațiile de la latitudinile medii sunt inițiate de-a lungul zonelor care separă masele de aer cu caracteristici diferite.

9.1.1. Regiuni de formare a maselor de aer

Unde se formează masele de aer și care sunt factorii care determină natura și gradul de uniformitate al masei de aer sunt două întrebări strâns legate, deoarece locul unde se formează masele de aer în mod esențial afectează proprietățile care o caracterizează. Regiunile unde se formează masele de aer sunt numite regiuni sursă.

Întrucât atmosfera este încălzită mai ales de la bază și câștigă umezeala prin evaporare de la suprafața pământului, natura regiunii sursă determină caracteristicile inițiale ale masei de aer.

O regiune sursă ideală trebuie să îndeplinească două criterii esențiale:

(i) trebuie să fie o arie întinsă și uniformă din punct de vedere fizic. O regiune care are o topografie înaltă ori una care constă atât din uscat cât și din apă este nesatisfăcătoare;

(ii) aerul să stagneze deasupra zonei respective destul de mult timp ca să atingă starea de echilibru cu suprafața. Principalele procese care duc la echilibru sunt radiația,

convecția verticală și turbulența. În general, aceasta înseamnă regiuni dominate de anticicloni staționari sau lenti cu ariile lor extinse de calm sau vânt slab.

Regiunile sub influența ciclonilor nu pot determina formarea maselor de aer, pentru că astfel de sisteme sunt caracterizate prin convergența vânturilor la suprafață. Vânturile în depresiuni aduc în mod constant aer cu proprietăți termice și de umezeală diferite. Întrucât timpul implicat nu este destul de lung pentru a elimina diferențele, rezultă gradiențe termice mari, iar formarea masei de aer este împiedicată.

Așadar, marii anticloni cvasi-staționari sunt considerați îndeosebi ca "zone sursă" pentru masele de aer.

La latitudinile joase, datorită căldurii excesive, se produc mase de aer cald; la latitudinile înalte, datorită deficitului de căldură, se produc mase de aer rece.

În privința tipului suprafețelor de bază, oceanele joacă un rol special. Datorită acumulării mari de căldură, dar mai ales datorită marii conductivități termice a apei în mișcare, cauzată de schimbul turbulent, temperatura marilor întinderi de ape are numai o variație minimă sezonieră. De aceea, oceanele sunt în general iarna surse de căldură, iar vara sunt un mediu absorbant de căldură pentru aerul care trece deasupra lor. În plus oceanele formează în mod natural rezervorul principal de apă pentru procesele de evaporare și transportul vaporilor de apă în atmosferă. Ca urmare, la nivelul globului terestru există patru zone surse de bază: arctică, polară, tropicală și ecuatorială.

9.1.2. Clasificarea maselor de aer

Masele de aer pot fi clasificate, ținând seama de regiunile sursă, deci după *locul de formare*, din punct de vedere *termic și termodinamic*.

- *Clasificarea geografică a maselor de aer.*

Masele de aer arctic. Aceste mase de aer se formează deasupra ariilor întinse de gheăță și zăpadă care se găsesc în apropierea polilor celor două emisfere. Iarna – din decembrie până în martie pentru emisfera nordică, și din iunie până în septembrie pentru emisfera sudică, în regiunile polare este foarte frig și fără insolație; astfel, masele de aer arctic tind să se formeze rapid. În general, în timpul iernii o masă de aer arctic este mai rece decât oricare altă masă de aer dintr-o regiune sursă diferită.

Masele de aer arctic se deplasează prin sectoarele posterioare ale ciclonilor, până la latitudini medii. În Europa se deosebesc două traiectorii principale pentru aceste mase de aer: (i) *traiectorii polare normale* pe direcție N-S sau NV-SE; (ii) *traiectorii ultrapolare*: NE-SV. Aceste traiectorii sunt foarte periculoase iarna pentru sudul continentului european. Când o masă de aer arctic se deplasează pe o astfel de traiectorie, iarna, se produc ninsori în sudul extrem al Europei și pe coastele sudice ale Mării Mediterane.

Masele de aer polar. Strict vorbind, termenul polar ar trebui să fie subpolar, întrucât el desemnează latitudinile înalte de sub zonele sursă arctice. Zonele surse pentru masele de aer polar se întind între latitudinile 55° și 65° în ambele emisfere. Pentru aerul polar din Emisfera Nordică există câteva zone surse cum ar fi: Siberia, Golful Alaska, nordul Canadei, nordul Pacificului la sudul depresiunii Aleutinelor, nord-vestul Atlanticului și în nordul Atlanticului chiar la vest de Insula Britanică. Aerul polar maritim este în raport cu suprafața uscatului relativ rece vara și relativ cald iarna.

Este un aer bogat în umedeală. În România determină ninsori târziu de primăvară și ninsori timpurii de iarnă.

Masele de aer tropical. Există un lanț de zone sursă de mase de aer tropical care înconjură Pământul în emisfera nordică în vecinătatea Tropicului Racului (latitudinea de $23,5^{\circ}$ N) și în vecinătatea Tropicului Capricornului (latitudinea de $23,5^{\circ}$ S) în emisfera sudică. Zonele sursă de la tropice care sunt deasupra uscatului coincid cu marile deșerturi de la aceste latitudini. Masele de aer tropical se formează în emisfera nordică deasupra a cinci regiuni: aria de sud a Oceanului Pacific de nord, sud-vestul Statelor Unite (numai vara), nordul Mexicului (numai vara), aria sudică a oceanului Atlantic de nord, și nordul Africii.

Masele de aer Ecuatorial. Alizeele, sau vânturile tropicale de est din ambele emisfere formează Zona de Convergență Intertropicală (vezi capitolul 8) care este o zonă de presiune coborâtă. Pe alocuri, în această bandă de presiune joasă se găsesc regiuni de calm, de aer care stagnă și care constituie zone sursă pentru formarea maselor de aer. Masele de aer ecuatorial se formează numai deasupra întinderilor de apă de la aceste latitudini.

Meteorologii folosesc pentru identificarea maselor de aer literele alfabetului. Majusculele sunt folosite să se identifice latitudinea zonei sursă: A pentru arctic, P pentru polar, T pentru tropical și E pentru ecuatorial. Literele mici c și m sunt indicații pentru aerul continental și respectiv maritim (Fig. 9.1). Astfel, o masă de aer identificată prin cT înseamnă ca zona sursă este deasupra uscatului în aria tropicală.

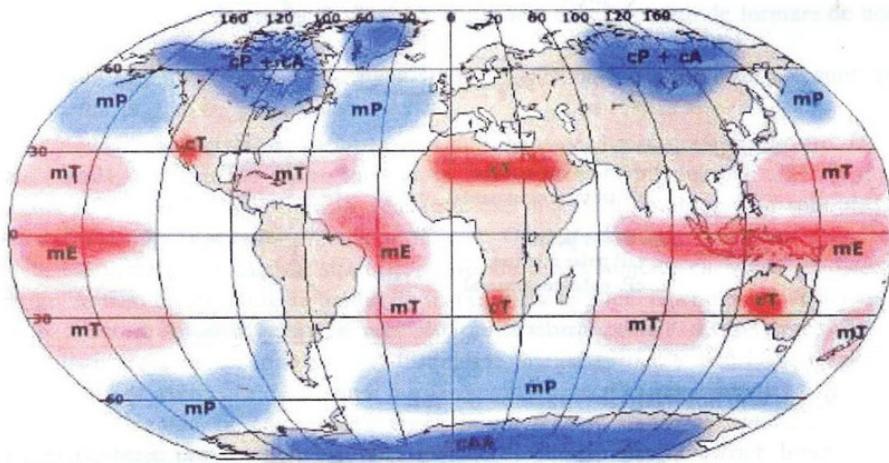


Fig. 9.1. Distribuția globală a maselor de aer de diferite tipuri

Folosind diagrama circulației generale (Fig. 9.2), tipurile principale de mase de aer sunt distincte: aerul polar (P), aerul tropical (T) și o masă de aer de la latitudini medii cu caracteristici foarte variabile, care este descrisă ca „aer temperat” și este tipică pentru zona vânturilor de vest a latitudinilor centrale (LM – aerul latitudinii medii), dar care

apare mai ales în altitudine. În troposfera inferioară, în general nu apare o separare clară între cele două tipuri de mase de aer. Aceste mase de aer sunt numai ușor barocline sau chiar barotrope și sunt separate de zone puternic barocline ale frontului polar – între aerul polar și aerul temperat – și de frontul subtropical – între aerul temperat și aerul tropical. În troposfera mijlocie (500 hPa) poziția medie a frontului polar variază în funcție de anotimp între 40° și 70° N, iar cea a frontului subtropical între 30° și 45° N.

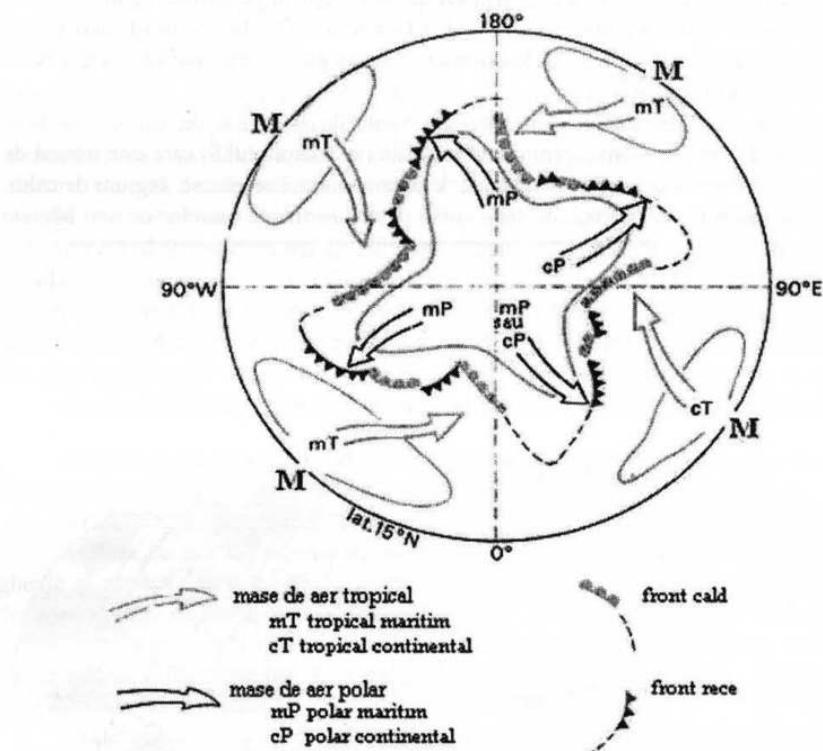


Fig. 9.2. Distribuția maselor de aer și fronturilor în Emisfera Nordică, iarna

9.1.3. Caracteristicile maselor de aer

Aerul după cum este simțit de oameni este cald și umed sau uscat ori rece și uscat. Astfel de caracteristici sunt direct legate de temperatura și umezeala caracteristice masei de aer.

Ca o regulă, aerul maritim conține mai multă umezeală decât aerul continental. În timpul iernii, aerul maritim este în general, mai bland decât aerul continental deoarece marea deasupra căreia se formează aerul maritim este mai căldă decât uscatul. Vara se întâmplă exact invers. Suprafața continentului se încălzește mai repede decât marea și în

consecință masele de aer maritim tind să fie mai reci decât cele continentale. De exemplu, aerul polar maritim este în raport cu suprafața uscatului relativ rece vara și relativ cald iarna și este un aer bogat în umedeală.

Pentru a identifica și caracteriza masele de aer sunt în general folosite mărimi fizice conservative și neconservative. Mărimile conservative sunt: temperatura potențială (când nu au loc transformări de fază), echivalent potențială (când în masa de aer au loc transformări de fază), umezeala specifică precum și gradul de transparentă al aerului. Din categoria celor neconservative fac parte: umezeala relativă, umezeala absolută și temperatura masei de aer. Vizibilitatea orizontală și turbulența opalescentă a aerului ca și temperatura punctului de rouă sunt alți parametri importanți pentru caracterizarea masei de aer. Turbulența opalescentă mare indică existența unei mase de aer de origine tropicală iar valorile reduse indică originea arctică a masei de aer.

Masele de aer sunt clasificate din punct de vedere termodinamic, în funcție de temperatura potențială sau izobarică, astfel: (i) mase stabile, adică $\Gamma < \Gamma_{ad.umed}$; (ii) mase instabile cu $\Gamma > \Gamma_{ad.uscat}$.

Așadar, masele de aer stabile au un gradient de stratificare mai mic decât gradientul adiabatic umed. În asemenea mase de aer, mișările convective ascendente cu răcirea aerului prin destindere adiabatică, sunt imposibile.

Masele de aer relativ instabile sunt acelea în care pe întreaga secțiune verticală a masei gradientul este mai mare decât gradientul adiabatic umed. În asemenea mase de aer mișările convective se produc în mod obișnuit, deci există condiții de formare de nori cumuliformi.

- În funcție de temperatura potențială sau izobarică masele de aer sunt: (i) mase calde, $\theta_{masa} > \theta_{mediu}$; (ii) mase reci, $\theta_{masa} < \theta_{mediu}$; (iii) mase neutre.

Așadar, masa căldă are temperatură mai mare decât a suprafeței terestre. Dacă este umedă, procesul de răcire început la contactul cu solul duce la ceată și nori stratus cu plafon jos și la burniță. Masa rece se încâlzește în apropierea solului. La pătrunderea unei mase reci vremea se răcește. O masă rece are umiditatea specifică mică. Ca urmare a încălzirii straturilor inferioare la contactul cu solul, gradientul termic vertical crește și crește gradul de instabilitate termică. Deci o masă de aer rece are o structură termică instabilă, mai ales în straturile inferioare. De aceea, într-o masă de aer rece se dezvoltă procese turbulente intense (procese de origine termică). Se dezvoltă de asemenea, formațiuni noroase convective și cad precipitații cu caracter deaversă. Noaptea, pe continent, o masa de aer rece se stabilizează datorită răcirii prin radiația nocturnă a solului.

În ceea ce privește caracterizarea legată de temperatură a celor trei tipuri de mase de aer, distribuția verticală tipică este reproducă în figura 9.3. În troposferă, diferența de temperatură între cele 3 mase este de 5–10° C vara, în timp ce iarna aceasta crește și depășește 20° C în apropierea solului. Este caracteristică situația foarte diferită referitoare la înălțimea tropopauzei. În spațiul dintre cele două zone frontale apare o zonă de intrerupere a tropopauzei, cu schimbări brusăre de înălțime

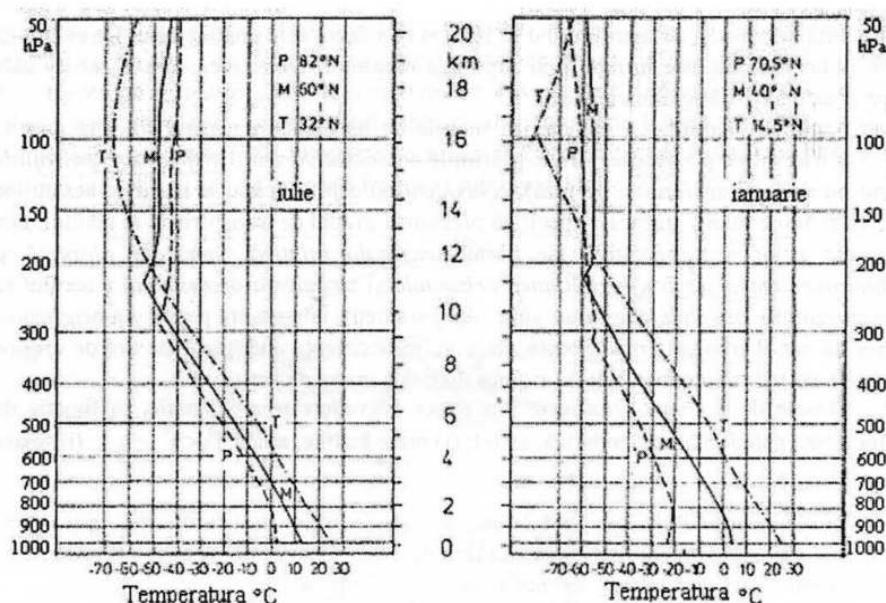


Fig. 9.3. Distribuția verticală caracteristică a temperaturii în cele trei tipuri de mase de aer, vara și iarna

După curbele de temperatură se poate vedea că aerul polar este cel mai stabil dintre cele trei tipuri de mase de aer. În troposfera mijlocie gradientul vertical de temperatură este de $0,6^{\circ}\text{C}/100\text{ m}$. Izbatoare este stratificarea izotermă sau inversiunea sub 2 km înălțime, care restricționează schimbul vertical. Aceasta se datorează faptului că răcirea adiabatică la care este supusă masa de aer este cea mai mare în apropierea solului, în special iarna și deasupra pământului acoperit cu zăpadă sau deasupra suprafețelor înghețate din zona Arctică. Vara, procesul de topire împiedică creșterea temperaturii cu mult peste 0°C . Datorită temperaturii lui scăzute, aerul polar poate absorbi doar puțini vaporii de apă. De asemenea, și conținutul de particule, care ar putea acționa ca nuclee de condensare, este neglijabil. În consecință vizibilitatea orizontală este bună. Tropopauza are o înălțime medie de 9 km și temperatura în jur de -50°C în aerul polar. În stratosferă această masă de aer este cea mai caldă vara, în timp ce iarna este mai rece decât aerul temperat, datorită lipsei radiației la latitudini mari.

Aerul tropical, fiind cea mai caldă masă de aer din troposferă, este în același timp și cel mai puțin stabil. Descreșterea verticală a temperaturii este de $0,7-0,8^{\circ}\text{C}/100\text{ m}$ între sol și înălțimea de 13 km. La aproximativ 16 km este localizată adevarata tropopauza tropicală, cu temperaturi în jur de -70°C vara și în jur de -80°C iarna. De aceea în stratosferă această masă de aer este cea mai rece dintre cele trei tipuri de mase de aer. Datorită evaporării de pe suprafețele oceanice, aerul tropical are în general un conținut ridicat de umedeală, în troposfera inferioară. Ca urmare, profilul vertical al temperaturii pseudo-potențiale prezintă o valoarea maximă în apropierea solului și o valoarea minimă la 700–500 hPa. Stratificarea este în consecință potențial instabilă. Instabilitatea este

declanșată când aerul tropical întâlnește ramura ascendentă a circulației Hadley deasupra Zonei de Convergență Intertropicală (ITCZ). În acest caz, acolo se formează nori Cumulonimbus, care se organizează în asociații de nori pe zone întinse. Mai spre nord, aerul foarte uscat poate fi găsit în troposferă mijlocie, datorită mișcărilor predominant descendente. Acesta este separat de aerul umed din apropierea solului de "inversiunea Passat", care este localizată la 1–2 km deasupra solului. Sub aceasta se pot forma numai nori Cumulus.

Aerul temperat al latitudinilor mijlocii are caracteristicile cele mai puțin uniforme. Aceasta datorită faptului că astfel de mase de aer se află în zona vânturilor de vest cu mișcare mai mult sau mai puțin rapidă, și supusă la puternice schimbări ca rezultat al influenței solului, dar mai ales ca rezultat al mișcărilor verticale în ciclonii mobili și anticiclonei din această zonă. Se poate vedea din curbele temperaturii din figura 9.3 că gradientul vertical de temperatură în aerul temperat este în jur de $0,7^{\circ}\text{C}/100\text{m}$, iar tropopauza este la 11 km înălțime și are o temperatură în jur de -55°C .

În aerul polar poate lua naștere, iarna, o a doua zonă frontală, limitată la troposfera inferioară, ea fiind denumită *front arctic*. Aceasta separă aerul extrem de rece din zonele din apropierea polului de masele de aer mai puțin rece din sud și adesea este fixat orografic pe liniile coastelor și la granița banchizelor de gheăță. În plus poziția lui este mult influențată de întinderea stratului de zăpadă pe continent.

9.2. TRANSFORMAREA MASELOR DE AER

Procese cum ar fi *radiația, schimbul turbulent și mișcarea verticală* determină schimbări mai rapide sau mai lente, mai mari sau mai mici în caracteristicile tipice ale maselor de aer, după modul în care au loc, când masele de aer se deplasează de la zona de formare. Astfel de procese duc la *transformări ale masei de aer*.

O schimbare notabilă în masa de aer poate avea loc dacă intensitatea schimbului vertical, datorat turbulenței interioare, se schimbă semnificativ. Aceasta se întâmplă, de exemplu, dacă o masă de aer polar, dintr-o zonă cu vânt slab a unui anticiclone de iarnă, intră în sistemul de circulație al unei depresiuni și în consecință este perfect amestecată. Deoarece turbulența încearcă să creeze o distribuție uniformă a caracteristicilor masei de aer cu nivele constante ale temperaturii potențiale și coeficientului de amestec, amestecul duce la o creștere a temperaturii și o reducere a umidității relative în apropierea solului precum și la răcirea și creșterea umidității în partea superioară a stratului afectat de amestec. Ca urmare, inversiunea la sol este disipată în timp ce una nouă se formează deasupra stratului amestecat. Umiditatea crescută în înălțime poate da naștere la nori stratus (St) și stratocumulus (Sc), (Fig. 9.4 a).

Un proces de transformare foarte important este *încălzirea sau răcirea de la sol*. În acest proces un rol important îl joacă marile suprafețe maritime. Deoarece temperatura suprafeței oceanului, datorită bunei conductivități termice și acumulării de căldură, nu reacționează la schimbările temperaturii aerului, oceanele reprezintă imense surse de căldură sau absorbanții de căldură în funcție de temperatura aerului care trece deasupra lor. Totuși, intensitatea transferului de căldură de la apă la aer și invers depinde de direcția fluxului de căldură. În timpul încălzirii de la suprafață, apare în același timp slăbirea stabilității termice și ca urmare schimbul turbulent este intensificat până când

stabilizarea asociată cu răcirea duce la încetarea mișcării turbulente verticale. În condiții similare, încălzirea unei mase de aer ce trece peste o suprafață mai căldă este considerabil mai rapidă decât răcirea unei mase de aer ce trece peste o suprafață rece. Încălzirea turbulentă acoperă rapid o zonă verticală mai mare, în timp ce răcirea rămâne limitată la un strat superficial în apropierea solului (Fig. 9.4 b).

În acest proces umiditatea joacă un rol important. Umezeala e transportată de la suprafața oceanică într-o masă de aer normal uscată care provine de pe continent. Dacă masa de aer este în același timp răcită de la sol, umiditatea relativă crește rapid în interiorul straturilor stabile din apropierea solului având ca rezultat înrăutățirea vizibilității și apariția cetei. Odată cu încălzirea și destabilizarea simultană a masei de aer, creșterea umidității determină formarea norilor convectivi. Ca rezultat al căldurii latente de condensare eliberate, straturile de aer superioare sunt incluse de asemenea, în procesele de transformare și sunt încălzite (Fig. 9.4 c).

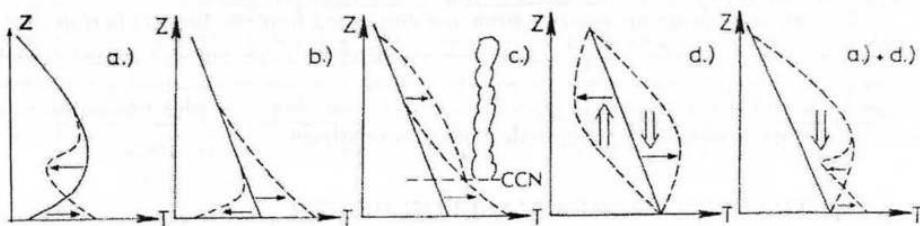


Fig. 9.4 Transformarea maselor de aer prin: a) amestec turbulent; b) transfer adiabatic de căldură de la și către sol; c) eliberare de căldură latentă; d) dilatare și comprimare (după Kurz, 1998)

Radiația este un factor de transformare mai ales dacă masa de aer este situată deasupra continentului. În caz de vreme frumoasă vara, aerul este încălzit de către sol progresiv, de la o zi la alta, asociat cu destabilizare și reducerea umidității relative; iarna, invers, straturile de aer din apropierea pământului se răcesc progresiv, odată cu stabilizarea și creșterea umidității.

Petterssen a arătat că procesele dinamice au de asemenea o mare importanță în schimbarea structurii maselor de aer. Mișcarea verticală la scară mare care are loc în decursul acestor procese influențează într-o mare măsură, temperatura verticală și distribuția umidității. Ascendența duce la răcire adiabatică legată de creșterea umidității relative, posibila formare a norilor și precipitațiilor; descendența duce la încălzirea adiabatică cu reducerea umidității și împărtăierea norilor. Configurația în acest caz este astfel încât, în general, mișcarea verticală este intensă în troposfera mijlocie, în timp ce la sol și la înălțimi mari (nivelul curentului jet sau al tropopauzei) este intensă mișcarea orizontală. Așa cum arată figura 9.4.d, în cazul ascensiunii, în troposfera inferioară are loc o dilatare verticală legată de destabilizare, iar în troposfera superioară apare o comprimare verticală legată de stabilizare. Destabilizarea poate duce, în cazul unei umidități suficiente, la apariția, pe lângă norii stratiformi, a norilor cumulus dezvoltăți însoțiți de averse și descărcări electrice.

Pe de altă parte, în zona mișcărilor descendente, are loc o destabilizare în troposfera superioară și o stabilizare în cea inferioară. În legătură cu schimbul vertical

turbulent și convectiv apare frecvent o stratificare cu strat de amestec de 1–2 km grosime și o puternică inversiune cu umiditate redusă deasupra acestuia. În partea superioară a stratului amestecat se pot forma pături de nori stratus sau stratocumulus și chiar cumulus de vreme frumoasă.

Aspectul unei mase de aer se poate schimba complet prin procesele dinamice care au loc în decursul transportului masei de aer.

Amestecul și modificările care însotesc deplasarea unei mase de aer când se îndepărtează de zona sursă determină viteza cu care schimbul de energie cu mediul înconjurător se micșorează, și diferențele fenomene de vreme asociate acestor variații dispar. Acest proces este asociat cu pierderea identității inițiale a masei de aer, până când, în final, caracteristicile sale se confundă cu cele ale curentilor de aer din mediul înconjurător.

Nord-vestul Europei este o arie de mase de aer „amestecate” ceea ce înseamnă că există o varietate de surse și direcții din care masele de aer invadă regiunea. Aceasta se vede din diversitatea proceselor de vreme asociate transformării maselor de aer și cea a zonelor frontale care separă masele de aer. Așa se întâmplă în zona Mediteranei, iarna, când caracteristicile particulare ale masei de aer numit mediteranean sunt modificate prin stagnarea maselor de aer polar.

Intervalul de timp în care o masă de aer își păstrează caracteristicile sale inițiale depinde foarte mult de extinderea zonei sursă și de configurația barică a câmpului care afectează aria respectivă. În general, un câmp de presiune coborâtă se schimbă mult mai rapid decât unul de presiune ridicată, deși modificările dinamice în înălțime observate de climatologi nu sunt mai puțin importante din punctul de vedere al proceselor de vreme.

De aceea conceptul de mase de aer trebuie să fie flexibil atât din punctul de vedere al studiilor sinoptice cât și climatologice el fiind foarte important pentru că este strâns legat de studiul perturbațiilor atmosferice. Cele mai multe perturbații, mai ales la latitudini medii, își au originea la limita zonelor care separă mase de aer cu caracteristici diferite, așa numitele *zone frontale*.

9.3. FORMAȚIUNI BARICE ȘI DE GEOPOTENȚIAL

Din capitolul precedent (Circulația generală) s-a văzut că în esență, configurația circulației de altitudine revine la un *vârtej emisferic* a căruia axă de rotație este coliniară cu axa polilor terestre. Peste acest *vârtej planetar* se suprapun unde staționare, reprezentând caracteristici ale circulației atmosferice. În cadrul acestor unde staționare evoluează *perturbații tranzitorii*, de o mare diversitate, acestea fiind cele care determină în mare măsură aspectul variat al vremii.

În sistemele circulației din atmosfera reală, perturbațiile tranzitorii sau sistemele sinoptice, cum mai sunt numite, sunt de fapt formațiunile barice sau de geopotențial. Aceste sisteme au, în general, forme asimetrice, cu cele mai ridicate valori ale intensității vântului și cu cei mai mari gradienți de temperatură concentratați de-a lungul unor benzi înguste numite *fronturi atmosferice*. Astfel de sisteme sunt, în general, foarte barocline, cu amplitudini și faze ale perturbațiilor de geopotențial și vânt care se modifică substanțial cu înălțimea.

Partial, această complexitate este datorată faptului că sistemele sinoptice nu se suprapun peste un curent mediu uniform, ci sunt incluse într-o curgere planetară, care ea însăși este puternic baroclină. Apoi, această curgere planetară este influențată de "orografie" și de încălzirea diferențiată continent-ocean, astfel încât este puternică dependență de longitudine.

Așadar, nu este corect să considerăm sistemele sinoptice ca perturbații suprapuse peste un curent zonal care variază numai cu latitudinea și înălțimea. Totuși, acest punct de vedere este util ca o primă aproximare în analizele teoretice ale perturbațiilor sinoptice de tip ondulatoriu.

În capitolele precedente au fost prezentate caracteristicile termohidrodinamice de bază ale atmosferei care permit înțelegerea diverselor fenomene care sunt asociate vremii de zi cu zi. De interes pentru acest capitol sunt fenomenele meteorologice din zonele latitudinilor medii. Principalii răspunzători de aspectele de vreme din aceste zone sunt ciclonii (sistemele sinoptice barocline) de la latitudini medii sau ciclonii extratropicali cum mai sunt numiți. În paragrafele care urmează se face o prezentare descriptivă a ciclonilor alături de celelalte formațiuni barice dar și de geopotențial, prezente în câmpurile de presiune și de geopotențial pentru ca mai apoi să se discute geneza și disiparea lor.

9.3.1 Caracteristicile câmpului presiunii

O mare importanță în aprecierea mecanismului mișcării aerului atmosferic o are cunoașterea repartiției valorilor de presiune într-un plan orizontal. De aceea se folosește expresia de câmp al presiunii atmosferice sau câmp baric, pentru a desemna numai repartiția pe orizontală a valorilor de presiune.

Studiul câmpului baric în sensul indicat se face prin trasarea liniilor de egală presiune (izobarelor), ce corespund intersecțiilor suprafețelor izobarice cu un plan orizontal. În meteorologia sinoptică, drept plan orizontal de referință se ia nivelul mării și, de aceea câmpul presiunii va conține valorile de presiune de la acest nivel. Izobarele se trasează de obicei din 5 hPa (mb) în 5 hPa (mb). Ele separă regiunile cu presiune scăzută de cele cu presiune ridicată și pun în evidență caracteristicile mai importante ale configurației câmpului baric. Se obține astfel o hartă a câmpului baric. Harta câmpului baric are următoarele elemente mai importante:

- *maximul barometric (anticiclron)*, regiune de presiune mai ridicată decât în jur, valorile de presiune depășind valoarea de 1015 hPa, pusă în evidență de una sau mai multe izobare închise (notat cu litera M);

- *minimul barometric (cyclonul sau depresiunea)*, regiune de presiune mai coborâtă decât 1015 hPa, pusă în evidență de una sau mai multe izobare închise (notat cu litera D); depresiunea acoperă o arie de până la 1500–3000 km în diametru și de obicei evoluează până la 4–7 zile.

- *dorsala*, regiune de presiune ridicată situată între regiuni de presiune mai scăzută, care este asociată maximului barometric și nu conține izobare închise;

- *talvegul*, regiune de presiune coborâtă, situată între regiuni cu presiune mai ridicată, asociată de obicei depresiunii, fără a conține izobare închise;

- *șaua barometrică* (punctul hiperbolic), configurație complexă a câmpului baric, formată din ansamblul a doi cicloni (sau talveguri) și doi anticicloni (sau dorsale).

– După cum se observă din figura 9.5, într-un anticiclron circulația aerului se face în sensul acelor de ceasornic (sens invers trigonometric). Viteza vântului este foarte mică, uneori este calm iar mișările verticale sunt descendente, la sol existând o divergență a curgerii aerului (vezi capitolul 6). Meteorologii identifică patru tipuri diferite de sisteme de presiune ridicată: anticicloni reci care se deplasează lent, anticicloni calzi care se deplasează lent, anticicloni reci mobili și anticicloni mobili reci care devin anticicloni calzi care se deplasează lent. Primii doi au caracteristici semipermanente. Ei se deplasează foarte lent în general cel puțin câteva zile sau câteva săptămâni.

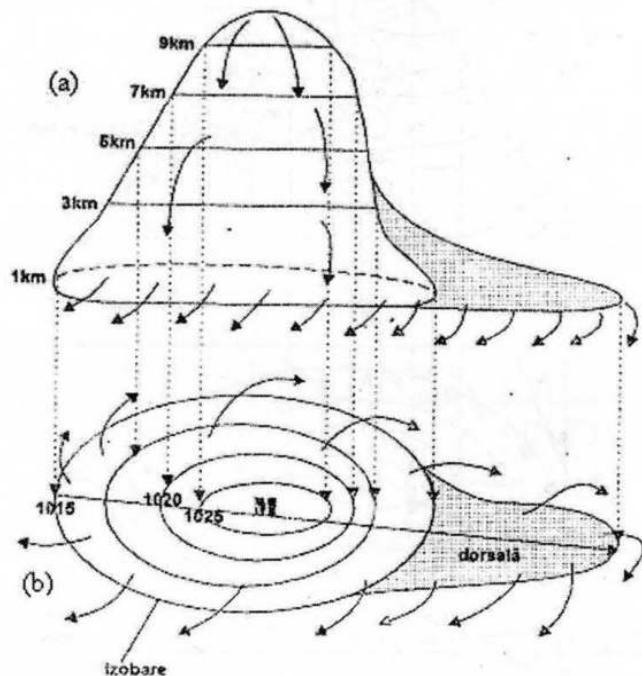


Fig. 9.5. Schiță idealizată a unui anticiclron (cu mișările lui caracteristice) și proiecția în plan orizontal a acestuia. a) Corpul anticiclelonului și mișările descendente în plan vertical. b) Proiecția în plan orizontal a unui anticiclron și sensul circulației, în plan orizontal (după Kurz, 1998)

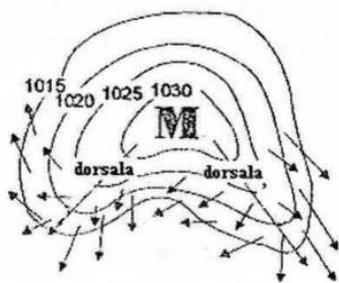


Fig. 9.6. Dorsale anticlonice. Săgețile indică sensul mișării particulelor de aer în plan orizontal în cadrul dorsalelor

Anticicloni reci mobili, se dezvoltă în mod obișnuit în spatele fronturilor reci. Sunt de obicei superficiali, rareori ajungând la nivelul de 700 hPa. Ei marchează de obicei un gradient termic mare și se deplasează în direcția vântului termic.

În emisfera nordică anticicloni care afectează uneori prin dorsalele lor și România sunt: Anticiclronul Azoric, Anticiclronul Est-European de iarnă (care se formează deasupra spațiului european al Comunității Statelor Independente), Anticiclronul Scandinav și Anticiclronul Groenlandez.

Circulația aerului într-un ciclon este în sens trigonometric după cum se vede și din figura 9.7 iar mișcările ascendențe din plan vertical, care sunt mișcări elicoidale, sunt cuplate cu mișcările convergente de la sol și divergente de la „vârful” ciclonului.

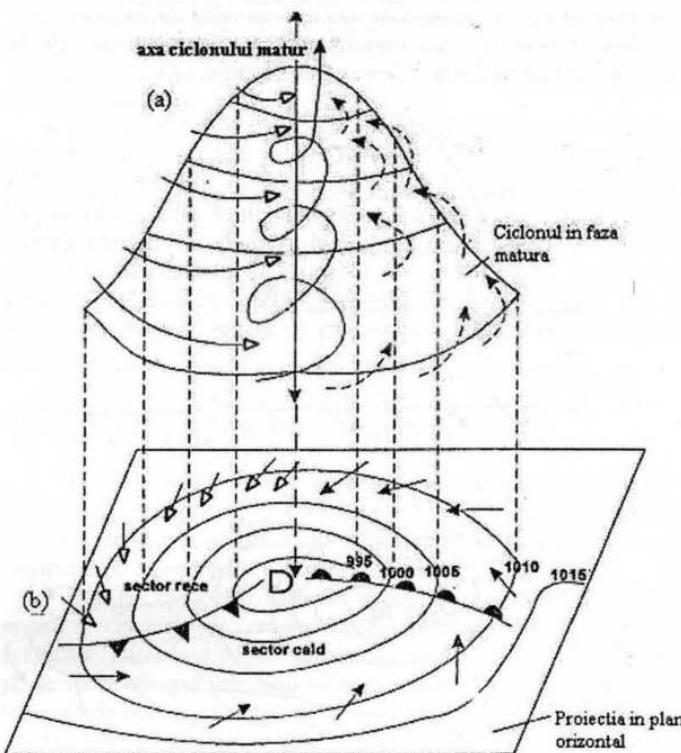


Fig. 9.7. Schită idealizată a unui ciclon extratropical matur. (a). Corpul ciclonului și mișcările caracteristice: turbionar ascendent față de o axă de simetrie. (b). Proiecția în plan a unui ciclon matur cu fronturile sale și cu mișcările caracteristice (după Kurz, 1998).

În emisfera nordică, lăsând la o parte formațiunile depresionare tranzitorii sunt prezenti doi importanți cicloni: Depresiunea Islandeză, deasupra oceanului Atlantic de Nord și Depresiunea Aleutină, deasupra Oceanului Pacific de Nord-Vest.

Aceste două depresiuni atmosferice generează la periferia lor, serii ciclonice sau familii ciclonice. Cicloni din serile ciclonice, care sunt cicloni rapizi, cuplează mase de aer reci și calde cu efecte meteorologice de front.

Cycloni Mediteraneeni sunt astfel de cicloni care apar în mare parte în Golful Genoa și sunt antrenați în traiectorii către est, unele dintre ele traversând și țara noastră (Bordei, 1980).

O formătune barică complexă este șaua barometrică prezentată în figura 9.9, după Kurz (1998).

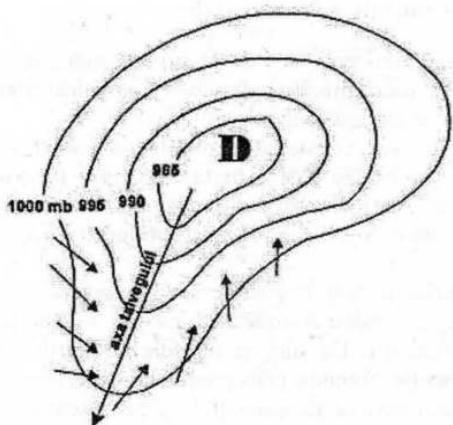


Fig. 9.8. Talvegurile ciclonice. Săgețile indică sensul mișării particulelor de aer în plan orizontal în cadrul talvegurilor.

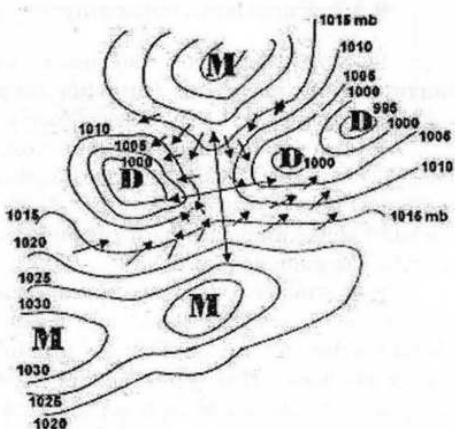


Fig. 9.9. Șaua barometrică de tip euroatlantic (între un anticlon rece polar de nord și unul cald de tip azoric la sud și două depresiuni surori de tip islandez în succesiune, una la vest și alta la est).

În figura 9.10 este prezentată o hartă sinoptică așa cum se folosește de meteorologii pentru prevederea vremii cu evidențierea centrilor barici și a fronturilor atmosferice prin izobare. Pentru ca să fie mai clară, nu s-au trecut datele meteorologice după schema Bjerknes.

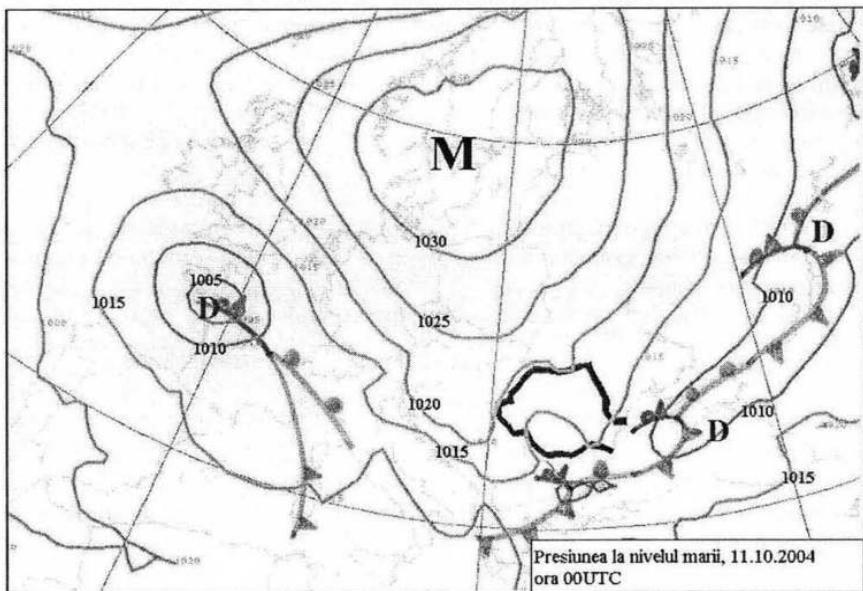


Fig. 9.10. Harta sinoptică de sol care evidențiază formațiunile barice și fronturile atmosferice (prin bunăvoiețea Centrului Național de Prognoze Meteorologice al Administrației Naționale de Meteorologie-ANM)

9.3.2. Caracteristicile câmpului înălțimii de geopotențial

Pe lângă cunoașterea caracteristicilor câmpului presiunii de la nivelul mării este importantă, de asemenea, distribuția spațială a presiunii atmosferice, ca și felul cum variază aceasta pe verticală. În acest scop se pot urma două căi:

- la un nivel oarecare din atmosferă, de înălțime constantă pe un plan orizontal, se trasează linii de aceeași presiune (izobare). Se obține astfel harta izobarică pentru înălțimea respectivă, întocmai ca și în cazul hărții izobarice de la nivelul mării. Construindu-se asemenea hărți pentru o succesiune de niveluri fixe, se obține imaginea dorită a câmpului de presiune.

- se urmărește alura unei suprafete izobarice în spațiu prin intersecția acesteia cu o succesiune de planuri orizontale echidistante, procedeu asemănător cu cel folosit la alcătuirea hărților topografice ale reliefului terestru. De aici și numele de hartă de *topografie barică* (Fig. 9.11). Liniile de intersecție obținute prin procedeul descris mai sus poartă denumirea de izohipse (de aceeași înălțime de geopotențial) și se trasează pe harta regiunii studiate.

Fie o suprafață izobarică în spațiu. În comparație cu un plan orizontal, ea va prezenta o serie de creste și văi, mai mult sau mai puțin întinse, adică o serie de curburi în sus și în jos. Regiunilor înalte le vor corespunde pe harta de topografie barică valori mari ale izohipselor, iar regiunilor joase, valori reduse. Deci, valorile mari ale izohipselor indică regiuni de presiune ridicată, iar valorilor mici, regiuni de presiune coborâtă.

Acest procedeu se aplică în practica meteorologică pentru a se urmări distribuția câmpului baric pe verticală. Se alcătuiesc hărți de topografie barică pentru o serie de suprafete izobarice, denumite suprafete izobarice principale (850 hPa, 700 hPa, 500 hPa). Valorile izohipselor de pe hărțile de topografie barică nu se exprimă însă în metri obișnuitați (metri geometrici), ci în metri geopotențiali. Așa cum s-a definit în capitolul 6, prin geopotențialul unui punct oarecare din spațiu față de un nivel inițial, se înțelege lucrul mecanic care trebuie consumat împotriva forței de gravitație, pentru a ridica unitatea de masă de la nivelul inițial până la acel punct.

Metrul geopotențial reprezintă lucrul mecanic efectuat pentru ridicarea masei de aer de o tonă la o înălțime de un metru. Meteorologii, așa cum am precizat în capitolul 6 nu folosesc în analize geopotențialul ci *înălțimea de geopotențial* (ecuația 6.28), măsurată în decametrii geopotențiali.

Grosimea stratului atmosferic, ΔZ , între suprafetele de presiune p_1 și p_2 , $\Delta Z = \bar{H} \ln \frac{p_1}{p_2}$, definește un strat de temperatură medie prin înălțimea medie \bar{H} .

Astfel, grosimea unui strat este proporțională cu temperatura medie a stratului. Presiunea descrește mai rapid cu înălțimea într-un strat rece decât dintr-un strat cald. Se deduce imediat că într-o atmosferă izotermă de temperatură \bar{T} înălțimea de geopotențial este proporțională cu logaritmul natural al raportului dintre presiune și presiune normală:

$$Z = -H \ln \frac{P}{P_0}$$

unde P_0 este presiunea la nivelul mării, $z = 0$.

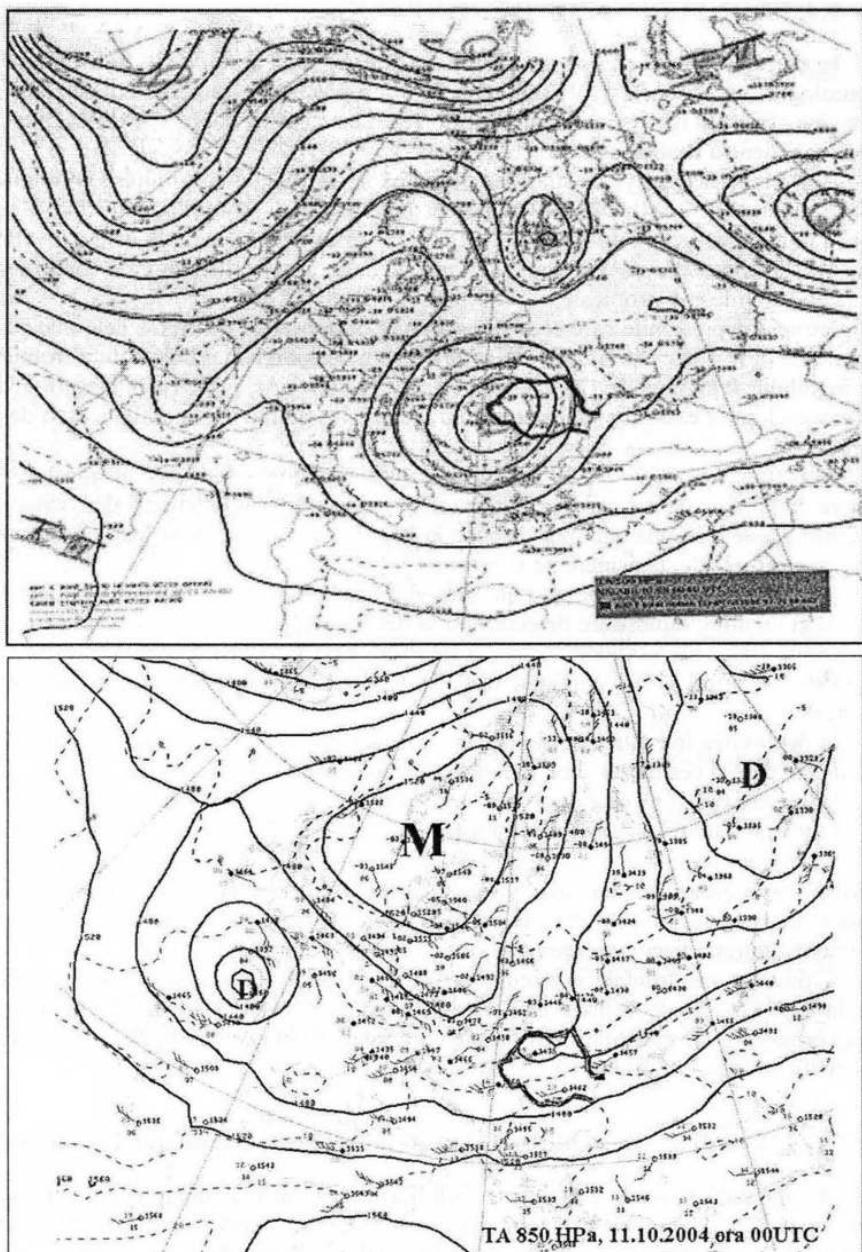


Fig. 9.11. Hărți de topografie barică la nivelurile standard de presiune: a) 500 hPa; b) 850 hPa (prin bunăvoieță Centrului Național de Prognoze Meteorologice al Administrației Naționale de Meteorologie)

9.4. FRONTURI ȘI ZONE FRONTALE

În timpul primului război mondial, când Norvegia nu a mai putut primi informații meteorologice din străinătate, Vilhelm Bjerknes a fondat un institut geofizic la Bergen și a convins guvernul norvegian să instaleze o rețea de stații de suprafață, densă, pentru a furniza date pentru studiile sale meteorologice.

La vremea respectivă se știa foarte bine că suprafete ploioase întinse erau puse în legătură cu linii de confluență pe suprafață unde acționau vânturile. Fiul lui Vilhelm, Jacob, a publicat o lucrare de 8 pagini în 1919, la vîrstă de 22 de ani, în care a menționat pentru prima dată conceptul de front cald, rece și ocluz și a explicitat în mod corect relația lor cu depresiunile extratropicale.

Întrucât depresiunile care sunt responsabile de aspectele de vreme cele mai severe se formează în relație cu fronturile atmosferice vom considera mai întâi natura fronturilor și ce înseamnă deplasarea lor în raport cu aspectele de vreme, pentru a înțelege mai apoi formarea ciclonilor extratropicali sau ciclonii de undă cum mai sunt numiți aceștia de unii cercetători.

Așa cum s-a prezentat la începutul capitolului, troposfera este formată dintr-o mulțime de volume de aer, relativ uniforme, sub aspectul proprietăților fizice, masele de aer. Când aceste mase de aer sunt dispuse în straturi orizontale, masa caldă se situează deasupra celei reci din considerente energetice.

S-a văzut că masele de aer nu sunt staționare, nu au o structură omogenă pe verticală și nu ating rapid stare de echilibru la deplasarea dintr-o zonă geografică în alta. Proprietățile fizice ale maselor de aer troposferic sunt într-o permanentă transformare, masele de aer fiind într-o continuă mișcare sub acțiunea forțelor care acionează în atmosferă.

În deplasarea lor, între masele de aer cu caracteristici diferite, ca de exemplu dintre masa de aer cald și cea de aer rece există întotdeauna o zonă de separație.

Dacă această zonă este destul de largă, trecerea de la o masă de aer la alta se face pe nesimțire iar variația parametrilor meteorologici nu este de o însemnatate deosebită.

Când masele de aer se apropiu, zona de separație se îngustează iar în distribuția proprietăților maselor de aer apar variații însemnante. Zona aceasta se numește zonă frontală, iar intersecția acesteia cu suprafața terestră sau cu o suprafață de aceeași presiune se numește front atmosferic.

Lățimea zonei frontale este cuprinsă între 10 și 30 km, iar înălțimea se extinde până la 1–2 km. Zona frontală este caracterizată prin valori ridicate ale gradientilor termici orizontali, ale stabilității statice, ale vorticității absolute și ale gradientului vertical al intensificării curgerii orizontale.

9.4.1. Condițiile de echilibru al maselor de aer pe suprafetele frontale

O suprafață frontală poate fi în echilibru doar dacă se deplasează înclinată în spațiu ca în figura 9.12 și aerul mai rece pătrunde ca o pană sub aerul mai cald. O configurație cu aerul mai rece peste aerul mai cald ar fi instabilă din punct de vedere static. În cazul unei suprafete frontale orientată vertical, pe de altă parte, nu se poate concepe echilibrul, din considerente energetice.

Pentru examinarea stării de echilibru, se folosește sistemul de coordonate natural care este orientat perpendicular pe front. Diferențiala oricărei variabile care este distribuită continuu în spațiu și care va fi considerată de ambele parti ale suprafeței limită (Q și Q'), se poate scrie (Fig. 9.12):

$$dQ = \frac{\partial Q}{\partial n} dn + \frac{\partial Q}{\partial z} dz \quad 9.1$$

sau

$$dQ' = \frac{\partial Q'}{\partial n} dn + \frac{\partial Q'}{\partial z} dz \quad 9.2$$

Datorită distribuției continue a variabilei ($dQ = dQ'$) pe suprafața frontului, rezultă:

$$\left(\frac{\partial Q}{\partial z} - \frac{\partial Q'}{\partial z} \right) dz = \left(\frac{\partial Q'}{\partial n} - \frac{\partial Q}{\partial n} \right) dn \quad 9.3$$

Ca urmare se obține o ecuație pentru unghiul suprafeței frontale cu planul orizontal:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{dz}{dn} = - \frac{\partial Q'/\partial n - \partial Q/\partial n}{\partial Q'/\partial z - \partial Q/\partial z} \quad 9.4$$

Dacă în cele două mase de aer presiunea variază diferit pe verticală, deoarece temperaturile sunt diferite, se consideră că pe suprafața frontală se realizează următoarele două condiții:

- presiunea nu suferă discontinuități la trecerea pe orizontală prin suprafața de separație;
- componenta normală a vitezei vântului pe această suprafață rămâne continuă pe aceasta, adică suprafața nici nu se comprimă și nici nu se dilată.

Folosind ecuația echilibrului hidrostatic, se obține:

$$\operatorname{tg} \alpha = - \frac{\partial p'/\partial n - \partial p/\partial n}{g(\rho - \rho')} \quad 9.5$$

Gradienții de presiune transversali față de front pot fi înlocuiți din ecuația orizontală a mișcării scrisă în coordonate naturale:

$$\frac{dV_n}{dt} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial n} - fV \quad 9.6$$

Aici V este componenta orizontală a vântului paralelă cu suprafața frontală și V_n este componenta normală la ea. Din această transformare rezultă pentru $\operatorname{tg} \alpha$:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{f(\rho' V' - \rho V) + \left(\rho \cdot \frac{dV'_n}{dt} - \rho \frac{dV_n}{dt} \right)}{g(\rho - \rho')} \quad 9.7$$

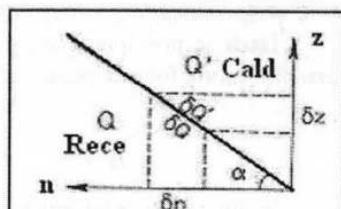


Fig. 9.12 Înclinarea în spațiu a suprafețelor frontale.

• *Aproximația geostrofică*

Dacă se presupune că mișcarea este în echilibru geostrofic accelerările dispar și rezultă formula folosită pentru prima dată de Margules:

$$\checkmark \quad \boxed{tg\alpha = \frac{f}{g} \frac{\rho' V_g - \rho V_g'}{\rho - \rho'}} \quad 9.8$$

Înclinarea la echilibru a suprafeței frontale este, de aceea, pe de o parte definită prin forfecarea mișcării geostrofice și pe de altă parte, de diferența de densitate dintre cele două mase de aer.

Dacă se consideră densitatea din ecuația termică de stare, formula lui Margules poate fi simplificată:

$$\boxed{tg\alpha_s = \frac{f\bar{T}}{g} \frac{V_g' - V_g}{T' - T}} \quad 9.9$$

unde \bar{T} reprezintă temperatura medie din cele două mase de aer. Înclinarea suprafeței frontale este direct proporțională cu diferența dintre componentele vântului paralele cu frontul și invers proporțională cu diferența de temperatură.

Dacă introducem $f = 1 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, $g \approx 10 \text{ ms}^{-2}$ și $T = 280 \text{ K}$ în formula simplificată a lui Margules, se obține panta suprafeței staționare:

$$tg\alpha_s = 0,0028 \frac{\Delta V}{\Delta T} \quad 9.10$$

Dacă se folosesc valorile medii pentru $\Delta V = 20 \text{ m/s}$ și $\Delta T = 5 \text{ K}$, rezultă o înclinare medie de 35 de minute (la latitudini medii).

Unghiul de înclinare al suprafeței frontale staționare depinde de viteza vântului și temperaturile aerului cald și rece dar și de latitudine. La prima vedere s-ar crede ca unghiul este cu atât mai mic cu cât diferența de temperatură dintre mase este mai mare. *Nu este corect!* Între temperaturi și viteze există o dependență de așa natură încât cu cât crește diferența de temperatură cu atât crește și diferența dintre viteze și ca urmare unghiul.

La ecuator, $f = 0$ și în consecință $\alpha = 0$, așa încât suprafețele frontale sunt orizontale, masa de aer cald fiind deasupra celei reci pentru a satisface condiția de echilibru hidrostatic.

Deoarece, pe de o parte:

$$\rho - \rho' > 0$$

și pe de altă parte $tg\alpha > 0$, astfel încât aerul rece se află sub aerul cald, trebuie să rezulte:

$$\rho' V_g' - \rho V_g > 0 \quad \text{sau} \quad V_g' > V_g \quad 9.11$$

Totuși, după cum arată figura 9.13 aceasta înseamnă că cele două componente ale vântului geostrofic paralele cu frontul de ambele părți ale frontului, trebuie să aibă întotdeauna o direcție ciclonică. De aceea, linia frontului reprezintă o zonă cu vorticitate pozitivă mare.

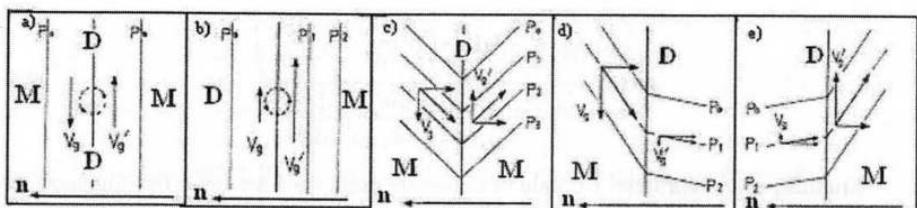


Fig. 9.13. Distribuția orizontală a presiunii în zona unui front

Pentru poziția frontului din câmpul de presiune la echilibru, aceste condiții rezultă din faptul că frontul fie este aflat într-un zonă de joasă presiune (a), fie în cazul distribuției uniforme a izobarelor, gradientul de presiune de-a lungul frontului se schimbă în sensul alunecării ciclonice (b), fie izobarele de pe front determină o formă de talveg (c, d, e). În plan vertical, suprafețele de presiune de-a lungul frontului trebuie să fie înclinate înspre jos.

• Aproximația ageostrofică

Dacă se ține seama și de accelerarea mișcării (ecuația 9.7) se presupune echilibrul ageostrofic între câmpul presiunii și câmpul vitezei vântului. Există câteva cazuri de interes:

a) $\rho'V' \ll \rho V$ atunci avem de a face cu *anafront* (*ana* înseamnă *în sus*, în limba greacă, (Fig. 9.14a)).

În acest caz $\operatorname{tg}\alpha_{\text{anafront}} > \operatorname{tg}\alpha_{\text{stationar}}$. Din secțiunile verticale s-a calculat ca pentru anafront $\operatorname{tg}\alpha : 0,01 - 0,03$

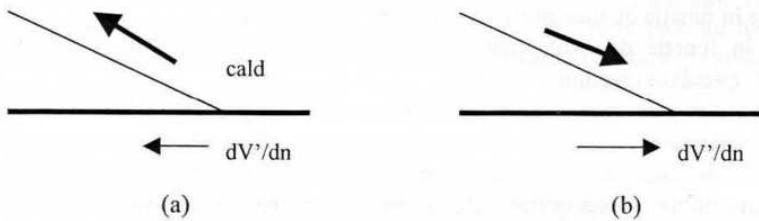


Fig. 9.14. Anafront (a) și catafront (b).

b) $\rho'V' \gg \rho V$ atunci avem de a face cu un *catafront* (*cata* înseamnă *în jos*, în limba greacă, (Fig. 9.14 b))).

În acest caz $\operatorname{tg}\alpha_{\text{catafront}} < \operatorname{tg}\alpha_{\text{stationar}}$. Pentru catafront $\operatorname{tg}\alpha : 0,001 - 0,003$.

• Considerarea frecării

În cazul în care se consideră și frecarea unghiul de înclinare al suprafeței frontale crește foarte mult datorită variației pozitive însemnate a vectorului viteza vântului, cu înălțimea. Deci convergența vântului către linia frontului, pentru fronturile situate în stratul limită, stimulează mișcările ascendente.

Dacă considerăm și componenta verticală a accelerării generată de frecare, dw/dt , atunci, pentru unghiul de înclinare se obține expresia complexă:

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{f(\rho' V' - \rho V) + \left(\rho' \frac{dV'_n}{dt} - \rho \frac{dV_n}{dt} \right)}{g(\rho' - \rho) + \left(\rho' \frac{dw'}{dt} - \rho \frac{dw}{dt} \right)} \quad 9.12$$

Studiul pantei suprafeței frontale nestaționare arată dacă are loc o frontogeneză sau o frontoliză. S-a observat că în cazul frontogenezei suprafața frontală este mai înclinată în raport cu suprafața frontală staționară și invers în cazul frontolizei.

Suprafața frontogenetică este o suprafață de alunecare ascendentă iar cea frontolitică o suprafață de alunecare descendente. Dar frontogeneza și frontoliza nu se poate discuta numai în funcție de înclinarea suprafeței frontale ci trebuie să se țină seama de o multitudine de factori printre care vitezele normale la front din cele două mase de aer în contact și de vitezele verticale așa cum vom discuta în paragraful 9.4.3.

9.4.2. Clasificarea fronturilor

Matematic, frontul atmosferic se definește prin $dT/dn = \text{maxim}$, adică gradientul termic la suprafața frontală să fie maxim, sau altfel spus variația temperaturii aerului normală pe suprafața frontală să fie maximă, așa cum vom vedea în paragraful următor. Acest gradient trebuie să fie de cel puțin $3\text{--}5^\circ\text{C}$, dar uneori depășește 10°C .

Fronturile atmosferice se diferențiază prin particularitățile lor de deplasare (viteza), extindere, structura lor pe verticală și orizontală și condițiile de vreme și ca urmare pot fi clasificate în funcție de mai multe criterii, după cum urmează.

a) În funcție de extinderea lor pe orizontală și pe verticală și în funcție de parametrii circulației aerului:

– *fronturi principale* – cu mare extindere verticală și orizontală, fiind vizibil atât la sol cât și în altitudine;

– *fronturi secundare* – cu extindere verticală și orizontală reduse, nefiind sesizabile, de regulă, pe hărțile de topografie barică absolută la cel mai de jos nivel;

– *fronturi de altitudine* – fronturile atmosferice ce se regăsesc numai pe hărțile de topografie barică sau pe secțiunile verticale

– *fronturi de instabilitate sau linile de gren* – se formează cel mai des înaintea fronturilor principale reci, îndeosebi în cursul verii și apar în zilele cu convecție maximă sub forma unor nori cumulonimbus, averse de ploaie, oraje și uneori cu vijelii;

b) În funcție de particularitățile de deplasare, a structurii verticale și de particularitățile de vreme fronturile sunt:

– *fronturi simple* (front rece FR, front cald FC, staționare sau cvasi-staționare); simbolurile pentru aceste fronturi sunt:



– *fronturi complexe* (fronturile ocluse (FO) cu caracter cald, rece sau neutru);
 c) În funcție de intensitate există două categorii de fronturi:

- *intense, active*, bine conturate, la care în general contrastul dintre parametrii meteorologici de o parte și de alta a suprafețelor frontale, este bine marcat;
- *destrămate*, mai puțin evidente, la care în general se mai observă variații brusătate numai la anumiți parametri meteorologici și nu se observă fenomene deosebite.

d) După separarea geografică a maselor de aer, se definesc următoarele tipuri de fronturi:

- *fronturi arctice* – separă aerul arctic de cel polar;
- *fronturi polare* – separă aerul polar de cel tropical;
- *fronturi tropicale* – separă aerul tropical de cel ecuatorial.

Toate fronturile amintite, pot fi împărțite în două categorii: *anafronturi*, când aerul cald are o mișcare ascendentă peste aerul rece și *catafronturi*, când aerul cald are o mișcare descendenta în partea superioară a fronturilor reci.

O prezentare generală a principalelor tipuri de fronturi ajută în înțelegerea mecanismelor de generare a fronturilor, adică *frontogeneza*.

Fronturile principale sunt acele fronturi care au corespondent în atmosfera liberă și în general corespondentul din înălțime este **zona frontală planetară înaltă (ZFP)**.

Aceste fronturi se regăsesc pe hărțile de topografie barică absolută (TA). Pe harta de sol apare un gradient termic orizontal de $5\text{--}8^{\circ}\text{C}/100\text{ km}$. În altitudine apare o discontinuitate termică la nivelul de 700 hPa, de aproximativ $8^{\circ}\text{C}/100\text{ km}$.

Pe harta de topografie barică relativă (TR 500–1000 hPa) apare un salt termic corespunzător la 16 damgp/1000 km, datorită instabilității ce se creează pe frontul principal, care de obicei are lungimea mai mare de 1000 km. În lungul acelor fronturi se generează cicloni intertropicali și familii de cicloni. Fronturile principale nu formează o centură în jurul Pământului la o latitudine din cauza deformațiilor pe care le capătă în timp, aşa cum și în altitudine, zona frontală înaltă (ZFI) nu formează întotdeauna centura planetară.

Fronturile secundare au o extindere orizontală de câteva sute de km și o extindere pe verticală de $1\text{--}1,5\text{ km}$, deci nu se pot urmări pe hărțile de topografie barică (TA).

Uneori se observă la nivelul de 850 hPa. Aceste fronturi nu acționează mai mult de 1–2 zile. Fronturile reci secundare se observă cu precădere în sectoarele posterioare ale ciclonilor. Există și fronturi secundare topografice de dimensiuni mai reduse. Aceste fronturi se pun în evidență prin convergența componentelor orizontale ale vântului și prin unele fenomene generate de mișcările verticale care apar ca urmare a divergenței orizontale. Cu ajutorul radarului se pot vizualiza aceste fronturi mult mai ușor decât prin metodele clasice.

Linia de gren (sau *linia de instabilitate*) este de obicei paralelă cu frontul principal. Asociate acestei discontinuități în masa de aer sunt precipitații sub formă de averse legate de convecția ordonată din lungul liniei de instabilitate.

Fronturile de altitudine nu apar pe hărțile de sol și sunt puse în evidență numai pe hărțile de topografie barică absolută (TA) și prin secțiunile verticale în atmosferă. Dacă un front atmosferic principal întâlnește în deplasarea sa o masă de aer foarte rece în zona din apropierea solului, poate deveni front atmosferic de altitudine (prin ridicarea aerului peste masa rece de la sol).

Fronturile staționare reprezintă sectoare ale fronturilor principale cu o deplasare foarte lentă. Aceasta se poate întâmpla când:

- componentele normale ale vântului la front sunt egale și de semne contrare sau nule;
- componentele tangențiale ale vântului la front sunt de semne contrare;

De-a lungul fronturilor staționare pot să apară sectoare reci sau calde succesive.

Apropierea și depășirea în deplasarea sa a unui front cald de către un front rece cu viteză mai mare determină frontul oclus. În funcție de caracteristicile maselor de aer din fața frontului cald și din spatele frontului rece, există următoarele tipuri de fronturi ocluse: *neutre*, cu *caracter cald* și cu *caracter rece*.

Fronturile arctic și polar sunt foarte importante în cunoașterea circulației generale în atmosferă. Astfel, frontul arctic separă masa de aer arctic de masa de aer polar, iar frontul polar separă masa de aer polar de masa de aer tropical.

Trebuie menționată și existența *fronturilor stratosferice* care în general sunt puse în evidență de zona frontală planetară înaltă (ZFPI). În stratosferă sensul gradienților orizontali de temperatură este contrar sensului din troposferă. Ca urmare, unui front cald din troposferă poate să îi corespundă un front rece din stratosferă și invers. Fronturile stratosferice se situează în general în zona curenților jet, unde de obicei au loc căderi de tropopauză iar ZFPI se fragmentează.

9.4.3. Cinematica frontogenezei

Procesele care generează fronturile se numesc *procese frontogenetice*. Frontogeneza apare de obicei în asociere cu undele barocline în dezvoltare, care la rândul lor sunt concentrate de-a lungul traiectoriilor de furtună asociate curenților jet.

Frontogeneza (generarea frontului) și *frontoliza* (dispariția frontului) pot fi descrise de funcția de frontogeneză a lui Miller și Petterssen. Variația gradientului de presiune și a temperaturii potențiale pe care o suferă o particulă de-a lungul traiectoriei sale este examinată cu:

$$F \equiv \frac{d}{dt} \left(-\frac{\partial \theta}{\partial n} \right)_p > 0 \text{ frontogeneza} \\ < 0 \text{ frontoliza} \quad 9.13$$

În cazul creșterii gradientului se spune că avem de-a face cu frontogeneză, iar în cazul scăderii acestuia, cu o frontoliză. Se știe că F , în mod normal, nu reflectă doar schimbările de gradient dintr-un punct fix, ci și schimbările ce au loc pe orizontală și verticală de-a lungul traiectoriei particulei de aer. Astfel, o particulă "suferă" o frontogeneză dacă ea se mișcă orizontal și/sau vertical dintr-o zonă cu o baroclinitate mai mică spre o zonă cu o baroclinitate mai mare.

F se poate descompune în:

$$F = \frac{\partial \theta}{\partial n} \cdot \frac{\partial V_n}{\partial n} + \frac{\partial \theta}{\partial p} \cdot \frac{\partial \omega}{\partial n} - \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{\partial \theta}{\partial t} \right) \quad 9.14$$

Aici V_n este componenta orizontală a vântului normală la izoterme, luată cu sensul pozitiv când este direcționată de la aerul cald la aerul rece; ω este viteza în mișcarea verticală la presiune constantă.

$$\omega \approx -g\rho w$$

iar $(\partial\theta/\partial t)$ conține posibilele schimburi de căldură (procese diabatice) pe care particula le face cu mediul exterior.

Cei trei termeni ai ecuației de mai sus descriu efectul frontogenetic sau frontolitic al vântului, al mișcărilor verticale și al transferului de căldură (diabatic). Primul termen arată că există gradient termic pozitiv, deci avem de-a face cu frontogeneză, dacă componentele vântului normale la izotermă sunt convergente; avem de-a face cu frontoliză când V_n este divergent. Efectul frontogenetic sau frontolitic este proporțional cu gradientul de temperatură, care crește din ce în ce mai mult în cazul frontogenezei și devine din ce în ce mai mic în cazul frontolizei.

Al doilea termen presupune că există o stabilitate statică și acționează frontogenetic dacă aerul mai cald pătrunde peste aerul mai rece și, dimpotrivă, acționează frontolitic când aerul mai cald se ridică peste un aer mai rece. La rândul ei, viteza de variație a temperaturii este de asemenea, dependentă de stabilitate atmosferică.

Ca rezultat al transferului diferențiat de căldură, descris prin termenul al treilea din partea dreaptă a ecuației 9.14 există un efect frontogenetic atunci când aerul mai cald înmagazinează cât mai multă energie sub formă de căldură și/sau această căldură este extrasă de aerul mai rece. Frontoliza rezultă când avem de-a face cu o distribuție în sens invers. Primele diferențe de temperatură într-o atmosferă inițial barotropică pot să apară atât ca rezultat al unor mișcări verticale diferite pe orizontală cât și ca rezultat al transferului orizontal de căldură. Efectul descris are semnificații diferite în diverse straturi din troposferă. În apropierea solului și în troposferă înaltă, câmpul componentei orizontale a vitezei vântului este cel mai important pentru frontogeneză și frontoliză, în timp ce în troposferă medie se adaugă și mișcările verticale, la fel de importante. Efecte semnificative ca rezultat al transferului de căldură (procese diabatice) se așteaptă în special în troposferă medie și joasă.

O descriere calitativă a frontogenezei poate fi obținută printr-o analiză strict cinematică, care este de fapt o descriere a geometriei curentului fără referiri la forțele fizice care stau la baza curgerii aerului. Nici translația și nici rotația nu pot avea efect frontogenetic/frontolitic. Dimpotrivă, aceste efecte au loc în câmpuri cu divergență și/sau deformare.

$$\frac{d}{dt} \left(-\frac{\partial \theta}{\partial n} \right) = \frac{1}{2} \frac{\partial \theta}{\partial n} (D - S \cos 2\beta) \quad 9.15$$

unde D este divergența orizontală și $S = \sqrt{S_1^2 + S_2^2}$ este deformarea rezultată din întindere (S_1) și forfecare (S_2). β este unghiul dintre izoterme și axa locală a destinderii. Divergența orizontală creează frontoliză, iar convergența orizontală frontogenează. În câmpurile

Figura 9.15 arată câteva câmpuri în care frontogeneza și frontoliza apar prin deformare. Câmpul deformării pure (Fig. 9.15a) determină frontogeneză dacă izotermele formează un unghi mai mic de 45° cu axa destinderii.¹⁰ De-a lungul acestei axe există, în funcție de timp, o concentrare a izotermelor, care înseamnă să atingă o poziție care să fie paralelă cu axa. Dacă unghiul este mai mare de 45° , același câmp generează de la început frontoliză, deși mai târziu este posibilă frontogeneza prin rotația izotermelor.

Există cel puțin patru configurații de curgere care pot modifica gradienții orizontali de temperatură din atmosferă: *deformarea orizontală, forfecarea orizontală, deformarea verticală, mișcarea verticală diferențială*.

Într-un câmp cu deformare prin forfecare se produc aceleși efecte, pentru că axa care intră în determinarea frontogenezei este rotită cu 45° față de axa de coordonată.

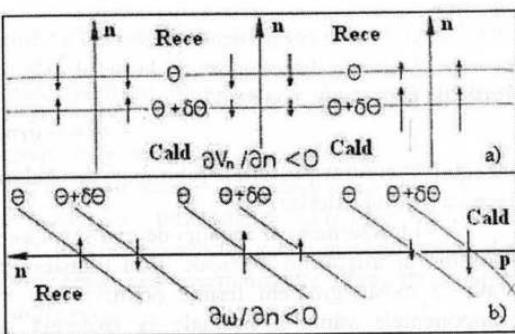


Fig. 9.15. Frontogeneza prin a) confluența orizontală și b) forfecarea orizontală a mișcării verticale.

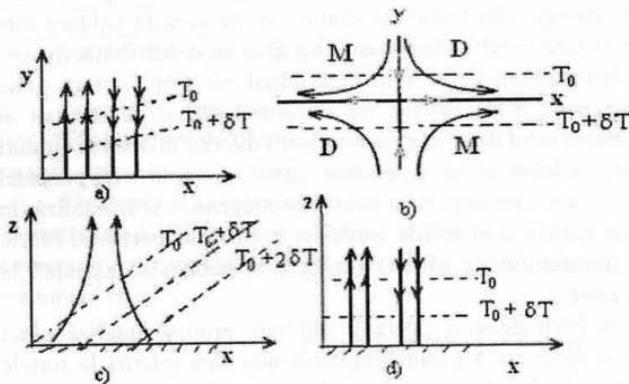


Fig. 9.16. Patru configurații de curgere care pot intensifica gradienții orizontali de temperatură: a) forfecarea orizontală, b) deformarea prin întindere orizontală, c) deformarea verticală d) advecția verticală diferențială (după Holton, 1979).

Forfecarea orizontală tinde să întindă o particula de fluid de-a lungul axei de forfecare (axa y în Fig. 9.16.a) și să contracte particula de-a lungul direcției orizontale perpendiculare pe axa de forfecare. Forfecarea orizontală este un mecanism frontogenetic important în situații de front rece. De exemplu pe harta presiunii la suprafață din figura 9.17 vântul geostrofic are o componentă nordică la vest de punctul B și o componentă sudică la est de punctul B. Forfecarea ciclonică care rezultă va tinde să concentreze izotermele de-a lungul liniei de forfecare maximă care trece prin B. (Se poate observa advecția rece puternică la nord-vestul lui B și advecția termică slabă la sud-est de B).

Deformarea prin extindere orizontală tinde să advecteze câmpul temperaturii astfel încât izotermele să se concentreze de-a lungul axei de dilatare (axa x din figura 9.16b), în

condițiile unui câmp inițial al temperaturii cu un gradient finit de-a lungul axei de contracție (axa y).

Acest efect de forfecare se poate vedea în special de-a lungul fronturilor reci orientate meridional, când are loc o îngustare a frontului în câmpul temperaturii.

Când deformarea și translația se suprapun, câmpul curentului are atât zone confluente cât și zone difluente. Într-o zonă confluentă apare frontogenезă, când izotermele sunt orientate paralel cu curgerea și frontoliză când izotermele sunt orientate perpendicular pe curgere. Invers se întâmplă în cazul unei zone difluente (c,d).

Câmpul de viteze din figura 9.16b este un câmp de deformare pură care are o funcție de curent dată prin $\Psi = -kx \cdot y$, unde k este o constantă. Este ușor de verificat că un câmp de deformare pură este atât irotațional cât și nedivergent. O particulă advecțată într-un câmp de deformare pură va avea pur și simplu forma sa modificată în timp, fără nici o modificare a ariei sale. Astfel, în câmpul de curgere prezentat în figura 9.16.b o particulă cu forma de pătrat cu laturile paralele la axele x și y ar trebui să se deformeze într-un dreptunghi.

Deformarea orizontală la nivele joase este un mecanism important pentru dezvoltarea unor fronturi calde. În exemplul din figura 9.17 există un câmp de deformare central în apropierea punctului A cu axa sa de contracție aproape perpendiculară pe izoterme. Acest câmp de deformare conduce la o advecție caldă puternică la sudul punctului A și o advecție caldă slabă la nordul lui A . Rezultatul este concentrarea gradientului de temperatură în vecinătatea punctului A .

Deși cum se arată în figura 9.17, curgerea la nivelul inferior în vecinătatea unui front Cald în dezvoltare poate semăna cu un câmp de deformare pură, curgerea în troposferă superioară rareori are caracteristicile unui câmp de deformare pură. Totuși, dacă o componentă a deformării orizontale este adăugată la un curent mediu zonal, rezultatul este o curgere confluentă după cum se vede din figura 9.17. Astfel de regiuni confluente sunt întotdeauna prezente în jetul troposferic, datorită influenței undelor cvasi-staționare la scară planetară, asupra poziției și intensității jetului.

Mecanismele forfecării orizontale și deformării orizontale operează în primul rând ca să concentreze gradientul de temperatură pol-ecuator la scară sinoptică (≈ 1000 km). Aceste procese singure nu pot să determine frontogeniza rapidă observată adesea în sistemele extratropicale în care gradientul de temperatură poate fi concentrat într-o zonă de latitudine caracteristică de aproximativ 5 km la o scară de timp de 1-2 zile. Această reducere rapidă de scară este datorată în primul rând caracterului frontogenetic al câmpului de deformare verticală (Fig. 9.16c), asociat cu circulația secundară dirijată de curentul cvasi-geostrofic de la scară sinoptică.

Mișcarea verticală diferențială din figura 9.16d care are amplitudine maximă în

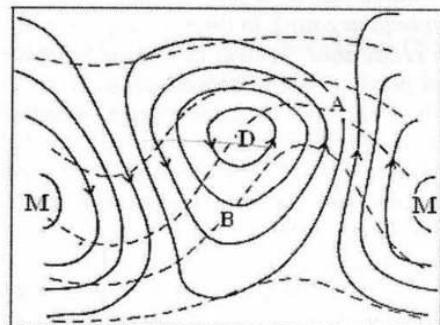


Fig. 9.17. Schema izobarelor (linii solide), izoterme (linii punctate) pentru o perturbație ondulatorie baroclinică. Săgețile arată direcția vântului geostrofic. Deformația orizontală intensifică gradientul temperaturii în A, iar forfecarea orizontală în B (după Holton, 1979).

troposfera medie, tinde acum să slăbească frontul datorită variației temperaturii adiabatice (încălzirea adiabatică în partea rece a frontului și răcirea adiabatică în partea caldă).

Astfel, mișcarea verticală tinde să slăbească zonele frontale în troposfera medie. Cele mai intense fronturi sunt în troposfera joasă și în apropierea tropopauzei.

9.4.4. Frontul în câmpul presiunii, temperaturii și nebulozității

Așadar, cum s-a văzut din paragraful precedent, circulația în troposfera superioară joacă un rol important în furnizarea condițiilor pentru activitatea unui front din punctul de vedere al aspectelor de vreme. Zona frontală este puternic baroclină cu gradienți mari de temperatură, umiditate și vânt și sunt de obicei rezultatul unei invazii intense a aerului rece. Dar în troposfera medie și înaltă gradienții sunt determinați decesori de subsidență și pot să nu coincidă cu localizarea zonei barocline. Este necesar pentru înțelegerea legăturii dintre fronturi și aspectele de vreme să se studieze fiecare tip de front în raport cu presiunea temperatură, nebulozitatea și precipitațiile.

a) Frontul atmosferic în câmpul baric și termic.

În general, fronturile atmosferice se caracterizează prin valori maxime ale gradienților de temperatură, motiv pentru care, la un front activ, axul talvegului termic diferă de axul talvegului baric. În troposfera medie, izohipsele sunt aproximativ paralele cu izotermele temperaturii medii ale stratului de aer, liniile frontale pe măsură creșterii înălțimii devin din ce în ce mai mult paralele cu izohipsele.

Variatiile presiunii atmosferice în decursul a trei ore, care preced momentul observației meteorologice, definesc câmpul tendinței barice. Semnul și valoarea acesteia depind în zona frontului de gradientul baric din sectorul anterior și posterior talvegului legat de front, de viteza lui de deplasare și de evoluția sa.

Valoarea tendinței barice este cu atât mai mare cu cât este mai mare gradientul baric din zona frontului și cu cât acesta se deplasează mai repede. Frontul atmosferic fiind mobil, tendința barică se deosebește atât ca valoare cât și ca semn de o parte și de alta a frontului. Astfel, în fața frontului cald vom regăsi întotdeauna valorile cele mai mari de tendință negativă, în timp ce în spatele acestuia, tendința va scădea foarte puțin sau chiar va crește ușor, în timp ce în fața frontului rece vom găsi tendințe barice ușor negative sau pozitive, dar în spatele acestuia numai creșteri mari ale tendinței barice. La frontul oclus, care este o suprapunere a celor două fronturi, a frontului cald peste cel rece, vom regăsi valori de tendință asemănătoare de o parte și de alta a sa; tendințe crescătoare dacă frontul oclus are caracter rece sau staționare sau în ușoară creștere dacă acesta va avea caracter cald. În cazul frontului staționar sau cvasistaționar variatiile de presiune sunt aproximativ la fel pentru ambele părți ale frontului și nu se remarcă diferențieri notabile.

b) Frontul atmosferic în câmpul vântului

Fronturile atmosferice se înscriu într-un talveg baric sau într-o zonă de presiune atmosferică în general coborâtă, astfel că într-o asemenea configurație barică, direcția vântului pe ambele părți ale frontului este diferită, observându-se o convergență a curenților de aer. Trecerea unui front atmosferic printr-un punct oarecare se soldează cu rotirea vântului astfel: în fața unui front cald vântul bate din sud-est și est, iar în spatele acestuia din sud-vest și sud, care este și direcția din fața frontului rece, în timp ce în spatele său, direcția dominantă este din sectorul vestic-nord-vestic și nordic. La frontul

ocluș vântul converge de-o parte și de alta a frontului, în timp ce la frontul staționar (cvasistaționar) vântul bate ușor convergent de-a lungul izobarelor. În atmosfera liberă, unde frontul se situează la periferia talvegului, direcția vântului nu se modifică, zona frontală caracterizându-se prin creșterea vitezei vântului.

c) *Frontul atmosferic în cîmpul nebulozității și al precipitațiilor.*

Dacă pentru cîmpul baric și termic characteristicile frontului sunt generale, când este vorba de nebulozitate și ca urmare precipitații, fronturile se deosebesc foarte mult.

Frontul cald are un sistem noros care se situează înaintea liniei frontale de la sol, având o lățime pe orizontală de până la 700–900 km. Cea mai mare dezvoltare verticală a acestui sistem noros se observă în apropierea liniei frontale până la o lățime de circa 300 km. Astfel, între 900 și 400 km înaintea frontului se dezvoltă norii înalți, de tip cirrus (Ci), apoi norii medii de tip altostratus (As), și altocumulus (Ac).

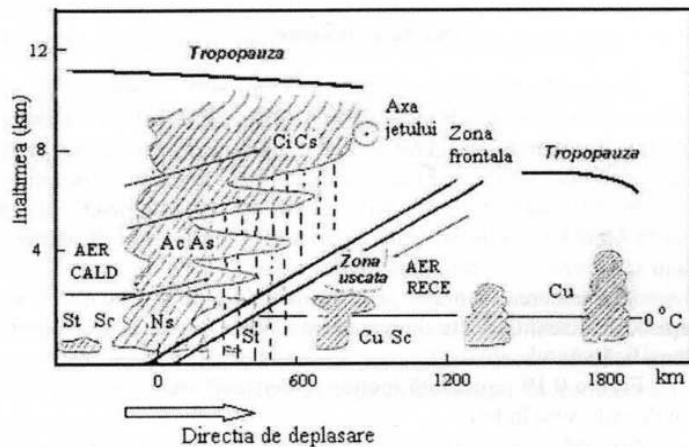


Fig. 9.18. Frontul cald în cîmpul nebulozității și precipitațiilor.

În banda de până la 300–400 km se dezvoltă norii joși de tip nimbostratus (Ns), stratus (St) și stratocumulus (Sc). Doar din norii joși cad în general precipitații continue și slabe cantitativ în perioada caldă a anului și în general moderate, uneori chiar abundente în perioada rece.

Ploaia slabă la aproximativ 200–400 km, în fața suprafeței frontale devine moderată în apropierea frontului, încetând după trecerea de acesta. Averse de ploaie pe alocuri, sau de burniță pot avea loc în sectorul cald.

Temperatura punctului de rouă începe să crească în fața frontului, revenind la un nivel normal după trecerea frontului. Vizibilitatea este bună în fața frontului.

Frontul rece are un sistem noros cu o întindere pe orizontală mult mai mică decât a celui cald, de regulă 100 km. Pe banda noroasă a frontului rece se dezvoltă norii cumuliformi, de tip cumulus (Cu) și cumulonimbus (Cb), din care cad precipitații cu caracter de aversă însoțite, în sezonul cald, de descărcări electrice, de grindină și de intensificări ale vântului care pot lua aspect de vijelie.

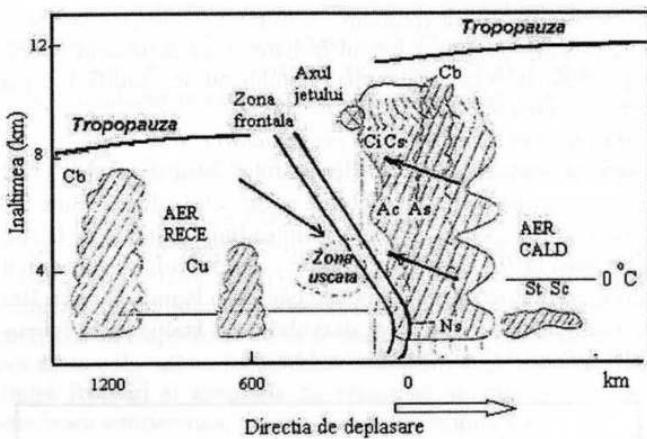


Fig. 9.19. Frontul rece în cîmpul nebulozităii și precipitațiilor.

În spatele frontului, după banda noroasă principală se pot dezvolta nori de tip stratocumulus (Sc) și altocumulus (Ac) din care pot cădea precipitații continue sau cu caracter de aversă, în general slabe cantitativ, iar în sezonul cald pot apărea norii cumulonimbus (Cb) cu averse și descărăcări electrice, cu cantități însemnante de apă.

În jurul suprafeței frontale există o bandă îngustă de ploaie, iar spre exterior această bandă se extinde. Dacă apar norii cumulonimbus atunci poate să cadă grindină și/sau să se manifeste fenomenele orajoase.

La trecerea frontului temperatura de obicei coboară și în spatele frontului unde cerul devine senin, crește din cauza insolației din aerul mai curat. În spatele frontului se intensifică vântul.

Figura 9.19 reprezintă secțiunea verticală transversală într-un front rece. Distanțele și înălțimile sunt în km.

Frontul oclus reunește în el particularitățile sistemelor noroase asociate frontului cald și a celui rece. De aici și caracterul complex al precipitațiilor care cad pe ambele părți ale frontului oclus. Cele mai multe dintre precipitații sunt asociate aerului cald care este forțat să se ridice în înălțime, dar când condițiile sunt potrivite, noul front format este capabil să inițieze el singur precipitații.

În perioada rece a anului caracterul frontului oclus este determinat de caracteristicile frontului cald (*frontul oclus cu caracter cald*), care are sistemul noros precipitatibil foarte bine dezvoltat, în timp ce în perioada caldă a anului sistemul noros al frontului rece este bine conturat comparativ cu sistemul noros al frontului cald, imprimând frontului oclus caracteristicile frontului rece (*front oclus cu caracter rece*).

De obicei, ocluzarea este de tip rece ca în figura 9.20a când aerul din spatele frontului rece este mai rece decât aerul de sub frontul cald peste care a pătruns frontul rece. Este însă posibil ca aerul din spatele frontului rece activ să fie mai cald decât aerul de sub frontul cald. Așadar, dacă masa de aer din fața sistemului este mai rece decât cea din spate, cum este cădeodată cazul când aerul este continental sau arctic maritim, ocluzarea este de tip cald, ca în figura 9.20b. S-a observat că în cazul frontului oclus cu caracter rece aspectele de vreme sunt asemănătoare cu cele ale frontului rece.

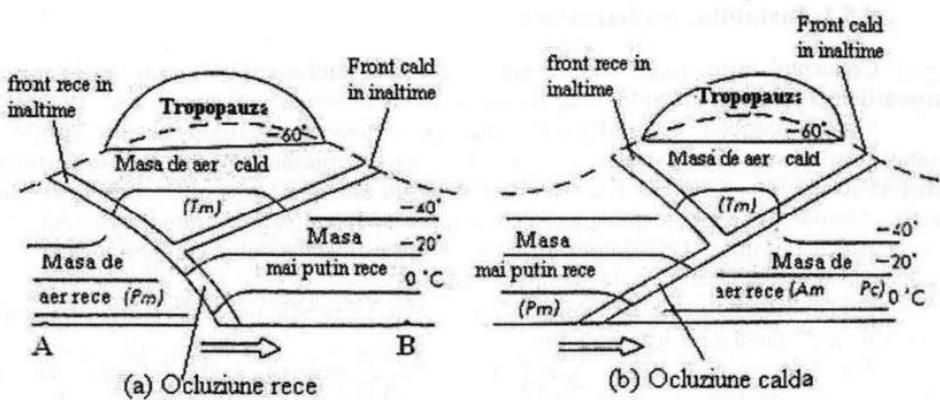


Fig. 9.20. Secțiunea verticală pentru într-un front oclus: a) ocluziune rece; b) ocluziune caldă

9.5. DEZVOLTAREA CICLONILOR EXTRATROPICALI

Se știa dinainte de 1800 că ciclonii (depresiunile), sunt purtătorii de precipitații și de vreme „rea”. Foarte multă vreme nu s-a ținut seama de importanța interacțiunii maselor de aer în formarea ciclonilor și în consecință nu s-au putut determina condițiile în care este favorizată dezvoltarea ciclonilor.

Primul model de dezvoltare a unui ciclon a fost propus de Școala Norvegiană în timpul primului război mondial. În 1918 Jacob Bjerknes a publicat teoria sa despre formarea ciclonilor, teorie cunoscută ca *teoria frontului polar*. De atunci s-au adus multe modificări acestei teorii și au mai apărut și altele legate de instabilitatea hidrodinamică în general și cea baroclină, în special.

Cycloni extratropicali, numiți *cycloni de undă* sau *depresiuni frontale* sunt observați la latitudinile de peste 20° dar cel mai frecvent la latitudinile dintre 30° și 60°. Aceste depresiuni se formează de-a lungul fronturilor, zone puternic barocline.

Depresiunile frontale, sau *cycloni de undă* au lungimi de undă tipice între 1500–3000 km.

În capitolul 6 s-a arătat că se pot găsi relații calitative simple de diagnoză, bazate pe sistemul evasigeostrophic, pentru legătura dintre câmpurile de presiune, temperatură și viteza vântului. În particular, s-a arătat că advecția orizontală a temperaturii joacă un rol esențial în amplificarea perturbațiilor geostrophicice.

Totuși, astfel de studii diagnostice deși utile pentru interpretarea structurii sistemelor barocline, sunt neadecvate ca să determine originea acestor perturbații.

Punctul de vedere acceptat în prezent este că perturbațiile barocline (cyclonii) la scară sinoptică la latitudini medii sunt inițiate ca rezultat al *instabilității hidrodinamice* a curgerii zonale în raport cu perturbațiile mici ale curgerii. În acest paragraf vom examina această ipoteză a instabilității prin inițierea undelor barocline și a conversiilor energetice implicate în dezvoltarea unor astfel de unde.

9.5.1. Instabilitatea baroclină

Conceptul *instabilității hidrodinamice* poate fi înțeles calitativ prin considerarea mișcării unei particule individuale de fluid într-un curent zonal staționar.

Metoda particulei a fost folosită pentru determinarea criteriilor pentru stabilitatea statică, prin examinarea condițiilor în care o particulă deplasată vertical, fără să perturbe mediul înconjurător se întoarce la poziția inițială sau este accelerată ulterior de la nivelul inițial. Metoda particulei poate fi generalizată, presupunând că deplasarea particulei este într-o direcție arbitrară. Dacă starea de bază este stratificată stabil și curentul are curgere orizontală și verticală, analiza devine mai complexă.

Totuși, dacă particula este deplasată orizontal, perpendicular pe curentul principal, atunci forța portantă nu joacă nici un rol.

Acest caz special, numit "stabilitate inerțială" poate fi analizat foarte simplu dacă curgerea de bază se presupune geostrofică. Dacă reprezentăm starea de bază a curgerii prin:

$$u_g = -\frac{1}{f} \frac{\partial \Phi}{\partial y}$$

și presupunem că deplasarea particulei nu perturbă câmpul presiunii, ecuațiile de mișcare devin:

$$\frac{du}{dt} = fv = f \frac{dy}{dt} \quad 9.16$$

$$\frac{dv}{dt} = f(u_g - u) \quad 9.17$$

Considerăm o particulă care este în mișcare cu viteza stării de bază geostrofică, la o poziție $y = y_0$. Dacă particula este deplasată perpendicular pe curent pe o distanță δy , se poate obține noua sa viteza zonală prin integrarea ecuației (9.16).

$$u(y_0 + \delta y) = u_g(y_0) + f\delta y \quad 9.18$$

Vântul geostrofic la $(y_0 + \delta y)$ poate fi aproximat ca:

$$u_g(y_0 + \delta y) = u_g(y_0) + \frac{\partial u_g}{\partial y} \delta y \quad 9.19$$

Înlocuind (9.18) și (9.19) în (9.17) se obține:

$$\frac{dv}{dt} = \frac{d^2(\delta y)}{dt^2} = -f \left(f - \frac{\partial u_g}{\partial y} \right) \delta y \quad 9.20$$

Aceasta ecuație este matematic de aceeași formă ca și ecuația pentru mișcarea unor particule care se deplasează vertical într-o atmosferă stabilă. Depinzând de semnul coeficientului din partea dreaptă a ecuației (9.20), particula va fi forțată fie să se întoarcă la poziția sa inițială, fie va fi accelerată de la acea poziție. În mișcarea medie unde f este pozitiv, condiția de stabilitate inerțială devine:

$$f - \frac{\partial u_g}{\partial y} : \begin{array}{l} > 0 \text{ stabil} \\ = 0 \text{ neutru} \\ < 0 \text{ instabil} \end{array} \quad 9.21$$

Întrucât $(f - \frac{\partial u_g}{\partial y})$ este vorticitatea absolută a curgerii de bază, condiția de *stabilitate inerțială* este simplificată: vorticitatea absolută să fie pozitivă.

Observațiile arată că la scară sinoptică vorticitatea absolută este, aproape întotdeauna pozitivă. Obținerea unei vorticități absolute negative deasupra unei arii mari este de așteptat să determine imediat mișcări de instabilitate inerțială care ar amesteca fluidul lateral și ar reduce curgerea până când vorticitatea absolută devine din nou pozitivă. Acest mecanism este numit "*instabilitate inerțială*", întrucât când este privită dintr-un sistem de referință, absolut, instabilitatea rezultă dintr-un neechilibru dintre gradientul presiunii și forța Coriolis (care este inerțială) pentru o particule care se deplasează radial într-un vortex a simetric.

Instabilitatea statică și inerțială sunt numai două din tipurile posibile de instabilitate hidrodinamica.

În general curgerea de bază supusă la perturbații arbitrate poate fi supusă la o varietate de moduri ale *instabilității*, care depinde de forfecarea orizontală și verticală, stabilitatea statică, variația parametrului Coriolis, influența frecării etc.

Numai în câteva cazuri poate metoda simplă a particulei să furnizeze criterii de stabilitate satisfăcătoare.

De obicei este nevoie de o aproximare mai riguroasă care să analizeze o versiune liniarizată a ecuațiilor de bază, ca să se determine condițiile în care soluțiile descriu *amplificarea perturbațiilor*. O aproximare obișnuită este presupunerea unei soluții de tip undă, de forma:

$$e^{ik(x-ct)} \quad 9.22$$

și să se determine condițiile pentru care viteza de fază c are o parte imaginară. Această tehnică se numește *metoda modurilor normale* și se aplică pentru determinarea stabilității unui curent baroclin.

Desigur, în atmosferă reală mulți alți factori pot influența dezvoltarea sistemelor sinoptice, ca de exemplu instabilitatea datorată forfecărilor laterale în curentul jet, interacțiunilor neliniare ale perturbațiilor de amplitudine finită și eliberarea de căldură latentă.

În orice caz, se vede din studii observaționale, din simulări de laborator și modele numerice, că instabilitatea baroclină este mecanismul primar pentru dezvoltarea undelor la scară sinoptică la latitudini medii.

Baroclinitatea nu este uniform distribuită în atmosferă, ci mai degrabă gradienții orizontali ai temperaturii tend să se concentreze în zonele de baroclinitate asociate curenților jet troposferici. Ca urmare, dezvoltarea undelor barocline se concentrează de asemenea, în astfel de regiuni.

Orice perturbație mică în jet tinde să-și amplifice energia de la jet. Cele mai multe sisteme sinoptice la latitudini medii par să se dezvolte ca rezultat al unei instabilități a jetului. Această instabilitate, care este o instabilitate baroclină, depinde, în primul rând,

de curentul vertical din curentul jet și, astfel, tinde să se obțină în primul rând în regiunile zonei frontale. Instabilitatea baroclină nu este totuși identică cu instabilitatea frontală, întrucât cele mai multe modele de instabilitate baroclină descriu numai mișcările scalate geostrofice, în timp ce perturbațiile în vecinătatea unor zone frontale intense trebuie să fie negeostrofice. Perturbațiile barocline acționează ele însăce ca să intensifice gradienții termici preexistenți și astfel generează zonele frontale. De asemenea, ca rezultat al instabilității barocline, se dezvoltă ciclonii de-a lungul frontului polar.

Stadiile în dezvoltarea unui ciclon tipic baroclin care se dezvoltă ca rezultat al instabilității barocline de-a lungul frontului polar sunt arătate schematic în figura 9.21.

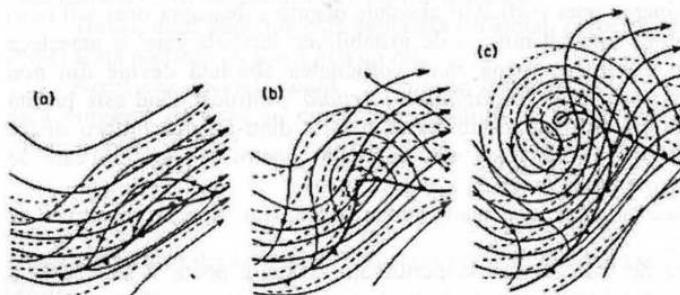


Fig 9.21. Izolinile la 500 mb (linii continue groase), la 1000 mb (linii subțiri) și grosimea 1000–500 mb (linii punctate) pentru o undă care se dezvoltă baroclin în cele trei stadii de dezvoltare (după Palmen și Newton, 1969).

În etapa dezvoltării formațiunii ciclonice se observă o legătură strânsă între curgerea din straturile superioare și curgerea de la suprafață; se observă că o advecție rece intensă apare la vestul depresiunii de la suprafață, și o advecție caldă mai slabă la est. Această configurație a advecției termice este o consecință directă a faptului că talvegul la 500 hPa (aflat la vest) rămâne în urma depresiunii de la suprafață, așa că vântul geostrophic mediu în stratul 500–1000 hPa este direcționat perpendicular pe liniile de grosime către grosimile mai mari de la vestul depresiunii de la suprafață și către grosimile mici la estul depresiunii de la suprafață. Această dependență a fazei perturbației de înălțime este mai bine ilustrată în figura 9.22, care arată o secțiune transversală a curenților descendenti (sau ascendenți) printr-un sistem baroclinic care se dezvoltă.

În întreaga troposferă, axele talvegurilor și dorsalelor se înclină către vest cu înălțimea, pe când axele aerului cel mai cald și cel mai rece au o înclinare opusă. Înclinarea către vest a talvegurilor și dorsalelor este necesară pentru a favoriza cedarea de energie potențială curgerii medii unde care se dezvoltă. În stadiul matur depresiunile la 500 și 1000 hPa sunt aproape în fază. Ca o consecință, advecția termică și conversia energiei sunt slabe.

Dezvoltarea unei depresiuni considerată din punct de vedere energetic presupune conversia energiei potențiale în energie cinetică. Această conversie are loc prin mișcările ascendentе (și către pol) ale aerului cald. Ridicarea aerului cald este dirijată de curentii verticali turbionari și prin suprapunerea divergenței troposferice superioare deasupra zonei de baroclinitate. Intensificarea acestei zone întărește în plus, vântul la înălțime. Divergența superioară permite convergența la suprafață și scăderea simultană a presiunii. Ridicarea aerului cald de-a lungul ambelor fronturi, determină precipitațiile care se obțin în regiunea centrală a ciclonului. Căldura latentă eliberată prin condensarea vaporilor de apă suplimentează energia sistemului și crește intensitatea depresiunii. Vânturile de vest

puternice de la nivelele superioare la latitudinile medii contribuie de asemenea la dezvoltarea ciclonilor extratropicali.

O teorie mai nouă se referă la rolul fronturilor ca la unul de subordonare (Barry și Chorley, 1992). Conform acestei teorii ele (fronturile) se dezvoltă în interiorul depresiunilor ca zone înguste ale ascensiunii intensificate, probabil, prin efectele formării norilor.

Cercetările recente au identificat o categorie de cicloni extratropicali care se dezvoltă și se intensifică rapid, ajungând să aibă caracteristicile asemănătoare ciclonilor tropicali. Acești cicloni sunt numiți *cicloni explozivi* datorită vitezei cu care se adâncesc: presiunea scade cu cel puțin 24 hPa în 24 de ore. Aceste sisteme au fost observate în principal în timpul anotimpului de iarnă (spre sfârșit) pe coastele estice ale USA, Japonia și deasupra părții centrale și de nord-est ale Pacificului de nord, în asociere cu zonele barocline importante și gradienții termici mari. Analizele sinoptice au arătat că ciclogeneza explozivă este favorizată de o troposferă joasă instabilă și este adesea localizată de-a lungul unui talveg care traversează nivelul de 500 hPa. Ciclonii explozivi sunt caracterizați prin mișcări verticale intense, asociate cu un nivel îngust de nedivergență în apropierea nivelului de 500 hPa și eliberarea la scară mare a căldurii latente.

Dată fiind viteza medie de scădere a presiunii mult mai mare deasupra oceanului (10 hPa/24h) decât deasupra uscatului (3 hPa/24h) s-a sugerat că ciclonii explozivi reprezintă o versiune mai intensă a dezvoltării unui ciclon tipic maritim.

9.5.2. Ciclul de viață al depresiunii

O cale simplă de analiză a ciclului de viață al unei depresiuni constă în urmărirea secvențelor apariției și evoluției sectorului cald al unei *unde frontale*.

Ne imaginăm un front cvasistacionar ca în figura 9.23a. Izobarele sunt aliniate de-a lungul lui astfel încât nu se deplasează nici spre nord nici spre sud. Condițiile de forfecare sunt satisfăcute, cu vântul în fiecare masă de aer care se mișcă relativ la cealaltă, lăsând frontul la stânga.

Figura 9.23b reprezintă o perturbare de-a lungul frontului care a apărut dintr-o rotire ciclonică, lucru ce a cauzat rotirea unei secțiuni a frontului într-un anumit punct. Fenomenul este cunoscut sub numele de front de undă.

Se remarcă distorsiunea izobarelor spre frontul de undă; aceasta este cauzată de scăderea presiunii urmată înlocuirea aerului mai cald și mai puțin dens, de aerul mai rece și mai dens de la suprafață. În figură presiunea mai scăzută se află acolo unde aerul este

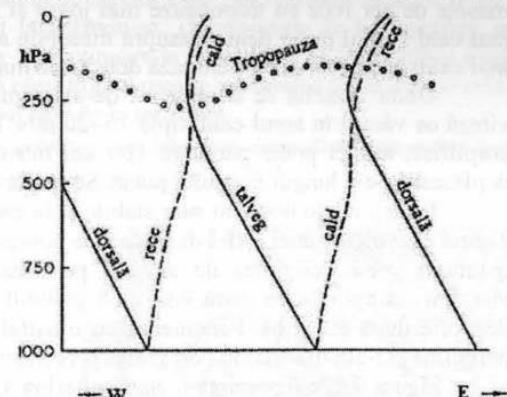


Fig. 9.22. Secțiune vest-est prin una baroclină în dezvoltare. Liniile groase sunt axele depresiunii și talveghului; liniile punctate sunt axele temperaturii extreme; lanțul de cercule reprezintă nivelul tropopauzei.

mai rece deși aparent ar trebui să fie unde este mai cald. Explicația rezidă din faptul că masele de aer rece au tropopauze mai joase și mai calde și astfel aerul stratosferic este mai cald și mai puțin dens deasupra masei de aer mai rece decât deasupra masei de aer mai cald; acest lucru compensează densitatea mai mare a aerului troposferic.

Unda frontală se deplasează de-a lungul frontului polar cu aproximativ aceeași viteză ca vântul în aerul cald, tipic 15–20 m/s. Dacă unda nu-și modifică formă și nu se amplifică, atunci poate parcurge 100 km într-o zi, ca o perturbație tranzitorie care se deplasează de-a lungul frontului polar. Se spune că s-a format o *undă stabilă*.

Totuși, unele unde nu sunt stabile și le crește și lungimea de undă și amplitudinea. Teoria dezvoltării unei astfel de unde este complexă și depinde de baroclinicitatea zonei frontului polar, lungimea de undă a perturbației, latitudine și forfecarea verticală a vântului. Lungimile de undă între 600 și 4000 km sunt cel mai probabil instabile și se dezvoltă după etapa b). Fenomenul cu o astfel de dezvoltare este denumit instabilitate baroclină și l-am discutat în paragraful precedent.

Figura 9.23c reprezintă o etapă ulterioară, după o zi, când unda a fost amplificată. Înlocuirea aerului rece prin cel cald, împreună cu rotirea preexistentă determină scăderea presiunii destul ca să formeze o circulație închisă (o izobară închisă). În această etapă se spune că există o *depresiune frontală deschisă*. Aria dintre frontul rece și cel cald poartă numele de *sector cald al depresiunii*.

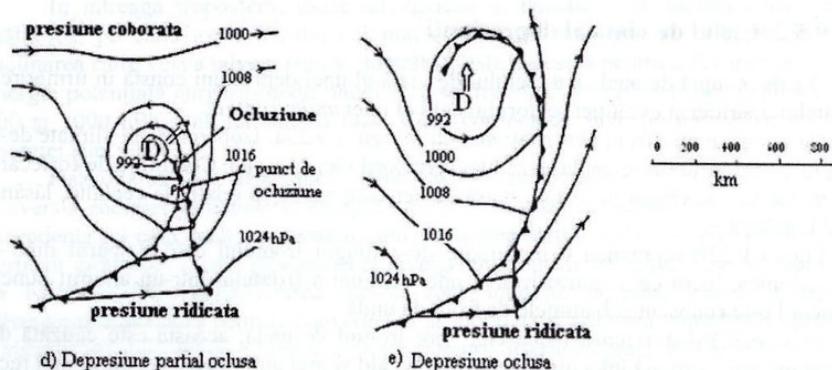
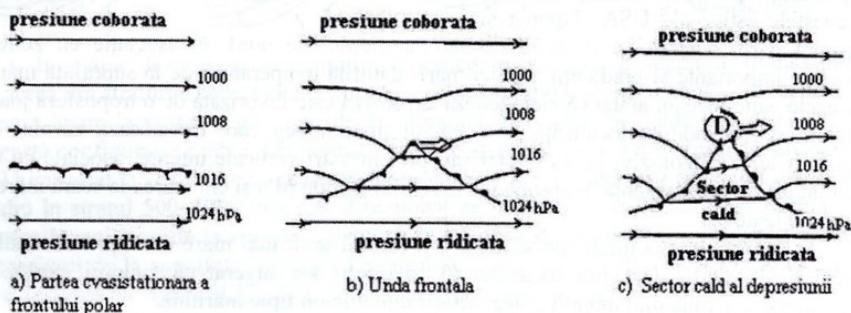


Fig. 9.23. Ciclul de viață al unei depresiuni frontale

De îndată ce depresiunea a atins stadiul de „sector cald”, ea continuă să se dezvolte, sectorul cald crescând în amplitudine și îngustându-se. Depresiunea de la suprafață se separă de „vârf” și se adâncește progresiv în continuare în aerul rece. Se formează o nouă zonă frontală. Procesul poate fi privit ca și când frontul rece se suprapune peste frontul cald, urcă aerul cald în înălțime și oclude sectorul cald de la suprafață.

Sistemele frontale în câmpul nebulozității, asociate unei depresiuni mature se pot observa foarte bine și din imaginile satelitare, ca în *figurile 9.24*.



Fig. 9.24. Sistemele noroase asociate fronturilor din imaginile satelitare (prin bunăvoie colegilor din Laboratorul de Meteorologie Satelitară din Administrația Națională de Meteorologie, București)

9.5.3. Depresiuni nefrontale

Nu toate depresiunile sunt create ca unde frontale. Depresiunile tropicale sunt în principal nefrontale. La latitudini medii și înalte sunt de importanță și interes special patru tipuri de depresiuni care se dezvoltă în condiții diferite: *depresiunile de adăpost* (lee), *depresiunile termice*, *depresiunile aerului polar* și *depresiunile reci*.

Depresiunile de adăpost.

Aerul din curgerea vestică care este forțat să traverseze o barieră muntoașă orientată nord-sud suferă o comprimare verticală deasupra muntelui și o destindere pe cealaltă parte, care se află la adăpost de vânt. Astfel, există o tendință pentru divergență și curbură anticiclonică deasupra crestei, convergență și curbură ciclonică la adăpostul barierelor muntoase. Caracteristicile curgerii aerului și dimensiunea barierelor determină dacă se dezvoltă un sistem depresionar. Astfel de depresiuni care cel puțin inițial tind să rămână „ancorate” de barieră, sunt frecvente iarna la sudul Alpilor când munții blochează curgerea de nivel jos a curenților de aer dinspre nord-vest. Se pot observa fronturi în aceste depresiuni dar este important de știut că depresiunea nu se formează ca o undă de-a lungul frontului.

Depresiunea termică.

Aceste depresiuni apar exclusiv vara din cauza încălzirii diurne accentuate a uscatului. Cele mai cunoscute astfel de depresiuni sunt celule depresionare de vară din Arabia, din partea nordică a oceanului Indian și din Arizona. Peninsula Iberică este de asemenea o regiune afectată deseori de astfel de depresiuni. Vremea asociată acestor formațiuni este de obicei cu temperaturi foarte ridicate și uscăciune, deși există suficientă umedeală încât din cauza instabilității create de încălzire să se producă furtuni cu averse de ploaie. Depresiunile termice în mod normal dispar noaptea când sursa de încălzire nu mai există, dar cele din India și Arizona persistă.

Depresiunile aerului polar.

Depresiunile aerului polar sunt o clasă slab definită a sistemelor mezoscalare și de scară sub-sinoptică (câteva sute de kilometri) cu un timp de viață de 1 sau 2 zile. Pe o imagine de satelit apar ca o spirală noroasă cu una sau mai multe benzi noroase. Ele se dezvoltă în principal în lunile de iarnă când masele de aer, maritim polar sau arctic devin instabile. Ele se formează de obicei în interiorul unei zone barocline cum ar fi, de exemplu, la limita dintre mare și ghețari unde există gradienți mari ai temperaturii de la suprafața mării iar dezvoltarea lor poate fi stimulată prin perturbații de la nivelele superioare.

Depresiunile reci.

Depresiunea rece este în mod obișnuit evidentă în câmpurile circulației și temperaturii din troposfera medie. Ca o caracteristică prezintă izoterme simetrice în jurul centrului. Pe hărțile de suprafață se pot observa puține semne sau deloc ale acestor sisteme persistente care sunt frecvente deasupra nord-estului Americii de Nord și nord-estului Siberiei. Ele se formează probabil, ca rezultat al unor mișcări verticale intense și al răciri adiabatice în depresiunile barocline care se ocluză de-a lungul coastelor Arctică. Astfel de depresiuni sunt în special importante în timpul iernii arctice dar nu determină de obicei modificări ale vremii. Este important să se sublinieze că depresiunile reci din troposferă pot fi legate cu fiecare celulă depresionară sau maxim barometric de la suprafață. La latitudini medii depresiunile reci pot de asemenea să se formeze în timpul perioadelor când circulația este mai puțin intensă. Aceste depresiuni de obicei sunt lente în deplasare și aspectele de vreme inițiate nu se modifică mult. Vara determină fenomene orajoase (tunete, fulgere).

9.6. PREVEDEREA VREMII

Toată lumea este interesată cum este vremea în diferite locuri și pentru diferite perioade de timp dar mai ales cum va fi vremea. De aceea cea mai importantă aplicație practică a meteorologiei este *prevederea vremii*. Despre prevederea vremii au fost scrise o mulțime de manuale, monografii iar scopul acestui capitol nu este de a intra în profunzimea cunoașterii acestei părți importante a meteorologiei ci numai pentru o introducere cititorului în ceea ce înseamnă prevederea vremii.

9.6.1. Generalități cu privire la prevederea vremii

Întregul proces de prevederea vremii constă din trei părți (Kurz, 2000): (i) analiza stării atmosferei pentru un set de date observaționale; (ii) Diagnoza acestei stări cu privire la posibile dezvoltări viitoare; (iii) prognoza schimbării stării actuale pentru anticiparea celei viitoare.

Pentru a prognoza evoluția unui sistem de vreme se pot distinge două clase de metode: a) metodele statistice și b) metodele deterministe.

a) *Metodele statistice* – nu necesită cunoașterea și descrierea structurii sistemului, dar presupun că funcționarea sa nu este aleatorie, fiind guvernată de legi care fac ca între valorile succesive ale parametrilor de stare să existe relații de tip cauză – efect. Metodele de prognoză numerică își propun tocmai evidențierea acestor legături prin prelucrarea matematică adecvată a datelor care caracterizează un număr suficient de mare de stări. Această clasă de metode a fost mult utilizată în meteorologie și este folosită în continuare pentru prognozele pe durată lungă sau pentru corectarea, detalierea și exprimarea în termeni de vreme a prognozelor numerice. Totuși, necesitând siruri lungi de date și furnizând rezultate cu o aproximare destul de mare (datorită răspunsului neliniar al metodelor statistice) cedează permanent teren în favoarea metodelor deterministe.

b) *Metodele deterministe* – necesită cunoașterea structurii sistemului și identificarea legilor care stau la baza fenomenelor din interiorul său ca și a interacțiunilor cu mediul exterior. Pe baza acestora se explică funcționarea sistemului și se anticipatează stările viitoare pornind de la o stare dată. Deoarece majoritatea interacțiunilor din natură și în particular din atmosferă sunt extrem de complexe, problema tratării deterministe a unui sistem real este practic irealizabilă, apelându-se la noțiunea de model.

Modelul determinist este constituit dintr-un sistem idealizat care reprezintă o simplificare acceptabilă a modelului real. Simplificarea este adaptată unui anumit scop, ceea ce implică de la bun început inexistența unui model universal valabil. Astfel, dacă într-un sistem natural complex sunt implicate fenomene: fizice, chimice, biologice, etc., un model va selecta una, maxim două clase de fenomene determinante. În acest sens, pentru atmosferă, fără a nega importanța fenomenelor chimice și biologice determinante, sunt totuși esențiale fenomenele fizice și, dintre acestea, în primul rând cele termodinamice.

Din cauza complexității sistemului atmosferic, primele modele fizice au operat simplificări drastice cuprinzând numai formulări calitative ale legilor de evoluție. Astfel de modele nu puteau furniza decât reguli analogice de prognoză. Totuși, unele dintre ele sunt valoroase și astăzi pentru explicarea funcționării unor mecanisme atmosferice (modelul de depresiune al lui Bjerknes, modelul circulației tricelulare a atmosferei, modelul vântului geostrofic etc.).

Ulterior modelele au inclus și expresiile cantitative ale legilor care guvernează procesele atmosferice, transformându-se astfel în modele fizico-matematice. Dar chiar sistemul de ecuații asociat celor mai simple modele de interes practic nu are soluția analitică, fiind necesară rezolvarea sa numerică. Pe de altă parte, prognoza obținută pe această cale nu este exprimată în termeni de vreme, ci ca valori numerice ale unor parametri în punctele unei grile. Înținând seama de toate acestea se realizează “prognoza deterministă a vremii, pe baza modelelor fizico-matematice integrate numeric”, sau pe scurt “prognoza numerică a vremii” – PNV.

Sintetic, *prognoza numerică a vremii înseamnă deci determinarea unei stări viitoare a sistemului atmosferic, pornind de la o stare dată, prin integrarea numerică a sistemului de ecuații format de principalele legi ce guvernează fenomenele atmosferice.* Acest ansamblu de legi definește modelul utilizat.

9.6.2. Prevederea numerică a vremii

Principiile de bază ale prevederii numerice a vremii au fost formulate inițial de Bjerknes, care a arătat că sistemul ecuațiilor fundamentale este un sistem determinat care, în principiu, poate fi rezolvat pentru a prevedea starea viitoare a atmosferei pornind de la o stare inițială cunoscută și că sistemul nu este liniar și nu are soluție analitică. Prima metodă de integrare numerică a sistemului ecuațiilor de mișcare a fost imaginată de L. F. Richardson în 1921 dar soluțiile au fost eronate. Rezultatele primelor programe numerice corecte bazate pe unele rezultate teoretice ale lui Rossby, au fost publicate în 1950 de J. Charney, R. Fjortoft și John von Neumann.

Primele modele constituiau simplificări severe ale ecuațiilor de mișcare, prognostând doar vântul geostrofic la mijlocul troposferei, pe baza conservării momentului cinetic al curgerii fluidului atmosferic. Modelele operative moderne întrebuintează ecuațiile de mișcare în forma lor originală (sistemul ecuațiilor primitive), incluzând mai multe nivele pe verticală, descriu procesele termodinamice asociate dezvoltării barocline și încorporează multiple parametrizări ale fenomenelor de sub-grilă, cum ar fi: procesele radiative, schimbul de căldură sensibilă, căldura latentă pentru transformările de fază cum ar fi evaporarea-condensarea, procesele convective etc.

PNV implică, prin definiție, două laturi: *modelul fizico-matematic și procedeul de integrare numerică.* Pentru realizarea unei programe operative aceste componente trebuie înglobate într-un flux informațional complex care formează un sistem operativ pentru programele numerice, iar pentru a obține programele vremii, produsele de PNV trebuie interpretate în termeni de vreme.

Așadar, obiectivul prevederii numerice este să prevadă starea viitoare a circulației atmosferice, cunoscând starea prezintă, prin folosirea ecuațiilor dinamicii atmosferei. Pentru realizarea acestui obiectiv sunt necesare următoarele informații:

1. starea inițială a câmpului variabilelor;
2. un set complet de ecuații de predicție care leagă variabilele de câmp;
3. o metodă de integrare a ecuațiilor, ca să se obțină distribuția viitoare a variabilelor câmpului.

Prevederea numerică este un câmp de studiu foarte specializat într-o dezvoltare rapidă. Există însă câteva metode dinamice standard de prevedere evoluției pe termen scurt a elementelor circulației la scară sinoptică. Aceste metode, se bazează pe analizele scalare.

O dificultate în aplicarea directă a ecuațiilor mișcării nesimplificate este că mișcările importante din punct de vedere meteorologic sunt ușor pierdute în zgromotul introdus prin amplitudinea mare a undelor sonore și gravitaționale care pot apărea ca un rezultat al erorilor în datele inițiale și apoi în mod fals amplificate printr-un proces numit „instabilitate computațională”.

Pentru înlăturarea acestei probleme, cea mai simplă procedură este să se simplifice ecuațiile de bază, ca să se îndepărteze mecanismele fizice responsabile pentru obținerea

oscilațiilor nedorite, în timp ce se păstrează mișcările importante meteorologic. De exemplu pentru filtrarea ecuațiilor de undele sonore, trebuie ca deducerea câmpului presiunii să se facă astfel încât să nu fie influențat de mecanismul compresiei adiabatice. Deci, undele sonore nu se pot propaga vertical dacă se presupune că mișcarea este hidrostatică.

Înlocuirea ecuației de mișcare pe verticală prin aproximarea hidrostatică este suficientă ca să filtreze undele sonore obișnuite. Totuși, o atmosferă la echilibru hidrostatic poate încă să suporte un caz special de unde sonore care se propagă orizontal. În acest tip de unde acustice, viteza verticală este zero (neglijând efectele orografice și abaterile stării de bază de la condițiile de izotermie), dar presiunea, viteza orizontală și densitatea oscilează cu structura orizontală a undelor acustice simple.

Aceste oscilații au amplitudinea maximă la limita inferioară a stratului și dispar departe de limita inferioară cu câmpurile presiunii și densității, rămânând peste tot în echilibru hidrostatic.

Întrucât acestea așa numitele „unde Lamb” au oscilații maxime ale presiunii la sol, ele pot fi filtrate simplu, luând $w = dp/dt = 0$ la limita inferioară. Această condiție la limită este cel mai ușor de aplicat prin scrierea ecuațiilor în coordonate izobarice. În acest caz, condiția $w = 0$ la limita inferioară este o primă aproximare naturală pentru mișcările scalate geostrofice (Capitol 6).

Astfel, ca rezultat al simplificării minime necesare ca să filtreze undele sonore, ecuațiile de predicție devin: ecuația de mișcare orizontală izobarică, ecuația de continuitate și ecuația termodinamic-hidrostatică a energiei, cu condiția la limită $w = 0$ pentru limita inferioară (Capitol 6).

Pentru eliminarea undelor gravitaționale, din discuția undelor gravitaționale (Capitol 7) ar trebui să fie evident că un câmp orizontal divergent care variază în timp este esențial pentru propagarea undelor gravitaționale. De fapt, se constată că, neglijând viteza de variație locală a divergenței orizontale în calcularea relației dintre câmpurile masă și viteza, este suficient să eliminăm undele gravitaționale dependente de timp.

După filtrarea ecuațiilor fundamentale și alegerea metodei de integrare, interpretarea rezultatelor depinde foarte mult de experiența meteorologului previzionist.

Astăzi, calitatea prevederii numerice este în general bună. Modelele cu rezoluție înaltă sunt capabile să simuleze nu numai sistemele de la scară mare cum sunt depresiunile și anticiclonei sau undele barocline din troposfera superioară dar și fenomene mezoscalare cum ar fi fronturile.

Sunt însă și cazuri când modelele nu surprind anumite fenomene, de obicei cele extreme, și atunci meteorologul previzionist trebuie să intervină și să corecteze proghnoza numerică sau să realizeze proghnoze independent de ieșirile modelului. Meteorologii previzionisti trebuie ca urmare să fie familiari cu metodele diagnozei sinoptice și cu metodele de a furniza prevederea vremii și fără ajutorul modelelor.



Întrebări și probleme

1. Să se descrie regiunile surse ale maselor de aer și caracteristicile maselor de aer cP, mT, cA, mP, cT, cA legate de temperatură și umiditate.

2. Să se descrie cum se modifică masele de aer de îndată ce părăsesc regiunea sursă.
3. Care sunt principalele procese care duc la transformarea maselor de aer? Dați exemplu de cel puțin două situații în care are loc transformarea unei mase de aer.
4. Care sunt cele patru configurații de curgere, responsabile de frontogeneză?
5. Să se descrie frontul polar și să se spună unde este localizat în timpul anului.
6. Descrieți caracteristicile unui front cald.
7. Descrieți caracteristicile unui front rece.
8. Descrieți caracteristicile unui front ocluz.
9. Reprezentați grafic un ciclon în emisfera sudică, prin izobare, direcția și sensul vântului și presiunea la centru.
10. Reprezentați grafic un anticiclon în emisfera nordică, prin izobare, direcția și sensul vântului și presiunea la centru (maxime sau minime).
11. Să se facă deosebirea dintre fronturile ocluse cu caracter rece și cu caracter cald.
12. Fie înclinarea suprafeței frontale dată de:

$$tg\alpha = \frac{f(\rho'V' - \rho V) + \left(\rho \cdot \frac{dV'_n}{dt} - \rho \frac{dV_n}{dt} \right)}{g(\rho - \rho')} \quad \text{Să se deducă expresia înclinării}$$

pentru aproximarea geostrofică, cvasi-geostrofică și pentru cazul când acționează frecarea.

13. Care este funcția de frontogeneză a lui Miller și Petterssen și cum se interprează?
14. Să se explice pe scurt cum circulația de altitudine inițiază și menține ciclonii la suprafață.
15. Deși formarea unui front ocluz reprezintă perioada intensității maxime a depresiunii de undă, acest fenomen marchează începutul disipării sistemului. Explicați!
16. Sa se descrie dezvoltarea unui ciclon extratropical.
17. Câmpul de viteze de deformare pură are o funcție de curent dată prin $\Psi = -kx \cdot y$, unde k este o constantă. Să se verifice că un câmp de deformare pură este atât irotational cât și nedivergent.
18. Ce sunt depresiunile termice? Dar cele reci?
19. Ce este zgromotul meteorologic și cum poate fi eliminat? Cum pot fi eliminate undele sonore?
20. Care sunt tipurile de modele folosite pentru prevederea vremii?



BIBLIOGRAFIE RECOMANDATĂ

- Barry G, R. J. R., Chorley, 1992: *Atmosphere, Weather and Climate*, Routledge, London, New York, 350 pg.
 Holton J. R., 1979: *An introduction to dynamic meteorology*, Academic Press, New York, 400 pg.
 Kurz M., 1998: *Synoptic Meteorology*, Ed. Deutscher Wetterdienst Offenbach am Main, 400 pg.
 Wallace, J. M., and P. V. Hobbs, 1977: *Atmospheric Science: An Introductory Survey*. Academic Press, New York, 500 pg.

10. CLIMA

10.1. DESPRE CLIMĂ ȘI SCHIMBĂRI CLIMATICE

Studiile științifice au evidențiat faptul că sănătatea umană, sistemele ecologice și sectoarele socio-economice sunt sensibile la schimbările climatice (IPCC Special Report, 1997), problema variabilității climatice și a schimbărilor climatice, devenind punctul central al interesului comunității științifice.

Astăzi, atmosfera Terrei suferă schimbări fără precedent în istoria omenirii și deși variații atât de mari ca acestea s-au produs în trecutul geologic, viteza cu care au loc schimbările climatice astăzi este îngrijorătoare.

Concentrația gazelor cu efect de seră din atmosferă este în creștere, stratul de ozon din stratosferă este în scădere iar schimbările chimice în compoziția atmosferei îi reduc capacitatea de a se curăța ea însăși prin procesele de oxidare.

Aceste schimbări globale, amenință echilibrul condițiilor climatice necesare evoluției vieții și susținerii ei.

Temperaturile, radiația ultravioletă de la suprafață și nivelele de poluare a aerului sunt în creștere. Multe dintre aceste schimbări pot fi rezultatul industrializării, a despăduririlor și a altor activități umane.

Acum, pentru prima dată în istoria planetei noastre, emisiile gazelor datorate activităților umane, egalează și chiar depășesc emisiile de la sursele naturale. Acest fapt este important pentru sistemul climatic, deoarece constituenții primari ai atmosferei, oxigenul și azotul molecular, sunt transparenti la radiația infraroșie și astfel gazele cu efect de seră (în principal vaporii de apă, CO₂, O₃, CH₄, N₂O și clorofluorocarburile sau CFCs, care nu au surse naturale) prezente în cantități mult mai mici, joacă un rol major în bilanțul energetic al planetei și al climei acesta. Gazele cu efect de seră influențează de asemenea producerea și distrugerea ozonului stratosferic, afectează cele mai multe procese biologice și ca urmare au un rol important în procesele din sistemul climatic.

Clima a fost definită, destul de simplu, ca o “medie a vremii” iar sistemul climatic a fost definit în deceniul opt al secolului XX. În 1975 Organizația Mondială a Meteorologiei (OMM) a definit sistemul climatic ca fiind sistemul de mediu compus din 5 subsisteme: *Atmosfera (A)*, *Hidrosfera (H)*, *Criosfera (C)*, *Litosfera (L)*, *Biosfera (B)*.

Studiile climatologice au evoluat, demonstrând că sistemul climatic este un sistem dinamic, a cărui evoluție este controlată de principiile fizicii dar și al chimiei, dacă avem în vedere schimbările care se produc în prezent în compoziția chimică a atmosferei.

Așadar, concepțele climatologice trebuie să construite în cadrul fizicii și chimiei, pentru a obține o explicare și o interpretare cât mai corectă a proceselor care au loc în sistemul climatic, analiza acestora fiind apoi completată cu ajutorul *metodelor statistice* aplicate fie asupra datelor de observație fie a datelor rezultante din simulările cu modelele climatice. Modelele climatice își propun nu numai să completeze înțelegerea proceselor ce produc modificări climatice dar să furnizeze și posibilități de anticipare a acestor modificări.

Temperatura și precipitațiile sunt elementele cheie în caracterizarea *climei*. Informațiile despre *variabilitatea spațială și temporală, detectarea schimbărilor* în evoluția elementelor climatice precum și stabilirea *cauzelor* care au provocat aceste modificări, prezintă un interes deosebit atât din punct de vedere științific, cât și din punct de vedere practic.

Clima, reprezintă starea medie multianuală a vremii dintr-o regiune geografică oarecare, care ia naștere în urma interacțiilor dintre factorii radiativi, fizico-geografici, dinamici, sub influența tot mai accentuată a activității umane. Evoluția climei în raport cu perioada standard de 30 de ani definește *variabilitatea climatică*.

Variabilitatea climatică conține o componentă internă și una externă. Componenta internă denumită și *variabilitate liberă sau naturală*, apare ca urmare a instabilităților interne și a interacțiunilor dintre sub sistemele ce alcătuiesc sistemul climatic (de exemplu interacțiunea ocean-atmosferă). Componenta externă denumită și *variație climatică forțată* este cauzată de schimbări în: *radiația solară, parametrii orbitali ai Pământului, viteza de rotație a Pământului, fluxurile geotermice*, precum și variații ale *compoziției atmosferei* ca urmare a erupțiilor vulcanice și activității umane. Datorită acțiunii acestor cauze (interne și externe sistemului climatic) clima este într-o continuă modificare, într-o continuă evoluție.

În studiile climatice două probleme sunt importante: (i) *detectarea schimbărilor climatice*; (ii) *stabilirea cauzelor* care au generat schimbările climatice.

Detectarea schimbărilor climatice a apărut ca o consecință a faptului că fiecare „semnal” de schimbare climatică datorat influențelor antropice se suprapune peste variabilitatea climatică naturală (sau „*zgomot*” în termeni climatice), putând astfel masca parțial sau total evoluția naturală a climei. *Detectarea unei schimbări*, prin utilizarea unor metode statistice, presupune că schimbarea în parametrii climatici să fie semnificativă din punct de vedere statistic.

Stabilirea cauzelor care au generat schimbările în evoluția principalelor elemente climatice, presupune de fapt stabilirea unei relații cauză–efect.

Problematica detectării cu precizie a cauzelor care au produs schimbări semnificative în evoluția climei este destul de delicată, influența antropogenă suprapunându-se peste variabilitatea climatică naturală. Studiile climatice au evidențiat faptul că temperatura medie a aerului la nivelul emisferei nordice a crescut semnificativ ($0,6^{\circ}\text{C}$ conform IPCC, 1997) în ultimul secol încălzirea fiind mai pronunțată în două perioade: 1920–1940 respectiv 1970–1980. Încălzirea din prima perioadă a fost semnificativă în special în jurul anului 1920, la latitudini medii și înalte (mai pronunțată în partea Nord Atlantică și în Europa) și în special în anotimpul de iarnă, fiind interpretată pentru început ca o caracteristică a „încălzirii datorate efectului de seră” (Fu și alții, 1999). Alte studii au interpretat însă această încălzire analizând schimbările în circulația

atmosferică cum ar fi modificări în fluxul meridianal de căldură și o intensificare a vânturilor de vest (Rogers, 1985) sau prin influența unui tip de oscilație din atmosferă, *oscilația nord atlantică (NAO)*. Influенțe similare, în special a *oscilației nord atlantice*, a modului *est-european* precum și a *fenomenului de blocaj atmosferic* au fost evidențiate și în câmpul de precipitații din zona europeană.

Studii de acest tip au fost efectuate la diferite scări spațiale și temporale atât în câmpul temperaturii cât și al precipitațiilor, începând de la scară emisferică până la scară locală. Astfel, studiile efectuate de Jones, (1986), Wallace (1996), Kapala (1998), prezintă variabilitatea temperaturii aerului din emisfera nordică, analizând serii seculare de date și respectiv influența asupra temperaturii a principaliilor centri de acțiune din Atlantic. Influența principalelor moduri de oscilație, *oscilația nord atlantică*, *oscilația scandinavică*, *blocajul atmosferic*, asupra precipitațiilor de iarnă din Europa a fost evidențiată într-o mulțime de studii (Hurrell 1995, Wibig, 1999). Pentru România, influența NAO asupra condițiilor de iarnă a fost evidențiată de Bojariu și Paliu (2001), Tomozeiu și alții (2003), Stefan și alții (2004).

10.2. COMPOENȚELE SISTEMULUI CLIMATIC

Atmosfera terestră este centrul unui ansamblu de procese și fenomene care se produc permanent pe seama fluxului de energie radiantă de la soare, într-o strânsă interdependentă cu procesele fizice de la nivelul suprafeței oceanice și continentale. Rezultanta valorilor tuturor elementelor fizice din atmosferă la un moment dat sau într-o anumită perioadă de timp, reprezintă *vremea*. Problemele climatice se disting de cele meteorologice prin neglijarea fluctuațiilor zilnice ale stării atmosferei și includerea în studiul climei a diferențelor abateri statistice obținute prin medierea unor ansamble sau secvențe de stări instantanee.

Pentru înțelegerea mecanismelor și proceselor fizice responsabile de evoluția climei este necesar în primul rând să avem o imagine clară a trăsăturilor caracteristice ale structurii și comportamentului sistemului climatic. *Atmosfera*, (A) ca sistem termohidrodinamic, nu poate fi studiată separat de sistemele alăturate precum: *hidrosfera* (H), *criosfera* (C), *litosfera* (L) și *biosfera* (B). Deși aceste sisteme sunt foarte diferite în compoziție, proprietăți fizice, structură și evoluție, sunt legate între ele prin fluxuri de masă, energie și impuls, formând astfel un sistem comun denumit aşa cum am precizat anterior, *sistemul climatic* (S). Acest sistem este deosebit de complex datorită interacțiilor neliniare dintre componentele sale:

$$S = A \cup H \cup C \cup L \cup B$$

10.1

Sistemul climatic ca un întreg, este presupus a fi un sistem deschis pentru energie dar închis pentru schimbul de masă cu spațiul cosmic. Atmosfera, hidrosfera, criosfera și litosfera acționează ca un *sistem în cascadă*, legate fiind prin procese fizice complexe care implică existența unor fluxuri de energie impuls și materie prin frontierele lor, generând numeroase procese de feedback.

Ciclul hidrologic este un exemplu de sistem cascadă. El descrie circulația apei de la ocean către atmosferă și înapoi către ocean sau de la suprafața terestră către ocean și apoi din nou către uscat și zonele subterane.

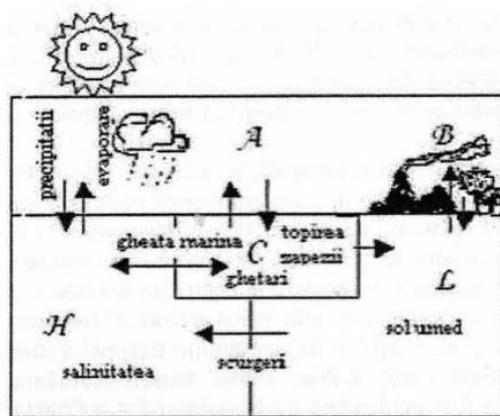


Fig 10.1. Componentele sistemului climatic (după Peixoto și Oort, 1992)

La scară globală există patru mari rezervoare de apă: oceanele, gheata polară, apa terestră și apa atmosferică. Apa oceanelor se evaporă sub influența radiației solare, vaporii de apă fiind transportați prin circulația atmosferică către uscat, unde se pot transforma în precipitații, fluxul de apă lichidă rezultat se întoarce apoi către oceane sub influența gravitației. Există astfel, două mari surse de energie implicate în ciclul hidrologic: gravitația și radiația solară. Energia solară este însă cel mai important input al ciclului hidrologic, în timp ce gravitația determină acumularea apei în oceane.

Componentele sistemului climatic sunt *sisteme termo-hidrodinamice, eterogene caracterizate de compozitia lor chimică, starea lor termodinamică și mecanică*. Starea termodinamică este specificată în general de variabilele intensive (temperatura, presiunea, umiditatea specifică, energie internă, densitate, salinitate) în timp ce starea mecanică este definită de variabilele care caracterizează mișcarea (forță, viteza).

Scara de timp estimată pentru diferitele componente ale sistemului climatic variază foarte mult de la un subsistem la altul și chiar în cadrul același subsistem. De exemplu, scara de timp a stratului limită atmosferic variază de la câteva minute până la ore, pentru atmosfera liberă de la săptămâni până la luni, pentru apa de adâncime a oceanelor de la săptămâni la ani. Datorită complexității sistemului climatic intern și având la bază timpul de răspuns diferit al componentelor acestuia, s-a convenit să se considere o ierarhie a sub sistemelor sistemului climatic. Astfel primul loc îl ocupă sistemele cu răspuns scurt, toate celelalte componente fiind considerate a fi parte a sistemului extern. De exemplu, pentru scări de timp de ore până la săptămâni, atmosfera poate fi privită ca fiind unicul component intern al sistemului climatic ($S \equiv A$), cu oceanele, masa de gheăță, suprafața uscatului, biosfera, tratate ca forcinguri externe (sau ca și componente exterioare). Pentru scări de timp de la luni până la secole, sistemul climatic intern include atmosfera și oceanul ($S \equiv A \cup O$). Pentru studiul variabilității climatice cu scări de timp mai mari de secole, întreaga criosferă și biosferă trebuie să fie incluse în sistemul intern $S = A \cup O \cup C \cup B$, considerând influența litoferei ca un forcing extern. Așadar, întregul sistem climatic trebuie privit într-o continuă schimbare, interacțiunile neliniare între subsisteme tinzând să apară la diferite scări de timp și spațiu.

Atmosfera, componenta de bază a sistemului climatic, este comparată cu o peliculă alcătuită dintr-un amestec de gaze distribuite aproape uniform de-a lungul suprafeței Pământului. În înălțime, mai mult de 99% din masa atmosferei este distribuită până la o altitudine de 30 km, în timp ce dimensiunile orizontale ale atmosferei sunt reprezentate de distanța dintre cei doi poli, care este aproximativ de 20000 km. Grosimea atmosferei este diferită în jurul Pământului sub influența mișcării de rotație, ea transformându-se elipsoidal, fiind mai mare la ecuator și mai mică la poli. În același timp atmosfera este supusă atracției exercitate de Soare și Lună care determină mișcările mărețe (flux și reflux).

Atmosfera poate fi împărțită în numeroase straturi, care diferă în funcție de: compoziție, temperatură, stabilitate. Pornind de la suprafața Pământului, principalul strat este troposfera, urmat de stratosferă, mezosferă și termosferă, acestea fiind straturi separate prin zone de tranziție, cu grosimi variabile numite tropopauză, stratopauză, mezopauză respectiv termopauză (Capitolul I). Concentrația de azot, oxigen, gaze inerte, este practic constantă până la mezopauză, vaporii de apă fiind predominantî în troposferă joasă în timp ce ozonul atmosferic se găsește în stratosferă mijlocie. Compoziția atmosferei este însă modificată de prezența diferențelor substanțe în suspensie cum ar fi: apa în stare lichidă și solidă, particule de aerosol, praf, particule vulcanice.

Hidrosfera (H), o altă componentă importantă a sistemului climatic conține toată cantitatea de apă aflată în faza lichidă, distribuită pe suprafața Pământului. Aceasta include oceanele, măurile, lacurile, râurile și apa subterană. Pentru studiile climatice, cea mai importantă componentă o constituie însă oceanele. Acestea acoperă aproape 2/3 din suprafața Pământului, astfel încât, cea mai mare parte a radiației solare atinge suprafața oceanelor și este absorbită de acestea. Datorită masei și a căldurii specifice mari, oceanele constituie un enorm rezervor de energie stocată. Energia absorbită de oceane conduce la mici schimbări în temperatura de la suprafața apei comparativ cu schimbările care ar apărea la suprafața uscatului, astfel încât oceanele reacționează ca "reglatoare termice".

Deoarece, oceanele sunt mult mai dense decât atmosfera, ele reprezintă de asemenea și inerție mecanică mai mare și o stratificare mai pronunțată decât atmosfera. Partea superioară a oceanelor (aproximativ 100 m) este cea mai activă, circulația oceanică fiind însă mai puțin intensă decât cea atmosferică. La scară mică, turbulența oceanică este mult mai pronunțată decât în atmosferă. Timpul de răspuns al oceanelor la acțiunea factorilor externi, variază de la săptămâni sau luni în stratul de suprafață până la sezoane (la câteva sute de metri adâncime) și chiar la secole sau milenii în oceanele adânci. Curenții oceanici au un rol deosebit de important în transportul căldurii stocate din regiunile intertropicale către cele de la latitudini medii și înalte. Atmosfera și oceanele sunt puternic cuplate, interacția ocean-atmosferă manifestându-se prin schimbul de energie, impuls, care se realizează la interfața ocean-atmosferă. Reducerea salinității oceanelor în zonele cheie ale circulației termohalnice (sudul Groenlandei, Atlanticul de sud-zona circum polară) ar putea avea un efect deosebit asupra climei după ultimele cercetări. În prezent, transportul vaporilor de apă peste istmul Americii Centrale contribuie semnificativ la menținerea unei salinități mai mari în Atlanticul de Nord. Lacurile, râurile și apele subterane influențează clima la scară regională și locală.

Criosfera (C) cuprinde masa de zăpadă și gheață de la suprafața pământului (permafrostul), inclusiv și câmpurile de gheață ale Groenlandei și Antarcticii. Criosfera reprezintă cel mai mare rezervor de apă de la suprafața Pământului, dar importanța sa în-

cadrul sistemului climatic rezultă din albedoul ridicat și conductivitatea termică scăzută. Schimbarea sezonieră a stratului de zăpadă și gheăță conduce la variații intra-anuale și interanuale în bilanțul energetic al regiunilor continentale și în stratul de suprafață al oceanelor. Câmpurile continentale de gheăță nu variază suficient de repede pentru a influența clima sezonier sau anual, dar joacă un rol important în schimbările climatice la scări de timp mari (zeci sau mii de ani). Cele mai extinse zone înghețate din emisfera sudică acoperă 6% din suprafața oceanică totală. Fluctuațiile în extinderea gheții în Antarctica ar putea afecta climatul global. Budiko(1966) afirma că o creștere a temperaturii de 4°C în Antarctica ar determina dispariția ghetarului în câțiva ani, determinând astfel modificări ale climei din emisfera nordică.

Litosfera (L) include continentele a căror topografie influențează mișcările aerului. Litosfera are cel mai lung timp de răspuns dintre toate componentele sistemului climatic; între atmosferă și litosferă există o puternică interacție prin transferul de masă, moment cinetic, căldura sen și bilă precum și disipare de energie cinetică.

Transferul de masă apare în general sub forma de vaporii de apă, ploaie și zăpadă, praf, gaze sulfuroase care condensează în troposferă formând aerosolul, acesta având un rol deosebit de important în bilanțul radiativ al atmosferei.

Biosfera (B) cuprinde vegetația terestră, fauna continentală precum și flora și fauna oceanelor. Vegetația modifică rugozitatea suprafeței, albedoului, evaporarea. Mai mult, biosfera influențează ciclul dioxidului de carbon din atmosferă și oceane, contribuind astfel la variabilitatea climatică.

10.3. ECUAȚIILE DE BAZĂ ALE SISTEMULUI CLIMATIC

Factorii externi sistemului climatic, mărimele termo-hidrodinamice care caracterizează clima (temperatura, densitatea, viteza, umezeala, salinitatea) sunt legate între ele printr-un set de legi fizice care se exprimă cu ajutorul unor ecuații. Aceste ecuații sunt bazate pe principiile generale de conservare a: *masei, energiei și impulsului*. Legile fizice împreună cu cele chimice care descriu compoziția componentelor sistemului climatic constituie bazele teoretice fundamentale pentru studierea climei. Ecuațiile care guvernează dinamica tridimensională a climatului sunt neliniare, orice schimbare a unei variabile indicând schimbări în evoluția celorlalte variabile.

Sistemul de ecuații diferențiale cuplate, este un sistem închis și poate fi rezolvat dacă se cunosc condițiile inițiale și cele la limită. Procesele climatice sunt foarte complicate unele dintre ele nefiind bine definite, implicând mecanisme de feedback care nu sunt întotdeauna cunoscute. Aceste dificultăți au condus la introducerea unor simplificări (selectarea proceselor de interes) și parametrizări în scopul studierii climei.

Așadar, sistemul ecuațiilor fundamentale conține în general: *ecuațile de mișcare, ecuația energiei termodinamicii, ecuația de conservare a masei și ecuația de stare*. Ecuații similare pot fi aplicate și pentru ocean, ecuația de stare fiind însă mult mai complexă decât cea pentru atmosferă. Aceste ecuații scrise într-un mod compact poartă denumirea tradițională de *sistemul complet* al ecuațiilor meteorologice. Sistemul de ecuații poate fi scris atât în formă *lagrangeană* cât și în formă *euleriană*. În cadrul sistemului *lagrangean*, volumul de control se deplasează odată cu fluidul, conținând

întotdeauna aceleași particule, în timp ce într-un sistem de referință *eulerian* volumul de control constă dintr-un paralelipiped de dimensiuni $\delta x, \delta y, \delta z$, a cărui poziție este fixată relativ la axele de coordonate (Capitolul 6).

10.3.1. Sistemul complet de ecuații în forma lagrangeană

Sistemul fundamental de ecuații din dinamica atmosferei este format din șapte ecuații de bază, care pot fi scrise în diferite sisteme de coordonate. Cel mai utilizat este însă sistemul coordonatelor sferice: (λ, ϕ, z, t) .

Sistemul complet de ecuații în coordonate sferice pentru metoda lagrangeană este format din următoarele ecuații:

1) ecuația de continuitate

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho \nabla \vec{V} \quad 10.2$$

unde ρ este densitatea iar $\vec{V} = u\vec{i} + v\vec{j} + w\vec{k}$ este viteza fluidului.

2) ecuațiile mișcării aerului

$$\frac{du}{dt} = \frac{\operatorname{tg}\phi}{a} uv - \frac{uw}{a} + fv - f'w - \frac{1}{\rho a \cos\phi} \frac{\partial p}{\partial \lambda} + f_\lambda \quad 10.3$$

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{\operatorname{tg}\phi}{a} u^2 - \frac{vw}{a} - fu - \frac{1}{\rho a \partial\phi} \frac{\partial p}{\partial \phi} + f_\phi \quad 10.4$$

$$\frac{dw}{dt} = \frac{u^2}{a} + \frac{v^2}{a} + f'u - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g + f_z \quad 10.5$$

unde a este raza medie a Pământului, $f = 2\Omega \sin \phi$ este parametrul Coriolis, $f' = 2\Omega \cos \phi$ iar g este accelerata gravitațională. f_λ, f_ϕ, f_z reprezintă forțele de frecare pe direcție zonală, meridianală și respectiv verticală.

3) ecuația de conservare a energiei

$$c_p \frac{dT}{dt} = \dot{Q} - \alpha \frac{dp}{dt}; \quad c_p \frac{dT}{dt} + \alpha \frac{dp}{dt} = \dot{Q} \quad 10.6$$

unde c_p este căldura specifică la presiune constantă, $\alpha = 1/\rho$ este volumul specific iar \dot{Q} este căldura schimbată de particula de fluid cu mediul exterior în unitatea de timp.

4) ecuația de conservare a umidității

$$\frac{dq}{dt} = s(q) + D \quad 10.7$$

unde q este umiditatea specifică, $s(q)$ reprezintă pierderile și sursele de vaporii de apă din interiorul particulei de fluid considerate iar $D = -\alpha \operatorname{div} \vec{J}_q^D$ ia în considerare transportul prin difuzie moleculară și turbulentă a vaporilor de apă.

5) ecuația de stare

$$p = R\rho T(1 + 0,61q) \quad 10.8$$

unde R este constant aerului uscat (constanta universală a gazelor împărtită la masa molară a aerului uscat).

10.3.2. Sistemul complet de ecuații în forma euleriană

Ecuatiile sistemului complet prezentate mai sus, pot fi transformate în forma euleriană, pornind de la expresia derivatei totale a unei mărimi oarecare A :

$$\frac{dA}{dt} = \frac{\partial A}{\partial t} + \vec{V} \nabla A$$

înmulțind cu densitatea ρ și având în vedere ecuația de continuitate rezultă:

$$\frac{dA}{dt} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial(\rho A)}{\partial t} + \frac{1}{\rho} \nabla(\rho A \vec{V}) \quad (10.9)$$

Dacă se consideră $A = u, v, w, T$ sau q , cu ajutorul relației (10.9) și a ecuațiilor (10.2–10.8) se obține sistemul complet de ecuații în forma euleriană.

1) ecuația de continuitate

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla(\rho \vec{V}) \quad (10.10)$$

2) ecuațiile de mișcare

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \nabla(\rho u \vec{V}) - \frac{tg\phi}{a} uv - \frac{uw}{a} + fv - f'w - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{a \cos \phi \partial \lambda} + f_\lambda \quad (10.11)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial(\rho v)}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \nabla(\rho v \vec{V}) - \frac{tg\phi}{a} u^2 - \frac{vw}{a} - fu - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{a \partial \phi} + f_\phi \quad (10.12)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial(\rho w)}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \nabla(\rho w \vec{V}) + \frac{u^2}{a} + \frac{v^2}{a} + f'u - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g + f_z \quad (10.13)$$

3) ecuația de conservare a energiei

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial(\rho T)}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \nabla(\rho T \vec{V}) + \frac{\dot{Q}}{c_p} + k \frac{T}{p} \frac{dp}{dt} \quad (10.14)$$

unde k este exponentul adiabatic, $\frac{c_p}{c_v}$.

4) ecuația de conservare a umidității

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial(\rho q)}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \nabla(\rho T q) + (E - C) + D \quad 10.15$$

unde E reprezintă viteza de evaporare iar C viteza de condensare.

5) ecuația de stare

$$p = R(1 + 0,61q)$$

10.16

Ecuațiile scrise în forma lagrangeană 10.2–10.8 respectiv cele în forma euleriană, ecuațiile 10.10–10.15, se numesc *ecuații prognostice* deoarece ele exprimă derivele în raport cu timpul ale variabilelor, iar ultima ecuație este o *ecuație diagnostică*.

Aceste ecuații formează un sistem închis, cu condiția ca Q și F să fie funcții cunoscute de variabile independente. Cunoscând condițiile la limită și condițiile inițiale se poate determina starea și evoluția stării atmosferei. Prin condițiile la limită se vor specifica interacțiunile mecanice sau termice dintre atmosferă și celelalte sub sisteme ale sistemului climatic. Trebuie menționat faptul că este de asemenea necesară cunoașterea unor parametrii ai sistemului cum ar fi viteza de rotație a Pământului, parametrii orbitei terestre, compoziția chimică, gravitația, etc.

Ecuațiile prezentate mai sus sunt deduse pentru atmosferă, ele pot fi însă adaptate și pentru celelalte componente ale sistemului climatic. Utilizarea lor în modele climatice necesită definirea sistemului de coordonate. În general, coordonatele orizontale sunt reprezentate prin x și y , coordonata verticală putând fi: presiunea p , temperatura potențială θ , sau coordonata sigma $\sigma = p(x, y, z, t)/p_s(x, y, t)$ unde $p_s(x, y, z, t)$ este presiunea din punctul x, y, z de la momentul t iar $p_s(x, y, z)$ este presiunea de la suprafață din punctul x, y de la momentul t . Având în vedere neliniaritatea ecuațiilor care descriu sistemul climatic rezolvarea acestora implică utilizarea metodelor numerice.

Ecuațiile diferențiale trebuie deci înlocuite prin ecuații în diferențe finite sau rezolvate prin metoda spectrală. Ecuațiile primitive au soluții corespunzătoare mișcărilor de la toate scările spațiale și temporale, de la undele sonore și de gravitație până la undele de la scară planetară. O parte dintre aceste mișcări nu influențează esențial dinamica climatului și pot induce zgomote în procesul de integrare al ecuațiilor, dacă procedele reale de amplitudine mai mică. Astfel de mișcări trebuie filtrate. De exemplu undele de gravitație pot fi filtrate impunând condiția de echilibru hidrostatic iar cele sonore impunând condiția de incompresibilitate a fluidului atmosferic. Aceste două aproximări sunt incluse în sistemul cvasigeostrofic de ecuații.

Utilizarea metodelor numerice dă naștere la alte probleme de ordin strict matematic, cum ar fi convergența soluțiilor și stabilitatea acestor soluții. De exemplu, dacă se utilizează diferențele finite trebuie să se înlocuiască variabilele continue x, y, z și t prin variabile discrete x_i, y_j, z_k și t_l , $I = 1, 2, \dots, J$, $k = 1, 2, \dots, L$. Rezolutia de calcul este dată de creșterile $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ și Δt care trebuie fixate în raport cu problema studiată.

În cazul atmosferei și a oceanelor, numărul de nivele pe verticală, K , este în mod obișnuit cuprins între 10 și 30. Distanța dintre punctele de grilă pe orizontală este de obicei între 200 km și 300 km. Numărul total al punctelor de grilă al modelului este A/Δ^2 unde A este aria globului iar Δ este distanța dintre două puncte de grilă vecine. Dacă n este numărul de variabile necesar definirii stării atmosferei în fiecare punct atunci la un moment de timp dat numărul total al variabilelor este $n \times K \times a/\Delta^2$. Acest număr reprezintă numărul de grade de libertate al sistemului care se studiază.

Intervalul de timp Δt nu poate fi ales arbitrar. Alegerea sa depinde de schema numerică aleasă. Folosirea metodelor implicate pentru rezolvarea ecuațiilor presupune alegerea unui pas de timp prestabilit dar calcularea lui este mult mai complexă. Pentru a

se evita situația când soluția sistemului devine numeric instabilă, valoarea pasului de timp trebuie să fie mai mică decât o valoare care depinde de viteza celei mai rapide perturbații (unde), de dimensiunea pasului de grilă (sau a celei mai mici lungimi de undă rezolvate) și de metoda de integrare.

Pentru prognoza numerică a vremii valorile tipice ale pașilor Δx , Δy , Δz și Δt sunt: $\Delta x = 100$ km, $\Delta y = 100$ km, $\Delta t = 5$ min și Δz variind între 50 m în stratul limită și câțiva kilometrii în atmosferă liberă. Pentru studii climatice valorile tipice sunt de obicei mult mai mari din motive de economie de calcul.

Așa cum am subliniat, fenomenele care se produc în sistemul climatic se întind pe o scară spațială și temporală foarte mare. În timp ce perturbațiile care determină caracteristicile esențiale ale circulației generale ale atmosferei sunt de ordinul a 1000 km sau mai mult și durează de la zile la săptămâni, curgerile turbulente din stratul limită persistă doar câteva minute și au o scară spațială de ordinul câtorva centimetri. Mișările turbulente sunt deosebit de importante în transferul impulsului, a masei și a energiei de la interfața ocean-atmosferă sau de la interfața sol-atmosferă. Aceste mișări la scară mică pot fi tratate statistic iar efectele lor pot fi legate de condițiile medii de pe perioade mult mai mari de timp și scări spațiale mai mari utilizând teoria flux-gradient sau teoria lungimii de amestec. Aceste tehnici au fost extinse pentru a exprima efectele proceselor a căror scară spațio-temporală este mai mică decât rezoluția modelului, prin ceea ce numim *parametrizare*. Aceasta tehnică este utilizată exten și în modelarea numerică, în special în fizica modelului.

Pentru a rezolva ecuațiile unui model climatic trebuie să studiem sistemul pentru un număr discret de intervale de timp și un număr discret de puncte izolate din spațiu. Distanța minimă dintre două puncte de grilă determină scară minimă a fenomenelor care pot fi rezolvate explicit de ecuații. Procesele a căror scară spațială este mai mică decât rezoluția modelului se numesc procese de subgrid. De exemplu norii, fronturile înguste, undele de gravitație și turbulența în mod obișnuit nu sunt rezolvate de modelele climatice și reprezintă procese de subgrilă. În ciuda scărilor lor spațiale mici ele sunt foarte importante în diferitele bilanțuri și în special în transportul pe verticală a impulsului, căldurii și vaporilor de apă. Efectele lor trebuie luate în considerare în modele. De exemplu, convecția cumuliformă va influența circulația generală a atmosferei prin eliberarea căldurii latente, fluxul vertical de caldură, umezeală și impuls și prin interacțiunea cu radiația care însorêtește acest proces. Prin procedura parametrizării este posibil să descriem efectele perturbațiilor turbulente de la scară mică asupra circulației generale a atmosferei atât pe direcție orizontală cât și pe direcție verticală, utilizând scheme corespunzătoare de difuzie. Cu toate acestea, nimic nu ne asigură că această metodă reprezintă în mod corect, în model influența proceselor de subgrid asupra circulației generale a atmosferei sau a oceanelor. Rezoluția spațială, pasul de integrare în timp, tehniciile de parametrizare, cât și constantele chimice sau fizice sunt factori extrem de importanți care determină performanțele unui model climatic. Relațiile de parametrizare trebuie validate prin comparație cu datele observaționale.

Rezoluția spațială a unui model de circulație generală este limitată, din rațiuni practice, de viteza și capacitatea de memorie a calculatorului care realizează integrările numerice. Creșterea rezoluției unui model conduce nu numai la creșterea memoriei necesare dar în general necesită și reducerea pasului de timp de integrare. În consecință, timpul de calcul crește rapid cu creșterea rezoluției modelului.

10.4. VARIABILITATEA CLIMATICĂ

Complexitatea sistemului climatic face ca oamenii de știință să fie foarte precauți privind răspunsurile legate de evoluția climatului, de schimbările climatice. Orice predicție este subiectul unor mari incertitudini deoarece relațiile cauză–efect ale climatului nu sunt încă foarte bine cunoscute. Termenul de *schimbare climatică* este bine să fie folosit să descrie numai evenimente de durată multior de ani pe scara geologică de timp. Helmut Landsberg (Navarra, 1979) scria că schimbarea climatică înseamnă că „există un nou echilibru al sistemului climatic și o frecvență diferită pentru toate elementele climatice”.

O fluctuație climatică, pe de altă parte, este o condiție în care tendințele sunt frecvent inversate, adică elementele climatice pot lua valori plus sau minus față de medie.

Evoluția climei în raport cu o perioadă standard de ani definește variabilitatea climatică. Variabilitatea climatică este de frecvență înaltă și de frecvență joasă în funcție de perioada de timp considerată. *Variabilitate climatică de frecvență joasă* se referă în general la anomalii de vreme a căror durată variază de la numai 7–10 zile până la variabilitatea interanuală la o scară temporală de câțiva ani (Holton, 1996). Termenul mai este utilizat și în scopul descrierii unor anumite componente ale circulației generale care au scări de timp mai mari decât scara turboanelor tranzitorii individuale. O posibilă cauză a variabilității climatice de *frecvență joasă* este forcingul* datorat anomalialor de temperatură de la suprafața mării (SST**) care rezultă din interacțiunea coerentă dintre atmosferă și ocean. Datorită inerției mari a stratului de amestec de la suprafața oceanului astfel de anomalii tind să aibă scări temporale mult mai mari decât cele asociate variațiilor subsezoniere din atmosferă. Deși aceste anomalii de SST pot favoriza apariția anumitor tipuri de variații, se crede, totuși că variabilitatea substanțială la scări de timp subsezoniere poate apărea la latitudini mijlocii chiar în absența forcingului anormal de SST, ca rezultat al dinamicii neliniare a atmosferei. Un exemplu de variabilitate de frecvență joasă generată intern este forcingul anomalialor la scară mare datorat fluxurilor vorticității potențiale ale undelor tranzitorii de frecvență înaltă. Acest proces este important în menținerea perturbațiilor ondulatorii cva sistăionare de mare amplitudine denumite configurații de *blocaj*.

Clima terestră a variat semnificativ și continuu de la scări de timp începând de la anii perioadelor glaciare până la vârsta Pământului. Variațiile climatice ce se întind pe milioane de ani se studiază cu ajutorul paleoclimatologiei.

10.4.1. Paleoclimatul

Studiul evoluției climei în timp ne ajută să înțelegem mai bine istoria și evoluția climei Pământului. Mai mult, studiile paleoclimatice ne ajută să evidențiem proprietățile climatului, inclusiv sensibilitatea lui la factorii care produc modificările climatice și procesele care facilitează aceste modificări.

* forcingul este cuvânt din limba engleză cu semnificație de constrângere datorată unui complex de factori care acionează, de regulă, din exteriorul unui sistem.

**SST este acronimul din l. Engleză pentru temperatura la suprafața mării, folosit și în l. Română.

Paleoclimatologii studiază variațiile climatice pe bază unor date obținute din înregistrări naturale ale variabilității climatice cum ar fi: *inelele de copaci, nucleele ghețarilor, sedimentele oceanice, corali și date istorice*. Analizând înregistrările făcute pe aceste surse și pe alte surse naturale, se poate evidenția evoluția variațiilor climatice cu sute de ani în urmă.

Datele istorice conțin o cantitate însemnată de informații despre clima din trecut: observații ale stării vremii și ale condițiilor climatice se regăsesc în jurnalele marinilor, în articole din ziarurile foarte vechi și alte înregistrări scrise.

Coralii își construiesc scheletele lor foarte dure din carbonat de calciu, un mineral extras din apa mării. Carbonatul de calciu conține izotopi de oxigen și urme ale unor metale care pot fi folosite pentru a determina temperatura apei în care s-au dezvoltat coralii. Aceste înregistrări ale temperaturii pot fi apoi folosite pentru a reconstrui climatul în care au crescut coralii.

**Tabel 10.1
Timpul geologic (după Navarra, 1979)**

Erele	Perioadele	Epociile	Începutul perioadei– Începutul erei (a(ani care preced prezentul)
Neozoic	Cuaternar	Holocen Pleistocen Pliocen Miocen Eocen Paleocen	2.000.000
	Terțiar		65.000.000 65.000.000
Mezozoic	Cretacic		136.000.000
	Jurasic		190.000.000
	Triasic		225.000.000 225.000.000
Paleozoic	Permian		280.000.000
	Carbonifer		345.000.000
	Devonian		395.000.000
	și lurian		435.000.000
	Ordovician		500.000.000
	Cambrian		570.000.000 570.000.000
Proterozoic (viața primitivă)			1.500.000.000
Arhaic (începerea vieții)			3.000.000.000
Azoic (înainte de viață)			4.700.000.000

Deoarece creșterea copacilor este influențată de condițiile de climă, în regiunile temperate unde există un sezon de creștere distinct, copacii produc în general un inel pe an și înregistrează astfel condițiile climatice.

Timpul geologic se împarte în 6 categorii principale (Tabelul 10.1): *Azoic, Arhaic, Proterozoic, Paleozoic, Mezozoic și Neozoic*. Istoria climatului Pământului pe o perioadă de 4,7 miliarde de ani este realizată pe baza unor dovezi fragmentate astfel încât reconstruirea climatului prezintă unele elemente nesigure. De exemplu, discrepanța cronologică a evenimentelor corespunzătoare erei Paleozoice poate fi de circa 100 de milioane de ani. Dovezile existente sunt suficiente, totuși, pentru a arăta că istoria climatului este o succesiune de ere glaciare și ere calde (interglaciare).

Extinderea mare a ghețarilor în Proterozoic indică faptul că Pământul a trecut prin una dintre cele mai mari epoci glaciare acum circa 1,3 miliarde de ani.

Informații geologice din Paleozoic (circa 520 milioane de ani) indică de asemenea o puternică eră glaciară în acea perioadă. Această eră glaciară a fost urmată la începutul Paleozoicului atât în Europa cât și în America de Nord de un climat cald și foarte uscat, chiar și la latitudinile înalte.

În emisfera sudică, în această perioadă, există dovezi ale unei glaciații. Ca urmare, condițiile climatice din emisfera nordică par a fi în opozitie de fază cu condițiile climatice din emisfera sudică, mai ales în perioada Paleozoică.

Perioada Tertiäră este prima perioadă din era Neozoic. Din această perioadă există mult mai multe dovezi, deoarece fosilele plantelor și animalelor pot fi comparate direct cu formele de viață din prezent. Începutul perioadei terțiare a fost mult mai cald, în toate regiunile de pe glob, decât este în prezent. Apoi, în timpul perioadei terțiare a avut loc un proces de răcire treptată. Procesul gradat de răcire a apropiat condițiile climatice din perioada terțiäră de condițiile din prezent.

Perioada este caracterizată de perioade glaciare. Cei mai importanți centri ai glaciațiilor din Europa au fost Scandinavia și Alpii.

Epoca Pleistocenă, prima din Cuaternar este epoca în care au avut loc erele glaciare. Centrii glaciației pleistocene au fost localizați în Spitzbergen, Islanda, Irlanda, Scoția și nordul Angliei, Pirinei, Caucaz, Himalaya, munții din Asia Centrală, Alaska, Munții Stancoși, Noua Guineea, sud-estul Australiei și Noua Zeelandă. Straturile de gheăță din prezent sunt rămășițe ale glaciației ce a avut loc în Pleistocen. Aproximativ o zecime din suprafața Pământului a fost acoperită de gheăță în timpul epocii Pleistocene. Epoca Holocenă a doua parte a perioadei Cuaternare se întinde pe ultimii 15.000 de ani și este considerată ca fiind o epocă post-glaciară fiind marcată de o alternanță a climatului fie ploios, fie secetos.

De exemplu au fost perioade secetoase din 2200 până în 1900 î.C., din 1200 până în 1000 î.C., și apoi din 700 până în 500 î.C. De la începutul erei Creștine există înregistrări mai multe și mai bune, care pun în evidență fluctuațiile climatice.

În primii 500 de ani ai erei Creștine, climatul a fost într-o oarecare măsură mai ploios decât în prezent, mai ales în Africa de nord-est. Apoi, între 500–700 d.C. s-a înregistrat o perioadă de secetă, astfel că în Marea Caspică nivelul apei a fost mult mai mic decât nivelul actual. Din 800 până în 1250 d.C. a avut loc o creștere a cantității de precipitații, având loc inundații în lungul Coastei Angliei și a Olandei, către sfârșitul acestei perioade. Perioada cuprinsă între 1540 și 1890 d.C. este cunoscută sub numele de *Mica Era Glaciарă*, deoarece ghețarii au avansat în acest timp. De la sfârșitul secolului 19 a avut loc o retragere a ghețarilor, aceștia având tendință să se micșoreze.

Printre cele mai importante și mai interesante tehnici de analiză a istoriei climatului Pământului, pe o scară de sute până la milioane de ani, sunt: *studiu sedimentelor de pe fundul oceanului și analiza izotopilor de oxigen*. Ambele metode sunt dezvoltate recent și sunt folosite pentru a reconstrui temperaturile din trecut și sunt corelate.

Deși sedimentele de pe fundul oceanului sunt de diferite feluri, majoritatea conține rămășițe ale unor organisme care au trăit odată în apropierea suprafeței oceanului (interfața ocean-atmosferă). Când astfel de organisme din apropierea suprafeței oceanului mor, fosilele lor se depun ușor pe fundul oceanului fiind foarte utile pentru înregistrările ce se fac acolo. Un motiv pentru care aceste sedimente sunt foarte utile pentru studiul modificărilor climatice la nivel global este faptul că numărul și tipurile organismelor care trăiesc în apropierea suprafeței oceanului se modifică cu modificarea condițiilor climatice.

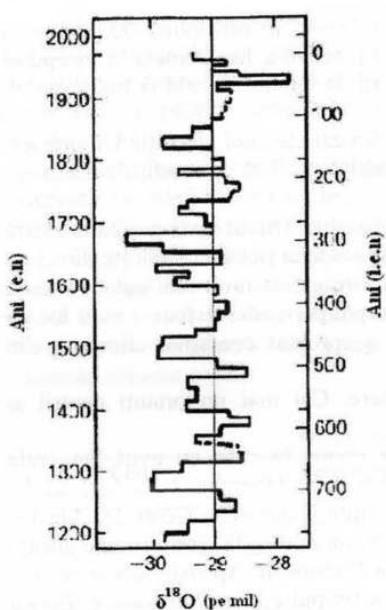


Fig. 10.2. Variațiile temperaturii cum reies din raportul $^{18}\text{O} / ^{16}\text{O}$ în ghețarul Groenlandei.

O descreștere în conținutul ^{18}O -ului de 1 la un milion corespunde la o scădere de $1,5^\circ\text{C}$ în temperatură aerului (după Lutgens, F. K., Tarbuck E. J., 1986)

zăpadă din Groenlanda, au putut să reproducă o înregistrare a modificărilor temperaturilor din trecut (Fig. 10.2).

Există o mulțime de alte metode care au fost folosite pentru a cunoaște climatul din trecut dintre care de menționat analiza solului (paleosol) sau vegetației pentru istoria climatului local.

10.4.2. Cauzele externe ale variabilității climatice

Variabilitatea climatică poate fi exprimată cu ajutorul a două moduri de bază: *variațiile forțate* care reprezintă răspunsul sistemului climatic la schimbările în forcingul extern și *variațiile libere* datorate instabilității interne și a proceselor de feedback. Schimbările în factorii externi care afectează sistemul climatic dar care nu sunt influențate de variabilele climatice constituie ceea ce se poate numi *cauzele externe ale schimbărilor climatice* în timp ce acele schimbări care se referă la interacțiunile neliniare dintre sistemele interne constituie *cauzele interne*. Deosebirile dintre aceste două tipuri de variații nu este întotdeauna foarte clară.

Analiza izotopilor de oxigen se bazează pe o măsurare precisă a raportului dintre doi izotopi: ^{16}O , cel mai comun, și ^{18}O . Deoarece izotopul ^{16}O este mai ușor și se evaporă mai repede din ocean, precipitațiile sunt bogate în ^{16}O . Acest fapt face ca în apa oceanului să rămână o concentrație mai mare de ^{18}O care este un izotop mai greu. Astfel în timpul perioadelor când ghețarii se extind concentrația de ^{18}O din apă crește, iar în timpul perioadelor calde interglaciare, când ghețarii se retrag foarte mult, cantitatea de ^{18}O în raport cu cantitatea de ^{16}O scade. Deoarece, carapacele unor microorganisme conțin carbonat de calciu (CaCO_3), raportul $^{18}\text{O} / ^{16}\text{O}$ este reflectat în compoziția acestor carapace. Perioadele de activitate glaciară pot fi determinate din variațiile raportului izotopilor de oxigen.

Metoda ce folosește raportul $^{18}\text{O} / ^{16}\text{O}$, este aplicată și pentru a studia nucleele straturilor de gheăță, așa cum este cel care acoperă Groenlanda. O cantitate mai mare de ^{18}O se evaporă din ocean când temperaturile sunt ridicate și o cantitate mai mică se evaporă când temperaturile sunt scăzute. Astfel izotopul mai greu este mult mai abundant în cantitatea de precipitații din perioadele interglaciare și mai puțin abundant în timpul perioadelor glaciare. Folosind acest principiu cercetătorii care studiază straturile de gheăță și de

Cauzele externe cuprind variații în forcingul astronomic și terestru.

- a) *Factorii astronomici* includ schimbări în: i) intensitatea radiației solare; ii) parametrii orbitali ai Pământului; iii) viteza de rotație a Pământului.
- b) Dintre *factorii terestrii* se consideră: i) variații în compoziția atmosferei (raportul de amestec dintre CO₂, ozon, aerosol) datorate eruptiilor vulcanice și activității umane; ii) modificări ale suprafeței uscatului prin defrișări și despăduriri; iii) schimbări pe termen lung datorită factorilor tectonici ca de exemplu driftul continentelor.

Teoria astronomică se bazează pe faptul că variațiile radiației solare sunt un factor principal care controlează climatul Pământului. Această ipoteză a fost prima oară dezvoltată de astronomul Milutin Milankovitch. El a formulat un model matematic bazat pe următoarele elemente:

- Variația formei orbitei Pământului în jurul Soarelui (excentricitatea);
- Modificările unghiului de înclinație, adică modificările unghiului făcut de axa Pământului cu planul ecliptic (planul orbitei Pământului);
- Precesia, adică oscilația axei Pământului.

Variația excentricității orbitei Pământului.

Deși variațiile distanței dintre Pământ și Soare au o semnificație minoră pentru a putea înțelege fluctuațiile curente ale temperaturii sezoniere, ele joacă un rol important în producerea modificărilor climatice la nivel global, la o scară de timp de zeci până la sute de ani. Între afeliu, care are loc pe 4 iulie în Emisfera Nordică și periheliu, care are loc pe 3 ianuarie în Emisfera Nordică, există o diferență de numai 3%. Aceasta diferență mică a distanței înseamnă că Pământul recepționează aproximativ o cantitate de energie solară cu 6% mai mare în ianuarie decât în iulie. Totuși, acest fapt nu este mereu valabil. Orbita Pământului își modifică periodic formă, parametrii elipsei pe care acesta se deplasează modificându-se periodic cu o perioadă de aproximativ 100000 de ani. Forma orbitei Pământului se modifică în timpul unui ciclu, de la o elipsă mai alungită, la o formă mai circulară. Când orbita este foarte excentrică cantitatea de radiație recepționată la periheliu va fi cu 20% până la 30% mai mare decât la afeliu. Consecința este un climat mult diferit față de cel prezent. Fluxul mediu al radiației incidente este o funcție de excentricitatea orbitei terestre. O creștere a excentricității orbitei determină o scădere a fluxului mediu al radiației incidente. Valoarea actuală a excentricității Pământului este de 0,017. În ultimele cinci milioane de ani aceasta a variat între 0,000483 și 0,060791. Variația excentricității orbitei între aceste două valori extreme determină o variație a fluxului mediu al radiației incidente între +0,014% și -0,17% din valoarea actuală a radiației.

Variația inclinației orbitei Pământului.

Inclinația axei Pământului față de planul ecliptic este o cauză majoră a modificărilor sezoniere ale temperaturii. Înclinația este unghiul dintre axa de rotație a Pământului și planul eclipticii (planul în care se rotesc corpurile din sistemul solar). În prezent unghiul pe care axa Pământului îl face cu planul orbitei este de 23,5° (Capitolul 1). Totuși, acest unghi se modifică. În decursul unui ciclu, a cărei durată medie este de 41000 de ani, inclinația axei variază între 22,1° și 24,5°.

Variația oblicuității nu modifică bilanțul net al radiației incidente medii anuale. Variația acestui parametru afectează doar distribuția latitudinală a radiației incidente.

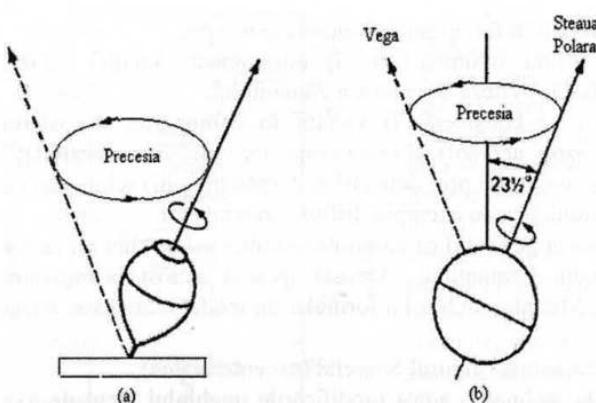


Fig. 10.3. Mișcarea de precesie a Pământului

Precesia orbitală.

Pământul oscilează când se rotește în jurul axei sale. În prezent axa Pământului este îndreptată către Steaua Polară (Steaua Nordului). În jurul anului 14.000 D.C. axa va fi îndreptată către Steaua Vega (Fig. 10.3). Orbita Pământului este o elipsă, Soarele aflându-se într-unul din focarele sale. Datorită interacțiunii gravitaționale dintre Pământ și alte planete (în principal Jupiter) periheliul (punctul cel mai apropiat de Soare al orbitei Pământului) se deplasează în spațiu.

Deoarece perioadele de precesie durează circa 26.000 de ani, Steaua Polară va fi din nou Steaua Nordului prin anul 27.000. Ca un rezultat al acestei oscilații ciclice a axei trebuie să aibă loc modificări climatice semnificative. Când axa este încinată către Vega în circa 12.000 de ani, poziția orbitală la care are loc solstițiul de iarnă și de vară se va inversa. Concomitent, emisfera nordică va avea anotimpul de iarnă la afeliu și anotimpul de vară la periheliu. Astfel, contrastul dintre sezoane va fi mai mare pentru că iernile vor fi mai reci și verile vor fi mai clăde decât în prezent. Variația poziției acestuia determină o variație a fluxului de radiație incidentă pentru care se evidențiază cu claritate două perioade și anume una de 23.000 ani și o alta de 18.000 ani.

Variația acestui parametru orbital nu determină modificarea cantității medii a radiației incidente ci doar variabilitatea sezonieră a acesteia. Toate aceste procese periodice se regăsesc în spectrul de putere prezentat în figura 10.4.

Folosind acești factori Milankovitch a calculat variațiile insolației și temperatură corespunzătoare de la suprafața Pământului din trecut, pentru a putea corela aceste modificări cu fluctuațiile climatice din epoca glaciară. Pentru a explica modificările climatice care rezultă din aceste trei variabile trebuie menționat faptul că aceste variabile cauzează o variație mică a cantității anuale a energiei solare care ajunge la suprafața Pământului.

Printre studiile recente care conferă o credibilitate mai mare teoriei astronomice se numără și studiile efectuate pe sedimentele marine. Prin analiza izotopilor de oxigen și alte analize statistice asupra unor microorganisme foarte sensibile, a fost stabilită o cronologie a

Cu cât este mai mică înlătuția, cu atât este mai mică diferența de temperatură dintre vară și iarnă. Un contrast redus între sezoane poate duce la înaintarea ghețărilor pentru că iernile ar putea fi mai calde și implicit ar cădea mai multă zăpadă deoarece capacitatea aerului de a reține umedeala ar crește odată cu creșterea temperaturii. Temperaturile din timpul verii ar fi mai scăzute și s-ar topi mai puțină zăpadă.

modificărilor de temperatură pentru ultimii 450.000 de ani. Această scară temporală a modificărilor climatice a fost apoi comparată cu calculele astronomice ale excentricității, înclinației și precesiei pentru a stabili dacă într-adevăr există o legătură între ele. S-a constatat că variațiile majore ale climatului din ultimele sute de ani au fost asociate cu modificări ale geometriei orbitei Pământului, adică ciclurile modificării climatului corespund foarte mult cu perioadele înclinației, precesiei și excentricității orbitale.

Pentru a ilustra domeniul mare de variabilitate în timp pentru atmosferă Mitchell (1976) a evaluat spectrul variantei temperaturii atmosferei din timpuri istorice. Acesta este ilustrat în figura 10.4.

Analizând figura 10.4 se observă prezența unui maxim la 3–7 zile care este asociat cu perturbațiile sinoptice, în principal cu cele de la latitudini temperate, maximul slab al spectrului de la 100–400 ani este asociat cu "mica glaciație" maximul de la aproximativ 2500 de ani este probabil datorat răcirii observate după "climatul optim". Următoarele trei maxime sunt legate probabil de variațiile astronomice ale parametrilor orbitali ai Pământului, care se presupune a fi responsabili de vîrstele ghețarilor (Milankovich, 1941): excentricitatea orbitei Pământului cu un ciclu de aproximativ 100000 ani, precesia cu un ciclu de 22000 ani, variația și oblicitatea eclipticii sau înclinarea axei cu o perioadă de 41000 ani.

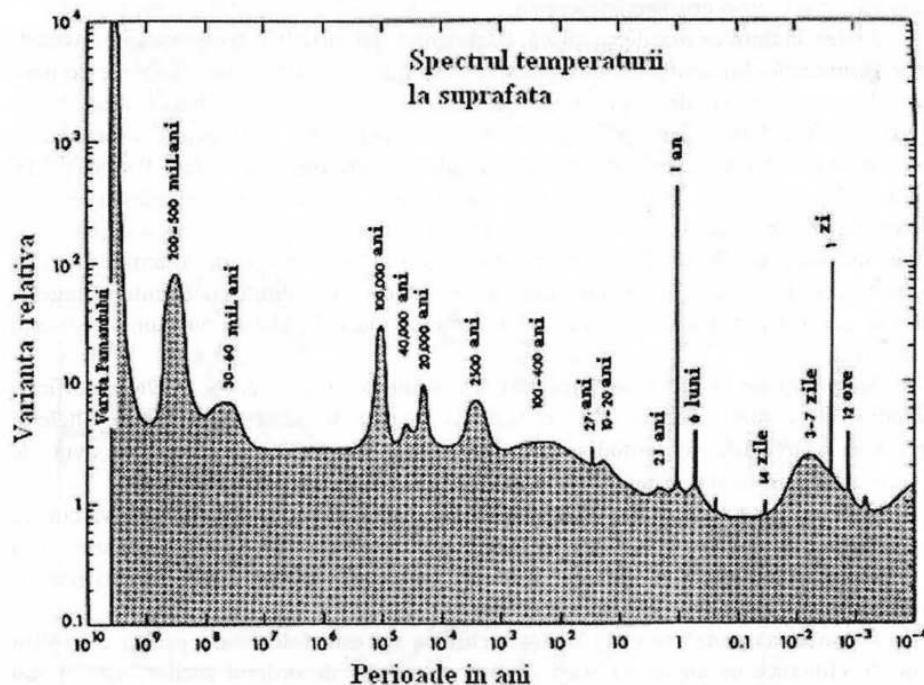


Fig 10.4. Schema idealizată a spectrului temperaturii atmosferice între 10^{-4} și 10^{10} ani (după Mitchell, 1976)

Maximele corespunzătoare celor 45 și 350 milioane de ani (Mitchell, 1976) sunt legate de glaciațiile datorate efectelor tectonice și driftului continental. Multe dintre aceste maxime nu pot fi explicate direct prin forcingul extern. Ele indică însă existența unor variabilități libere foarte puternice în interiorul sistemului. Pentru un sistem liniar variațiile externe pot conduce la o relație simplă cauză-efect; dacă forcing-ul este un proces oscilatoriu, răspunsul sistemului va avea aceeași frecvență. În realitate însă acest lucru nu se realizează, întrucât sistemul climatic este un sistem instabil, neliniar.

Teoriile care au fost propuse pentru a explica modificările climatice sunt multe și variate. Multe dintre aceste teorii au căpătat un suport științific destul de bun.

Pe lângă teoria astronomică, teoriile legate de factorii terestri se bazează pe cauzele naturale ale modificărilor climatice, adică cauze care nu au nici o legătură cu activitățile umane. Aceste cauze naturale includ modificări cauzate de deplasarea continentelor și activitățile vulcanice, cauze din categoria factorilor terestri.

Teoria plăcilor tectonice

În anii 60–70 ai secolului XX o teorie revoluționară a rezultat din geologie- *teoria plăcilor tectonice*. Această teorie susține că litosfera este alcătuită din porțiuni individuale numite plăci a căror grosime medie este de 50 de mile, care se mișcă unele față de celelalte deasupra unei zone parțial topite. Exceptând placa care cuprinde bazinul Oceanului Pacific (Fig. 10.5) celelalte plăci mari sunt alcătuite atât dintr-o crustă oceanică cât și dintr-o crustă continentală.

Astfel, în timp ce plăcile se mișcă, continentele își modifică și ele pozițiile. Această teorie furnizează climatologilor o explicație probabilă a modificărilor climatice de până acum. În prezent cercetătorii au ajuns la concluzia că regiunile care aveau caracteristici glaciare au fost grupate într-un singur "supercontinent" (Fig. 10.6) care era localizat la latitudini înalte, mult înspre sud față de pozițiile actuale, continent numit Pangaea. Mai târziu aceste zone s-au destrămat în mai multe părți, fiecare parte deplasându-se pe o placă diferită. Cea mai recentă separare a avut loc între Europa și America de Nord, în timpul ultimilor 60–70 milioane de ani, formându-se Oceanul Nord Atlantic. Oceanul Pacific a fost în trecut o întindere imensă de apă care înconjură continentul Pangaea. Datorită acestor deplasări a continentelor porțiuni mari de gheăță au ajuns în locații subtropicale.

Se presupune că în timpul deplasărilor continentelor au avut loc și alte modificări dramatice ale climatului cum ar fi schimbarea zonelor de uscat unele față de altele și deplasarea către diferite latitudini. Modificări ale circulației oceanice au avut de asemenea loc, afectând transportul de căldură și umezeală și implicit climatul.

Deoarece viteza de deplasare a plăcilor este foarte mică, de ordinul a câțiva cm/an, modificări apreciabile ale pozițiilor continentelor au loc numai pe o perioadă foarte lungă de timp. Astfel modificările climatice datorate deplasărilor continentelor sunt extrem de gradate și au loc la o scară de milioane de ani.

Din această cauză teoria plăcilor tectonice nu este folosită pentru a explica variațiile climatice ce au loc la scări de timp mai mici de ordinul zecilor, sutelor sau miilor de ani.

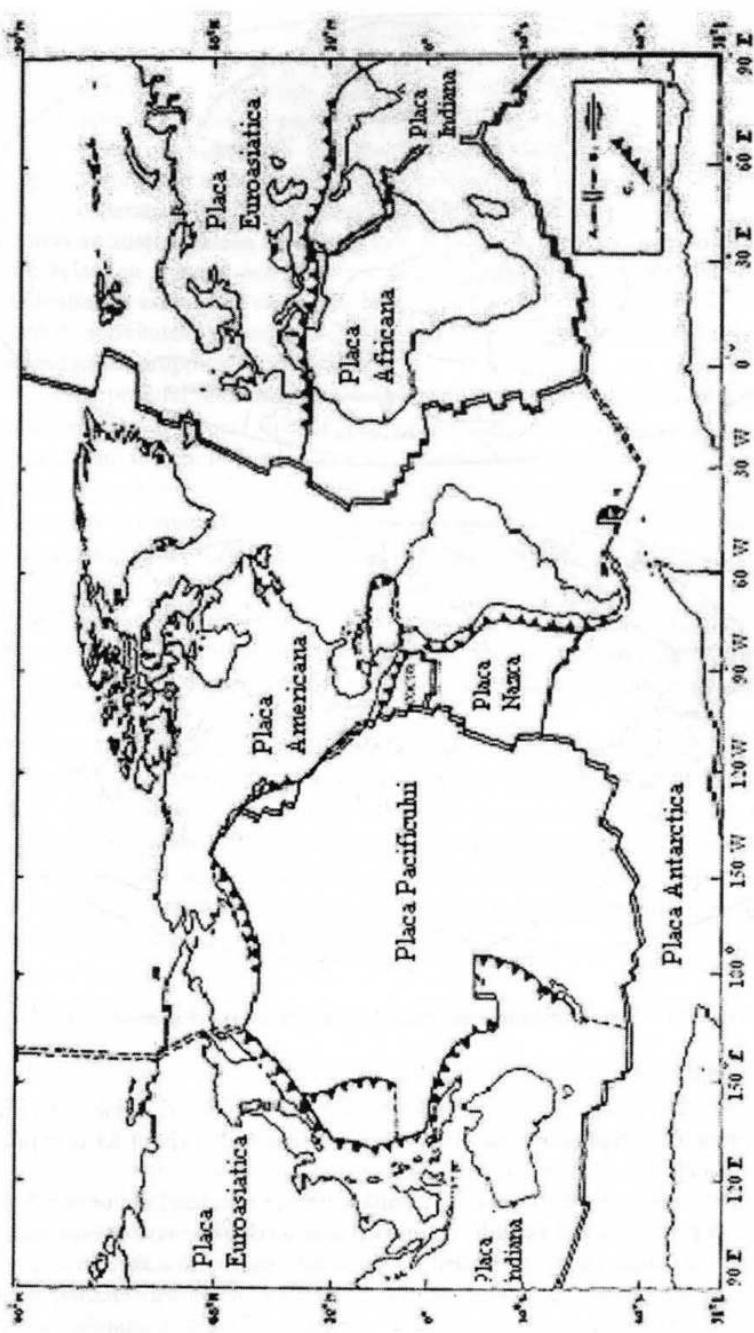


Fig. 10.5. Plăcile tectonice

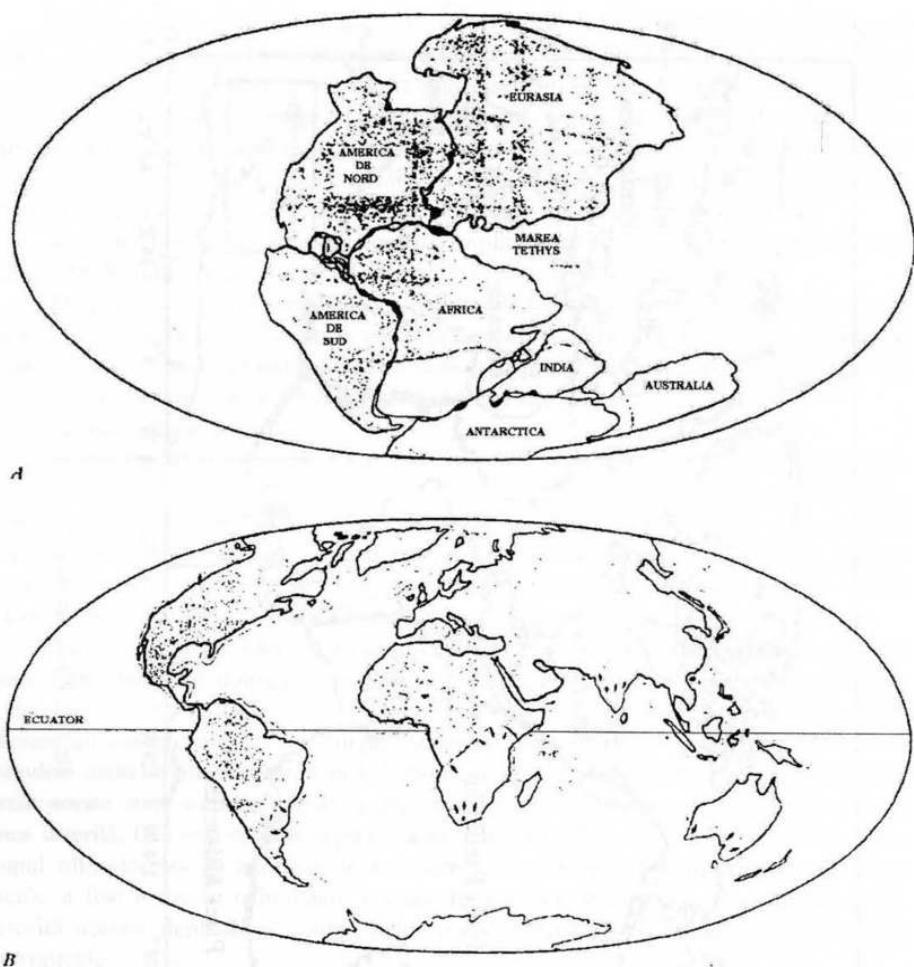


Fig. 10.6. a. Supercontinentul Pangeea; b. Forma continentelor în prezent

Teoria prafului vulcanic

Ca și teoria plăcilor tectonice, *teoria prafului vulcanic* este o teorie geologică a modificărilor climatice. Propusă cu mulți ani în urmă este încă privită ca o explicație plauzibilă pentru unele aspecte ale variabilității climatice.

Eruptiile vulcanice emit în atmosferă, cantități mari de reziduuri ale unor substanțe organice cum ar fi praf și dioxid de sulf în formă gazoasă. Unele dintre aceste particule sunt suficient de mari și de puternice pentru a injecta praf și cenușă adânc în stratosferă unde sunt împrăștiate pe tot globul și unde rămân timp de mai mulți ani. Premiza de bază a teoriei prafului vulcanic este că această materie vulcanică, aflată în suspensie, va filtra o

parte din radiația solară reducând-o cu 5% până la 10%, fapt care va duce la scăderea temperaturii aerului. De aceea s-a considerat că perioadele cu activitate vulcanică intensă trebuie să coincidă cu perioadele climatice mai reci, în timp ce perioadele cu activitate vulcanică redusă coincid cu perioadele mai calde. Această idee este susținută, în mare parte, de tendința temperaturii din secolul XX. Din 1915 până la erupția vulcanului Agung din Insula Bali în 1963, s-a înregistrat o activitate vulcanică foarte slabă. Este bine sătuit că temperatura globală a crescut mult în această perioadă. Ca rezultat mulți cercetători au susținut ideea că această perioadă de creștere a temperaturii la nivel global a fost corelată cu absența activității vulcanice. Deși unele studii au susținut aceasta idee, s-a evidențiat de asemenea, că răcirea care a început pe la mijlocul anilor 1940, nu a putut fi legată de activitatea vulcanică, deoarece scăderea temperaturii globale a început înainte de intensificarea erupțiilor vulcanice.

Teoria prafului vulcanic este menționată mai ales ca o posibila cauză a epocii glaciare. Deși un val de praf vulcanic poate cauza într-adevăr scăderea temperaturii globale, pentru mulți ani nimici nu a putut susține această teorie prin probe. În 1965 Arthur Holmes a arătat că nu s-a demonstrat deocamdată, că ar fi o legătură între perioadele glaciare și perioadele cu activitate vulcanică intensă. Ca rezultat al investigațiilor mai recente s-a evidențiat faptul că există posibilitatea ca erupțiile vulcanice să inducă activitatea glaciară. Studiile efectuate pe carote din sedimentele de pe fundul oceanului au scos în evidență că în ultimele 2 milioane de ani activitatea vulcanică a fost mai intensă față de ultimele 18 milioane de ani. Aceste studii arată o corelație destul de bună între perioadele cu activitate vulcanică intensă și perioadele caracterizate de modificări rapide ale condițiilor climatice și anume cea mai recentă era glaciară.

Epoca Glaciарă nu a fost o perioadă de glaciație continuă, ci ea a fost caracterizată de perioade de avansare și de retragere a ghețarilor. Perioadele calde dintre perioadele de avansare a ghețarilor sunt numite *perioade interglaciare*. Astfel, dacă activitatea vulcanică a fost principalul mecanism de forcing pentru Epoca Glaciарă, trebuie să fi existat perioade alternative de activitate vulcanică și condiții relativ calme.

În prezent, datele existente nu sunt suficient de clare pentru a se explica aceste perioade alternative glaciare-interglaciare.

10.4.3. Cauzele interne ale variabilității climatice

Cauzele interne sunt asociate cu multe mecanisme de feedback pozitiv și negativ precum și cu alte interacțiuni puternice dintre atmosferă, ocean și criosferă (Lorenz, 1968, 1970). Aceste procese pot să conducă la instabilități sau oscilații ale sistemului, care pot să acționeze independent, fie să introducă modificări puternice în forcing-ul extern. Aceste fluctuații neregulate au scări de timp de la câteva zile până la o săptămână și pot fi conectate cu trecerea perturbațiilor atmosferice (cycloni sau anticycloni) sau cu trecerea unui sistem frontal. Ele sunt considerate libere deoarece rezultă din instabilitatea baroclină internă a curentului zonal care depinde numai de valorile critice ale gradientului termic latitudinal.

10.5. FORCING-URI ȘI FEEDBACK-URI

Mecanismele de feedback sunt foarte importante în explicarea schimbărilor climatice pe termen scurt. Aceste mecanisme acționează ca factori interni ai sistemului climatic și reprezintă un cuplaj sau o compensație mutuală a două sau mai multe elemente ale sistemului climatic.

Starea sistemului climatic la orice moment de timp și sensibilitatea sistemului la perturbații (atât interne cât și externe) este determinată de forcing-urile care acționează asupra lui și complexele fenomene de feedback intern care leagă aceste forcinguri. Într-un sens limitat feedback-ul apare când o parte din ieșirile de la o acțiune se adaugă la intrări (datele de intrare), astfel că ieșirea este ulterior modificată.

Rezultatul unei astfel de legături poate fi o amplificare (*feedback pozitiv*) a procesului sau o diminuare (*feedback negativ*): feedbackul pozitiv intensifică o perturbație în timp ce feedbackul negativ se opune perturbației inițiale.

10.5.1. Feedback zăpada și gheăta-albedo

Dacă o perturbație externă, să spunem o creștere în intensitatea radiației solare, sau o perturbație internă, cum ar fi creșterea concentrației de CO₂, acționează pentru creșterea temperaturii suprafetei, atunci zăpada și gheăta se vor topi și astfel aria acoperită de zăpadă sau gheăță se reduce. Aceste componente ale criosferei au albedoul foarte ridicat, astfel că reducerea lor înseamnă că o cantitate mai mică de radiație solară va fi reflectată de la suprafață. Ca urmare, absorția crescută va conduce la temperaturi mai ridicate în atmosferă. În consecință va rezulta o diminuare a cantității de zăpadă și procesul continuă. Acest mecanism de feedback pozitiv este cunoscut ca mecanismul de *feedback gheăță-albedo* (Fig. 10.7.a).

Acest feedback este sursa principală a sensibilității modelelor simple de climat ale lui Budyko (1969) și Seller (1969), deși apare și în modelele mai complexe. Cess și alții (1991) a examinat cum se manifestă acest feedback în 17 Modele de Circulație Generală (CGM*) și a găsit că s-ar putea obține amplificări suplimentare.

10.5.2. Vaporii de apă și norii, feedback-uri atmosferice

Vaporii de apă contribuie la încălzire prin efectul de seră ca rezultat al absorbției radiației infraroșii emisă de suprafața Pământului (Rind și alții 1991, Rind 1998). Astfel, când temperaturile cresc și conținutul de apă din atmosferă crește, se intensifică temperaturile inițiale și apare deci, un feedback pozitiv.

Norii au două efecte radiative în atmosfera Pământului care tend să acționeze în sens contrar. Norii acționează să răcească Pământul prin reflectarea radiației solare, dar au un efect de încălzire din cauză că ei absorb radiația infraroșie care este emisă de la suprafață și care altfel ar fi transmisă în spațiu. Cunoașterea înălțimii, acoperirii și

* CGM acronim din I. Engleză pentru Modele de Circulație Generală (General Circulation Models), folosit și în I. Română.

grosimii straturilor de nori este esențială atât pentru modelarea proceselor complicate de feedback dintre nori, radiație și climat și înțelegerea schimbărilor climatice.

Efectul net, încălzire sau răcire, asupra Pământului depinde puternic de distribuția verticală a norilor: norii înalți tind să încălzească, norii joși tind să răcească atmosfera (Capitolul 5).

Investigarea efectelor nebulozității în modelare are o istorie lungă (Wetherald și Manabe, 1986, Randall, 1996).

Rolul feedback-ului norilor în modelarea climatului este în mod clar foarte important. Dacă o schimbare a climatului (să spunem o creștere a temperaturii la suprafață, cauzată de creșterea CO₂) crește cantitatea de nori înalți, atunci această schimbare va crește efectul atmosferic, "efectul de seră", prin intensificarea cantității de radiație re-emisă. În mod similar, dacă cantitatea de nori groși a crescut, mai multă radiație solară va fi reflectată de la Pământ și rezultatul va fi o răcire. O înțelegere completă a feedback-ului norului presupune considerarea efectelor combinate ale acestor procese legate de sistemele noroase, cuplate cu variabilitatea geografică a nebulozității de diferite tipuri.

În mod particular, date fiind incertitudinile în modificările norilor din mediu și feedback-urile norilor, cunoașterea nebulozității este o problemă priorităță în modelarea climatului și în acest sens este nevoie de noi investigații, mai multe surse de observații și mai bune. Mai nou, modelele climatice trebuie și pot să simuleze microfizica complexă a norilor ca să "prindă" și să caracterizeze răspunsurile la încălzirea globală legate de prezența și cantitatea de aerosol din atmosferă (McGuffie și Henderson Sellers, 2001).

10.5.3. Feedback-uri biologice în sistemul climatic

Dacă nivelul dioxidului de carbon crește (sau scade) planeta devine mai căldă (sau mai rece) și atunci se intensifică (sau descrește) atât erodarea biologică a silicatului din roci cât și fixarea CO₂ prin plante. Ambele efecte reduc (cresc) CO₂ atmosferic, furnizând astfel feedback-uri negative (Fig. 10.7b), adică feedback-urile tind să distrugă perturbația inițială. Această ipoteză a "bio-controlului" a fost folosită în multe simulări ale modelelor climatice care se referă la lunga istoriei a climatului și viitorului lui (Henderson-Seller 1991).

Se consideră că producția mai mare (sau mai mică) de dimetilsulfide (DSM) prin fitoplanctonul marin determină modul în care temperaturile locale de la suprafață mări și/sau radiația solară incidentă la suprafața oceanului revin la o stare anterioară perturbației. Mecanismul implică oxidarea DMS-ului în particulele solubile în apă, care devin nuclee de condensare în nor (CCN). Obținerea de concentrații mai mari (mai mici) de CCN prin fitoplancton determină un albedo al norilor mai ridicat (mai coborât) și astfel reflexia radiației solare crește (scade) și determină reducerea (creșterea) perturbației inițiale de la suprafața oceanului (Charlson et al. 1987).

Ambele parți ale *figurii* 10.7 presupun o scară proprie de timp. Explorând alte scări de timp se pot observa creșteri diferite și chiar feedback-uri suplimentare.

De exemplu (b) are o scară de timp mare prin comparație cu cea de disipare a norilor.

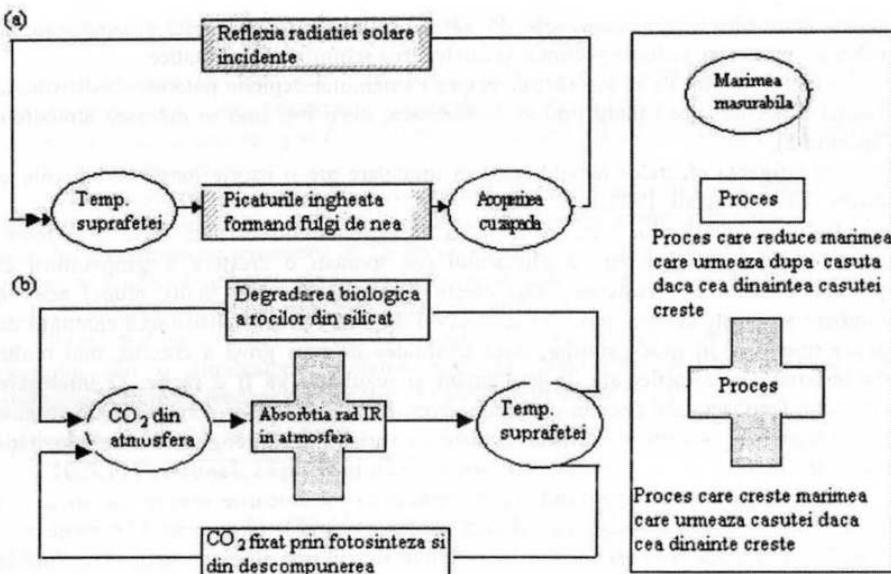


Fig. 10.7. Schema arată lanțurile posibilelor feedback-uri din sistemul climatic. Mărimile măsurabile sunt arătate în ovale iar procesele care le modifică în căsuță, prezintând semnul schimbării cauzate cantitativ, imediat după căsuță ca răspuns la creșterea din ovalul dinainte (după McGuffie și Henderson Sellers, 2001). (a) feedback-ul gheăță-albedo și (b) feedback-ul biogenetic al concentrației de CO₂.

10.5.4. Combinarea feedback-urilor sistemului climatic

Un atribut important al modelelor climatice, atunci când în interiorul sistemului climatic acionează mai multe efecte de feedback este simularea modului în care se combină aceste feedback-uri. Într-un sistem în care apare o variație a temperaturii la suprafață, ΔT , fără un feedback intern, creșterea temperaturii va reprezenta variația în temperatură suprafaței; dar dacă se obține un feedback, va exista o variație suplimentară a temperaturii la suprafață și noua valoare a temperaturii la suprafață va fi (McGuffie și Henderson Sellers, 2001):

$$\Delta T_{sistem} = \Delta T + \Delta T_{feedback}$$

Valoarea lui ΔT_{sistem} poate fi legată de perturbația care a cauzat-o, furnizând o măsură a sensibilității sistemului climatic la acea perturbație. Un parametru convenabil al sensibilității climatului este dat în termenii unei perturbații a temperaturii globale a suprafeței, ΔT care se obține ca răspuns la o variație externă generată în fluxul radiativ planetar net ΔQ .

$$C[\delta(\Delta T)/\delta t] + \lambda \Delta T = \Delta Q \quad 10.17$$

Aici $\lambda \Delta T$ este variația radiației nete aplicată sistemului climatic, care rezultă din dinamica internă, t este timpul și C capacitatea calorică a sistemului climatic.

Răspunsul de echilibru ΔT și forcingul ΔQ sunt legate prin factorul de feedback λ prin $\Delta T = \Delta Q/\lambda$. Cu toate că ecuația (10.17) reprezintă o simplificare semnificativă a sistemului, ea este utilă pentru interpretarea și rezumarea sensibilității întregului sistem climatic, și că furnizează un mijloc de calibrare și intercomparare a modelelor climatice.

Fiecare proces din modelul climatic se va combina astfel că parametrul total de feedback va fi dat de:

$$\lambda_{sistem} = \lambda_B - \lambda_{gheata-albedo} + \lambda_{nori} + \lambda_{biogenetic} \quad 10.18$$

În ecuația (10.18) λ_B este sensibilitatea de bază a sistemului la variațiile în intrările radiative. Fiecare din celelalte sensibilități, λ_i , reprezintă factorii de feedback asociați cu alte aspecte ale sistemului climatic (McGuffie și Henderson Sellers, 1997).

Este foarte probabil ca diferențele estimării ale efectelor feedback-ului să fie cauzate de feedback-ul biogenic (Lashoff, 1991). Suplimentarea unor astfel de feedback-uri cu cele considerate mai sus ar putea determina creșterea temperaturii suprafeței din cauza creșterii de CO₂ sau să reducă răspunsul ei la zero.

Importanța atât a efectelor forcing-ului cât și a feedback-ului în sistemul climatic depinde de cum scara temporală afectează comportarea fiecărei subcomponente (Tabel 10.2).

Tabel 10.2

Timpii reprezentativi pentru echilibrul componentelor sistemului climatic (după McGuffie și Hederson Sellers, 2001).

Domeniul climei	Secunde	echivalent
Atmosfera		
liberă	10^6	11 zile
strat limită	10^5	24 h
Hidrosfera		
strat de amestec	10^6-10^7	Luni-ani
oceân adânc	$10^{10}-10^{11}$	300-3000 ani
lacuri și râuri	10^6	11 zile
Criosfera		
suprafețe acoperite cu zăpada și gheata	10^5	24 h
gheată marină	10^6-10^{10}	Zile-100 ani
ghețari montani	10^{10}	300 ani
ghetari	10^{12}	3000 ani
Biosfera		
sol/vegetație	10^6-10^{10}	11 zile-100 ani
Litosfera	10^5	30 mil ani

Considerațiile legate de mecanismele de feedback conduc la definirea climei ca o stare de echilibru atinsă de elementele atmosferei, hidrosferei și crioferei pentru un set fixat de condiții inițiale.

Variatiile naturale ale climei sunt mult mai mari decât cele induse de activitatea umană, dar în timpul ultimului secol aceasta a contribuit însă mult mai rapid la modificarea climei (Lockwood, 1979).

O posibilă cauză a variabilității de frecvență joasă este forcing-ul datorat anomaliei de temperatură de la suprafața mării (SST) care rezultă din interacțiunea coerentă dintre aer și ocean. Deși anomaliiile de SST pot favoriza apariția anumitor tipuri

de variații, totuși variabilitatea substanțială la scări de timp subsezoniere poate să apară la latitudini mijlocii chiar în absența forcing-ului anormal de SST, ca rezultat al dinamicii neliniare interne a atmosferei.

Așadar, variabilitatea climatică rezultă din interacțiunile complexe ale variațiilor forțate și libere, sistemul climatic fiind un sistem disipativ și foarte neliniar cu multe surse de instabilitate. Natura interactivă și adesea neliniară a instabilităților și mecanismele de feedback ale sistemului climatic fac foarte dificilă interpretarea relației cauză-efect.

10.6. VARIABILITATEA CLIMATICĂ INTERANUALĂ ȘI DECENALĂ

Cercetarea legată de variabilitatea climatică s-a îndreptat în ultimele decenii ale secolului XX către fenomene deosebit de interesante și cu implicații la nivel global, fenomene care apar ca urmare a interacțiunii dintre componentele sistemului climatic și în special datorită interacțiunii dintre atmosferă și ocean. În continuare sunt prezentate câteva exemple de fluctuații care se produc în sistemul climatic la scări de timp de la un an la decenii.

Configurațiile tipice de anomalii observate în atmosferă și oceane sunt în mod clar legate de schimbările în circulația atmosferei și a oceanelor precum și a variației condițiilor de la interfața atmosferă-suprafața pământului cum ar fi temperatura la suprafață și acoperirea cu zăpadă sau gheăță. Aceste variații la scări de timp interanuale și decenale sunt de importanță mare pentru viața plantelor, animalelor și ca urmare pentru agricultură și viața oamenilor. Oscilația Cvazi-bienală (QBO) în stratosferă, El Niño-Oscilația Sudică (ENSO) la tropice și Oscilația Nord Atlantică (NAO) în Atlanticul de Nord sunt dintre cele mai importante fenomene cunoscute și studiate pentru impactul asupra mediului și populației Pământului.

10.6.1. Oscilația Nord Atlantică, NAO*

Variabilitatea climatică din Oceanul Atlantic de nord cuprinde trei fenomene (Marshall et al. 2001): (i) Variabilitatea Atlanticului Tropical ("TAV), o fluctuație a temperaturii de la suprafața mării (SST) în zona tropicală a Atlanticului de Nord legată de alizee și zona de convergență intertropicală (ITCZ); (ii) Oscilația Nord Atlantică (NAO), o fluctuație în cîmpul presiunii de la nivelul mării între Depresiunea Islandeză și Anticilonul Azoric, fluctuație a modului emisferei nordice, Oscilația Arctică (AO);(iii) circulația meridională determinată de convecția din oceanul de la latitudini înalte ("MOC-Meridional Overturning Circulation), o fluctuație în circulația termohalinică din Atlantic care poate juca un rol foarte important în schimbările climatice.

La latitudini medii, modul principal de variabilitate deasupra regiunii Atlanticului, NAO, este strâns legat de principalul mod de variabilitate a circulației generale a emisfere

* NAO (North Atlantic Oscillation), **TAV (Tropical Atlantic Variability), ***MOC (Meridional Overturning Circulation) acronime din engleză, folosite și în I. Română.

nordice, modul inelar sau Oscilația Arctică (AO). Aceasta sugerează că efectele Atlanticului sunt mult mai importante decât au fost considerate până acum. După cum se știe, semnificația climatică a NAO/AO rivalizează cu ENSO din Pacific (Marshall et al. 2001).

NAO exercită o influență dominantă asupra temperaturilor, precipitațiilor, furtunilor și ecosistemelor din sectorul Atlantic și continentale învecinate. Oscilația este factorul principal care controlează interacțiile aer-mare deasupra Oceanului Atlantic și modulează circulația oceanică determinată de convecția oceanică, MOC. Rolul NAO este de asemenea important în schimbarea climatică antropică.

Înțelegerea Oscilației Nord Atlantică și dependența sa de timp ar putea răspunde întrebărilor legate de încălzirea globală, care frământă lumea științifică. În Atlanticul de Nord, MOC explică cea mai mare parte din transportul de căldură și este principala circulație care menține gradientul de temperatură pol-ecuator. Marshall și alții (2001) demonstrează că NAO, TAV și MOC sunt strâns legate și că trebuie considerate împreună (Fig. 10.8).

NAO care se întinde de la tropice la latitudinile înalte este o sursă importantă de variabilitate pentru TAV și MOC. La rândul ei TAV prin influență sa asupra SST-urile tropicale/subtropicale poate influența NAO prin circulația Hadley. Circulația meridională convectivă (MOC) care contribuie în mod major la transportul meridional de căldură poate să afecteze de asemenea, amplitudinea gradientului termic pol-ecuator deasupra sectorului Atlantic, intensitatea jetului de la latitudini medii și astfel NAO. Extinzându-se până în stratosferă, NAO poate influența de asemenea și poate fi influențat prin intensitatea și poziția vortexului stratosferic. Intensitatea cuplajului dintre NAO și stratosfera de deasupra și oceanul de dedesubt nu este încă foarte clară.

Pentru a înțelege ce reprezintă aceste moduri și influența lor asupra circulației generale și în consecință asupra climei trebuie prezentate fiecare în parte.

- *Oscilația Nord Atlantică* a fost pentru prima oară identificată de sir Gilbert Walker (1924) în cîmpul de presiune de la nivelul mării (SLP*), dar a fost de asemenea evidențiată și în troposferă mijlocie la 700 mb de Barnston și Livezey (1987), precum și în cîmpul de geopotențial de la 500 mb de Wallace și Gutzler (1980), influența sa asupra cîmpului de temperatură din Groenlanda și vestul Europei fiind subliniată de Walker și Bliss (1932).

Oscilația Nord Atlantică reprezintă unul din cele mai importante moduri de variabilitate a maselor de aer din emisfera nordică, ce se manifestă în toate anotimpurile, cu

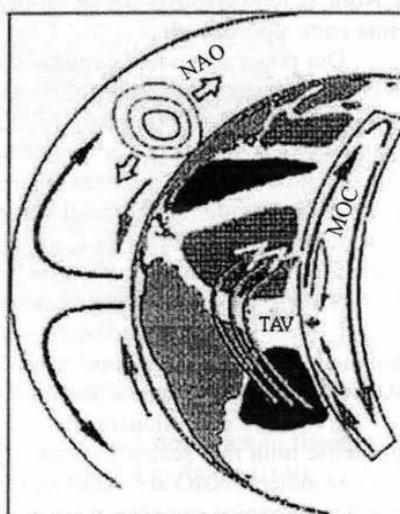


Fig. 10.8. Schema interacției dintre TAV, NAO și MOC (Marshall et al, 2001)

* SLP (Sea Level Pressure) acronim din engleză, folosit și în l. Română.

o influență deosebită în anotimpul iarna. Hurrel (1985) sublinia faptul că NAO este principala sursă de variabilitate interanuală și reprezintă singurul mod de circulație atmosferică care apare coerent în comportamentul periodic al înregistrărilor pe perioada de 700 ani ale izotopilor stabili din calota glaciară GISP-2 recoltată din centrul Groenlandei.

NAO reprezintă o modificare majoră a circulației atmosferice și a climatului regiunii nord atlantice și europene, care apare între regiunea subtropicală (centrată în Azore), și regiunea subpolară (centrată în Islanda).

NAO influențează direcția, intensitatea și viteza vânturilor vestice peste Atlanticul de Nord și temperaturile de pe ambele părți ale Oceanului Atlantic în timpul iernii și prima parte a primăverii.

Din punct de vedere calitativ NAO este descrisă cu ajutorul unui indice. Indicele NAO se definește ca fiind diferența dintre valorile normalizate ale anomaliei de presiune de la suprafața mării în două puncte: Ponta Delgada (Azore) și Akureyri (Islanda) (Roggers 1985). Cu scopul de a analiza tendința indicelui NAO, Hurrel (1995) definește un nou indice pe baza diferențelor anomaliei normalizate de presiune dintre Lisabona (Portugalia) și Stykkisholmur (Islanda), în timp ce Jones (1997) folosește drept punct de referință Gibraltar și Reykjavik. Faza pozitivă a Oscilației Nord Atlantice este caracterizată de un indice pozitiv, iar faza negativă de un indice negativ.

NAO se caracterizează prin două extreme în timpul iernii:

1. *Faza pozitivă* a oscilației este considerată când există o intensificare a zonei de presiune joasă din Islanda combinată cu un maxim barometric ridicat în Azore. Indicele NAO, diferența de presiune a aerului dintre Azore și Islanda, are valori mari (Fig. 10.8)

2. O zonă depresionară mai puțin accentuată în Islanda combinată cu un maxim barometric mult mai scăzut în Azore constituie *faza negativă* a oscilației (Fig. 10.9). În acest caz indicele NAO are valori mai mici.

Faza pozitivă a oscilației se caracterizează printr-o intensificare a vânturilor de vest în nord-estul Atlanticului și viteze mai mari decât în timpul fazei negative, asociate cu anomalii negative ale presiunii peste regiunea depresiunii Islandeze și anomalii pozitive ale presiunii mari deasupra Atlanticului subtropical. În plus are loc o intensificare a alizeelor în Atlanticul subtropical de nord.

Fazele pozitive puternice ale NAO sunt adesea asociate cu temperaturi peste normal în estul Statelor Unite și de-a lungul nordului Europei și cu temperaturi sub normal în Groenlandă și de-a lungul sudului european și în Orientul Mijlociu. De asemenea, faza pozitivă este asociată cu precipitații peste normal în nordul Europei și în Scandinavia și sub nivelul normal în sudul și centrul Europei.

Hurrel (1985) evidenția faptul că în faza pozitivă axa maximului transportului de umezeală se deplasează mult de la sud-vest către nord-est, traversând Atlanticul, extinzându-se către nordul Europei și Scandinavia, aceasta conducând la o reducere semnificativă a transportului de umezeală în sudul Europei, Mediterana și nordul Africii.

Există de asemenea, patru poli cu temperaturi ale oceanului anormale situate după cum urmează: unul în partea estică/sud-estică a Groenlandei, al doilea situat în nordul Africii (ambele cu anomalii negative), ceilalți doi poli cu anomalii pozitive situate în bazinul Americii de Nord, respectiv de-a lungul Canalului Mânecii. Acești poli sunt rezultatul interacțiunii ocean-atmosferă, mai precis influenței Curentului Golfului, precum

și a curenților subtropicali și subpolari. Circulația oceanică de la latitudini medii și subtropicale este de asemenea legată de bazinul polar prin Curentul Labradorului.

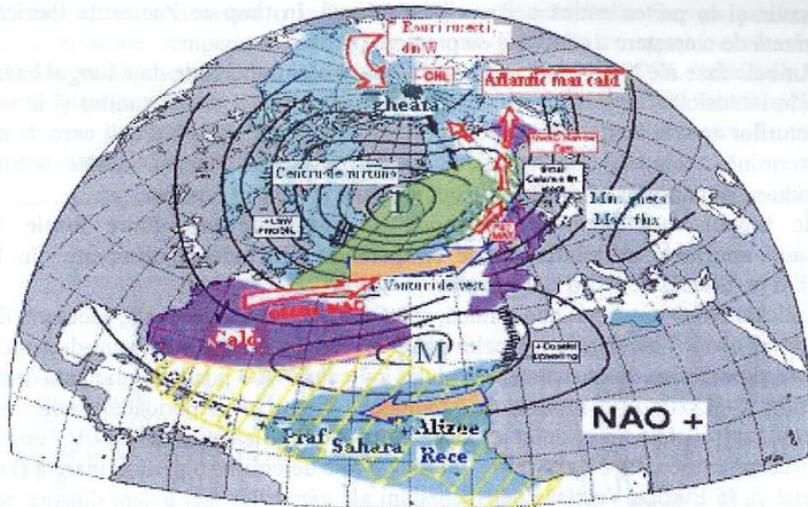


Fig. 10.9. Configurația NAO în faza pozitivă

Configurații opuse ale temperaturii și precipitațiilor sunt observate în timpul fazei negative a Oscilației Nord Atlantice (indice negativ) evidențiată în figura 10.10.

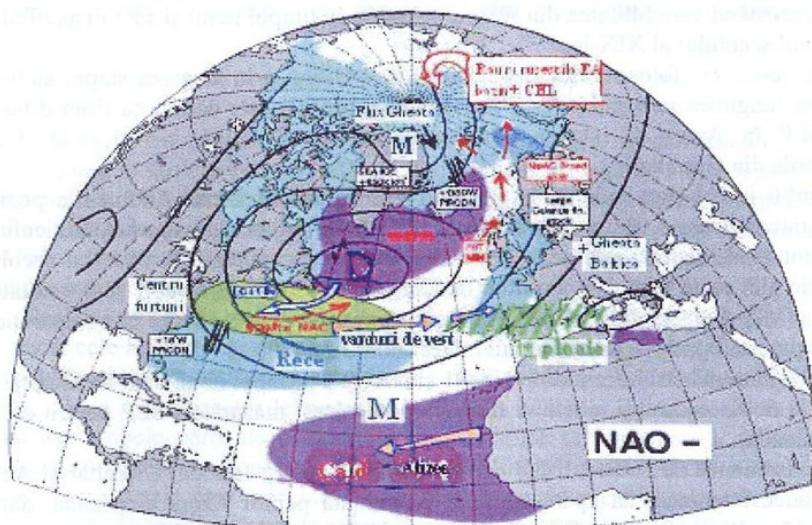


Fig. 10.10. Configurația NAO în faza negativă

Faza negativă prezintă o structură opusă a vântului și a presiunilor. În timpul acestei faze are loc o slabire a vânturilor de vest care sunt deplasate către nord de la poziția lor medie, conducând astfel la o răcire și la o scădere a cantității de precipitații în Scandinavia și în parteaestică a Americii de Nord, în timp ce Peninsula Iberică este caracterizată de o creștere a cantității de precipitații.

Ambele faze ale NAO sunt asociate cu schimbări importante de-a lungul bazinului oceanic în intensitatea și localizarea curentului Nord Atlantic și a furtunilor și în variații ale structurilor zonale și meridianale de transport ale căldurii și umidității care, la rândul lor, determină schimbări de temperatură și precipitații, adesea aceste schimbări extinzându-se din nord-estul Americii până în vestul și centrul Europei.

În timpul unor perioade prelungite, dominate de una dintre fazele NAO, configurații anormale de vânturi și de temperatură sunt adesea observate în Rusia Centrală și în Siberia de Nord și Centrală.

Indicele NAO are o variație zilnică, săptămânală, lunară decenală, seculară, dar nu există cicluri clare. Fluctuațiile indicelui NAO de la zile la săptămâni sunt datorate doar proceselor atmosferice. Intensitatea și evoluția indicelui NAO poate fi anticipată destul de bine pentru 8–12 zile prin modele de predicție a vremii pe o perioadă medie. Aceste modele nu sunt cuplate cu circulația oceanică. În zilele în care indicele NAO este mare sunt vânturi puternice. Pe de altă parte, un indice mic determină o predominare a fluxului meridional și, în Europa Vestică apar incursiuni ale vânturilor reci polare dinspre nord și est în timpul iernii.

Măsurările de presiune la nivelul mării (SLP) în Azore încep abia în 1865. Dar cum cele din Islanda sunt disponibile începând cu 1825 era esențial să se găsească o altă regiune apropiată de centrul sudic al NAO pentru a putea extinde lungimea indicelui NAO pentru încă 40 de ani. Măsurările SLP din Peninsula Iberică pot fi folosite în acest scop reprezentând variabilitatea din Azore, cel puțin în timpul iernii și sunt disponibile de la începutul secolului al XIX-lea.

De aceea se folosesc doi indici NAO care diferă prin alegerea stației sudice și astfel prin lungimea înregistrărilor. Primul indice, NAO1, este definit ca fiind diferența dintre SLP în Azore și Islanda, iar pentru cel de-al doilea, NAO2, s-au folosit măsurările din Gibraltar.

Ambii indici sunt indicați în figura 10.12 în timpul iernii. Anomalii pozitive indică o intensificare a vânturilor vestice la latitudinile mijlocii deasupra Atlanticului de Nord. Sunt evidențiate fazele persistente ale NAO la începutul și la sfârșitul secolului XX; pe de altă parte vânturile amintite mai sus s-au redus considerabil în intensitate în anii '50 și '60. Această variabilitate este mai pronunțată pentru NAO1 în comparație cu NAO2 și pare să lipsească pentru ambii indici înainte de 1900.

Câteva asemănări între indicii NAO1 și NAO2 pe timpul iernii sunt de așteptat din construcție deoarece ambii indici se bazează pe aceleași măsurători SLP pentru centrul nordic (Islanda).

De asemenea au fost realizate analize separate pentru Islanda, Gibraltar și Azore. Variabilitatea interdecenală apare ca fiind pronunțată pentru Azore și Islanda, dar nu apare în măsurările SLP din Gibraltar. Această diferență poate evidenția rolul pe care îl are Oceanul Atlantic în accentuarea NAO în bazinul mijlociu pe timpul iernii.

Analizând în timp evoluția indicelui NAO pentru perioada de iarnă se poate observa în figura 10.11 prezența valorilor mici ale indicelui la sfârșitul secolului al XIX-lea precum și în perioada 1950–1970, caracterizată practic printr-o tendință descrescătoare, aceasta având o influență asupra climatului din Europa, unde au fost practic înregistrate temperaturi sub valoarea normală. Valori pozitive ale indicelui (vânturi de vest puternice) se evidențiază în perioada 1970–1996, remarcabile fiind maximele corespunzătoare anilor 1983, 1989, 1990. Practic din 1980, NAO a rămas în faza puternic pozitivă, o excepție fiind anul 1996, contribuind astfel la creșterea temperaturilor de la suprafață în emisfera nordică.

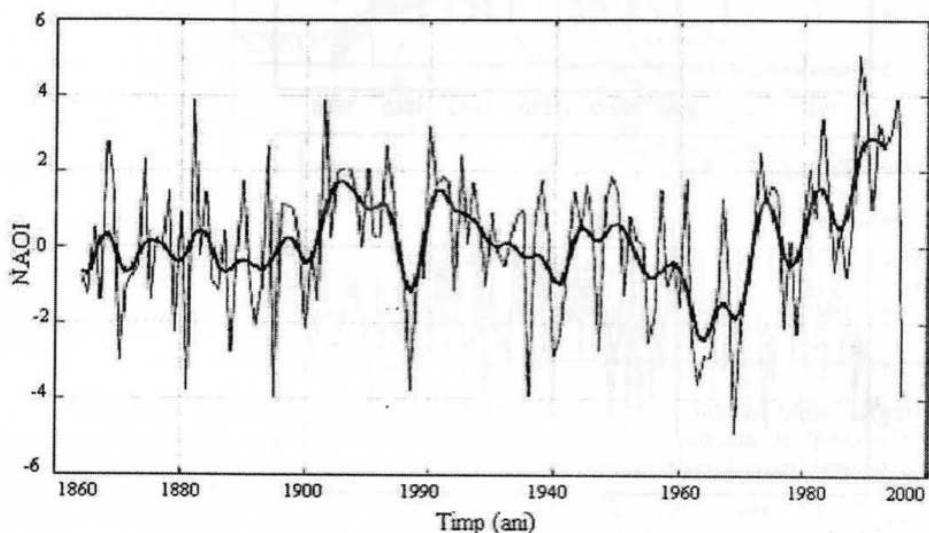


Fig. 10.11. Indicele NAO iarna, pentru perioada 1884–1996

Variabilitatea Atlanticului Tropical (TAV). La tropice, variabilitatea climatică de frecvență joasă în țările învecinate Atlanticului tropical, pare să fie strâns legată de TAV prin fluctuațiile SST din Atlanticul tropical. Variabilitatea în precipitațiile din nord-estul Braziliei se corelează puternic cu anomaliiile de SST care traversează ecuatorul. Ploile din Africa subtropicală de Vest prezintă de asemenea o dependență considerabilă de gradientul interemiseric al SST (Marshall et al., 2001).

Deși anomaliiile de temperatură de la suprafață mării în Atlanticul tropical sunt mai slabe decât cele asociate fenomenului El Niño din Pacific, ele au totuși, un rol important în dezastrele climatice întâmplătoare din cele două Americi și din Africa. În Atlanticul tropical, ploile sunt dirijate de migrarea anuală a celulelor subtropicale de presiune ridicată din ambele părți ale ecuatorului, de variațiile în intensitate a acestora și de pendularea nord-sud a Zonei de Convergență Intertropicală (ITCZ). Multe dintre regiunile continentale care mărginesc Atlanticul Tropical prezintă un contrast sezonier intens în ploi, în care jumătate de an este umed și cealaltă jumătate este uscată. Adică, unele au ploi abundente în timp ce altele sunt semiaride.

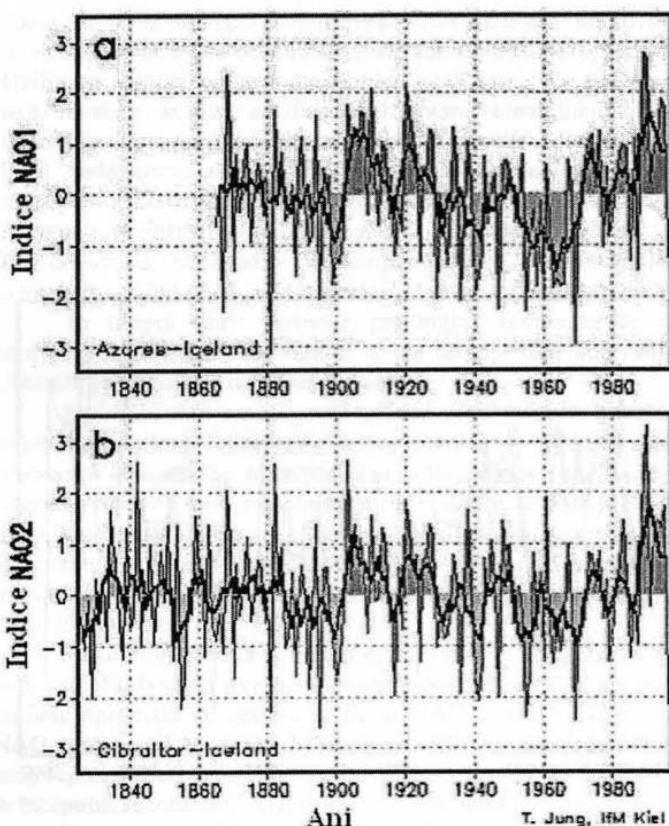


Fig. 10.12. Comparație între cei doi indici NAOI și NAO2 (după T. Jung, IFM Kiel)

Variabilitatea interanuală a frecvenței de apariție a uraganelor în Atlantic este legată de semnul și amplitudinea anomaliei de SST din zona subtropicală (Marshall et al. 2001).

În figura 10.13 sunt reprezentate schematic elementele mecanismului propus ca și responsabil pentru variabilitatea Atlanticului tropical.

Anomaliiile de SST de la nordul ecuatorului sunt motivul izolării influenței oscilației nord atlantice și a variabilității legată de ENSO din Pacificul tropical. Ca răspuns la o diferență nord-sud pozitivă a anomaliei de SST, vânturile care traversează ecuatorul către nord schimbă poziția zonei de convergență intertropicală, acționează ca să reducă alizeele nord-estice în nord și intensifică alizeele sud-estice în sud. Fluxul de căldură care rezultă tinde să reintensifice diferența inițială nord-sud a SST, care la rândul ei intensifică anomaliiile vântului care traversează ecuatorul. Feedbackul negativ, poate contracara datorită transportului orizontal de căldură prin curenții oceanici, interacțiunea aer-mare care determină o oscilație care se autosustine. Variabilitatea ITCZ care rezultă ar putea influența NAO la nord prin circulația Hadley.

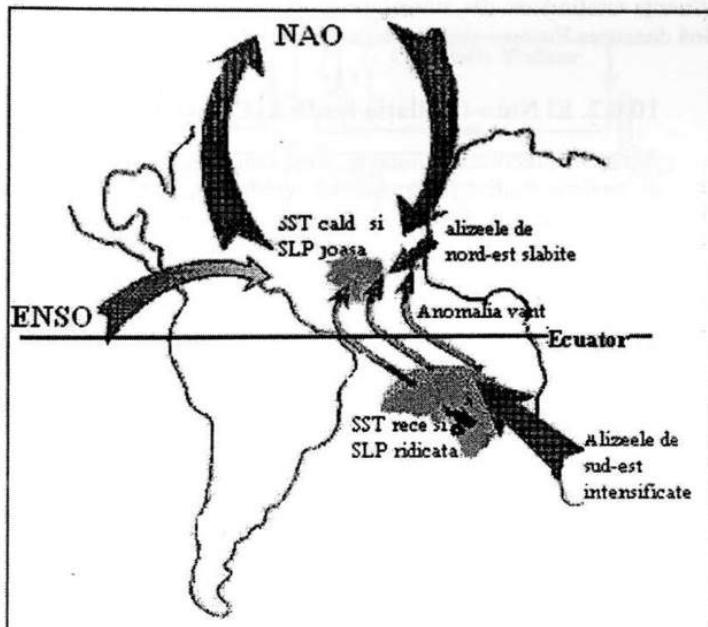


Fig. 10.13. Elementele mecanismului responsabil pentru variabilitatea Atlanticului tropical (după Marshall et al. 2001)

Circulația meridianală convectivă în ocean (MOC). Interacțiunea aer–mare deasupra Atlanticului, prin fluxurile și extinderea gheții, este dirijată de NAO/AO, și astfel deplasarea seculară între stările de indice ridicat și coborât joacă un rol în și poate fi afectat de tranzițiile brusă ale MOC-ului. Rolul Atlanticului într-o lume a creșterii emisiilor de CO₂ este astăzi în centru atenției cercetătorilor și nu numai. Modelele sugerează că încălzirea datorită efectului de seră, duce atmosfera într-o stare în care NAO/AO devine anormal de ridicat. Cele mai multe scenarii ale variațiilor climatice induse de efectul de seră anticipatează o slăbire a MOC-ului în Atlantic de Nord ca răspuns la intensificare împotrării și încălzirii mărilor subpolare (Marshall, 2001). Întrucât surplusul și descendența apelor reci și dense de-a lungul Dorsalei Groenlanda – Scoția este principalul mijloc prin care oceanul este ventilat în adâncime și reînnoit, ideea este că o reducere a densității apei în oceanul superior la latitudini înalte ale emisferei nordice va slăbi circulația meridianală convectivă din ocean. În consecință, Europa de nord și continentul American de nord-est s-ar răci rapid.

Înregistrările paleoclimatice arată că o variație climatică bruscă, rapidă și foarte mare a avut loc în emisfera nordică, în special în timpul și chiar după ultima Perioada Glaciарă (Broecker și Denton, 1989, Broecker, 2000, Marotzke, 2000), datorită variației circulației meridianale convective. Atât înregistrările paleoclimatice cât și modelele sugerează că schimbările în intensitatea circulației meridianale convective din ocean pot avea loc în câteva decenii (Marshall et al., 2001).

În concluzie se poate sublinia că oscilația nord atlantică este cel mai important mod de variabilitate climatică din sectorul Atlantic și poate din întreaga emisferă nordică,

influența simțindu-se din atmosfera superioară până în adâncul oceanului și din America până deasupra Europei și chiar deasupra Asiei.

10.6.2. El Niño-Oscilația Sudică (ENSO^{*})

Așa cum sugerează și numele acest fenomen constă din două componente: El Niño (EN) și Oscilația Sudică (SO). Aceste evenimente constituie de fapt un semnal climatic interanual dominant în troposfera tropicală și în stratul oceanic de suprafață (Wallace et al. 1996).

El-Niño este un fenomen oceanic de scară mare care se obține după perioade de la trei la șapte ani ca rezultat al unui ciclu de încălzire-răcire a suprafeței oceanului din Oceanul Pacific central și de est. Această regiune a oceanului este în mod normal mai rece decât zona ecuatorială, în principal datorită influenței vânturilor alizee nord-estice, unui curent oceanic rece care curge în susul coastei chiliene, și datorită ascensiunii apelor adânci și reci la coastele peruane.

Când și când, influența acestor surse de apă rece scade, cauzând încălzirea suprafeței Pacificului central și de est sub acțiunea soarelui tropical, încălzire importantă, de câteva grade Celsius. Acesta este un eveniment El-Niño care determină ploi abundente în America de Sud și secetă severă în estul Australiei. Cu cât evenimentul El-Niño este mai intens cu atât seceta este mai accentuată în estul Australiei.

El-Niño este numit după un festival care are loc de Crăciun în Peru, unde încălzirea apelor oceanului se spune ca are loc de Crăciun, ziua de naștere a lui Isus Christos (El-Niño, baiețel, în limba spaniolă). Fenomenul invers, răcirea apelor din estul Oceanului Pacific, a fost numit „La-Niña” (fetiță, în limba spaniolă).

Oscilația Sudică este un fenomen atmosferic de scară mare asociat cu o deplasare de la est la vest, a maselor de aer tropical, între Oceanele Indian și Pacific de vest și Pacificul de Est. Cele două fenomene (EN și SO) nu sunt independente unul de altul. Ele sunt două aspecte ale instabilității de scară mare a cuplajului atmosferă-ocean. În timpul fenomenului ENSO apar anomalii mari în circulația atmosferică și oceanică și în aspectele de vreme la scară globală. Legăturile dintre fenomenul ENSO, vreme și anomaliiile climatice în diferitele părți ale globului fac subiectul mai multor studii observaționale și de modelare. În timp ce impactul fenomenului ENSO asupra vremii și climei tropicale este bine stabilit, influența sa asupra regiunilor extratropicale este încă sub semnul întrebării.

În condiții normale, alizzele mențin o diferență în nivelul mării de aproape 40 cm între coastele de est și de vest ale Oceanului Pacific ecuatorial, precum și o pantă accentuată în termocrina principală din ocean. Când, din diferite cauze, intensitatea vânturilor alizee scade, pantă est-vest a nivelului oceanului și cea a termoclinei scade, apele calde din partea vestică a Oceanului Pacific ecuatorial invadă și înlocuiesc apele reci ale Oceanului Pacific ecuatorial de est și evenimentul ENSO este inițiat. În același timp, ramura ascendentă a celulei zonale Walker (Fig. 10.14), care în condiții normale este localizată deasupra apelor calde ale Arhipelagului Indian se deplasează către est urmând regiunea anomalilor pozitive de SST.

* El Niño (EN) și Oscilația Sudică (SO), acronim din engleză, folosit și în l. Română

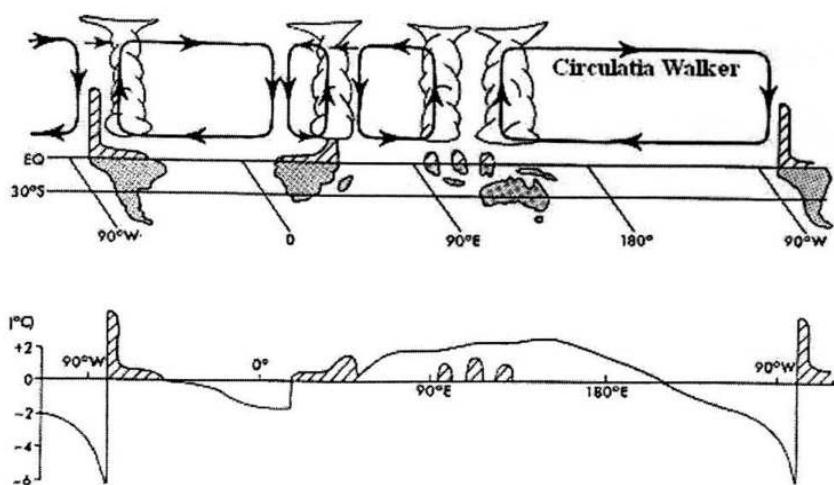


Fig. 10.14. Circulația Walker normală de-a lungul ecuatorului, fără să existe condiții ENSO (după Wyrtky, 1982)

În acest caz, convecția este intensificată deasupra Oceanului Pacific ecuatorial central și de est și este redusă în consecință, deasupra regiunii Indoneziene, în comparație cu condițiile normale. Deplasare zonei de convecție în timpul evenimentului ENSO determină variații în distribuția ploilor precum și perturbații în circulația atmosferei la scară globală (Peixoto și Oort, 1992).

Schimbările în circulația oceanului afectează viața diferitelor specii marine cum ar fi peștii. În condiții normale, ascendența la coaste a apelor reci, bogate în nutriment de sub termoclină principală, favorizează pescuitul. Adâncirea termoclinelor în timpul unui eveniment ENSO oprește suplimentarea nutrimentului la suprafață și ca urmare este afectat foarte mult pescuitul la coastele Americii de Sud ecuatoriale.

Schimbările în distribuția SST în partea centrală și de vest a Pacificului ar putea fi legată cu schimbările în distribuția vântului la scară mare la latitudini tropicale și extratropicale. Anomalii tipice configurației ENSO prezintă asemănări cu anomaliiile de circulație atmosferică la scară mare, cunoscute sub numele de configurația Pacificului și nord Americană (Pacific North American – PNA, Wallace, 1996).

Această configurație constă într-un tren de unde cu patru centri de acțiune care acoperă cea mai mare parte a Oceanului Pacific, partea de nord a Canadei și se extinde către est deasupra Oceanului Atlantic. Configurația dipolară a câmpului anomaliei de geopotențial de la 500 hPa, cu anomalii pozitive care se suprapun peste regiunea de precipitații ecuatoriale intense, este o trăsătură clară care a fost observată în multe studii observaționale ale evenimentelor El Niño. Aceste anomalii de geopotențial sunt echivalente cu existența a două anomalii anticiclonice ale circulației la acest nivel cu o curgere estică anormală deasupra precipitațiilor ecuatoriale intense și o intensificare vânturilor de vest în zonele subtropicale ale celor două emisfere, de-a lungul flancurilor către poli ale dipolului de deasupra Pacificului de est. Aceste anomalii ale circulației ar

putea fi legate de anomaliiile regionale sau globale ale altor câmpuri cum ar fi cele ale temperaturii și precipitațiilor.

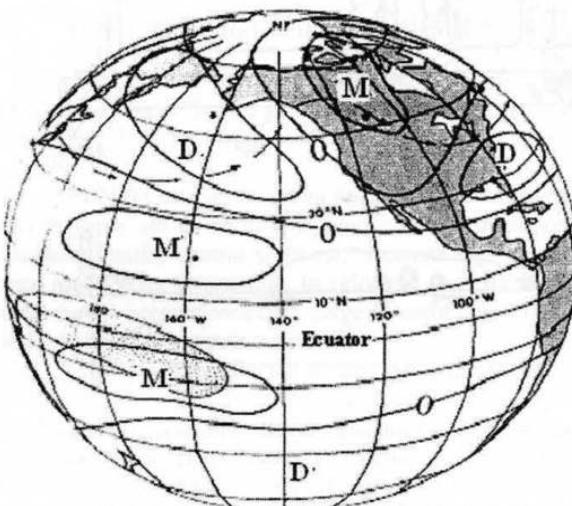


Fig. 10.15. Anomaliiile circulației la scară globală (Wallace, 1996)

Astfel, din cauza acestor anomalii, în timpul evenimentelor ENSO frecvența furtunilor crește deasupra părții de sud a Statelor Unite și în banda latitudinală corespunzătoare a Americii de Sud (Ropelewsky și Halpert, 1989), intensificând vânturile de vest din aceste regiuni.

În același timp, iernile deasupra vestului Canadei tind să fie mai calde decât normal (Walker and Bliss, 1932). Există, de asemenea, anomalii de precipitații deasupra Braziliei de sud, Paraguay și nordul Argentinei. Comportarea atmosferei în timpul evenimentului ENSO este mult mai complicată decât a fost gândit inițial din cauza complexității proceselor fizice implicate în inițierea și menținerea lui.

S-a observat că ciclul încălzire-răcire al Oceanului Pacific de est și central își lasă amprenta în câmpul presiunii la nivelul mării. În particular, când presiunea măsurată la Darwin este comparată cu cea măsurată la Tahiti, diferența dintre valori poate fi folosită ca un indice.

Un astfel de indice este folosit pentru a realiza o descriere cantitativă a fenomenului ENSO. S-au definit mai mulți indici, folosind atât câmpurile atmosferice cât și cele oceanice. Cel mai folosit însă, este *indicele oscilației sudice* (SOI) definit ca diferența dintre mediile lunare normalize ale presiunii la nivelul mării din Tahiti (17°S , 149°V) și Darwin ($13^{\circ}\text{S}, 131^{\circ}\text{E}$):

$$\text{SOI}(t) = \delta p(\text{Tahiti}) - \delta p(\text{Darwin}) \quad 10.18$$

Când ENSO este în faza caldă (încălzirea oceanului, adică un eveniment El Niño), SOI are valori mari negative, iar în timpul fazei reci (răcirea oceanului, adică un eveniment La Niña) indicele are valori mari, pozitive (Fig. 10.16a,b).

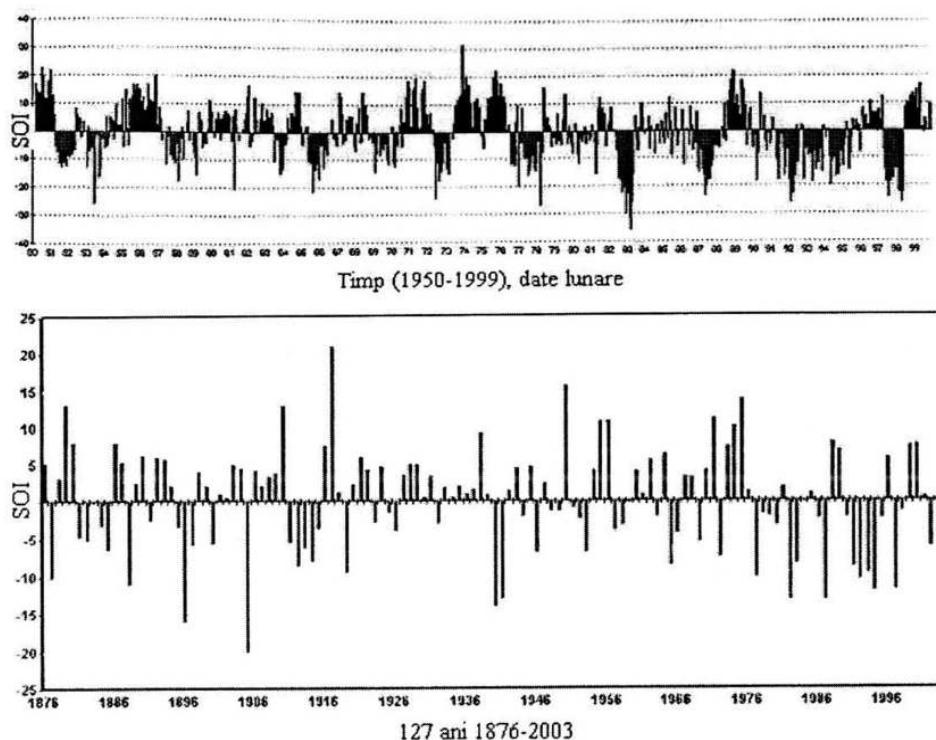


Fig. 10.16. Indicele oscilației sudice pe perioada de 49 de ani (a) și 127 ani (b)
[\(<http://iri.columbia.edu/climate/ENSO/background>\)](http://iri.columbia.edu/climate/ENSO/background)

În cazul Australiei, un indice (SOI) negativ înseamnă că se aşteaptă condiții de secetă în estul Australiei. Un indice negativ mare, înseamnă că seceta se extinde și în sud. De exemplu, în perioada 1982–83 s-a manifestat un eveniment El-Niño, din fericire scurt, dar intensitatea lui a fost mare (un indice mare) și au fost afectate în mod sever și regiunile sudice, ca Tasmania.

Din contră, în perioada din 1988 când indicele pozitiv a indicat un eveniment La-Niña intens, în Australia au fost inundații puternice în Queensland și New South Wales. În 1996, a fost un alt eveniment La-Niña, dar unul mai slab în intensitate decât cel din 1988. Cu toate acestea, au fost ploi intense extinse peste întreg estul Australiei.

În timpul evenimentului La Niña din 1998/2001 ploile au fost mai mari decât normal în cea mai mare parte a Australiei.

În perioada 1991–1995 a fost un eveniment El-Niño mai slab decât cel din 1982/83, dar mai persistent. Efectul acestui eveniment a fost că statele sudice ca Victoria și Tasmania nu au fost serios afectate de secetă, dar Queensland și New South Wales au fost paralizate de o secetă lungă, timp de patru ani. El-Niño a revenit la mijlocul lui 1997, începând cu o încălzire a suprafeței oceanului în regiune Peru și Ecuador, urmat la mijlocul lui 1998 prin revenirea evenimentului La Niña.

Cu alte cuvinte, atât intensitatea cât și durata evenimentelor determină zonele de secetă sau inundații și durata acestora. De aici și din cauza importanței socio-economice clare crește interesul și efortul pentru studiile legate de fenomenul ENSO al cercetătorilor din toată lumea. O cunoaștere și o înțelegere a fenomenului ENSO va conduce probabil la sporirea posibilităților în prevederea anomalioilor climatice la tropice pe mai mult decât șase luni și ar putea îmbunătăți prevederea la latitudinile medii și înalte. Este clar că o explicare a ceea ce se întâmplă în timpul fenomenului ENSO trebuie să includă o înțelegere în detaliu a proceselor complexe de feedback dintre ocean și atmosferă, acest fenomen fiind cel mai evident proces de interacțiune atmosferă-ocean.

10.6.3. Variabilitatea cvasi-decenală din bazinul Atlanticului

Deser și Blackmon (1993) au prezentat dovezi ale unui ciclu cvasi-decenal în Atlanticul de Nord. Structura câmpului SST este caracterizată de anomalii de temperatură cu semne opuse la est de Newfoundland și în afara coastei sud-estice a Statelor Unite. Modelul lor este caracterizat de o perioadă dominantă de 2 ani în perioada postbelică. Relația dintre atmosferă și ocean este similară cu cea specifică scărilor interanuale, cu vânturi puternice (slabe) corelate cu un SST rece (cald). Un ciclu decenal în Atlanticul de Nord, care a fost obținut prin combinarea unui cuplaj ocean-atmosferă, a fost descris de Grotzner și ceilalți (1997). Modelul decenal, caracteristic unei perioade de 17 ani, se bazează pe interacțiunile aer-apă. Acest model implică curentul circular subtropical de suprafață și Oscilația Nord Atlantică, iar memoria acestui model este legată de modificările oceanice de joasă frecvență ale variației vântului.

Un punct de vedere important, dar și controversat, al interacțiunilor ocean-atmosferă la latitudini medii și la scări de timp interdecenale, este reprezentat de efectele SST-ului extratropical asupra circulației atmosferice. Tourre și alții (1999) au sugerat că modelele cuplate ale SST-ului și presunii la suprafața mării, asociate pe o perioadă de 11,4 ani, indică o puternică legătură, la latitudinile medii, între oscilația nord atlantică (NAO) și SST și o legătură puternică tropicală-extratropicală, la scări de timp decenale. Studiile lor evidențiază o scară de timp definită de capacitatea anomalioilor, din straturile superioare ale oceanului, de a persista chiar și după ce anomaliiile atmosferice se diminuează, scara de timp în care interacțiunea ocean-atmosferă este menținută la scara bazinului Atlanticului. Foarte multe studii arată că variabilitatea SST-ului, pe o scară de timp cuprinsă între 10 și 14 ani în diferite părți ale Oceanului Atlantic, este o componentă a unei oscilații decenale coerente pan-atlantice, oscilație caracterizată de benzi zonale ale SST-ului și de anomalii ale vântului, suprapuse, pe o direcție meridianală, cu polarități alternante, din Atlanticul de Sud până în Groenlanda. De asemenea, fluctuațiile interanuale ale NAO, simulate, sunt în mod semnificativ corelate cu anomaliiile de SST din Atlanticul de Sud tropical și subtropical, fluctuații care sunt însotite de deplasări ale circulației regionale Hadley ce strabate ecuatorul. Folosind date observaționale, Dima și alții (2001) descriu un ciclu climatic care implică interacțiunile tropice-latitudinile medii și interacțiunile ocean-atmosferă. Ei consideră că memoria modelului cuplat este, cel mai probabil, conținută în ocean.

Mecanismul pentru studiul variabilității cvasi-decenale din bazinul Atlanticului a fost identificat folosind metode statistice, separat pentru tropice și pentru latitudinile medii. S-a arătat că modurile dominante ale variabilității SST, în aceste regiuni, sunt

corelate negativ pentru un decalaj de 0 ani și sunt corelate pozitiv pentru un decalaj de 5–7 ani. Principalele caracteristici ale ciclului decenal, descris în acest studiu, pot fi rezumate după cum urmează: o perturbație inițială SST în nordul tropicelor este asociată cu modificări ale intensității convecției în ITCZ și modificări ale circulațiilor Walker, respectiv Hadley; în acest fel semnalul este transferat la latitudini medii prin intermediul atmosferei, practic instantaneu la această scară de timp. Aceste condiții atmosferice impun anomaliiile SST în regiunea Curentului Golfului, anomalii care au semn opus celor de la tropice; aceste anomalii sunt "transferate" (probabil prin intermediul oceanului) în 5–7 ani în regiunea nordică a Atlanticului Tropical, schimbând ciclul în fază contrară; în acest fel tropicele primesc un feedback negativ de la latitudinile medii (după 5–7 ani).

Mecanismul corespunde destul de bine cu cel al lui Bjerknes (1964), care a sugerat că fluctuațiile decenale sau la scară mai mare, sunt corelate cu modificări ale curentului circular subtropical de suprafață, ca răspuns la schimbările pe termen lung, asociate cu intensitatea și locația anticiclronului subtropical.

Se pare că sistemul tropice-latitudini medii și ocean-atmosfera (bazat pe un feedback negativ) poate produce fenomene oscilatorii. Sunt necesare mai multe studii pentru a înțelege în ce fel semnalul este transferat de la latitudini medii la tropice. Observând că anomaliiile SST peste bazinul Atlanticului de Nord tend să persiste la o scară de timp cvazi-decenală, se poate presupune că, curentul circular subtropical de suprafață poate advepta anomaliiile SST din regiunea Curentului Golfului spre tropice.

10.7. MODELE CLIMATICE

Un model climatic reprezintă o încercare de simulare a numeroaselor procese care se produc în, și între componentele sistemului climatic. Obiectivele modelării sunt înțelegerea acestor procese și a interacțiunilor din interiorul sistemului climatic precum și tentativa de anticipare a efectelor schimbărilor climatice. Simularea cu un model climatic se realizează prin descrierea sistemului climatic pe baza legilor fundamentale ale fizicii. Așadar, un model climatic se formulează printr-un sistem de ecuații care reprezintă exprimarea matematică a acestor legi.

Din mai multe motive un model trebuie să fie o simplificare a lumii reale. Procesele din cadrul sistemului climatic nu sunt cunoscute în totalitate, acestea fiind deosebit de complexe. Mai mult, componentele sistemului climatic interacționează unele cu altele dând naștere proceselor cu feedback, astfel încât soluțiile ecuațiilor fundamentale necesită calcule complexe. Soluțiile rezultate conțin în ele o anumită stare inițială de la care se pornește în descrierea evoluției unei componente particulare a sistemului climatic. Condițiile la limită, ca de exemplu radiația solară sau temperatura suprafeței apei mării (SST) sunt impuse din datele de observație dar aceste date nu sunt complete sau nu au o suficientă acuratețe pentru a descrie complet condițiile reale ale mediului înconjurător, astfel încât datele rezultate din modele vor avea în mod inevitabil un anumit grad de incertitudine.

Deși modelele climatice sunt destinate anticipării climei, performanța lor în acest sens poate fi testată doar relativ la clima din trecut și la cea actuală. De regulă, atunci când se realizează un model, unul dintre obiectivele imediate este acela de a se face validarea modelului, adică a se face comparația simulării cu clima prezentă. După

această etapă modelul poate fi utilizat la simularea climei din trecut, nu numai pentru a dovedi performanța modelului dar mai ales pentru a se investiga și a înțelege cauzele care au determinat acest tip de climă. Deși clima din trecut nu este bine cunoscută, această comparație reprezintă totuși, un pas foarte util în stabilirea validității modelului climatic. După astfel de testări, modelul poate fi utilizat pentru studiul predicției climei viitoare.

În sistemul climatic al Pământului se produc o multitudine de fenomene a căror scară de timp variază între 10^{-4} și 10^{10} ani.

10.7.1. Principalele tipuri de modele climatice

Un model climatic trebuie să surprindă modul în care energia primită de la Soare este absorbită, reflectată sau reemisă de Pământ sau atmosferă. De asemenea trebuie luate în considerare procesele de redistribuire a energiei pe glob (în special transportul de energie de la latitudini joase la latitudini mai mari) precum și transportul vertical al energiei (în special transportul convectiv). Procesele de suprafață au o deosebită importanță deoarece controlează prin intermediul albedoului cantitatea de radiație reflectată de Pământ precum și cantitatea de radiație de undă lungă emisă de către acesta.

În funcție de simplificările care se fac relativ la luarea în considerare a factorilor care determină clima, modelele climatice pot fi clasificate, de la simplu la complex, în modele de bilanț energetic (EBM*), modele radiativ convective (RCM**), modele statistic-dinamice (SDM***) și modele de circulație generală (GCM). Modelele EBM și RC sunt zero sau unidimensionale, modelele SD sunt bidimensionale iar modelele GCM sunt tridimensionale.

Principalele componente care trebuie luate în considerare în construcția și înțelegerea unui model climatic sunt:

1. *Radiația și procesele fizice legate de aceasta*; procesele de absorbție, transmisie și reflexie a radiației solare și terestre în atmosferă și la suprafață (ca funcție de acoperirea de zăpadă, tipul de vegetație sau starea mării) se parametrizează.

2. *Procesele dinamice interne ale atmosferei și oceanului*: a) transportul energiei în jurul globului (de la latitudini joase la cele înalte) și mișcările verticale (exemplu convecția și transferul vertical prin unde gravitaționale), stratul limită și convecția umedă, circulațiile mezoscalare din atmosferă; b) transferul energetic la interfața ocean-atmosferă, transportul în stratul de amestec de la suprafață al oceanului, turbulența șiundelor gravitaționale interne ale oceanului, turbulența mezoscalară oceanică.

3. *Procesele de la suprafață* care includ uscatul, oceanul, gheata și modificarea albedoului, emisivitatea și transferurile energetice între suprafață și atmosferă;

4. *Rezoluția în timp și spațiu*.

Importanța relativă a acestor procese și bazele fizice ale parametrizărilor utilizate pentru incorporarea acestora în model poate fi discutată utilizând piramida modelării climatice (Fig. 10.17).

* (Energy Balance Model).

** (Radiative-Convective Model).

*** (Statistical and Dynamical Model) acronime din limba engleză pentru diferite modele, folosite și în limba română.

Muchiile reprezintă trei dintre elementele de bază ale modelului iar complexitatea acestuia este reprezentată crescător spre vârful piramidei. În apropiere de baza piramidei se află modelele climatice mai simple care incorporează doar unul din procesele principale. Așa cum se vede din figura 10.17 există patru tipuri principale de modele climatice.

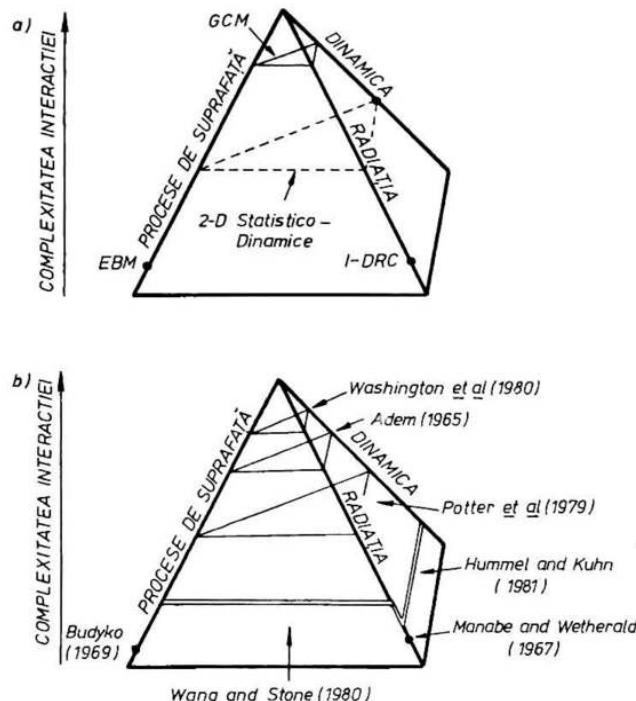


Fig. 10.17. Piramida modelării climatice. Poziția unui model în piramidă indică complexitatea cu care interacționează cele trei procese de bază; a) Pozițiile celor patru tipuri de modele de bază; b) Modele climatice particulare bazate pe diferite metode de incorporare a proceselor de bază și nivelul complexității interacțiilor (după Shine și Henderson-Sellers, 1983).

a) *Modelele de bilanț energetic* (EBM) sunt modele uni-dimensionale care predictează variația cu latitudinea a temperaturii la nivelul mării. Ele utilizează relații simplificate pentru a calcula termenii care contribuie la echilibrul energetic în fiecare zonă latitudinală;

b) *Modele radiativ-convective* (RCM) sunt modele uni-dimensionale care calculează profilul vertical al temperaturii (de obicei mediat global) prin modelarea explicită a proceselor radiative și o “ajustare convectivă” care restabilește un gradient vertical al temperaturii, predeterminat;

c) *Modelele statistico-dinamice* (SDM- Statistical Dynamical Model) – sunt modele bidimensionale și tratează în mod explicit de procesele de suprafață și dinamica acestora mediate zonal și o atmosferă rezolvată vertical;

d) *Modelele de circulație generală* (GCM) tratează natura tridimensională a atmosferei și/sau a oceanului. Aceste modele reprezintă tentativa de reprezentare a celor mai importante procese fizice. Rezoluția spațială este poate încă insuficient de rafinată pentru a surprinde în model în mod corect toate procesele la scară sinoptică din ocean iar

discrepanța dintre scara temporală și cea spațială din atmosferă și ocean este o problemă fundamentală pentru care se caută încă soluții pentru dezvoltarea modelelor cuplate.

Începuturile dezvoltării modelelor de circulație generală îi menționează ca precursori pe Bjerknes, Richardson, von Neuman, Charney și Philips. În perioada 1955–1965 primele modele de circulație generală au fost dezvoltate în laboratoarele centrelor universitare și a institutelor de cercetare cele mai puternice din Statele Unite ale Americii la GFDL (Geophysical Fluid Dynamics), la UCLA (University of California Los Angeles), la NCAR (National Center of Atmospheric Research). În perioada 1965–1975 modelele de circulație generală se dezvoltă și în alte țări ale lumii de echipe de cercetători din domeniul științelor atmosferice și oceanografiei din Canada, Australia, Anglia și Franța și Germania. Dezvoltarea GCM-urilor ajunge la maturitate în perioada 1975–1985 prin complexitatea modelelor dezvoltate la ECMWF (European Centre for Medium Range Weather Forecasts) în Anglia, MPI (Institutul Max Planck) în Germania, Meteo France în Franța, NCAR CCMs (Community Climate Models) și de alte grupuri. Această dezvoltare impetuosa a modelelor de circulație generală a fost posibilă și datorită creșterii exponentiale a puterii de calcul a calculatoarelor creându-se cadrul unor experimente climatice la scară mare.



Întrebări

1. Care sunt elementele care trebuie să fie considerate în definirea climatului?
2. Ce este clima?
3. Să se arate care este diferența dintre fluctuațiile climatice și schimbările climatice.
4. Să se precizeze care sunt principalele ere geologice din istoria climatului Pământului.
5. Enumerați câteva dintre motivele care au făcut din schimbarea climei un subiect prioritar.
6. Descrieți câteva metode științifice folosite pentru a înțelege climatele din trecut.
7. Cum poate teoria plăcilor tectonice (driftul continentelor) să ajute în explicarea precedentelor "inexplicabile" caracteristici glaciare din Africa, America de Sud și Australia zilelor noastre?
8. Poate teoria driftului continentelor să explice schimbările climatice de scurtă durată? Explicați.
9. Care sunt premizele de bază ale teoriei prafului vulcanic?
10. Este posibil ca intensificarea activității vulcanice să contribuie la răcire în perioadele glaciare? Poate teoria prafului vulcanic să explice alternanța perioadelor glaciare și interglaciare?
11. Precizați și descrieți cele trei variabile din teoria astronomică a schimbărilor climatice.
12. Care sunt mecanismele climatice de feedback? Dați câteva exemple.
13. Ce este factorul de feedback λ ?

14. Care este expresia parametrului total de feedback care rezultă ca urmare a combinării proceselor din modelul climatic?
15. Ce este variabilitatea de frecvență joasă și care este o posibilă cauză a acestei variabilități?
16. Care sunt cele trei fenomene care caracterizează variabilitatea climatică din Oceanul Atlantic de Nord?
17. Precizați care sunt elementele mecanismului responsabil pentru variabilitatea Atlanticului tropical și descrieți acest mecanism.
18. Precizați ce reprezintă indicii NAO și ce fenomene presupun fazele NAO.
19. Ce este ENSO și care sunt fenomenele asociate?
20. Care sunt principalele componente care trebuie luate în considerare în construcția și înțelegerea unui model climatic?
21. Care sunt cele patru tipuri principale de modele climatice?
22. Cum caracterizați tendința climatului în emisfera nordică?



BIBLIOGRAFIE RECOMANDATĂ

- Hartmann D.L., 1994: *Global Physical Climatology*. Vol.56 din International Geophysics Series, Academic press, New York, London, Sydney, 350 pg.
- Marshall, J. Y. Kushnir, d. Battisti, P. Chang, A. Czaja, R. Dickson, J. Hurrell, M. McCartney, R. Saravanan, M. Visbeck, 2001: *North Atlantic Climate Variability: Phenomena, Impacts and Mechanisms (review)*. Int. J. Climatol. vol 21, 1863–1898.
- McGuffie K., A.Henderson-Sellers, 2001: *Forth Years of Numerical Modelling*. Int. J. Climatol. vol 21, 1067–1100.
- Peixoto, J. P., A. H. Oort, 1992: *Physics of Climate*. American Institute of Physics, New York, 500 pg.

INDEX

A

Absorbție 80,
Accelerație
 centripetă, 215
 Coriolis, 216
 gravitațională, 28

Ace de gheță, 189

Acreție, 24, 182, 189

Activitatea solară, 77

Advecția

 diferențială a temperaturii, 261, 262
 diferențială a vorticității, 263
 vorticității, 253
 vorticității planetare, 253
 vorticității relative, 253

Aer

 uscat, 117, 330
 umed, 117, 330

Aerosol atmosferic, 68

Agregare, 188

Afeliu, 76, 381

Albedo, 93, 96

Albedoul norilor, 96

Alizée, 292

Anafront, 345

Analiza

 cvansi-geostrofică, 256
 la scară (scalară), 215

Anticiclone, 33, 336, 338

Aproximația

 ciclostrofică, 227
 cvansi-geostrofică, 256
 geostrofică, 217, 218
 hidrostatică, 219
 inertială, 226
 planului β , 259
 vântului de gradient, 227

Arhaic, 387

Atenuarea radiației solare, 86

Atmosfera

 baroclină, 233
 barotropă, 233
 compoziție, 47

origine, 24,
primară, 24
static-stabilă, 259
structură, 27-29

Aurora polară, 44

Averse, 44

Azoic, 378

Azot, 51

Axa current jet, 319-322

B

Barometru, 33, 52

Biosfera, 372

Bilanț radiativ planetar, 99

Blocaj, 377

Bora, 246

Briza

 de deal, 243

 de vale, 243,

 marină, 242

Burniță, 184

C

Catafront, 345

Cauzele variabilității climatice

 Externe, 380-381

 Interne 387

Căldura

 latență de condensare, 162

 latență de evaporare, 162

 specifică la presiune constantă, 160

 specifică la volum constant, 160

Ceața

 de advecție, 199

 frontală, 201

 de pantă, 201

 de radiație 194-199

Celula

Ferrel, 302

Hadley, 303

polară, 303

Centurile Van Allen, 44

Ciclogeneza, 340

- Ciclon 33, 336-338
Cicloni
 explozivi, 359
 extratropicali, 355-357
Cicul dioxidului de carbon, 53, 56
Cicul solar, 65
Cinematica frontogenezei, 348-350
Circulație
 de blocaj, 296
 generală a atmosferei, 292
 globală, 292
 Hadley, 293
 la latitudini medii, 316
 medie zonală, 295
 meridională, 296, 297, 313
 meridională convectivă în ocean, 399
 musicnică, 315
 tropicală, 313
 zonală intensă, 296
 Walker, 400
Clima, 367, 368
Coagulare, 71, 72
Coalescență, 71, 72, 169, 170
Coefficient
 de corelație, 295
 de difuzie a vaporilor de apă, 168
 de viscozitate, 210
Coefficienți
 de extincție, 79
 de împărtăiere, 79, 86
 de absorție, 79, 86
Componenta
 meridională a vitezei, 209
 verticală a vitezei, 209
 zonală a vitezei, 209
Componenți gazoși, 47-49
Concentrație
 de nuclee de condensare în nor, 78
 de particule, 69
Condensare, 71, 72,
Conductivitate termică, 168
Configurații de curgere, 350-352
Conservarea
 energiei, 223
 impulsului, 215
 vorticitatei potențiale, 254
Constanta
 atracției universale, 28
 gazelor, 117
 solară, 78, 85
Constituent minor, 49
Continuum atmosferic, 210
Conținut de vaporii de apă, 118
Conținut de apă lichidă, 173, 174, 203
Coordinate
- carteziene, 211
 izobarice, 223-225
 naturale, 228
Coroana solară, 77
Covarianță, 295
Crivăț, 245
Criosferă, 372
Cromosferă, 77
Cuaternar, 379
Curent jet
 polar, 304, 320
 subtropical, 304, 320
 troposferic, 300
Curenți jet, 255, 317, 319
Curgere
 barică, 218
 ciclostrophică, 227
 geostrategică, 217, 218
 inertială, 227
 la echilibru, 217
- D**
- Deformare**
 prin forfecare orizontală, 350, 351
 prin întindere orizontală, 350, 351
Densitate, 26
Depresiune
 aerului polar, 362
 de adâpost, 361
 rece, 362
 termică, 362
Diagrame aerologice, 145-149
Difuzie elastică, 86
Dinamica atmosferei, 206
Dioxid
 de carbon, 52
 de sulf, 67
Distribuția ozonului total, 63
Distribuția dimensională a particulelor de aerosol, 68
Divergența câmpului vânt, 234, 235
Driftul continentelor, 384, 385
Drumul optic al aerosolului, 89
- E**
- Echilibru**
 hidrostatic, 28
 fotochimic, 61
Echinocțiul, 76
Ecuată
 Clapeyron-Clausius, 134
 evazi-geostrophică a vorticității, 259
 evazi-geostrophică a vorticității potențiale, 264, 265

- de continuitate, 223, 373, 374
 de stare, 373, 374
 echilibrului hidrostatic, 218, 219
 energiei mecanice, 224,
 energiei termodynamice, 223, 224, 374,
 hipsometrică, 29, 219
 impulsului, 215, 373, 374
 omega, 262
 tendinței geopotențialului, 260
 vorticității, 254, 256
 undelor, 280
- Efect**
- Coriolis, 213
 de curbură, 166
 de solutie, 166
 de seră, 98
- Eficiență de ciocnire**, 183
- Emagrama**, 146
- Energia**
- cinetică, 143, 304
 cinematic turbulentă, 144
 internă, 122
 medie zonală, 308
 perturbațiilor tranzitorii, 304-307
 perturbațiilor staționare, 304-307
 componentei medii zonale, 304, 305
 potențială disponibilă, 141, 304
 potențială totală a unei coloane de aer, 140
- Entalpia**, 122
- Entropia**, 124
- Era geologică**, 386
- Eterosfera**, 31
- Excentricitate orbitei Pământului**, 381-383
- Exosferă**, 31, 42
- Extincție**, 79
- F**
- Factor**
- de eficiență, 90
 de feedback, 391
 de stabilitate, 224
- Factori**
- astronomici, 381
 terestri 382
- Faza**
- negativă NAO, 395
 pozitivă NAO, 394
- Feedback**, 388
- Flux**
- de CO₂, 53
 radiativ global, 99
 termic, 100
- Foehn**, 244
- Forcing**, 388
- Forță**
- radiativ, 103
 direct al aerosolului, 109
 indirect al aerosolului, 111
- Forțe**
- centrifugă, 212
 Coriolis, 213
 de gravitație, 212
 de viscozitate, 210
 gradientului baric, 209
 gravitatională, 209, 210
- Forțe reale**
- aparente, 208
 deviațioare, 208, 213
 de freare, 208, 210
- Fotosferă**, 77
- Frecare în stratul limită**, 242
- Frontogeneza**, 348-350
- Frontoliza**, 340-350
- Fronturi**, 342-348, 352-354
- Front**
- arctic, 333, 346-348
 cald, 346-354
 oclus, 340
 polar, 32, 346
 rece, 346-354
 subtropical, 330
- Funcția**
- de curent Montgomery, 322
 de transmisie, 89
- G**
- Gaze cu efect de seră**, 367
- Gaze permanente**, 50
- Geopotențial**, 29, 219
- Glaciație**, 383-385
- Gradient**
- adiabatic, 130
 al presiunii, 33
 vertical al temperaturii, 130
- Gravitație efectivă**, 212
- Grindina**, 188
- Grosime a stratului de aer**, 219
- H**
- Hărți sinoptice**, 33, 339
- Hărți de topografie barică**, 31, 340
- Hidrosfera**, 371
- Hodograful vitezei vântului**, 242
- I**
- Insolație**, 85, 86
- Instabilitate**
- baroclină, 356, 357, 359

computațională, 364
 conditionată, 138, 139
 hidrodinamică, 355
 inertială, 357
 Kelvin_Helmholtz, 240
 Inversiune termică, 35, 336,
 Indicii
 NAO, 394
 ENSO, 402
 Ionosfera, 41, 42
 Iradianța, 91
 Izobare, 31
 Izohipse, 31
 Izotermie, 35

I

Împrăștirea
 radiației, 78
 Mie, 78, 86
 Rayleigh, 78, 86
 multiplă, 79
 Înălțime
 de geopotențial, 30, 340
 de scală, 30, 40, 219
 Înclinarea axei Pământului, 74

L

Legile radiației, 77-81
 Linii de curent, 225
 Litosferă, 372

M

Macroscară, 210
 Magnetopauză, 43
 Magnetosferă, 43
 Masa atmosferei, 27
 Masa molară, 29
 Mase de aer, 327
 arctic, 328
 ecuatorial, 329
 polar, 328
 tropical, 329, 332

Mazărichea

 moale, 187
 tare, 187

Mecanisme de precipitare, 182

Meteorologie dinamică, 206

Metoda

 deterministă, 363
 euleriană, 211
 lagrangeană, 211
 perturbației, 279
 statistică, 363

Mezopauză, 41

Mezosferă, 41

Mezoscară, 210, 292
 Mezozoic, 378
 Microscară, 210
 Microfizica norilor, 163
 Microfizica precipitațiilor, 189
 Microfizica ceții, 202
 Milibar (mb), 31
 Mistral, 246
 Mișcare
 din atmosferă, 34
 ageostrofică, 228
 Mod
 de acumulare, 70, 71
 de nucleație, 71, 72
 Moduri, 272
 Modelul Dines, 236
 Modele
 atmosferice de circulație generală, 406
 climatiche, 405-407
 fizico-matematice, 363
 Momentul
 cinetic, 308-310
 cinetic mediu zonal, 309
 cinetic relativ, 310, 311
 forței, 309
 Muson, 301, 323

N

Nebulozitate, 178, 179

Neozoic, 378

Nivel

 de condensare, 131, 133
 de condensare prin ascensiune, 149
 norii, 174-178
 norii sidefii, argintii, 41
 Nuclee de condensare, 68
 Nucleație

 omogenă, 164
 eterogenă, 164

Numărul

 Rossby, 217
 Richardson, 241

O

Oblicitate, 383

Omosferă, 30

Omega (viteza verticală), 222, 223

Orbita Pământului, 382

Oscilator armonic, 272

Oscilație

 cvasi-bienală (QBO), 391
 nord-Atlantică (NAO), 392
 sudică, 400

Oscilații atmosferice

 globale, 268

- libere, 288
 micrometeorologice, 268
 mezosinoptice, 268
 sinoptice, 268
- Ozon, 60-64
 Ozon troposferic, 66
 Oxigen, 51
 Oxizi de azot, 51
- P**
- Pachet de unde, 273
 Paleoclimat, 378
 Paleozoic, 378
 Pangaea, 385
 Parametrizări, 376
 Parametrul
 Coriolis, 216
 de stabilitate statică, 224, 258
 de scală al atmosferei, 30
- Parametrii
 astronomici, 381
 de stare, 31
- Particulă
 de aer, 207
 de fluid, 207, 209
- Particule Aitken, 69
- Pâclă, 194
- Periheliu, 76, 381
- Perioade
 glaciare, 386, 387
 interglaciare, 387
- Perturbații
 barocline, 294
 staționare, 315
 tranzitorii, 304, 310
- Pete solare, 77
- Planul orbitei Pământului, 380
- Poluant, 156-158
- Poluare, 156-158
- Precesie orbitală, 380, 381
- Presiunea
 parțială, 31, 117
 parțială a vaporilor de apă, 117
 standard, 31
 de saturatie a vaporilor, 119, 162, 166,
- 185
- Precipitații, 180-182
- Principiul I al termodinamicii, 121
- Principiul al II-lea al termodinamicii, 123
- Prevederea vremii, 362-365
- Proces
 agregare, 186
 adiabatic, 127-129
 Bergeron, 186
- Punct de rouă, 121
- R**
- Radiația
 corpusculară, 81
 difuză, 84
 directă (de undă scurtă), 81, 84
 infraroșie (de undă lungă), 81
 retroimprăștiată, 83
 terestră, 83, 97
 termică, 81
 totală, 93
 ultravioletă, 81
 vizibilă, 81
- Radianță, 92
- Reacții fotochimice, 61, 62
- regiuni sursă, 327, 328
- Reflexia radiației solare, 93
- Relația de dispersie, 270, 281, 284
- Roza vânturilor, 237
- S**
- Scara
 aerologică, 207
 Beaufort, 238
 spațială, 207,
 sinoptică, 207, 292
 temporală, 207
- Schimbări climatice 367-370
- Secțiuni eficace
 de atenuare, 87
 absorbție , 87
 împrăștiere, 87
- Secțiune transversală
 de absorbtie, 80
 de împrăștiere, 80
 masică de extincție, 80
- Serii Fourier, 273
- Sisteme noroase, 161
- Sistem
 climatice, 369-372
 cvasi-geostrophic, 262
 de coordinate, 208
 de coordinate izobarice, 220-222
 de coordinate naturale, 225
 neinerțial, 213
 de referință, 208
- Sistem termodinamic, 114
- Solstițiu, 76
- Spectrul radiației electomagneticice, 82
- Spectrul energiei cinetice, 34
- Spectre dimensionale ale particulelor de nor, 172
- Spirala Ekman, 237
- SST (temperatura la suprafața mării), 398
- Stabilitate
 statică, 135, 227
 inerțială, 357

- Stratificare**
- instabilă, 136
 - stabilă, 136
 - izotermă, 336
 - termică a atmosferei, 35
- Stratopauză**, 41
- Stratosferă**, 40
- Stratul**
- atmosferic adjacent, 37
 - de amestec, 39
 - de la suprafață, 37
 - limită planetar, 37, 292
- Structura observată a atmosferei**, 292
- Subsidență**, 155
- Suprafață frontală**, 342-344
- Suprasaturație**, 169, 204
- Surse de aerosol**, 69
- Surse de sulf**, 67
- Şa barometrică**, 33, 336-338
- T**
- Talveg**, 33, 336-338
- Temperatură**
- diumă, 34, 115, 116
 - echivalent potențială, 330-332
 - parametru de stare, 34, 115
 - potențială, 128-138, 330
 - virtuală, 118
- Tendință**
- barică, 352
 - de geopotențial, 265
 - locală a vorticității, 256
- Tensiunea superficială a apei**, 166
- Teorema**
- de circulație Bjerknes, 248
 - de circulație, Kelvin, 247
 - Stokes, 250
- Teoria**
- astronomică, 381
 - frontului polar, 355
 - nebuloasei, 24
 - Opanin- Urey, 25
 - orbitală Milankovich, 382-384
 - plăcilor tectonice, 384
 - prafului vulcanic, 386
- Termen**
- divergenței, 260
 - de deformare, 260
 - solenoidal, 258
- Termoclină**, 55
- Termosferă**, 41
- Timp**
- de răspuns, 35
 - de viață (pentru aerosol), 72, 73
 - de viață al gazelor, 49
- Torsiune, 317**
- Traекторii**
- ale particulei de aer, 228
 - de furtună, 313, 318
 - polare, 28, 329
 - ultrapolare, 328, 329
- Transformarea maselor de aer**, 333
- Transmitanță**, 88
- Transport**
- de moment cinetic, 311
 - mediu zonal,
 - meridional de moment cinetic, 311, 312
- Tropopauză**, 37, 40
- Troposferă**, 36
- liberă, 40
 - înaltă, 40
- Turbulență**
- atmosferică, 238
 - de cer senin, 240
 - orografică, 239
 - termică, 239
- U**
- Umiditate**
- absolută, 119, 120
 - relativă, 119
 - specifică, 118, 134
- Unde**
- acustice (sonore), 277-279
 - atmosferice, 270
 - de adâpost, 285
 - de gravitație interne, 281, 283
 - dispersive, 280, 293
 - gravitaționale de suprafață, 279-281
 - nedispersive, 270
 - planetare, 291
 - Rossby, 285-289
 - stationare, 289, 304
- Unghi de înclinație**, 390
- Unitate Dobson**, 64
- Uragan**, 207, 238
- V**
- Vapori de apă**, 57-59
- Vânt**
- ageostrofic, 229, 230
 - anabatic, 244
 - catabatic, 244
 - de gradient 228
 - geostrofic, 218, 222, 320
 - în rafale, 239
 - local, 243
 - laminar, 238
 - solar, 24, 43
 - termic, 231-235, 320

- turbulent, 238
- Variabilitatea climatică, 368-377
 - cvasi-decenală, 404
 - de frecvență joasă, 377
 - interanuală, 392
 - spațială, 368
 - temporală, 368
- Variabilitatea Atlanticului Tropical, 397
- Variația**
 - înclinației orbitei Pământului, 381
 - excentricității orbitei Pământului, 381
 - oblicității, 381
- Variațiile**
 - climatice forțate, 366, 380
 - climatice libere, 380
 - diurne, 31
- Viteza
 - de fază, 269
 - de frecare, 240
 - de grup, 270
 - de rotație a Pământului, 369
 - limită de cadere, 181
- unghiulară medie, 311
- Vârtej circumpolar emisferic, 312
- Vizibilitate, 202
- Vorticitate**
 - absolută, 250
 - de curbură, 251
 - de forfecare, 251
 - în coordonate naturale, 250
 - geostrofică, 252
 - planetară, 250
 - potențială cvasi-geostrofică, 266
 - relativă, 250
- Vremea, 324
- Z**
- Zona de convergență intertropicală, 302, 314
- Zona frontală, 342
- Zone surse pentru masele de aer, 328
- Zona tropicelor, 293
- Zona subtropicală, 293
- Zona latitudinilor medii, 293
- Zona de furtună, 318

Bibliografie

- Barnston, A. G., R. E. Livezey,** 1987: *Classification, seasonality and persistence of low-frequency atmospheric circulation patterns.* Month. Weath. Rev. **115**, 1083-1126.
- Barry R. G., R. J. Chorley,** 1992: *Atmosphere, weather and climate.* Routledge, London, New York, 400 p.
- Beer T.,** (1974) *Atmospheric waves*, John Wiley & Sons, Toronto, New York, 300 p.
- Beșleagă N.,** 1972: *Elemente de meteorologie dinamică.* Tipografia Institut. Național de Meteorologie, București, 230 p.
- Bigg, G. R.,** 1998: *The ocean and climate.* Cambridge, University Press, 270 p.
- Bjerknes J.,** 1964: *Atlantic air-sea interaction.* Advances in Geophysics, vol 10, Landsberg, van Mieghem eds. Academic Press, New York, 1-82.
- Boer, E. R., V. Ramanathan,** 1997: *Lagrangian approach for deriving cloud characteristics from satellite observations and its implications to cloud parameterization.* J. Geophys. Res., **102**, 21, 383-399.
- Bojariu R., D. M. Paliu,** 2001: *North Atlantic Oscillation projection on Romanian climate fluctuations in the cold season.* In Brunet, M., Bonillo, d.l. eds. Springer Berlin-heidelberg, 345-356.
- Bordei-Ion, E.,** 1983: *Rolul lanțului alpino-carpațic în evoluția ciclonilor mediteraneeni*, Ed. Academiei, 136 p.
- Braham, R. R.,** 1963: J. Appl. Meteor., **2**, 498
- Broecker W. S., G. H. Denton,** 1989: *The Role of the ocean-atmosphere reorganizations in glacial cycles.* Geochemistry Cosmochimistry Acta, vol. **53**, 2465-2501.
- Broecker, W. S.,** 2000: *Was a change in thermohaline circulation responsible for the Little Ice Age?* Proceedings of the National Academy of Science (USA), vol. **97**, 1339-1342.
- Budyko M. L.,** 1969: *The effect of solar radiation variations on the climate of the Earth.* Tellus **21**, 611-661.
- Cess R. D., G. L. Potter, M. H. Zhang, J. P. Blanchet, S. Chalita, R. Colman, D. A. Dazlich, A. D. Del Genio, V. Galin, D. Jerrett, E. Keup, A. A. Lacis, H. LeTreut, X. Z. Liang, J. F. B. Mitchel, J. J. Morcrette, P. M. Norris, D. A. Randall, J. F. Royer, J. M. Slingo, A. P. Sokolov, K. E. Taylor, R. T. Wetherald, I. Yagai,** 1991: *Interpretation of snow-climate feedback as produced by 17 general circulation models.* Science **253** 888-892.
- Chapmann, S.,** 1930: *A theory of upper-atmospheric ozone.* Mem. Roy. Meteorol. Soc. **3**, 103-125.
- Charlson R. J., J. E. Lovelock, M. O. Andreae, S. G. Warren,** 1987: *Oceanic phyto-plankton, atmospheric sulphur, cloud albedo and climate.* Nature, **326**, 655-661.
- Charlson, R. J., S. E. Schwartz, J. M. Hales, R. D. Cess, J. A. Coakley, J. E. Hansen, D. J. Hoffmann,** 1992: *Climate forcing by anthropogenic aerosols.* Science, **255**, 423-430.
- Crutzen P. J., M. O. Andreae,** 1990: *Biomass burning in tropics: impact on atmospheric chemical and*
- Deser C., M. L. Blackmon,** 1993: *Surface climate variation over the North Atlantic Ocean during winter 1900-1989.* Jour. of Climate **6**, 1743-1753.
- Dima, M., N. Rimbu, S. Ștefan, I. Dima,** 2001: *Quasi-Decadal Variability in the Atlantic Basin Involving Tropics-Midlatitudes and Ocean-Atmosphere Interactions.* Journal of Climate, Vol. 14, 2001, 823- 832 pp.
- Drăghici I.,** 1980, *Dinamica Atmosferei*, Ed. Tehnică, București, 475 p.
- Findlater, J.,** *Field investigations of radiation fog formation at outstations.* Meteorological Magazine, Jul 1985, pp. 187-201.
- Fleagle R. G., J. A. Businger,** 1963: *An introduction to Atmospheric Physics.* Academic Press, New York, London , 400 p.
- Fu, C., H. Diaz, D. F. Dong,** 1999: *Changes in atmospheric circulation over northern hemisphere oceans associated with rapid warming of the 1920s.* Int. J. Climatology, **19**, 581-606.

- Gavrilov N.M., 2002: *Experimental Atmospheric Dynamics*. <http://www.kurasc.kyoto-u.ac.jp/~gavrilov/lectures>
- Götz, G., Mészáros E. and Vali G., 1991: *Atmospheric Particles and Nuclei*, Akadémiai Kiadó, Budapest, 270 p.
- Grotzner A., M. Latif, T. P. Barnett, 1997: *A decadal climate cycle in the North Atlantic Ocean as simulated by the ECHO coupled GCM*. Jour. of. Climate, 11, 831-847.
- Haltiner, G. J., R. T. Williams, 1980: *Numerical prediction and Dynamical Meteorology*, Wiley, New York, 300 p.
- Hansen, J. E., L. D. Travis, 1974: Light scattering in planetary atmospheres, Space Sci. Rev., 16, 527-610.
- Holton J. R., 1979: *An introduction to dynamic meteorology*, Academic Press, 423 p.
- Hurrell J. W. 1995: Decadal trends in the North Atlantic Oscillation: regional temperatures and precipitations. Science 269: 676-679.
- Henderson-Seller B, A.Henderson-Seller, S. M. P, Benbow, 1991: *Earth-the water planet: a lucky coincidence?* In Scientists on Gaia, Schneider and Boston P.J. (eds) MIT Press, Cambridge MA, 80-89.
- Houghton H., 1954: *On the annual heat balance of the North Hemisphere*. J. Met., 11, 1-9.
- Houghton J. T., 2002, *The Physics of Atmosphere* – third edition, Cambridge University Press, 320 p.
- Hurrell J. B., 1995: *Decadal trends in the North Atlantic Oscillations: regional temperatures and precipitation*. Science 269, 676-679.
- Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC), (2001): *Climate Change, The Scientific Basis: Aerosols, their direct and indirect effects*, Intergovernmental Panel on Climate Change, Cambridge University Press, New York.
- Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC), 1996: *Climate Change 1995, The Science of Climate Change*, edited by J. T. Houghton, L.G. Meira Filho, B. A. Callander, N. Harris, A. Kattenberg, and K. Maskell, Cambridge Univ. Press.
- Intergovernmental Panel on Climate Change, IPCC, 1997: Climate Change 1994, radiative forcing, Cambridge University Press, 1995.
- Iribarne, J. V., L. W. Godson, 1981: *Atmospheric Thermodynamics*. 2-nd ed. Reidel Dordrecht, Netherlands.
- James J. N., 1994 : *Introduction to circulating atmosphere*. Academic Press, 413 p.
- Jones P. D., 1988: *Hemispheric surface air temperature variations: recent trends and update to 1987*. Journal of Climate, 1, 654-660.
- Jones, P. D., T. Jonson, D. Wheeler, 1997: *Extension to the North Atlantic Oscillation using early instrumental pressure observation from Gibraltar and south-east Iceland*. Int. J. Climatol., 17, 1433-1450.
- Joss, J., E. G. Gori, 1978: *Shapes of raindrop size distributions*. J. Applied Meteorol., 17, 1054-1061.
- Juusto, J. E., G. G. Lala, 1981: *CCN-suprasaturation spectra slopes (k)*, J. Rech. Atmos., 15, 303-311.
- Junge C. E., 1963: *Air Chemistry and Radioactivity*. Academic Press, New York, 400 p.
- Kapala A., H. Machel, H. Flohn, 1998: *Behaviour of the centres of action above the Atlantic since 1881. Part II: Association with regional climate*. Int. J. Climatol., 18, 23-36.
- Kurz M., 1998: *Synoptic Meteorology*, Ed. Deutscher Wetterdienst Offenbach am Main, 400 p.
- Kurz M., 2000: *Synoptic diagnosis-an indispensabil tool for nowcasting and very short range forecasting*, Proceedings Budapest.
- Lashoff D. A., 1991: *Gaia on the brink: biogeochemical processes in global warming*. in Scientists on Gaia, Schneider S. H., Boston P. J. (eds.) MIT Press: Cambridge MA; 433.
- Liou, K. N., 1980: *An introduction to atmospheric radiation*. Academic, New York, 390 p.
- Lockwood J. G., 1979: *Causes of Climate*. Wiley, New York, 260 p.
- Lorenz, E. N., 1967: *The nature and theory of the general circulation of the atmosphere*. WMO Publication, 218, WMO , geneva, Switzerland, 161p.
- Lorenz E. N., 1963: *Deterministic nonperiodic flow*. Journal of Atmospheric Science, 20, 130-141.
- Ludlam F. H., 1980: *Clouds and Storms. The behavior and Effect of Water in the Atmosphere*, The Pennsylvania State Univ. Press, 400 p.
- Lutgens, F. K., Tarbuck E. J., 1986: *The Atmosphere: An Introduction to Meteorology*. Prentice Hall, Englewood Cliff, New Jersey, 490 p.
- Marshall J. S., W.McK. Palmer, 1948: *The distribution of raindrops with size*. J. Meteor., 5, 156-166.
- Marshall J., Y. Kushnir, D. Battisti, P. Chang, A. Czaja, R. Dickson, J. Hurrell, M. McCartney, R.Saravanan, M. Visibek, 2001: *North Atlantic climate variability: phenomena, impacts and mechanisms*, International Journal of Climatology, 21, 1863-1898.
- Mason, B. J., J. B. Andrews, 1960: Quart. J. Roy. Meteor. Soc. 88, 136.
- Mason B. J., 1971, *The Physics of Clouds*, Clarendon Press, Oxford, 500 p.

- McGuffie K., A. Henderson Sellers, 1997: *A Climate Modelling Primer*. Wiley: Chichester.
- McGuffie K., A. Henderson-Sellers, 2001: *Forth Years of Numerical Modelling*. Int. J. Climatol. vol 21, 1067-1100.
- Meszaros A., 1984: The number concentration and size distribution of the soot particles in the 0.02-0.5 μm radius range at sites of different pollution level. *Sci. Total Environ.*, 36, 238-288.
- Milankovich, M., 1941: *History of radiation on the Earth and its use for the problem of the ice ages*. (tradus din germană prin Israel Program for scientific translations, 1969), 633 p.
- Miller M., 2002, *Atmospheric Waves*, Meteorological training Course Lecture series, European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (ECMWF).
- Mircea M., S. Stefan, 1998: *A theoretical Study of the Microphysical Parametrization of the Scavenging Atmospheric Environment*, vol. 32, Nr. 11, 1998, pp. 2931 - 2938.
- Mitchell, J. M., 1976: *Stochastic models of air-sea interaction and climatic fluctuation*. Proc. Sym. Arctic Heat Budget and Atmos. Circ. (Ed. By J. O. Fletcher).
- Marotzke, J., 2000: *Abrupt climate change and thermohaline circulation: Mechanisms and predictability*. Proceedings of National Academy of the Science of USA, 97, 1347-1350.
- Monin, A. S., A. M. Yaglom, 1971: *Statistical fluid mechanics*. Vol 1. MIT Press, Cambridge.
- Moore D. J., B. J. Mason: 1954: Quart. J. Royal. Meteor. Soc. **80**, 583.
- Murphy L., Salby, 1996: *Fundamentals of atmospheric physics*, Academic Press, London, 600 p.
- Navarra J. G., *Atmosphere, Weather and Climate, An Introduction to Meteorology*, 1979, 600 p.
- Oort A. H. Peixoto J. P., 1983: *Global angular momentum and energy balance requirements from observations*. Advances in Geophysics **25**, 355-490.
- Palmen E., C. W. Newton, 1969: *Atmospheric Circulation Systems*. Academic, New York, 600 p.
- Pandis S. 2000: *Atmospheric Aerosols*. Workshop on Chemistry-climate interactions, Summer Colloquium on the Physics of Weather and Climate, 29 May - 09 June, 2000, Trieste Italy.
- Petterssen S., 1969, *Introduction to Meteorology*, McGraw Hill, New York, 333 p.
- Petterssen, S., 1956: *Weather analysis and forecasting*, McGraw-Hill Book Co., New York, Toronto.
- Pruppacher H. R., J. D., 1978, *Microphysics of Clouds and Precipitation*, D. Reidel Publishing Company, Dordrecht Holland, Boston U.S., 700 p.
- Plate, E. J., 1971: *Aerodynamic characteristics of atmospheric boundary layers*. AEC Critical Review Series, U.S. Atomic Energy Commission, 190 p.
- Plate, E. J., 1997: *The convective boundary layer: a historical introduction*. NATO-ASI-Bouyant Convection in Geophysical Flows.ed. Plate E., Feodorovich, 1-21.
- Randall D., 2003: *An Introduction to the General Circulation of the Atmosphere* <http://kiwi.atmos.colostate.edu/group/dave/at605.html>
- Rasool, S. I., 1963: *Structure of Planetary Atmospheres*. AIAA Journal, 1, 6
- Riehl, H., J. S. Malkus, 1958: *On the heat balance in the equatorial trough zone*. *Geophysica* **6**, 503-538.
- Rind D., E. W. Chiou, W. Chu, J. Larsen, S. Oltmans, J. Lerner, M. P. McCormick, L., McMaster, 1991: *Positive water vapour feedback in climate models confirmed by satellite data*. *Nature* **349**, 500-503.
- Rind D., 1998: *Just add water vapor*. *Science* **281**: 1152-1153.
- Rogers J. C., 1985: *Atmospheric circulation changes associated with the warming over the northern North Atlantic in the 1920's*. *Journal of Climate and Applied Meteorology* **24**: 1303-1310.
- Ropelewsky, C.F., M. S. Halpert, 1987: *Global and Regional scale precipitation patterns associated with El Nino/Southern Oscillation*. *Month. Weather Rev.* **108**, 1226-1247.
- Seinfeld, J. H., S. N. Pandis, 1998: *Atmospheric Chemistry and Physics*. John Wiley , New York, 1326 p.
- Seinfeld J., 1998: *Atmospheric Chemistry and Physics of Air pollution*. John Wiley & Sons, New York, Toronto, 700 p.
- Sellers W. D., 1969: *A global climatic model based on the energy balance of the Earth-atmosphere system*. *Journal of Applied Meteorology* **8**, 392-400.
- Shine K. P., A. Henderson-Sellers, 1983: *Modelling climate and the nature of climate models: a review*. *Jour. of Climatology*, **3**, 81-94.
- Starr V. P., 1953: *Note concerning, the nature of the large-scale eddies in the atmosphere*. *Tellus* **5**, 494-498.
- Stull, R. B., 1988: *An introduction in boundary layer meteorology*. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, Boston, London, 650 p.
- Ştefan S., 1992: *Contribuții la studiul proceselor de condensare-evaporare din atmosferă*. Teza de doctorat.

- Ștefan S., 1998, *Fizica aerosolului atmosferic*, Ed. All Educațional, București, 220 p.
- Ștefan, S., M. Ghioca, N. Rimbu, C. Boroneanț, 2003: *Study of meteorological and hydrological drought in southern Romania from observational data*, International Journal of Climatology, Vol. 24, 2004 pp. 871-881.
- Tomozeiu R., A. Busuioc, S. Ștefan, 2002: *Changes in seasonal mean of maximum air temperature in Romania and their connection with large-scale circulation*. Int. J. Climatol., vol. 22, №. 10, 2002, pp. 1181-1196.
- Tourre Y. M., B. Rajagopalan, Y. Kushnir, 1999: *Dominant patterns of climate variability in the Atlantic Ocean during the last 136 years*. Jour. of Climate, 12, 2285-2299.
- Twomey, S., 1977: *Atmospheric Aerosols*, Elsevier, New York.
- Twomey, S., 1974: *Pollution and the planetary albedo*. Atmosph. Environm., 8, 1251-1256.
- U.S. Standard Atmosphere, 1976: NOAA, NASA, USAF, Washington, D.C., 227 p.
- van de Hulst D. C., 1957: *Light scattering by small particles*. Wiley, New York, 300 p.
- Zhang G. J., V. Ramanathan, 1999: *A lagrangian examination of the cloud physical and radiative properties in the ARM SGP site from satellite observations*. Ninth ARM Science team Meeting Proceedings, San Antonio, Texas, March 22-26, 1999.
- Warner, J., 1968: J. Applied Meteorology, 7, 247.
- Willis P. T., 1984: *Functional fits to some observed drop size distributions and parameterization of rain*. Jour. of Atmos. Science, 41, 1648-1658.
- Walker , G. T, E. W. Bliss, 1932: *World Weather V. Mem. Royal meteor. Soc.* 4, 53-84.
- Wallace J. M., P. V. Hobbs, 1997: *Atmospheric Science: An introductory survey*. Academic Press, New York.
- Wallace J. M., 1996: *Observed climatic variability: spatial structure*. In Decadal Climate Variability, Anderson DLT, Willebrand J. Eds., Springer Berlin, 31-81.
- Wallace J. M., D. S. Gutzler, 1981: *Teleconnections in the geopotential height field during the Northern Hemisphere winter*. Monthly Weather Reviews 109, 784-812.
- Wetherald R. T., S. Manabe, 1980: *Cloud cover and climate sensitivity*. Science 37, 1485-1510.
- Wetherald R. T., S. Manabe, 1986: *An investigation of cloud cover change in response to thermal forcing*. Climate Change 8, 5-23.
- Wibig, J., 1999: *Precipitation in Europe in relation to circulation patterns at the 500 hPa level*. International Journal of Climatology 19, 253-269.
- Williamson, S., 1973: *Fundamentals of Air Pollution*. Addison-Wesley. Reading, MA, 475 p.
- Wyrtki, K., 1982: *The Southern Oscillation, ocean atmosphere interaction, and El Niño*. Marine Technol. Soc. J. 16, 3-10.
- <http://www.ideo.columbia.edu/res/pi/NAO>
- <http://www.ideo.columbia.edu/~visbeck/nao/presentation> (Martin Visbeck)
- <http://www.vision.net./daly/elnino.htm> (John I. Day)
- <http://iri.columbia.edu/climate/ENSO/background>
- <http://www.usatoday.com/weather>
- <http://www.doc.mmu.ac.uk/aric/ea/eclimate>
- http://www.fact-index.com/c/cl/climate_model.htm
- <http://www.its.caltech.edu/snowcrystals>
- <http://www.fact-index.com/radiation.htm>

Oamenii au fost întotdeauna interesati de ceea ce se întâmplă în jurul lor, cu viața lor, și ca urmare au privit cu atenție mediul înconjurător. Sigur, există elemente care afectează viața noastră zilnică mai mult decât altele, cum ar fi de exemplu multitudinea de fenomene pe care noi le numim cu un singur cuvânt, vremea. Dar, alături de deciziile zilnice legate de vreme trebuie în mod permanent luate decizii care implică toate fenomenele care au loc în atmosferă și în mediul înconjurător. Răspunsuri la întrebările privind poluarea aerului și controlul ei, efectele transportului aerian în continuă dezvoltare, inclusiv supersonic, asupra atmosferei medii, posibilitatea schimbărilor climatice și efectele lor asupra producției mondiale de hrană și tendințele pozitive sau adverse în modificarea vremii, sunt toate foarte importante și în orice caz, vitale.

Vladimir Ivanovici

Am încercat să „construiesc” o carte din notele unor cursuri pe care le țin de mulți ani la Facultatea de Fizică, specializarea *fizica atmosferei și a pământului, protecția mediului*, și din materialul folosit pentru cercetarea științifică, din rezultatele acestei cercetări. Am pornit de la ideea realizării unei cărți utile nu numai studenților care se specializează în fizica atmosferei și fizica și protecția mediului ci tuturor celor care lucrează în domeniul științelor Pământului. Ca urmare, cartea este scrisă ca să fie accesibilă nu numai fizicienilor, atenția fiind concentrată pe o înțelegere fenomenologică mai mult decât pe o considerare matematică a proceselor și fenomenelor.

Sabina Ștefan



EDITURA UNIVERSITĂȚII DIN BUCUREȘTI

ISBN 973575961-6

9 789735 1759612

