
Convezione atmosferica

Silvana Di Sabatino

Dipartimento di Fisica & Astronomia - Università di Bologna

Francesco Barbano

Dipartimento di Fisica & Astronomia - Università di Bologna

La convezione è una forma di trasporto di energia e materia caratteristica dei fluidi, attribuita all'azione del campo gravitazionale terrestre in risposta ad una variazione di densità del fluido. In atmosfera la convezione è sinonimo di moti verticali d'aria, sotto opportune condizioni di riscaldamento del suolo e stratificazione termica (stabilità) dell'atmosfera. I moti convettivi comportano spostamenti verticali delle masse d'aria, con la possibilità di formare nubi di carattere cumuliforme sia di natura precipitativa che non. In questo articolo entreremo nell'ambito della convezione atmosferica spiegandone la fisica e la dinamica, descrivendo in particolare le condizioni in cui i moti convettivi possono svilupparsi. Successivamente ci dedicheremo alla trattazioni delle nubi che si possono originare in seguito alla convezione, partendo dai cumuli di bel tempo fino ad arrivare ai cumulonembi temporaleschi.

Introduzione

Tutti i moti che possono essere attribuiti all'azione di un campo gravitazionale stazionario in risposta ad una variazione della distribuzione di densità in un fluido possono essere definiti convettivi. Si tratta quindi di moti relativi di alcune particelle di fluido all'interno del fluido stesso. Lo scompenso di densità può avere origine diversa, generalmente termica o dinamica. Il moto

convettivo è quindi una tipologia di trasporto, sia di materia che di energia, presente solamente nei fluidi (liquido o gassoso). La convezione è maggiormente efficace in quei fluidi la cui viscosità, ovvero la resistenza allo scorrimento delle particelle che compongono il fluido, è piccola (acqua o aria), mentre è pressoché assente, ma non trascurabile, ad alte viscosità (moti convettivi all'interno del mantello terrestre).

I moti convettivi generano un mescolamento ed un omogenizzazione del fluido che può variare a seconda del regime dinamico in cui il fluido si trova durante il processo di convezione. *Regime*



Figura 1: Tipico esempio di nubi generate da moti convettivi poco intensi.

laminare: la convezione è debole e le particelle di fluido si spostano a velocità piccole; il numero di Reynolds, che esprime il rapporto tra le forze inerziali e quelle viscosive, è anch'esso piccolo; gli urti tra le particelle sono scarsi ed avvengono ad energie cinetiche basse, di conseguenza gli

scambi di energia e quantità di moto sono poco efficaci; il fluido risulta quindi poco mescolato. *Regime turbolento*: la convezione è intensa e le particelle di fluido si spostano a velocità elevate; il numero di Reynolds è grande; gli urti tra le particelle sono abbondanti ed avvengono ad energie cinetiche elevate, di conseguenza gli scambi di energia e quantità di moto sono molto efficaci; il fluido risulta quindi mescolato ed omogeneo. Per quanto concerne le scienze atmosferiche, tuttavia, si tende a considerare come convettivi soltanto quei moti a limitata estensione orizzontale ($\sim 1 \text{ km}^2$) e pronunciato sviluppo verticale (fino ad interessare tutta la troposfera¹), come conseguenza di una distribuzione instabile di densità lungo la colonna di fluido. Nella maggior parte dei casi a rendere instabile la distribuzione verticale di densità è una variazione locale del profilo verticale di temperatura del fluido. Infatti il forte riscaldamento della superficie o il raffreddamento di una porzione di fluido ad una certa quota sono i fattori che maggiormente generano variazioni locali della densità e di conseguenza le condizioni ideali per l'instaurarsi di un regime convettivo.

Anche nella sua forma ristretta, la definizione di convezione applicata all'atmosfera identifica un ampio ventaglio di fenomeni che si sviluppano su differenti scale, specialmente energetiche; si passa infatti dalle strutture convettive all'interno dello strato limite atmosferico (entro cioè i primi 1 – 3 km di atmosfera) fino ad arrivare alle strutture che contribuiscono alla formazione degli uragani (che invece interessano tutta la troposfera).

La descrizione fisico-dinamica della convezione è semplice soltanto in casi fortemente approssimati. La fonte di maggior complicazione risiede nella facilità con cui il vapor acqueo contenuto nell'atmosfera cambia di fase; questo fenomeno infatti porta alla variazione del bilancio tra quantità di nubi e precipitazioni. Pertanto è opportuno fare una distinzione tra moti convettivi in presenza o assenza di vapor acqueo in atmosfera: si parla di *dry convection* quando l'ammontare di vapor acqueo in atmosfera è del tutto trascurabile (atmosfera secca) o, in prima approssimazione, quando è lontano dalla condizione di saturazione (atmosfera umida); si parla invece di *moist*

¹Primo strato di atmosfera di circa 10 km.

Fluido come continuo

In fisica i fluidi sono descritti come un mezzo *continuo*, ovvero si supporrà che ogni porzione di fluido sia infinitamente suddivisibile in porzioni sempre più piccole, e che procedendo in questa suddivisione le grandezze in gioco tendano a diventare costanti su tutta la porzione di fluido considerata. Allora si possono descrivere le grandezze che caratterizzano i fluidi geofisici attraverso i *campi* di queste quantità. Tali campi possono essere *scalari*, ovvero descritti in ogni punto da un'unica grandezza, o *vettoriali*, quando in ogni punto la grandezza è caratterizzata da modulo, direzione e verso. Assunta l'ipotesi del continuo, una *particella* rappresenta un volume regolare di fluido contenente un certo numero di molecole che può variare a seconda della densità del fluido stesso. Generalmente una buona approssimazione di particella d'aria è un cubo con spigolo di pochi μm , cioè contenente un numero di molecole dell'ordine dei cento milioni.

convection quando la convezione avviene in presenza di vapor acqueo vicino alla saturazione (atmosfera satura) che, per effetto delle variazioni di pressione e temperatura cui è sottoposto durante la sua ascesa in quota, può facilmente cambiare di fase, dando luogo a variazioni nella dinamica convettiva. Per semplicità di notazione useremo i termini *particella satura*, per indicare contenuti di vapor acqueo a saturazione, e *particella secca*, per indicare contenuti di vapor acqueo trascurabili o ininfluenti.

Teoria elementare della particella

Prima di addentrarsi nella descrizione delle due forme di convezione è bene soffermarsi su quelle che sono le forze generatrici dei moti convettivi. Abbiamo detto che convezione è sinonimo di movimenti verticali d'aria. In atmosfera la forma di convezione maggiormente efficiente è originata dalla forza di galleggiamento, la quale comporta un trasporto verticale di massa, calore e momento. All'atto pratico essa agisce come una spinta

che la particella d'aria riceve e che la sposta verticalmente rispetto al resto del fluido. La forza di galleggiamento si origina qualora ci siano delle variazioni locali di densità atmosferica tra le particelle di riferimento e l'ambiente circostante. Considerando una particella di aria secca di volume V , temperatura T e densità ρ durante il suo moto convettivo, essa sposta un uguale volume di aria dell'ambiente circostante la cui temperatura e densità sono rispettivamente T' e ρ' . La forza peso in unità di volume che agisce sulla particella è uguale a ρgV , dove $g = 9.81 \text{ m/s}^2$ è l'accelerazione di gravità, mentre quella agente sull'aria spostata è $\rho'gV$. Per il principio di Archimede, l'intensità della forza in unità di massa necessaria a spostare verticalmente una particella di fluido è data dalla differenza tra i pesi della particella e del fluido spostato. Questa forza in unità di volume, chiamata appunto forza di galleggiamento, individua l'accelerazione con la quale la particella si sposta verticalmente all'interno del fluido:

$$F_B = \frac{d^2z}{dt^2} = \left(\frac{\rho' - \rho}{\rho}\right)g,$$

dove z rappresenta la quota e t il tempo. In atmosfera non è semplice fare misurazioni di densità dell'aria; tuttavia considerando la particella in esame e l'ambiente esterno alla stessa pressione, la densità diventa funzione della sola temperatura, quantità molto più facilmente misurabile. Pertanto l'equazione per la forza di galleggiamento può essere riscritta in termini di differenze di temperatura:

$$F_B = \frac{d^2z}{dt^2} = \left(\frac{T - T'}{T'}\right)g = Bg, \quad (1)$$

dove B è chiamato termine di galleggiamento. La forza risulta quindi essere positiva quando la particella è più calda dell'aria ambiente e negativa quando la particella è più fredda dell'ambiente. Quest'equazione, valevole strettamente per un'atmosfera secca, si può generalizzare al caso di atmosfera umida semplicemente sostituendo la temperatura con la temperatura virtuale. D'ora innanzi pertanto si userà il termine temperatura riferendosi tuttavia alla temperatura virtuale, anche nel caso di temperatura potenziale.

Sostituendo la velocità verticale $w = dz/dt$ della particella nell'equazione (1) ed integrando il

Temperatura virtuale

L'aria umida ha un peso molecolare inferiore a quello dell'aria secca ($M_v < M_d$), e di conseguenza ha una costante dei gas R maggiore ($R_v > R_d$). I pedici v e d indicano rispettivamente il vapor acqueo (*vapour*) e l'aria secca (*dry*). Anziché avere due costanti diverse per aria secca e umida, e di conseguenza due diverse equazioni per i gas perfetti, è più comodo scrivere tutto in funzione della sola R_d ed inglobare la presenza del vapore in una temperatura fittizia chiamata appunto temperatura virtuale. La temperatura virtuale di una particella di aria umida viene pertanto definita come la temperatura che una teorica particella di aria secca avrebbe se posta alla stessa densità e pressione della particella di aria umida:

$$T_v = \frac{T}{1 - \frac{e}{p}(1 - \epsilon)}$$

dove e rappresenta la pressione di vapore, p la pressione totale della particella ed $\epsilon = \frac{R_d}{R_v}$. Quando la particella non contiene vapor acqueo $T = T_v$.

risultato rispetto a due altezze z_0 e z , si ottiene un'equazione per la velocità delle particelle in un moto convettivo:

$$w^2 = w_0^2 + 2g \int_{z_0}^z B(z)dz,$$

dove w_0 è la velocità verticale all'altezza z_0 . Questo è il modello più semplice possibile per lo studio della convezione di una particella di aria secca o umida in atmosfera. Tuttavia esso è anche fortemente approssimato, soprattutto per quanto riguarda la velocità della convezione che risulta generalmente maggiore di quanto non sia realmente. Infatti per rendere semplici le equazioni, si sono trascurati tutta una serie di fattori che possono influire sull'effettiva velocità di spostamento della particella, quali il trascinamento aerodinamico, il mescolamento con l'aria circostante, i moti di compensazione verso il basso e il peso dell'acqua condensata all'interno della particella.

Temperatura potenziale

La *temperatura potenziale* è una grandezza fondamentale nella trattazione dei fenomeni atmosferici. Essa esprime la temperatura θ che la particella di fluido avrebbe se fosse spostata adiabaticamente (senza scambi di calore con l'ambiente esterno) ad una quota di riferimento con pressione p_0 , tipicamente assunta pari a 1000 hPa:

$$\theta = T \left(\frac{p_0}{p} \right)^{R/c_p},$$

dove T è la temperatura assoluta della particella, R è la costante dei gas e c_p è il calore specifico a pressione costante. La temperatura potenziale si misura in Kelvin.

L'importanza della temperatura potenziale risiede nel suo legame con l'entropia specifica; quest'ultima infatti è funzione della sola temperatura potenziale, pertanto una superficie adiabatica è sia una superficie a temperatura potenziale costante che isoentropica. Per questo motivo, il significato della temperatura potenziale è quello di fornire informazioni circa il calore assorbito da uno strato d'aria rispetto ad un altro. Quando le differenze di temperatura dipendono dalla quota in maniera adiabatica, la quantità di calore globalmente scambiata è la stessa per tutte le particelle.

Dry convection

Si può affermare che lo studio della convezione nasca con la scoperta da parte di Archimede del galleggiamento. Verso la fine del XIX e l'inizio del XX secolo sono stati compiuti numerosi passi avanti riguardo la comprensione fisica di questo fenomeno, grazie agli esperimenti in laboratorio di Benard e alle analisi teoriche di Lord Rayleigh. Gli esperimenti prevedevano lo studio della convezione, e delle sue proprietà, originatasi in una regione di fluido compresa tra due lastre orizzontali parallele a diversa temperatura (nello specifico la lastra inferiore fu posta a temperatura maggiore rispetto a quella superiore). Fintanto che la differenza di temperatura risultava piccola, non si generava nessuna forma di convezione e il calore veniva condotto dalla lastra più in basso a quella più in alto per mezzo della diffusione molecolare. Da una certa differenza di temperatura in poi si instaurano dei moti convettivi che prendono la forma di vortici regolari e stazionari, le cui dimensioni orizzontali dipendono dall'estensione delle lastre riscaldate, come mostrato in figura 2. Per quantificare l'instaurarsi della convezione, si ricorre all'uso di un numero adimensionale noto come *numero di Rayleigh*, il quale rappresenta il rapporto tra l'effetto destabilizzante delle forze di galleggiamento rispetto a quello

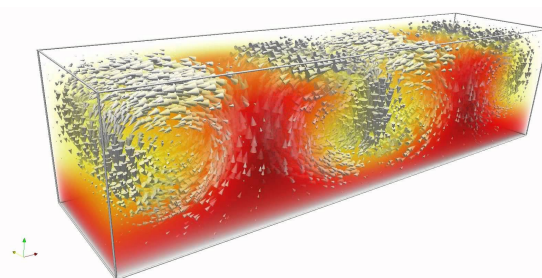


Figura 2: Convezione di Rayleigh-Benard tra due lastre orizzontali parallele delle quali quella inferiore ha temperatura maggiore rispetto a quella superiore (lastre non visibili nell'immagine). Il fluido segue un moto rotatorio variando la sua temperatura man mano che si avvicina alle lastre.

stabilizzante delle forze viscosive. Al superamento del valore critico del numero di Rayleigh si innescano i moti convettivi. Tale valore cambia in base alle proprietà delle lastre (estensione e temperatura), della distanza tra esse e del fluido tra loro compreso. Dalla figura 2 emerge chiara la dinamica del moto convettivo; la piastra inferiore trasferisce calore al fluido che riscaldato sale in quota avvicinandosi alla lastra superiore, cedendo via via calore al fluido circostante. Una volta raggiunta la lastra superiore la sua temperatura sarà inferiore rispetto a quella del fluido a quote inferiori. Pertanto si formeranno due rami come motori del vortice convettivo: uno ascen-

dente con fluido caldo e uno discendente con fluido freddo, come rappresentato dalle frecce rispettivamente rosse e blu in figura 2.

Un altro importante risultato dell'esperimento di Benard è l'organizzazione del fluido alla superficie superiore del fluido stesso. Infatti, rimuovendo la lastra superiore e guardando dall'alto verso il basso il fluido all'interno del quale si stanno svolgendo i moti convettivi precedentemente descritti, noteremmo una struttura a celle regolari che si distribuiscono su tutta la superficie. Tali celle, chiamate *celle di Benard*, sono il risultato stazionario della convezione di un fluido riscaldato dal basso. In figura 3 si può osservare un esempio di questa distribuzione a celle. La strut-

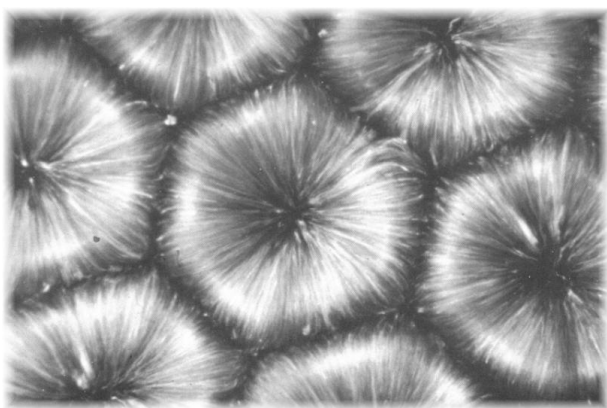


Figura 3: Celle di Benard regolari ottenute in un gas in condizioni convettive stazionarie.

tura a celle è dovuta al trasporto di calore per mezzo della convezione dal fondo alla superficie del fluido, e alla conseguente alterazione della sua tensione superficiale; quest'ultima infatti tende a diminuire all'aumentare della temperatura, giustificando così la formazione delle celle caratteristiche. Il moto all'interno delle celle è differente a seconda del fluido che stiamo considerando: infatti nei gas il moto delle particelle è discendente nel centro della cella, mentre nei liquidi tale moto è ascendente. Questa differenza è dovuta al fatto che mentre nei gas all'aumentare della temperatura aumenta anche la viscosità, nei liquidi avviene l'opposto. In entrambi i casi il numero e l'estensione delle celle variano all'aumentare del gradiente verticale di temperatura e il loro andamento è necessariamente l'uno l'opposto dell'altro.

Le strutture convettive precedentemente descritte rimangono facilmente riconoscibili anche al-

l'aumentare del gradiente verticale di temperatura nel fluido, almeno fino al raggiungimento di una seconda soglia critica. Oltre tale soglia, molto variabile da fluido a fluido, la struttura della convezione cambia; essa diventa sempre più complessa e non stazionaria fino a quando il fluido assume un comportamento del tutto caotico. Non è un caso quindi che la teoria del caos di Lorenz sia nata partendo da considerazioni riguardanti la convezione nei fluidi geofisici.

Le prime forme di convezione studiate al di fuori del laboratorio furono quelle originatesi da sorgenti localizzate, come ad esempio gli incendi. In questi casi tuttavia la dinamica convettiva è fortemente influenzata dalla turbolenza che si genera all'interno del fluido, la quale fa sì che il moto ascendente risulti molto caotico e non si riesca a distinguere una struttura netta come nel caso degli esperimenti in laboratorio. Guardiamo ora

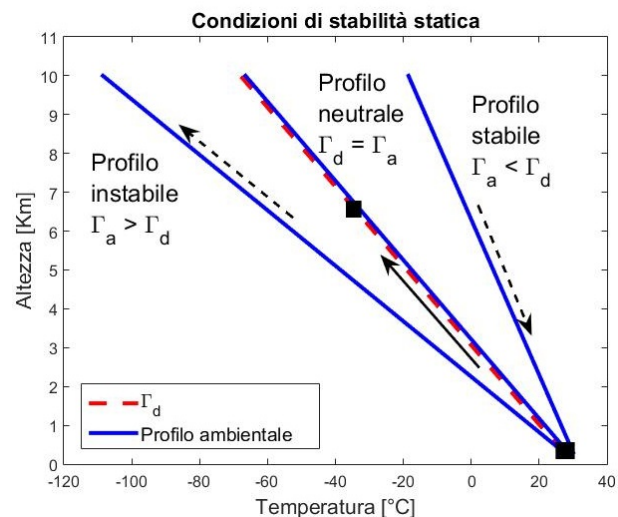


Figura 4: Tre condizioni di stabilità in atmosfera in termini di temperatura virtuale. Il moto della particella ideale (quadrato nero) segue l'adiabatica secca (tratteggio rosso). In base alla pendenza del profilo ambientale, Γ_a , otterremo le diverse condizioni di stabilità.

più nello specifico quello che è il comportamento dei moti convettivi in atmosfera. La convezione secca è un processo molto importante e frequente sia sopra le terre emerse, prevalentemente durante l'estate, che sopra gli oceani, soprattutto durante l'inverno. Essa si presenta come nell'esperimento di Benard, quindi come moto verticale di particelle in seguito al riscaldamento differenziato del suolo rispetto all'atmosfera o al raffreddamento ad una certa quota di quest'ul-

tima rispetto al suolo. Come già discusso nel paragrafo precedente, la forza responsabile dei moti convettivi è una forza di galleggiamento stabilmente positiva. Occorrono pertanto le giuste condizioni di instabilità statica affinché ciò si verifichi. Abbiamo visto come la forza di galleggiamento dipenda soltanto dalla differenza tra densità o temperatura della particella in esame e quella dell'ambiente esterno. Ipotizziamo ora di spostare una particella di fluido con una certa densità e temperatura verso l'alto, senza variarne le sue caratteristiche termodinamiche. La particella raggiunta una nuova quota si troverà ad avere una densità e una temperatura che possono essere maggiori, minori o uguali a quelle dell'ambiente circostante. Se la particella in esame ha temperatura minore rispetto all'ambiente essa tende a tornare alla posizione di partenza, se è maggiore dell'ambiente essa prosegue salendo in quota, mentre se è uguale rimane al livello raggiunto. Questo comportamento della particella può essere rappresentato attraverso un moto armonico prodotto dalla forza di galleggiamento. L'equazione (1) può pertanto essere riscritta come segue:

$$\frac{d^2 z}{dt^2} + N^2 z = 0, \quad (2)$$

dove N^2 rappresenta la frequenza di galleggiamento, anche nota come frequenza di Brunt-Väisälä. L'equazione (2) ha come soluzione un oscillatore armonico solo nel caso in cui N^2 è positivo. In questo frangente il moto risulta periodico e si dice che il fluido possiede una stabilità statica positiva, o che è staticamente stabile. Quando N^2 è nullo, l'equazione (2) ha come soluzione una funzione lineare nel tempo a coefficienti arbitrari, rappresentativa dello stato di quiete o moto rettilineo uniforme della particella, conformemente al primo principio della dinamica. In questo caso il fluido è in equilibrio neutrale. Infine quando N^2 è negativo, la soluzione dell'equazione (2) è una funzione esponenziale, rappresentativa di un progressivo allontanamento della particella dalla sua posizione di equilibrio. In questo caso il fluido è staticamente instabile. Si può anche parlare rispettivamente di stratificazione stabile, neutrale o instabile.

Da un punto di vista pratico, stabilire la stabilità statica in atmosfera non prevede la risoluzione

dell'equazione (2). Infatti basta conoscere il profilo verticale di temperatura o, meglio ancora, di temperatura potenziale dell'atmosfera, in quanto la frequenza di galleggiamento può essere indifferentemente legata ad entrambe le due quantità. In atmosfera si predilige l'uso della temperatura

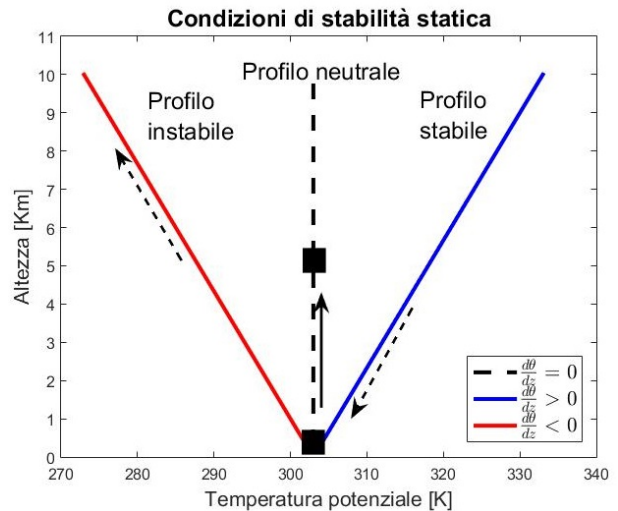


Figura 5: Tre condizioni di stabilità in atmosfera in termini di temperatura potenziale virtuale. Il moto della particella ideale (quadrato nero) segue l'adiabatica secca, ovvero il profilo neutrale. L'atmosfera risulta stabile se la sua temperatura potenziale cresce con la quota, instabile se decresce.

potenziale come indicatore di stabilità, in quanto il profilo in equilibrio neutrale è costante; uno spostamento verticale adiabatico infatti non prevede una variazione di temperatura potenziale. La temperatura di una particella in ascesa adiabatica, invece, decresce linearmente con la quota, di un fattore $\Gamma_d = 9.8 \text{ K/km}$ noto come *gradiente adiabatico secco* (tale gradiente indica che la temperatura decresce di un fattore costante ogni volta che c'è uno spostamento adiabatico verticale di un chilometro). Inoltre anche la forma della frequenza di galleggiamento risulta più semplice se espressa in termini di temperatura potenziale:

$$N^2 = \frac{g}{\theta_0} \frac{d\theta'_v}{dz}, \quad (3)$$

dove θ_0 è la temperatura potenziale di riferimento. Possiamo pertanto trasferire le condizioni viste per N^2 sull'unico termine variabile a destra dell'uguale, ovvero il gradiente verticale di temperatura potenziale $d\theta'_v/dz$. Si avrà dunque

che

$$\frac{d\theta'_v}{dz} > 0 \text{ stratificazione stabile}$$
$$\frac{d\theta'_v}{dz} = 0 \text{ stratificazione neutrale}$$
$$\frac{d\theta'_v}{dz} < 0 \text{ stratificazione instabile}$$

Tali condizioni sono riportate graficamente in figura 5. Dal momento che la maggior parte delle carte di stabilità sono ancora in termini di temperatura è opportuno indicare le condizioni di stabilità anche in termini di temperatura. Pertanto, considerando il gradiente ambientale $\Gamma_a = -dT'_v/dz$, si ha che:

$$\Gamma_a < \Gamma_d \text{ stratificazione stabile}$$
$$\Gamma_a = \Gamma_d \text{ stratificazione neutrale}$$
$$\Gamma_a > \Gamma_d \text{ stratificazione instabile}$$

Queste ultime condizioni di stabilità seguono il seguente ragionamento: data un'ipotetica particella in ascesa adiabatica, seguendo pertanto il gradiente adiabatico secco, l'atmosfera risulta rispettivamente stabile, neutrale od instabile se il suo gradiente di temperatura rispetto alla quota è minore, uguale o maggiore del gradiente adiabatico secco. Le due condizioni di stabilità ed instabilità rispetto a quella neutrale sono rappresentate graficamente in figura 4.

L'importanza dell'analisi di stabilità risiede nel fatto che la condizione necessaria affinché si sviluppi la convezione per galleggiamento è portata dall'instabilità statica. Pertanto la convezione sostenuta si sviluppa se l'atmosfera è staticamente instabile.

Moist convection

Abbiamo finora visto come una particella d'aria secca che sale in atmosfera si raffredda di 9.8 K/km , ovvero segue il gradiente adiabatico secco conseguentemente alla prima legge della termodinamica. Abbiamo anche detto che la stessa dinamica si ottiene anche nel caso di particella umida, in cui è presente vapor acqueo non saturo, perché la presenza delle molecole di vapore modifica di poco le proprietà termiche della particella. Quando invece il vapor acqueo presente nella particella raggiunge la saturazione, esso

Rapporto di mescolamento

Il rapporto di mescolamento fornisce una stima della quantità di vapor acqueo all'interno della particella sotto forma di rapporto tra masse, o numeri di molecole, tra vapore, m_v e aria secca, m_d .

$$w = \frac{m_v}{m_d} [\text{g/kg}].$$

Più in generale il rapporto di mescolamento si usa per stimare il quantitativo di un certo gas all'interno del volume d'aria campione. Nel caso specifico del vapor acqueo, assume particolare utilità il rapporto di mescolamento a saturazione rispetto al vapor acqueo, il quale permette di stimare quanto vapor saturo è presente nel volume d'aria campione. Generalmente questo rapporto viene espresso in termini di pressioni parziali del vapor saturo e_s e dell'aria secca o non satura $p - e_s$:

$$w_s = \frac{e_s}{p - e_s} \epsilon.$$

inizia a condensare in acqua liquida o ghiaccio. La quota alla quale ha inizio la condensazione è chiamato *lifted condensation level* (LCL). In natura il vapor acqueo condensa in acqua o ghiaccio su piccole particelle solide presenti in atmosfera (*aerosol*), note rispettivamente come *nuclei di condensazione* e *nuclei di ghiacciamento*. Generalmente si tratta di particelle di sabbia, fumo, fuliggine e sale marino, e, almeno inizialmente, la loro forma e dimensione è responsabile della distribuzione dimensionale delle gocce d'acqua. Pertanto i nuclei di condensazione e ghiacciamento agevolano le transizioni di fase del vapor acqueo. La miriade di goccioline che si formano in questo modo vanno a formare le nubi, la cui base identifica il livello LCL. Le goccioline formate per condensazione rimangono in sospensione in quanto la forza peso della parte condensata è ancora insufficiente a vincere la forza di galleggiamento che le spinge verso l'alto. Questa è la fase di formazione delle nubi convettive (argomento che riprenderemo più avanti), e le goccioline di cui sono costituite prendono il nome di *gocce di nu-*

be, per differenziarle dalle gocce di dimensione sufficiente alla precipitazione, chiamate *gocce di pioggia*.

Torniamo però al vapor acqueo. Quando condensa, rilascia nell'aria una quantità di calore in conseguenza al cambiamento di fase. Infatti la condensazione è un processo esotermico, ovvero avviene rilasciando nell'ambiente una certa quantità di calore come conseguenza del più elevato stato energetico del vapore rispetto al liquido. Il calore rilasciato si può quantificare, per ogni incremento del rapporto di mescolamento a saturazione rispetto al vapor acqueo w_s , in

$$\delta Q = -L_v dw_s,$$

dove L_v è il calore latente di vaporizzazione dell'acqua. Il calore rilasciato nel passaggio di fase riduce la velocità con cui la temperatura decresce con la quota rispetto alla decrescita adiabatica tipica di una particella secca. Il nuovo tasso di decrescita della temperatura con la quota per particelle sature segue un altro gradiente, noto come *gradiente adiabatico saturo*, Γ_s . Il valore di Γ_s è mol-

diventano virtualmente indistinguibili.

Abbiamo visto come una particella secca che si muove di moto convettivo in atmosfera segua processi adiabatici: non ha scambi di calore con l'ambiente circostante in nessuna fase del moto. Stesso discorso si applica anche alle particelle umide in quanto la presenza delle molecole d'acqua varia in maniera trascurabile le proprietà termiche della particella. Nel caso di particelle sature, invece, i processi di condensazione del vapor acqueo al loro interno sono diabatici, in quanto il passaggio di fase comporta sempre un assorbimento o un rilascio di calore. Si può parlare tuttavia di comportamento pseudo-adiabatico della particella satura in quanto i processi diabatici di condensazione avvengono all'interno della particella senza scambi di energia con l'ambiente esterno (eccezion fatta per l'acqua condensata che può esser rimossa dalla particella, portando con se una piccola quantità di energia che viene quindi ceduta all'ambiente esterno). Per questa ragione si usa spesso riferirsi al gradiente adiabatico saturo col termine di *pseudo-adiabatica* o *adiabatica satura* (in analogia col gradiente adiabatico secco solitamente chiamato *adiabatica secca*). Questa nomenclatura risulta di più semplice utilizzo, e viene comunemente usata nei radiosondaggi atmosferici (misure di grandezze fisiche con la quota) per riferirsi a condizioni convettive secche o sature.

Introdotta anche la convezione satura, si può notare come le particelle atmosferiche in moto convettivo possano seguire due traiettorie lungo il loro moto: un'adiabatica secca o una pseudo-adiabatica. Pertanto avremo bisogno di introdurre un ulteriore criterio di stabilità per contemplare entrambi i casi di particelle secche e sature. Riprendiamo pertanto il modellino di particella semplice già introdotto nel caso di convezione secca e lo applichiamo al caso saturo. La frequenza di galleggiamento può in questo caso essere scritta come segue:

$$N^2 = \frac{g}{T_0} \left(\frac{dT_{vl}}{dz} + \Gamma_s \right),$$

dove T_{vl} è la temperatura virtuale dell'acqua liquida. Quest'ultima viene utilizzata al posto della temperatura virtuale per tener conto del peso dell'acqua condensata. Introducendo i processi di condensazione durante l'ascesa della particel-

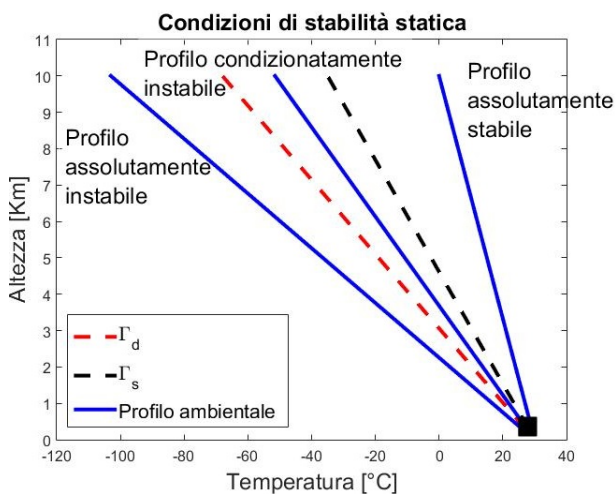


Figura 6: Condizioni di stabilità in atmosfera in termini di temperatura virtuale. Il moto della particella ideale (quadrato nero) può seguire l'adiabatica secca Γ_d o quella satura Γ_s , a seconda del suo grado di saturazione. L'atmosfera risulta stabile se la sua temperatura potenziale cresce con la quota, instabile se decresce. In base alla pendenza del profilo ambientale otterremo le diverse condizioni di stabilità.

to variabile; durante giornate calde all'interno della bassa troposfera assume valori pari ad circa 1/3 del valore di Γ_d , mentre alle temperature molto basse dell'alta troposfera i due gradienti

la, si ottengono cinque possibili stati di stabilità per l'aria umida:

$\Gamma_a < \Gamma_s$	assolutamente stabile
$\Gamma_a = \Gamma_s$	neutro saturo
$\Gamma_s < \Gamma_a < \Gamma_d$	condizionatamente instabile
$\Gamma_a = \Gamma_d$	neutro secco
$\Gamma_a > \Gamma_d$	assolutamente instabile

La lettura di questi criteri, illustrati in figura 6, è del tutto analoga a quanto già visto in precedenza per il caso secco. Definiti tutti i possibili criteri di stabilità possiamo andare ad osservare un caso reale di particella la cui stabilità cambia con la quota, passando così da fasi stabili ad instabili e convettive. La figura 7 mostra un esempio di instabilità condizionale su un diagramma termodinamico. Una particella umida, ma non satura, che è forzata ad ascendere dal livello 1000 hPa è all'inizio più fredda dell'ambiente e soggetta ad una forza di galleggiamento verso il basso (di restauro delle condizioni iniziali). La particella è in condizione di stabilità statica. La particella raggiunge il suo livello LCL a 900 hPa e ascende lungo l'adiabatica satura da quel momento in poi. Se la particella è fatta salire sopra gli 810 hPa, diviene più calda dell'ambiente ed è soggetta a forza di galleggiamento verso l'alto. L'instabilità condizionale implica che c'è uno spostamento verticale critico per cui una particella può cambiare il suo carattere da stabile ad instabile (o viceversa). Il livello di questa perturbazione critica ($p = 820$ hPa in figura 7) è chiamato livello di convezione libera (*level of free convection, LFC*). La particella continuerà ad accelerare verso l'alto fino al livello di galleggiamento neutro (*level of neutral buoyancy, LNB*), che denota il livello sopra il quale la particella in ascesa adiabatica satura diventerebbe più fredda dell'ambiente ($p = 530$ hPa in figura 7). La quantità di energia disponibile per un'accelerazione verso l'alto di una particella è chiamata *convective available potential energy (CAPE)*. Su un diagramma termodinamico, la cui area è proporzionale all'energia, la CAPE è proporzionale all'area racchiusa dalle due curve che indicano la temperatura della particella e dell'ambiente, come illustrato in figura 7. La quantità di CAPE di una particella sollevata

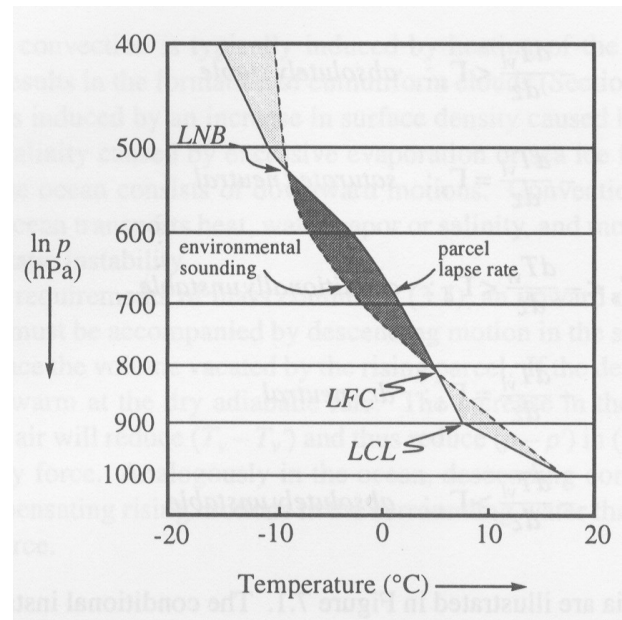


Figura 7: Illustrazione di instabilità convettiva su diagramma termodinamico. La linea tratteggiata rappresenta l'ambiente (T') e quella piena la particella (T). Sotto 810 hPa e sopra 530 hPa viene richiesta energia per sollevare la particella. Sopra 810 hPa e sotto 530 hPa la particella accelera liberamente (quindi ha un moto convettivo). L'area scura rappresenta la convective available potential energy (CAPE), mentre le due aree chiare rappresentano la convection inhibition energy (CINE).

da un'altezza z (all'altezza o sopra LFC) fino al LNB è data dall'integrale verticale della forza di galleggiamento tra i due livelli

$$CAPE(z) = \int_z^{LNB} g \frac{\rho' - \rho}{\rho} dz,$$

e si misura in J/kg . Questa quantità può essere riscritta in termini di temperature virtuali come

$$CAPE(p) = \int_{p(LNB)}^{p(z)} R'_d (T_v - T'_v) d \ln p.$$

Pertanto CAPE rappresenta l'energia potenziale totale a disposizione della convezione. Quando essa diviene energia cinetica si innescherà il moto convettivo. CAPE è definita soltanto per particelle che sono in galleggiamento positivo lungo il profilo verticale. Il termine *convection inhibition energy (CINE)* è analogo al CAPE, ma si riferisce ad un'area negativa sul diagramma termodinamico. Esso pertanto rappresenta l'energia con la quale la particella precedentemente spostata

verso l'alto torna alla sua quota originaria. Il diagramma termodinamico appena visto rappresenta un metodo classico di stima della convezione a partire dall'analisi di stabilità dell'atmosfera. Il tempo impiegato da un calcolatore per svolgere tale analisi è inferiore al secondo, rendendo pertanto molto efficiente l'utilizzo di questo metodo.

Nubi convettive non precipitative

Abbiamo precedentemente osservato come in seguito a convezione saturata si possano generare nubi di carattere convettivo, come conseguenza dei processi di condensazione del vapore acqueo contenuto nelle particelle in ascesa. In natura si possono formare varie tipologie di nubi convettive, che possiamo riassumere in due grandi categorie: nubi precipitative e non precipitative. Quando le nubi convettive sono spazialmente ridotte e/o hanno vita breve, i processi microfisici che combinano le gocce di nube per formare le gocce di pioggia sono del tutto inefficaci. In tal caso le precipitazioni sono quasi del tutto assenti. Questo avviene perché tutta l'acqua che



Figura 8: Un esempio di *cumulus humilis*.

condensa tende a rievaporare, dissipando così la nube precedentemente formata. Esempi di nubi convettive che soddisfano la dinamica appena illustrata sono le *cumulus humilis*, anche note come nubi di bel tempo, le *cumulus mediocris* e gli *stratocumuli*. Le *cumulus humilis* sono comunemente visibili durante calde giornate estive. Si tratta di nubi di piccole dimensioni, generalmente basse e senza una significativa estensione verticale. Tuttavia, sotto opportune condizioni

di stabilità e riscaldamento del suolo, è possibile trovare nubi di dimensioni maggiori o sistemi composti da più cumuli. La loro presenza in cielo è sinonimo di bel tempo che può perdurare per diverse ore. Generalmente si osservano nel pomeriggio di giornate a cielo sereno, per effetto del rilascio da parte del suolo del calore accumulato durante la mattinata, e tendono a dissiparsi in serata. Non è raro tuttavia che appaiano già in mattinata; in questo caso la loro presenza è sinonimo di forte instabilità atmosferica che può sfociare nella formazione di temporali pomeridiani o serali, anche piuttosto intensi. Pertanto, come nubi in se le *cumulus humilis* non sono precipitative, ma possono essere preludio di precipitazioni a carattere temporalesco.

Le *cumulus mediocris* presentano una genesi e struttura del tutto analoga a quella delle *humilis*. Si tratta tuttavia di cumuli di dimensione



Figura 9: Un esempio di *cumulus mediocris*.

maggiore rispetto alle più piccole *humilis*, generate da moti convettivi che possono superare i 5 m/s . Sebbene siano tipiche nubi di bel tempo, se l'atmosfera è sufficientemente instabile possono evolvere in *cumulus congestus* o *cumulonimbus*, diventando così nubi precipitative. Se esiste uno strato stabile (inversione) al di sopra dello strato instabile, i moti convettivi vengono inibiti mentre le nubi cumuliformi si appiattiscono ed espandono orizzontalmente prendendo il nome di stratocumuli. Essi formano un vero e proprio strato di nubi, la cui estensione orizzontale diventa preponderante rispetto a quella verticale. Gli stratocumuli hanno un forte impatto sul sistema climatico in quanto riflettono buona parte della radiazione solare incidente e emettono una



Figura 10: Un esempio di stratocumuli.

quantità di radiazione infrarossa paragonabile a quella emessa dalla terra in condizioni di cielo sereno.

Di forte impatto climatico sono anche i cirri, nubi molto sottili interamente costituite da cristalli di ghiaccio puro che si formano nell'alta troposfera dove le temperature sono sufficientemente basse da provocare il ghiacciamento del vapor acqueo senza bisogno dei nuclei di ghiacciamento. Generalmente i cirri non si formano per convezione; tuttavia si possono osservare in presenza di nubi convettive precipitative, come mostrato in figura 11. Il loro impatto climatico è legato all'influenza che esercitano sul bilancio radiativo. Si stima



Figura 11: L'immagine rivela la presenza di cirri (nubi sottili nella parte alta della figura) in prossimità di un intenso sistema convettivo marino.

che mediamente i cirri oscurino fino al 20% della superficie terrestre (percentuale che raggiunge il 50% se consideriamo solo le regioni tropicali, dove l'insolazione è massima durante l'anno). In questo modo la loro presenza riduce la radiazione solare incidente per riflessione della stessa da parte dei cristalli di ghiaccio, e allo stesso tempo assorbe, e riemette nella bassa troposfera, la

radiazione infrarossa rilasciata dalla superficie terrestre. I cirri inoltre hanno anche il compito di regolatori del bilancio di vapor acqueo atmosferico (specialmente nelle regioni tropicali), in quanto la loro formazione prevede il ghiacciamento, e quindi la rimozione, di vapor acqueo dall'atmosfera.

La genesi convettiva dei cirri è legata ai processi di fuoriuscita (*outflow*) di aria satura dalle regioni laterali delle nubi convettive precipitative. Queste fuoriuscite d'aria possono ascendere di quota, portando il vapore in esso contenuto a formare i cristalli di ghiaccio puro che compongono i cirri. Essi pertanto risultano visibili nelle vicinanze delle nubi da cui hanno origine, almeno nelle loro prime fasi di vita, ma a quote maggiori. La scarsa estensione verticale dei cirri è dovuta alla presenza di strati staticamente stabili che ne inibiscono lo sviluppo verticale a favore di quello orizzontale. Una volta formati, i cirri possono migrare rispetto al luogo d'origine sospinti dalle forti correnti orizzontali che dominano l'alta troposfera.

Nubi convettive precipitative

Quando la concentrazione di acqua in nube supera una certa quantità di soglia, si attivano diversi processi fisici che portano alla formazione di gocce di pioggia e alla precipitazione. I processi più efficienti e maggiormente riscontrabili sono: diffusione, collisione-coalescenza e, per il caso specifico dei cristalli di ghiaccio, accrescimento. La *diffusione* è il processo dominante, assieme alla condensazione, quando le gocce di nube sono troppo piccole perché possa essere efficiente qualsiasi altro meccanismo di accrescimento. In questa fase, le gocce di nube crescono per diffusione e condensazione (prevalentemente per contatto) di molecole d'acqua dal vapore disperso nell'ambiente circostante verso la superficie della gocciolina stessa. Nonostante si tratti di condensazione di vapore sulla superficie della particella, si parla di diffusione in quanto la dinamica che governa questo meccanismo di accrescimento è appunto diffusiva. La goccia di nube accresce la propria massa e dimensione fintantoché la densità del vapore contenuto nell'ambiente è superiore alla densità del vapore alla superficie della gocciolina. Se questo proces-

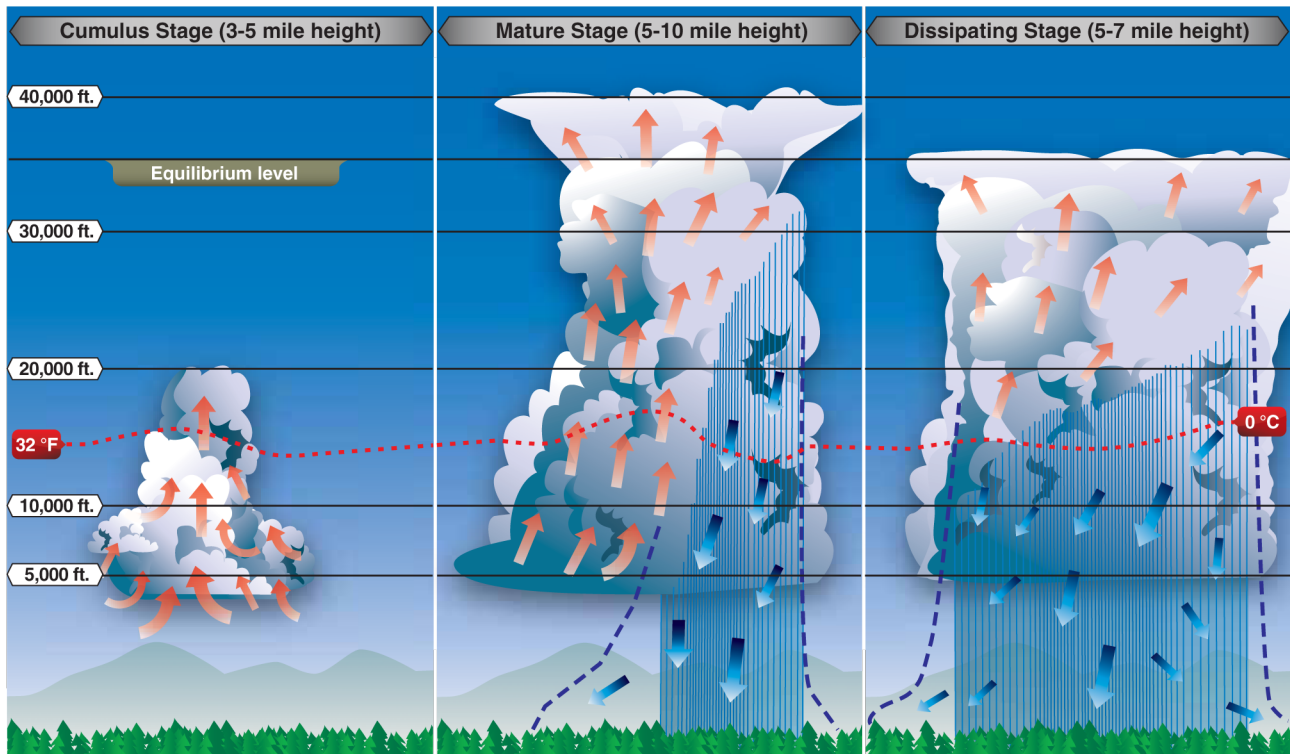


Figura 13: I tre stadi di sviluppo di un cumulonembo.

so ha fine prima che la gocciolina abbia raggiunto dimensioni sufficienti affinché altri meccanismi diventino dominanti, la goccia tenderà ad evaporare.

Quando una goccia di nube raggiunge una dimensione sufficiente (generalmente si considerano i 10 μm di raggio come soglia), i processi di *collisione* e *coalescenza* diventano predominanti. La collisione è sinonimo di urti tra gocce: tali urti possono essere di natura elastica o anelastica, ed avvengono in risposta alle forze gravitazionali. Quando la forza peso supera quella dell'updraft, le gocce, a partire da quelle più grandi, iniziano a cadere, collidendo così con le goccioline più piccole rimaste in sospensione. La collisione non garantisce automaticamente la coalescenza, ovvero l'aggregazione delle gocce scontratesi. Infatti possono verificarsi diversi scenari in seguito alla collisione: rimbalzo, coalescenza permanente o temporanea, e rottura. Nel primo caso non si ha un accrescimento delle dimensioni della goccia, mentre la crescita più efficiente è quella permanente. Negli altri due casi la coalescenza sfocia in una crescita nulla o parziale a seconda che la successiva separazione delle gocce avvenga conservando o meno la forma originale delle gocce stesse.

I primi due processi di crescita fin qui descritti hanno luogo con diversa efficienza sia nelle nubi d'acqua che di ghiaccio. Il terzo processo di crescita invece è esclusivo dei cristalli di ghiaccio, pressoché sempre presenti nelle nubi convettive a carattere precipitativo alle medie latitudini. L'*accrescimento* è un meccanismo di crescita del cristallo di ghiaccio che prevede la cattura di gocce di nube sopraraffreddate da parte di una particella di precipitazione ghiacciata. Se le goccioline ghiacciano istantaneamente per contatto con la superficie della particella ghiacciata, esse formano una pellicola di brina, portando alla formazione di un cristallo o alla *graupel*². Se il ghiacciamento non è immediato, si vengono a creare strutture più dense, di cui la grandine ne è un esempio estremo.

Le nubi convettive che generano precipitazioni rientrano nella categoria dei cumulonembi (*cumulonimbus*). Il cumulonembo è una nube di grande dimensione, ad estensione prevalentemente verticale, con base piatta e scura e top parzialmente o totalmente composto da cristalli di ghiaccio (gocce di nube ghiacciate per effetto di

²Precipitazione in forma solida, costituita da granelli di ghiaccio sferici o conici, poco compatti e facilmente comprimibili, dal diametro di pochi millimetri.



Figura 12: *Un esempio di cumulonimbus.*

temperature sufficientemente basse da permettere il ghiacciamento diretto del vapor acqueo). Spesso presentano un'incudine (*anvil*), ovvero una regione ad estensione prevalentemente orizzontale di origine simile a quella degli stratocumuli, dove però a fare da inibitore allo sviluppo verticale non è una regione stabile ma la tropo-pausa. Al centro della nube vi è l'*updraft*, ovvero il moto convettivo ascendente d'aria che genera ed alimenta lo sviluppo della nube stessa, le cui velocità oscillano attorno ai $10 - 30 \text{ m/s}$. La regione dell'*updraft* è la più attiva ed organizzata, nonché cuore e fulcro della nube e della formazione di gocce di pioggia. Quando la nube raggiunge lo stadio precipitativo, una seconda corrente verticale fredda si sviluppa per effetto del trascinarsi delle gocce d'acqua in caduta e raffreddata dall'evaporazione. Tale corrente prende il nome di *downdraft* ed è spesso rilevabile al suolo sotto forma di vento freddo; è inoltre responsabile della forte diminuzione di temperatura che si avverte al passaggio di un cumulonembo.

La vita media di un singolo cumulonembo è di circa $30 - 40$ minuti, e la sua evoluzione temporale viene generalmente divisa in tre fasi: stadio iniziale o di cumulo (*cumulus stage*), stadio maturo (*mature stage*) e stadio dissipativo (*dissipation stage*). I tre stadi di sviluppo della nube sono illustrati in figura 13. Il cumulonembo medio inizia il suo sviluppo da una grande torre cumuliforme, o come aggregato di esse, per effetto un forte *updraft*, la cui intensità supera spesso i 10 m/s . L'accelerazione dell'*updraft*, dovuta al rilascio di calore latente durante la condensazione del vapore, convoglia grandi quantità d'aria

dall'atmosfera sottostante verso il centro della nube. Questo stadio iniziale è caratterizzato dal fatto che tutta l'aria è in ascesa e che le gocce di pioggia che si formano sono mantenute in sospensione nell'*updraft*.

Lo stadio maturo inizia con l'apparizione della precipitazione (gocce di pioggia che precipitano dalla nube, ma che non necessariamente riescono ad arrivare al suolo in quanto evaporano prima) e con i primi segni di ghiacciamento al top. Buona parte della precipitazione in formazione è sopraraffreddata, ovvero l'acqua contenuta nelle gocce è allo stato liquido nonostante la temperatura sia inferiore al suo punto di congelamento. Il ghiacciamento infatti non comincia se le temperature non sono molto al di sotto dello zero, ed è facilitato quando le gocce sono più grosse. Se la crescita della nube è molto rapida, il ghiacciamento tarda ad arrivare perché le gocce che la compongono rimangono piccole e numerose. Questa è la condizione ideale per lo sviluppo della grandine perché il mancato ghiacciamento mette a disposizione una grande quantità di acqua sopraraffreddata, che ne è l'ingrediente principale. Una volta che le più grandi idrometeorie ghiacciate in caduta iniziano il ciclo di formazione, i chicchi di grandine crescono per cattura delle goccioline sopraraffreddate, facendole ghiacciare per contatto. Le dimensioni del chicco sono anche determinate dalla possibilità dell'*updraft* di mantenere il chicco in sospensione per il tempo necessario per farlo accrescere. Una notevole quantità di precipitazione che raggiunge il suolo durante i temporali deriva dallo scioglimento dei chicchi di grandine. La durata dello stadio maturo è variabile, ma spesso limitata ad una decina di minuti.

Il violento rilascio della precipitazione crea un *downdraft* che o fa collassare l'*updraft* o lo fa spostare di posizione. Quando ciò accade la nube entra nella fase di dissipazione. Il *downdraft* e la pioggia continuano, ma tendono ad attenuarsi gradualmente col tempo. La base della nube si alza notevolmente perché le idrometeorie sono più facilmente evaporate nell'aria in discesa che viene riscaldata adiabaticamente, e tutti i segni di ulteriore convezione sono rimpiazzati da nuvolosità a medio e alto livello. Questo determina la morte del cumulonembo, a meno che il processo non si ripeta dall'inizio sospinto da un nuovo

updraft con origine spostata rispetto al precedente.

Ogni cumulonembo è essenzialmente unico; i dettagli costitutivi infatti non si ripetono mai esattamente, anche se le somiglianze prevalgono all'interno di un singolo tipo di nube. Il cumulonembo riempie pesantemente le quattro dimensioni (tre spaziali e il tempo) e ciò da luogo ad un numero illimitato di possibili forme, dimensioni e colori. Le condizioni ambientali in cui si sviluppa sono facilmente mutevoli e ogni minimo cambiamento nelle variabili atmosferiche può generare uno scenario diverso in cui la nube si sviluppa. Ciononostante si può sempre osservare una struttura basilare che caratterizza i cumulonembi, la *cella*. La cella sta ad indicare una regione di atmosfera caratterizzata da un suo updraft organizzato ed unico. Grazie a questa caratteristica comune, è possibile creare delle classi di cumulonembi a cella *singola*, *multicella* e *supercella*.

Il tipo cumulonembo a cella singola descrive essenzialmente la crescita ed il collasso di una singola cella di updraft. Può cominciare come una torre cumuliforme più robusta del normale od emergere nel cuore di un aggregato di torri più piccole di uguali dimensioni che diventano una cella più grande. Il ciclo vitale di un updraft di altezza intorno ai 10 km può essere dell'ordine della mezz'ora. Non sono molto comuni poiché le condizioni favorevoli per la convezione normalmente permettono un flusso verticale maggiormente continuo, e si verificano più frequentemente quando l'instabilità è meno profonda o quando i venti in quota sono più leggeri. Il collasso della cella può dare inizio a nuove celle, ma sarebbero comunque eventi separati ed indipendenti.

La maggior parte dei cumulonembi è di tipo multicella. Questi ultimi differiscono dal tipo a cella singola per la presenza di una serie di pulsazioni di updraft separati che mantengono uno stato più o meno stazionario per quanto riguarda la forza e la struttura globale della nube. Queste pulsazioni possono variare dalle decine di secondi alle decine di minuti ed essere osservate ed identificate come torri separate in ascesa. Ciascuna può far parte di una base solida ed unica, ma matureranno come eventi separati, apportando il loro contributo distinto alla struttura di preci-



Figura 14: Sistema convettivo multicella. Si distinguono chiaramente tre celle a differenti stadi vitali.

pitazione del temporale ed a quella dell'anvil. Il sistema nuvoloso è altamente variabile quando si considerino forza, lunghezza degli intervalli e numero delle pulsazioni. È inoltre un ottimo ambiente per osservare il ciclo vitale convettivo in continua evoluzione.

Il temporale supercella è il più potente e potenzialmente distruttivo temporale convettivo locale che si conosca. È responsabile di una larga parte dei più distruttivi e duraturi tornado, e quasi sempre da luogo a grandine di grosse dimensioni, brevi venti violenti, folate violente dimensionali e continui fulmini. È un fenomeno



Figura 15: Temporale di tipo supercella.

indubbiamente abbastanza spaventoso per le sue enormi dimensioni e per il controllo quasi totale sull'atmosfera locale mediante il risucchio e la trasformazione di tonnellate di aria calda e umida. Questo tipo di temporale è più possibile quando una forte situazione di inversione ha ritardato il rilascio di energia fino a tardi nel corso

della giornata, e poi si apre per consentire ad uno o più temporali isolati di crescere. L'updraft molto efficiente e simile ad un getto può superare i 50 m/s; esso alimenta l'intero sistema introducendo aria nella nube attraverso pulsazioni a corti intervalli. Al confronto il sistema evolve in modo relativamente lento, rimanendo di aspetto abbastanza uniforme per ore. Il sistema è sormontato da un enorme anvil che si staglia nel cielo tagliando il vento per 20 – 30 km. Alla base dell'updraft del temporale rivela una corta linea di torri tra loro vicine ed in ripida ascesa e dove esse si uniscono alla nube principale si ritrovano talvolta striature circolari o laminari sotto la base, che tradiscono la rotazione del mesociclone incorporato al temporale. Spesso però il mesociclone,



Figura 16: Temporale di tipo supercella in cui è ben visibile il mesociclone.

una vasta porzione di updraft in rotazione, è visibile anche dall'esterno soprattutto dopo che la nube ha raggiunto un certo sviluppo, come mostrato in figura 16. Il mesociclone può evolvere in continuazione, muovendosi con il sistema, o rigenerarsi in passi successivi all'indebolirsi e riformarsi ripetuto dell'updraft principale. L'intero sistema può anche essere sottoposto ad un processo di evoluzione a passi discreti in cui il confine del downdraft si spinge in avanti ed intorno all'updraft, strozzandolo e forzandolo a riformarsi leggermente più avanti. La regione di attività del mesociclone è anche quella in cui si possono originare eventuali tornado.

Questo tipo di temporali non cessa mai di sorprendere anche i più esperti a causa della sua potenza ed imprevedibilità, e pertanto non dovrebbe mai essere sottovalutato.



- [1] S.R. BHOWMIK, S.S. ROY AND P.K. KUNDU: "Analysis of large-scale conditions associated with convection over the Indian monsoon region", *Int. J. Climatol.* **28** (2008) 797-821.
- [2] S.G. COBER, J.W. STRAPP AND G.A. ISAAC: "An example of supercooled drizzle drops formed through a collision-coalescence process", *Journal of Applied Meteorology* **35(12)** (1996) 2250-2260.
- [3] K.A. EMANUEL: *Atmospheric Convection*. Oxford University Press, Oxford (1994).
- [4] F. FIERLI, G. DI DONFRANCESCO, F. CAIRO, V. MARÉCAL, M. ZAMPIERI, E. ORLANDI AND G. DURRY: *Variability of cirrus clouds in a convective outflow during the Hibiscus campaign*. *Atmos. Chem. Phys.*, **8(16)** (2008). 4547-4558
- [5] R.A. HOUZE JR.: *Cloud dynamics (Vol. 104)*. Academic press, New York (2014).
- [6] E.L. KOSCHMIEDER: "Benard Convection", *Adv. Chem. Phys.* **26(177-212)** (1974) 605.
- [7] T.N. KRISHNAMURTI, L. STEFANOVA AND V. MISRA: *Dry and Moist Static Stability*. Springer Science & Business Media, Berlin (2013).
- [8] D.P. LALAS, F. EINAUDI: "On the correct use of the wet adiabatic lapse rate in stability criteria of a saturated atmosphere", *Journal of Applied Meteorology* **13(3)** (1974) 318-324.
- [9] E.N. LORENZ: "Deterministic non periodic flow", *J. Atmos. Sci.* **20** (1963) 130-141.
- [10] A.R. MOLLER, C.A. DOSWELL III, M.P. FOSTER AND G.R. WOODALL: "The operational recognition of supercell thunderstorm environments and storm structures", *Weather and Forecasting* **9(3)** (1994) 327-347.
- [11] M.W. MONCRIEFF AND M.J. MILLER: "The dynamics and simulation of tropical cumulonimbus and squall lines", *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* **102(432)** (1976) 373-394.
- [12] B.R. MORTON, B.R., G.I. TAYLOR AND J.S. TURNER: "Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources", *Proc. Roy. Soc.* **A234** (1956) 1-23.
- [13] C.W. NEWTON: "Circulations in large sheared cumulonimbus", *Tellus A* **1966** (18(4)) .
- [14] NORMAND, C., Y. POMEAU AND M.G. VELARDE: "Convective instability: A physicist's approach", *Rev. Mod. Phys.* **49** (1977) 581.
- [15] M. Orme Experiments on droplet collisions, bounce, coalescence and disruption *Progress in Energy and Combustion Science* **23(1)**1997 65-79
- [16] P.S. RAY, J.B. KLEMP AND R.B. WILHELMSON: "Observed and numerically simulated structure of a mature supercell thunderstorm", *Journal of atmospheric sciences* **38** (1982) 1558-1580.
- [17] LORD RAYLEIGH: "On convective currents in a horizontal layer of fluid when the higher temperature is on the underside", *Phil. Mag.* **32** (1916) 529-546.
- [18] C.P.R. SAUNDERS AND S.L. PECK: "Laboratory studies of the influence of the rime accretion rate on charge transfer during crystal/graupel collisions", *Journal of Geophysical Research: Atmospheres* **103(D12)** (1998) 13949-13956.

- [19] R.K. SMITH: *The physics and parameterization of moist atmospheric convection*. Springer Science & Business Media, Berlino (2013).
- [20] R.B. STULL: "A Fair-Weather Cumulus Cloud Classification Scheme for Mixed-Layer Studies", *American Meteorological Society* **24** (1985) 49-56.
- [21] D.Z. SUN AND R.S. LINDZEN: "Distribution of tropical tropospheric water vapor", *Journal of the atmospheric sciences* **50(12)** (1993) 1643-1660.
- [22] J.M. WALLACE AND P.V. HOBBS: *Atmospheric Science: An Introductory Survey*. Academic, San Diego, California (1977).
- [23] H.K. WEICKMANN AND H.J. AUFM KAMPE: "Physical properties of cumulus clouds", *Journal of Meteorology* **10(3)** (1953) 204-211.
- [24] P. ZUIDEMA, D. PAINEMAL, S. DE SZOEKE, AND C. FAIRALL: "Stratocumulus cloud-top height estimates and their climatic implications", *Journal of Climate* **22(17)** (2009) 4652-4666.



Silvana Di Sabatino: È Professoressa Associata di Fisica dell'Atmosfera presso il Dipartimento di Fisica e Astronomia dell'Università di Bologna. I suoi interessi di ricerca riguardano lo studio delle interazioni superficie-atmosfera la cui comprensione è alla base della dinamica della circolazione atmosferica e della meteorologia. Le tecniche di indagine che utilizza si basano sia su risultati di esperimenti in atmosfera reale che in laboratorio, affiancati da modelli numerici adeguati a descrivere i moti atmosferici a diverse scale spaziali e temporali.

Francesco Barbano: È Dottorando di Ricerca in Geofisica presso il Dipartimento di Fisica e Astronomia dell'Università di Bologna. Si occupa di studiare l'impatto della vegetazione in strato limite atmosferico urbano e come questo interessi il cambiamento climatico. Nutre un forte interesse nei fenomeni atmosferici e marini a più grande scale, specialmente se quelli di carattere "severe" (intensità straordinaria).