Università degli Studi di Trieste

DIPARTIMENTO DI FISICA
Corso di Laurea Triennale in Fisica

Analisi delle condizioni favorevoli allo sviluppo di fenomeni convettivi estremi alla mesoscala atmosferica

Candidato:
Francesco De Martin

Relatore:
Prof. Dario Giaiotti

Anno Accademico 2019-2020

Alla mia famiglia

E nella notte nera come il nulla,
a un tratto, col fragor d'arduo dirupo
che frana, il tuono rimbombò di schianto:
rimbombò, rimbalzò, rotolò cupo,
e tacque, e poi rimareggiò rinfranto,
e poi vanì. Soave allora un canto
s'udì, di madre, e il moto d'una culla.

Giovanni Pascoli

Introduzione

Fin da quando ero bambino, i fenomeni atmosferici ed in particolare i temporali, hanno generato in me un grande fascino: ciò mi ha portato ad approfondire nel corso degli anni l'argomento ed a maturare la decisione di iscivermi al corso di laurea in fisica, allo scopo di acquisire gli strumenti necessari per comprendere in profondità questo tipo di fenomeni. Sviluppare una tesi che analizzasse le cause fisiche alla base dei fenomeni convettivi estremi in atmosfera è stata per me dunque la scelta più naturale.

Inoltre, gli episodi di *Convective Severe Weather* (ossia temporali forti responsabili di grandinate, raffiche di vento, alluvioni lampo o tornado) sono attualmente la frontiera della fisica dell'atmosfera: nonostante le cause fisiche che determinano questi eventi siano chiare, non è ancora stato elaborato un sistema di previsione sufficientemente efficace. Poichè gli episodi convettivi estremi sono spesso causa di danno per le attività umane e non di rado mettono in pericolo anche la vita delle persone, avere un modello concettuale efficace per effettuare previsioni affidabili di *Convective Severe Weather* è importante per la nostra sicurezza. Lo studio di questa branca della fisica è quindi particolarmente stimolante anche per i risvolti pratici che ha sulla nostra società.

Nel primo capitolo della Tesi verrà ricavato sinteticamente il set di equazioni fondamentali della fisica dell'atmosfera, a partire dai principi della meccanica e della termodinamica. Successivamente, a partire da queste equazioni, verrà studiato il motivo per cui si sviluppa la convezione atmosferica profonda e verrà ricavata l'equazione prognostica della vorticità, necessaria per giustificare gli episodi convettivi atmosferici più estremi alle medie latitudini. Si esporrà quindi il modello concettuale attualmente utilizzato per effettuare la previsione di episodi di *Convective Severe Weather*. Utilizzando infine due indici descrittivi introdotti nei capitoli precedenti (CAPE e SRH), si esporrà un'analisi statistica condotta appositamente per questa tesi, allo scopo di verificare il modello concettuale elaborato e di metterne in luce i limiti nell'applicazione previsionale.

Indice

1 Fondamenti di fisica dell'atmosfera **5**
1.1 Scale dei moti atmosferici 5
1.2 Equazioni della dinamica atmosferica 5
1.2.1 Conservazione del momento 6
1.2.2 Conservazione della massa 8
1.2.3 Conservazione dell'energia 8
1.2.4 Equazione di stato 9
1.3 Temperatura potenziale e gradiente termico con la quota . . . 10
1.3.1 Temperatura potenziale 10
1.3.2 Gradiente termico con la quota 11
1.4 Variabili termodinamiche in aria umida 11
1.4.1 Temperatura virtuale 13

2 Il radiosondaggio e l'instabilità atmosferica **14**
2.1 Il radiosondaggio 14
2.1.1 Descrizione del dispositivo 14
2.1.2 Temperatura ambientale e Lifting Temperature 14
2.2 L'instabilità atmosferica 17
2.2.1 Stabilità statica e frequenza di Brunt-Vaisala 17
2.2.2 Parcel Theory e CAPE 19

3 Vorticità **22**
3.1 Equazione prognostica della vorticità 22
3.2 Vorticità alla mesoscala 24

4 Fenomenologia della convezione atmosferica profonda: il temporale e la supercella **26**
4.1 L'innesco della convezione atmosferica profonda 26
4.2 Le fasi di sviluppo di una cella temporalesca 27
4.3 La supercella 28
4.3.1 Fenomenologia della supercella 30
4.3.2 Come si sviluppa la supercella 30

5 La previsione di eventi convettivi causa di fenomeni meteorologici estremi **31**
5.1 Importanza della previsione degli eventi meteorologici estremi e localizzati 31
5.2 Strumenti concettuali e operativi per la previsione di eventi di *Convective Severe Weather* 31
5.2.1 Storm Relative Helicity 33
5.2.2 L'approccio tramite *proximity soundings* 33
5.3 Analisi delle condizioni favorevoli a *Convective Severe Weather* in Italia 34
5.3.1 Diagramma CAPE-SRH della radiosonda di Rivolto nell'estate 2018 34
5.3.2 Diagramma CAPE-SRH delle radiosonde italiane nell'anno 2019 36

6 Conclusioni **40**

7 Appendice **41**
7.1 Una derivazione alternativa della forza di galleggiamento . . . 41
7.1.1 Galleggiamento in funzione della Temperatura 42

Capitolo 1

Fondamenti di fisica dell'atmosfera

1.1 Scale dei moti atmosferici

Le scale dei moti atmosferici sono molteplici e passano dall'ordine di centimetri nel caso di fenomeni alla microscala come la turbolenza, all'ordine di decine di migliaia di chilometri nel caso di fenomeni alla macroscala come le onde planetarie. L'oggetto di studio di questa tesi, i fenomeni temporaleschi, hanno una collocazione intermedia, corrispondenti alla mesoscala e quindi dell'ordine di qualche chilometro. Comprendere le dimensioni spaziali del fenomeno oggetto dello studio è importante per poter trascurare nelle equazione fondamentali della fisica dell'atmosfera, che verranno in seguito ricavate, i termini non rilevanti a quella scala.

1.2 Equazioni della dinamica atmosferica

Lo studio della dinamica dell'atmosfera è basato sulle equazioni di conservazione tipiche della fisica classica:

- Conservazione del momento, o quantità di moto
- Conservazione della massa
- Conservazione dell'energia

Nei prossimi paragrafi verranno applicate le tre conservazioni all'atmofera terrestre, per ricavare un sistema di equazioni in grado di descrivere in maniera completa il moto di una particella d'aria. L'approccio utilizzato nella trattazione è quello proposto da Holton, Hakim (2013) [7].

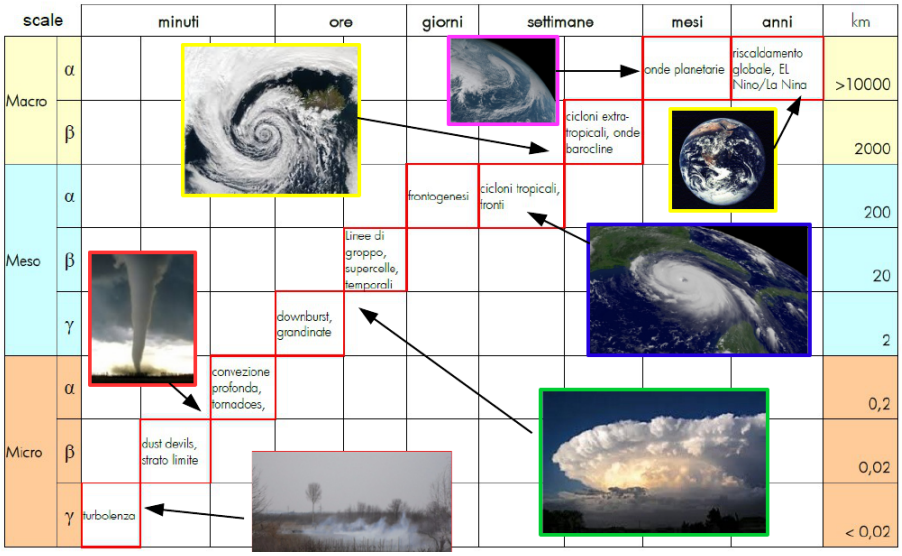


Figura 1.1: Schema esemplificativo per capire le scale dei moti atmosferici, proposto da Orlanski, 1975 [8]

1.2.1 Conservazione del momento

La seconda legge della dinamica di Newton afferma che la risultante di tutte le forze esterne agenti su un corpo causa una variazione della quantità di moto del corpo stesso che, nel caso la massa sia costante, si traduce nella sua accelerazione (Focardi et al, 2015 [3]). Nella fisica dell'atmosfera il corpo corrisponde ad un volumetto di aria, su cui agiscono la forza di gravità, la forza di attrito viscoso e la forza impressa dal gradiente di pressione.

E' preferibile derivare la conservazione del momento utilizzando un sistema di riferimento non inerziale, solidale con la rotazione terrestre. Tale scelta permette di interpretare e confrontare i modelli che ne derivano con le misure e le osservazioni eseguite nel sistema rotante. Il sistema di riferimento scelto è dato da un sistema di coordinate sferiche (λ, ϕ, r), dove λ corrisponde all'angolo polare, ϕ all'angolo azimutale e r alla distanza radiale rispetto il centro della Terra. Il sistema solidale con la Terra ruota con velocità angolare costante $\vec{\Omega}$ attorno l'asse z.

E' necessario ora utilizzare il differenziale di un vettore in un sistema di coordinate rotanti.

$$\frac{d_a\vec{A}}{dt} = \frac{d\vec{A}}{dt} + \vec{\Omega} \times \vec{A}$$

Dove $\frac{d_a\vec{A}}{dt}$ indica la derivata nel sistema inerziale, mentre $\frac{d\vec{A}}{dt}$ la derivata nel sistema di coordinate rotanti, t è il tempo e $\vec{A}$ è il vettore posizione del volu-

metto di aria. Con alcune semplici passaggi algebrici si ottiene l'accelerazione in coordinate rotanti.

$$\frac{d_a\vec{U}}{dt} = \frac{d\vec{U}}{dt} + 2\vec{\Omega} \times \vec{U} - \Omega^2\vec{R}$$

Dove $\vec{U}$ è la velocità e $\vec{R}$ è la distanza tra asse di rotazione terrestre e cubetto d'aria. Si osserva come sono presenti il termine dovuto alla forza apparente di Coriolis ($2\vec{\Omega} \times \vec{U}$) e il termine dovuto all'accelerazione centrifuga ($-\Omega^2\vec{R}$). In definitiva la seconda legge di Newton nel sistema di coordinate rotanti terrestri diventa:

$$\frac{d\vec{U}}{dt} = -2\vec{\Omega} \times \vec{U} - \frac{1}{\varrho}\vec{\nabla}p + \vec{g} + \vec{F_r} \tag{1.1}$$

Dove $-\frac{1}{\varrho}\nabla p$ è la forza per unità di massa impressa dal gradiente di pressione (ϱ è la densità e p è la pressione esercitata sul volumetto), $\vec{F_r}$ è la forza viscosa e $\vec{g} = \vec{g*} + \Omega^2\vec{R}$ è la risultante tra accelerazione di gravità e accelerazione centrifuga ($\vec{g*}$ e' l'accelerazione di gravità). Dall'equazione vettoriale, si ricavano 3 equazioni scalari. Per ottenere queste è conveniente considerare un sistema di riferimento in cui la superficie terrestre è descritta da due assi x e y corrispondenti a longitudine e latitudine. L'asse z corrisponde invece alla distanza dal centro della Terra, che è approssimata al raggio terrestre a. I differenziali delle nuove coordinate sono legate alle precedenti (λ, ϕ, r) da:

$$dx = a\cos\phi d\lambda \qquad dy = ad\phi \qquad dz = dr$$

Da cui si ottengono le tre componenti della velocità, che corrispondono alle tre componenti del vettore $\vec{U} = (u, v, w)$.

$$u = a\cos\phi\frac{d\lambda}{dt} \qquad v = a\frac{d\phi}{dt} \qquad w = \frac{dr}{dt}$$

Con considerazioni di tipo geometrico si ottengono quindi le tre equazioni scalari della conservazione del momento lineare riportate in seguito.

$$\frac{du}{dt} - \frac{uv\tan\phi}{a} + \frac{uw}{a} = -\frac{1}{\varrho}\frac{\partial p}{\partial x} + 2\Omega v\sin\phi - 2\Omega w\cos\phi + F_{rx} \tag{1.2}$$

$$\frac{dv}{dt} + \frac{u^2\tan\phi}{a} + \frac{vw}{a} = -\frac{1}{\varrho}\frac{\partial p}{\partial y} - 2\Omega u\sin\phi + F_{ry} \tag{1.3}$$

$$\frac{dw}{dt} - \frac{u^2+v^2}{a} = -\frac{1}{\varrho}\frac{\partial p}{\partial z} - g + 2\Omega u\cos\phi + F_{rz} \tag{1.4}$$

I termini di attrito potranno essere trascurati nel seguito di questa trattazione, in quanto essi hanno rilevanza solo nella microscala. Inoltre si potranno trascurare anche i termini di curvatura e derivanti dall'accelerazioni di Coriolis in quanto questi non sono rilevanti alla mesoscala, ma solo alla scala sinottica (Macroscala β). Si osserva infine che le tre equazioni ricavate dipendono da 5 variabili (le tre componenti della velocità, la densità e la pressione). E' necessario dunque aggiungere ulteriori relazioni tra i campi coinvolti nelle equazioni per la conservazione della quantità di moto. Tali relazioni vengono trovate applicando i rimanenti principi di conservazione.

1.2.2 Conservazione della massa

La conservazione della massa implica che la variazione di massa del volumetto d'aria considerato, è uguale al flusso di massa che fluisce dalle pareti del cubetto.Si arriva così all'equazione di continuità:

$$\frac{1}{\varrho}\frac{d\varrho}{dt} + \vec{\nabla} \cdot \vec{U} = 0 \tag{1.5}$$

1.2.3 Conservazione dell'energia

La conservazione dell'energia meccanica impone che $dE_{cin} + dE_{pot} = 0$, dove E_{cin} è l'energia cinetica e E_{pot} l'energia potenziale. Il primo principio della termodinamica inoltre afferma che $dE_{int} = dQ - dL$ dove E_{int} è l'energia interna, Q il calore che fluisce nel corpo e L il lavoro fatto dal corpo(Focardi et al, 2015 [3]). Quindi complessivamente si può scrivere la conservazione dell'energia del volume di fluido atmosferico come:

$$dE_{cin} + dE_{pot} + dE_{int} = dQ - dL \tag{1.6}$$

L'unica forza conservativa che dà origine ad un'energia potenziale sul volume d'aria è la forza di gravità, da cui:

$$dE_{pot} = -\rho\vec{g} \cdot d\vec{l} = -\rho\vec{g} \cdot \vec{U}dt$$

Dove $d\vec{l}$ è lo spostamento elementare. L'energia cinetica è data da:

$$dE_{cin} = d\left(\frac{1}{2}\rho(\vec{U} \cdot \vec{U})\right)$$

Poichè la derivazione è eseguita con il metodo Lagrangiano, la massa M è conservata nel moto. Di conseguenza:

$$\frac{d(\rho\delta V)}{dt} = 0$$

Utilizzando quindi questo fatto e l'equazione di conservazione del momento (1.1), si può scrivere la derivata dell'energia cinetica rispetto il tempo come:

$$\frac{dE_{cin}}{dt} = -\vec{\nabla}p \cdot \vec{U} + \rho\vec{g} \cdot \vec{U}$$

Il lavoro fatto dal volume è invece dato dalla pressione esercitata sulle sue superfici.

$$dL = pds\vec{n} \cdot d\vec{l} = pds\vec{n} \cdot \vec{U}dt$$

Dove $\vec{n}$ è la normale alla superficie infinitesima ds. Utilizzando il teorema di Gauss posso riscrivere il lavoro come:

$$dL = (\vec{\nabla} \cdot p\vec{U})dt$$

L'energia interna per unità di volume può essere espressa come $dE_{int} = \rho C_v dT$, dove C_v è il calore specifico a volume costante e T la Temperatura, mentre il calore scambiato con l'esterno per unità di volume può essere espresso come ρdQ. Dunque, sostituendo tutti i termini così esplicati nell'equazione (1.6) si ottiene:

$$\rho C_v \frac{dT}{dt} = -p\nabla \cdot \vec{U} + \rho \frac{dQ}{dt}$$

Infine, utilizzando l'equazione di continuità (1.5), si ottiene la conservazione dell'energia termica in atmosfera in questa forma:

$$\rho C_v \frac{dT}{dt} - \frac{p}{\rho}\frac{d\rho}{dt} = \frac{dQ}{dt} \tag{1.7}$$

Questa equazione tuttavia aggiunge una variabile al nostro set di equazioni, la temperatura. E' necessario dunque introdurre una sesta equazione per risolvere il moto.

1.2.4 Equazione di stato

La sesta equazione che si introduce è l'equazione di stato, nell'ipotesi che il gas atmosferico sia composto da gas perfetti.

$$p = \varrho RT \tag{1.8}$$

Dove:

$$R = 8.314\frac{J}{kg}\sum \frac{M_i}{M}\frac{1}{\mu_i} \tag{1.9}$$

Dove $\frac{M_i}{M}$ è l'abbondanza relativa del gas atmosferico i-esimo e μ_i il suo peso melecolare.

In questo modo sono state ottenute sei equazioni con sei incognite (le componenti della velocità u, v, w, la pressione p, la densità ϱ e la Temperatura T): le sei equazioni costituiscono un sistema completo di equazioni che in principio permette di trovare i sei campi incogniti che soddisfano il sistema.

1.3 Temperatura potenziale e gradiente termico con la quota

1.3.1 Temperatura potenziale

Viene ricavata ora l'equazione per unità di massa che definisce la temperatura potenziale.

Derivando l'equazione di stato (1.8) rispetto al tempo e inserendo il risultato nell'equazione di conservazione per l'energia termica (1.7), si ottiene:

$$C_v \frac{dT}{dt} + R\frac{dT}{dt} - \frac{1}{\rho}\frac{dp}{dt} = \frac{dQ}{dt}$$

Usando quindi la Relazione di Mayer $R = C_p - C_v$ e dividendo tutto per la Temperatura, ottengo:

$$\frac{C_p}{T}\frac{dT}{dt} - \frac{1}{\rho T}\frac{dp}{dt} = \frac{1}{T}\frac{dQ}{dt}$$

Utilizzando infine l'equazione di stato $\frac{p}{R} = T\rho$, si riesce ad ottenere la formulazione del primo principio della termodinamica con l'entropia.

$$C_p \frac{d\log T}{dt} - R\frac{d\log p}{dt} = \frac{1}{T}\frac{dQ}{dt} = \frac{ds}{dt} \tag{1.10}$$

Dove C_p è il calore specifico a pressione costante, t è il tempo ed s è l'entropia per unità di massa. Questa relazione fornisce la variazione dell'entropia per unità di massa in un processo termodinamico reversibile.

Se consideriamo un processo adiabatico, quindi in cui $Q = 0$ (non ci sono scambi di calore con l'ambiente che circonda il volumetto d'aria), l'equazione (1.10) diventa

$$C_p d\log T - Rd\log p = 0$$

Risolvendo l'equazione differenziale così ricavata, con valori iniziali dati da una generica temperatura T e una generica pressione p e valori finali la pressione standard ($p_s = 1000hPa$) e una temperatura θ, che chiameremo *temperatura potenziale*, si ottiene:

$$\theta = T\left(\frac{p_s}{p}\right)^{\frac{R}{C_p}} \tag{1.11}$$

La temperatura potenziale così ricavata corrisponde alla temperatura che una particella a pressione p e temperatura T avrebbe se fosse espansa adiabaticamente (o compressa) fino alla pressione standard p_s. Questa quantità riveste una notevole importanza nella fisica dell'atmosfera in quanto i moti atmosferici si possono considerare come adiabatici in assenza di precipitazioni e passaggi di fase dell'acqua e quindi θ, in molti casi pratici, risulta

essere una quantità che si conserva nel moto con ottima approssimazione. Inoltre, prendendo il logaritmo di (1.11), differenziandolo rispetto al tempo e poi confrontandolo con (1.10), si ottiene:

$$C_p \frac{dlog\theta}{dt} = \frac{ds}{dt}$$

Il che implica che la conservazione della temperatura potenziale è equivalente alla conservazione dell'entropia. Il moto di una particella in assenza di passaggi di fase dell'acqua presente nell'aria e di precipitazioni, avviene quindi su superfici iso-entropiche.

1.3.2 Gradiente termico con la quota

Si consideri l'equazione (1.4) in condizione statiche, quindi con tutte le componenti della velocità nulle, e trascurando i termini non rilevanti alla mesoscala.

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

L'equazione ottenuta prende il nome di equazione idrostatica. Prendendo il logaritmo di (1.11) e differenziandolo rispetto z si ottiene:

$$\frac{1}{\theta}\frac{d\theta}{dz} = -\frac{R}{C_p p}\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{T}\frac{\partial T}{\partial z}$$

Utilizzando l'equazione idrostatica e l'equazione di stato si ottiene quindi:

$$\frac{T}{\theta}\frac{d\theta}{dz} = \frac{g}{C_p} + \frac{\partial T}{\partial z} \tag{1.12}$$

Supponendo ora la temperatura potenziale costante (supposizione valida nella bassa atmosfera), si ottiene l'equazione:

$$\frac{\partial T}{\partial z} = -\frac{g}{C_p} = -\Gamma_d$$

E' stato così ottenuto l'importante risultato per cui la temperatura diminuisce in maniera costante con l'aumentare della quota. La costante Γ_d, supponendo $g = 9.81\frac{m}{s^2}$ e $C_p = 1005\frac{J}{kgK}$, assume il valore di $\Gamma_d = 9.76 \cdot 10^{-3}\frac{K}{m}$ che corrisponde ad un calo termico di 9.76 °C ogni 1000 m di quota. Questo risultato è valido in condizioni di atmosfera secca, quindi lontana dal punto di saturazione.

1.4 Variabili termodinamiche in aria umida

Si introducono ora delle variabili termodinamiche che quantificano la quantità di vapore acqueo presente nell'aria. Il vapore acqueo, seppur presente in

percentuali piccole nella miscela di gas atmosferico, ha un ruolo centrale nel determinare le condizioni meteorologiche ed è un costituente molto variabile dell'atmosfera. Una delle proprietà più importanti del vapore acqueo è che può essere saturato e che la pressione di vapor saturo è una funzione della sola temperatura:

$$e_s = 6.1078e^{\frac{19.8T}{273+T}} \tag{1.13}$$

Dove T è la Temperatura espressa in $°C$, e_s è la *pressione di vapor saturo* espressa in $mbar$ e $6.1078mbar$ è il valore della pressione di vapor saturo a $0\ °C$. L'equazione (1.13) è stata calcolata sperimentalmente.

L'*umidità relativa* è definita come:

$$r = \frac{e}{e_s}$$

Dove e è la pressione di vapore. Essa indica quanto dista una massa d'aria dal punto di saturazione del vapore acqueo. Il *mixing ratio*, o rapporto di mescolanza è invece definito come:

$$w = \frac{\rho_v}{\rho_d}$$

Dove ρ_v è la densità di vapore acqueo, mentre ρ_d è la densità dell'aria secca. Il mixing ratio è misurato in$\frac{g}{kg}$ e dà il rapporto tra massa di vapore e massa di gas atmosferico. ρ_v e ρ_d risolvono l'equazione di stato (R_v e R_d sono rispettivamente le costanti specifiche del vapor acqueo e dell'aria secca):

$$\rho_v = \frac{e}{R_v T} \qquad \rho_d = \frac{p-e}{R_d T}$$

Attraverso cui si può ottenere una definizione alternativa di mixing ratio:

$$w = \frac{R_d}{R_v}\frac{e}{(p-e)} \tag{1.14}$$

Dove p è la pressione della massa d'aria. Sostituendo nella (1.14) e_s al posto di e si ottiene il rapporto di mescolanza saturo:

$$w_s = \frac{R_d}{R_v}\frac{e_s}{p-e_s}$$

Un'altra variabile utilizzata per descrivere l'aria umida è l'*umidità specifica*, che è definita come il rapporto tra la densità del vapore acqueo e la densità della massa d'aria (ρ):

$$q = \frac{\rho_v}{\rho}$$

Utilizzando l'equazione di stato si può ottenere una definizione alternativa di umidità specifica.

$$q = \frac{R}{R_v}\frac{e}{p}$$

Un'altra variabile termodinamica utile per caratterizzare l'aria umida, è la Temperatura virtuale, descritta in maniera più approfondita nel prossimo paragrafo.

1.4.1 Temperatura virtuale

L'aria umida è una massa d'aria data da una miscela di aria secca e vapore acqueo. L'aria secca è descritta dall'equazione di stato:

$$p_d = \rho_d R_d T \tag{1.15}$$

Mentre il vapore acqueo è descritto dall'equazione di stato:

$$e = \rho_v R_v T \tag{1.16}$$

Se definiamo T_v, *Temperatura virtuale*, la temperatura che assume una massa d'aria secca tale per cui questa abbia la stessa pressione p e densità ρ di una massa d'aria umida, si ha l'equazione di stato:

$$p = \rho R_d T_v \tag{1.17}$$

Si osserva che è stata usata la costante dei gas perfetti corrispondente alla costante per l'aria secca, in quanto l'equazione di stato è riferita ad una massa d'aria secca. Noto che $\rho = \rho_d + \rho_v$ e che vale la legge di Dalton delle pressioni parziali:

$$p = p_d + e$$

Si ottiene, usando le equazioni di stato (1.15) e (1.16),la costante dei gas per l'aria umida in dipendenza dell'umidità specifica q :

$$R = \frac{p}{\rho T} = \frac{p_d + e}{(\rho_d + \rho_v)T} = R_d q + (1 - q) R_v$$

Utilizzando l'equazione di stato (1.17), si può scrivere:

$$\frac{p}{R_d T_v} = \frac{p}{RT}$$

Da cui:

$$T_v = T\left(1 + q\left(\frac{1-\epsilon}{\epsilon}\right)\right)$$

Dove $\epsilon = \dfrac{R_d}{R_v} = 0.622$. Infine si ottiene quindi la Temperatura virtuale in funzione dell'umidità specifica:

$$T_v = T\left(1 + 0.608q\right))$$

Capitolo 2

Il radiosondaggio e l'instabilità atmosferica

2.1 Il radiosondaggio

2.1.1 Descrizione del dispositivo

La radiosonda è uno strumento trasportato da un pallone aerostatico riempito con elio, che viene lanciato periodicamente in atmosfera. Lo strumento pesa circa 250 g e misura varie grandezze fisiche, quali altezza, pressione, temperatura e umidità relativa ed invia i dati registrati a Terra attraverso un segnale radio. Si può inoltre calcolare il vento orizzontale alle varie quote grazie alla traccia GPS lanciata dallo strumento. Il pallone aerostatico sale fino circa 30/35 km per poi scoppiare. In questo modo si riesce ad ottenere un profilo completo della bassa atmosfera che permette di avere dati precisi sulle grandezze meteorologiche a quote altrimenti non raggiungibili. La radiosonda così come è conosciuta oggi è stata messa a punto attorno al 1930-1940, tuttavia i primi tentativi di misurazione della bassa atmosfera basati sullo stesso principio sono stati eseguiti già alla fine dell'ottocento attraverso i meteografi (che si differenziano dalle radiosonde per l'assenza di ponte radio e perchè legati a terra tramite un filo).

I dati raccolti attraverso la radiosonda vengono rappresentati in un diagramma, detto radiosondaggio. Ci sono vari tipi di radiosondaggi, quello più utilizzato prende il nome di *Skew T-log P*. Lo Skew T-logP rappresenta nelle ascisse la Temperatura T, mentre nelle ordinate la pressione P. Tuttavia, come dice il nome e a differenza di un normale diagramma cartesiano, le isoterme sono inclinate di un certo angolo verso destra.

2.1.2 Temperatura ambientale e Lifting Temperature

I dati di temperatura e umidità raccolti dalle radiosonde permettono di studiare le variazioni verticali di temperatura e quindi anche la stabilità atmo-

sferica. Lo studio è basato dal confronto tra la Temperatura ambientale e la *Lifting Temperature* (Temperatura di sollevamento). La Temperatura ambientale T_a corrisponde alla temperatura misurata dal radiosondaggio. La *Lifting Temperature* $T_{lifting}$ è invece determinata attraverso una simulazione matematica: è la temperatura che assumerebbe una particella se fosse sollevata a partire dal suolo nell'ipotesi che il processo sia pseudoadiabatico, ossia che non ci sia scambio di calore con l'esterno, tranne che per la liberazione di calore latente di condensazione. Il calcolo esplicito della *Lifting Temperature* viene eseguito nel prossimo paragrafo, seguendo la trattazione di Djuric (1994) [2].

Lifting Temperature

Se ipotizziamo di sollevare una particella con un moto adiabatico, essa ubbidirà alla legge di conservazione dell'energia termica (1.10) ricavata precedentemente nell'ipotesi $Q = 0$.

$$C_p d\log T - Rd\log p = 0$$

Da cui si ricava l'equazione differenziale:

$$\frac{dT}{dp} = \frac{RT}{C_p p}$$

Che ha soluzione:

$$T(p) = T_0 \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{R}{C_p}} \tag{2.1}$$

Dove $\frac{R}{C_p} \simeq \frac{2}{7}$ e T_0 e p_0 sono i valori di sollevamento iniziali, di solito i valori in superficie. Il sollevamento è fatto supponendo che la particella sia in atmosfera secca, supposizione valida finchè si è lontani dal punto di condensazione. La curva descritta dall'equazione (2.1) prende il nome di *adiabatica secca* nel diagramma Skew T-log P

Tuttavia, durante il sollevamento, la Temperatura raggiunge un valore tale per cui il vapore acqueo condensa e libera calore latente, violando così l'ipotesi di sollevamento adiabatico. Tale quota prende il nome di LCL, *Lifting Condensation Level.* Il raggiungimento del punto di condensazione del vapore acqueo è garantito dall'equazione (1.13): diminuendo la temperatura, diminuisce anche la pressione di vapor saturo, per cui ad una certa temperatura chiamata T_{LCL} si ha l'uguaglianza $e = e_s$.

Si riconsidera dunque l'equazione di conservazione dell'energia termica (1.10):

$$\frac{C_p}{T}\frac{dT}{dt} - \frac{R}{p}\frac{dp}{dt} = \frac{1}{T}\frac{dQ}{dt}$$

Manipolando i differenziali ottengo:

$$\frac{dT}{dp} - \frac{RT}{C_p p} = \frac{dQ}{dp}$$

Noto ora che il calore latente di condensazione per unità di massa è dato da $dQ = -Ldw_s$, dove L è il calore latente di condensazione del vapore acqueo, mentre dw_s è il differenziale del rapporto di mescolanza saturo (valori negativi di questo differenziale sono dovuti a condensazione del vapore acqueo), e poichè dall'equazione di stato ho $RT = \frac{p}{\rho}$, riesco ad ottenere l'equazione:

$$\frac{dT}{dp} = \frac{1}{\rho C_p} - \frac{Ldw_s}{dp} \tag{2.2}$$

Risolvendo questa equazione differenziale ottengo l'evoluzione della particella sollevata per $p > p_{LCL}$. La condizione al contorno di questa equazione è la Temperatura al LCL calcolata con l'equazione (2.1).

$$T(p_{LCL}) = T_0 \left(\frac{p_{LCL}}{p_0}\right)^{\frac{R}{C_p}}$$

La curva descritta dall'equazione (2.2) prende il nome di *adiabatica umida* nel diagramma Skew T-log P. La pendenza di questa curva è minore di quella adiabatica secca, in altre parole il gradiente termico con la quota in un'adiabatica umida è minore (circa 7°C ogni 1000 m) rispetto all'adiabatica secca (circa 10°C ogni 1000 m): ciò è dovuto alla liberazione di calore latente di condensazione del vapore acqueo.

Level of Free Convection e *Equilibrium Level*

Il confronto tra Temperatura ambientale e Temperatura sollevata permette di definire altre due importanti quantità, ben visualizzabili in figura 2.1.

- *Level of Free Convection* (LFC): corrisponde al livello in cui avviene la prima intersezione tra T_a e $T_{lifting}$, ossia la quota oltre cui il sollevamento della particella avviene in modo spontaneo, senza l'ausilio di una forzante esterna, in quanto la temperatura della particella sollevata è maggiore della temperatura ambientale.

- *Equilibrium Level* (EL): corrisponde al livello in cui avviene la seconda intersezione tra T_a e $T_{lifting}$, ossia la quota oltre cui il sollevamento è inibito. Solitamente tale quota è prossima alla tropopausa, il limite tra troposfera e stratosfera.

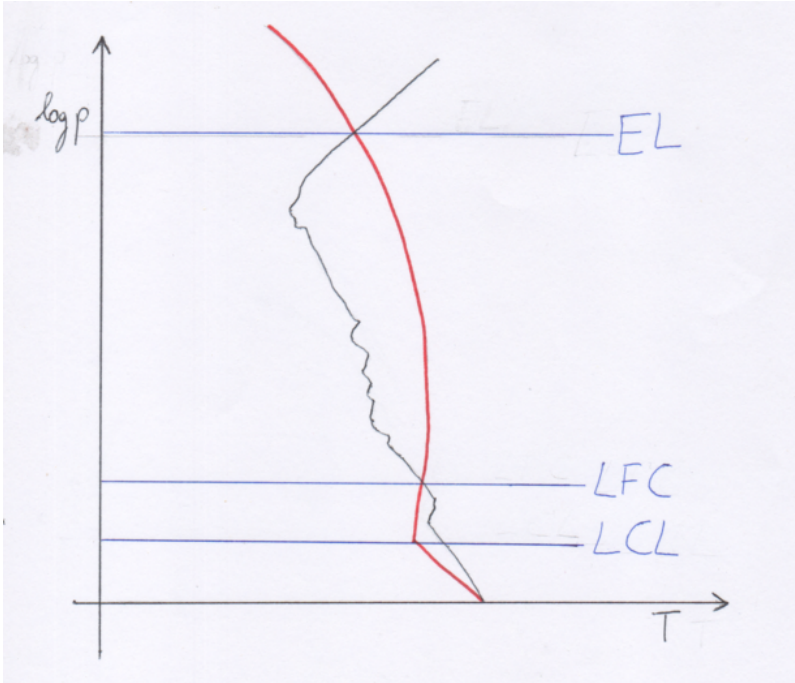


Figura 2.1: Esempio di diagramma Skew-t log p: la linea nera corrisponde ad un profilo di temperatura misurata verosimile, mentre la linea rossa rappresenta l'andamento della temperatura di una particella sollevata come illustrato nel paragrafo 2.1.2. Sono rappresentate le quote corrispondenti a *Lifting Condensation Level* (LCL), *Level of Free Convection* (LFC) ed *Equilibrium Level* (EL)

2.2 L'instabilità atmosferica

2.2.1 Stabilità statica e frequenza di Brunt-Vaisala

Nel paragrafo 1.3.2 si era calcolato il gradiente termico con la quota per l'aria secca nel caso in cui la Temperatura potenziale fosse costante. In generale tuttavia la temperatura potenziale è una funzione dell'altezza $\theta(z)$. Se si definisce $\Gamma = -\frac{\partial T}{\partial z}$, l'equazione (1.12) diventa:

$$\frac{T}{\theta}\frac{\partial \theta}{\partial z} = \Gamma_d - \Gamma$$

Si osserva che se $\Gamma < \Gamma_d$, θ aumenta con la quota. In questa condizione se si sposta una particella verso il basso con un processo adiabatico secco, essa si troverà immersa in aria più fredda e di conseguenza sulla particella agirà una forza di galleggiamento verso l'alto che tenderà a riportare la particella nella posizione iniziale. Viceversa, se si sposta con un moto adiabatico verso l'alto la particella, questa si troverà immersa in aria più calda e quindi percepirà

una forza di galleggiamento verso il basso che la riporterà alla posizione inziale. In altre parole in questa situazione la particella è in una posizione di equilibrio e una colonna d'aria atmosferica con questa proprietà è detta *stabilmente stratificata.* Si possono quindi calcolare le oscillazioni attorno al punto di equilibrio, dette *buoyancy oscillations.* In particolare si vuole calcolare la frequenza di oscillazione. Si consideri l'equazione idrostatica:

$$\rho_a g = -\frac{dp_a}{dz} \tag{2.3}$$

Dove ρ_a e p_a sono riferiti all'ambiente circostante la particella. La particella, spostata dalla sua posizione di equilibrio, ubbidisce all'equazione di conservazione del momento lungo l'asse z:

$$\frac{dw}{dt} = \frac{d^2(\delta z)}{dt^2} = -g - \frac{1}{\rho}\frac{dp}{dz} \tag{2.4}$$

Dove p e ρ sono riferiti alla particella, e δz è il suo spostamento "piccolo" rispetto alla posizione di equilibrio. Si suppone ora che $p = p_a$, supposizione valida in quanto siamo in una situazione di equilibrio. Inserendo quindi l'equazione (2.3) in (2.4), si ottiene:

$$\frac{d^2(\delta z)}{dt^2} = g\frac{\rho_a - \rho}{\rho} = B \tag{2.5}$$

B è la forza di galleggiamento (o forza di Archimede). Si osserva che essa è positiva se $\rho_a > \rho$ (ossia la particella è spinta verso l'alto), viceversa è negativa se $\rho_a < \rho$ (ossia la particella è spinta verso il basso). Usando ora la definizione di temperatura potenziale (1.11), l'equazione di stato e l'approssimazione $p = p_a$, si ottiene:

$$\frac{d^2(\delta z)}{dt^2} = g\frac{\theta'}{\theta_a} \tag{2.6}$$

Dove $\theta'(z, \delta z) = \theta_p(z + \delta z) - \theta_a(z + \delta z)$, e in particolare $\theta_p(z + \delta z)$ è la Temperatura potenziale della particella in oscillazione, mentre $\theta_a(z + \delta z)$ è la temperatura potenziale dell'ambiente.

A $z = 0$, dove la temperatura potenziale della particella è $\theta_p(0) = \theta_a(0)$, per un piccolo spostamento δz, si può espandere in serie di Taylor la temperatura potenziale della particella in oscillazione e la temperatura potenziale dell'ambiente, fermandosi al primo ordine :

$$\theta_p(\delta z) \approx \theta_p(0) + \tfrac{d\theta_p}{dz}\delta z$$

$$\theta_a(\delta z) \approx \theta_a(0) + \tfrac{d\theta_a}{dz}\delta z$$

E quindi, nella supposizione che lo spostamento della particella sia adiabatico:

$$\theta'(z, \delta z) = \theta_p(\delta z) - \theta_a(\delta z) \approx -\frac{d\theta_a}{dz}\delta z$$

Quindi l'equazione (2.6) diventa:

$$\frac{d^2(\delta z)}{dt^2} = -N^2 \delta z \tag{2.7}$$

E' l'equazione di un oscillatore armonico, con frequenza di oscillazione data da:

$$N^2 = g\frac{d\ln\theta_a}{dz}$$

N è chiamata frequenza di Brunt Vaisala. La soluzione dell'equazione (2.7) è:

$$\delta z(t) = Ae^{iNt} + Be^{-iNt}$$

Dove A e B sono costanti da determinare con le condizioni iniziali. Se N^2 è un numero reale negativo, osservo che δz cresce esponenzialmente perchè N è un numero complesso: l'atmosfera quindi in tal caso è instabile. Posso quindi ottenere un criterio per stabilire la stabilità dell'atmosfera in base all'andamento della temperatura potenziale con la quota:

$\frac{d\theta}{dz} > 0$	staticamente stabile
$\frac{d\theta}{dz} = 0$	staticamente neutra
$\frac{d\theta}{dz} < 0$	staticamente instabile

2.2.2 Parcel Theory e CAPE

Si vuole ora stimare la velocità di una corrente ascendente sottoposta alla forza di galleggiamento (2.5): questa stima prende il nome di *Parcel Theory* (Giaiotti et al. 2007 [4]). La stima è basata sull'approssimazione:

$$B = \frac{dw}{dt}$$

Da cui si ottiene, moltiplicando entrambi i lati per w e ricordando che $w = \frac{dz}{dt}$:

$$w\frac{dw}{dt} = B\frac{dz}{dt}$$

Da cui si ottiene l'equazione differenziale:

$$dw^2 = 2Bdz$$

Intregandola, si ottiene:

$$w_{EL}^2 - w_{LFC}^2 = 2\int_{LFC}^{EL} Bdz$$

Dove EL è la quota di *Equilibrium Level* e LFC è la quota di *Level of Free Convection*, definite nel paragrafo 2.1.2.Esse sono gli estremi di integrazione

perchè si vuole calcolare la spinta verso l'alto impressa dalla forza di galleggiamento, che è positiva solo tra queste due quote. Altrove la differenza di temperatura è negativa, quindi B è negativa e quindi la forza di galleggiamento agisce come forza subsidente. Supponendo infine che la velocità massima si raggiunga all'*Equilibrium Level* e che al LFC la velocità iniziale della massa d'aria sia nulla, si ottiene la stima della velocità massima:

$$w_{max} = \sqrt{2CAPE} \tag{2.8}$$

Dove viene definito il CAPE (*Convective Available Potential Energy*):

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

Il CAPE è quindi un indicatore della velocità massima raggiungibile dalle correnti ascendenti in una cella convettiva. La velocità massima così calcolata si osserva essere una sovrastima della reale velocità raggiunta dalle celle temporalesche. Per tale ragione ci si riferisce spesso alla velocità (2.8) come una *velocità limite termodinamica*. La ragione di tale sovrastima è dovuto al fatto che si trascurano:

- Le perturbazioni verticali del gradiente di pressione
- Il mescolamento tra l'aria sollevata e quella ambientale circostante
- gli effetti di subsidenza ai lati della corrente ascendente
- il peso dell'acqua condensata
- trasferimento dell'energia di galleggiamento in moti turbolenti e successiva dissipazione

Infine, si osserva che il CAPE è proporzionale all'area compresa tra la curva della Temperatura ambientale e la curva della *Lifting Temperature*, quando quest'ultima è alla destra della prima, nel diagramma Skew T -log p: si dimostra questo fatto nelle righe seguenti. Data la definizione di CAPE (ricavata esplicitamente in Appendice 7.1.1):

$$CAPE = \int_{z(LFC)}^{z(EL)} g \frac{T_{Lifting}(z) - T_a(z)}{T_a} dz$$

Usando l'equazione idrostatica si può trasferire l'integrazione dalle coordinate z alle coordinate della pressione p:

$$dp = -g\rho dz = -g\frac{p}{RT}dz$$

Osservando che gli intervalli di integrazione dp sono negativi (in quanto $p(LFC) > p(EL)$) e che quindi l'integrale complessivo è positivo, si ottiene:

$$CAPE = -R \int_{p(LFC)}^{p(EL)} (T_{Lifting}(p) - T_a(p))\, d\ln p \tag{2.9}$$

Che è proprio l'area compresa tra le due curve nel diagramma Skew T-log p, a meno di un fattore moltiplicativo R.

Capitolo 3

Vorticità

3.1 Equazione prognostica della vorticità

Si vuole ora ottenere l'equazione prognostica della vorticità. La vorticità è definita come il rotore della velocità $\vec{U}$:

$$\vec{\omega} = \vec{\nabla} \times \vec{U}$$

Essa quantifica la tendenza a ruotare di un fluido. Per ottenere l'equazione prognostica, si considera l'equazione di conservazione del momento lineare (1.1):

$$\frac{d\vec{U}}{dt} = -2\vec{\Omega} \times \vec{U} - \frac{1}{\varrho}\nabla p + \vec{g} + \vec{F_r} \tag{3.1}$$

Si esprime quindi la derivata totale rispetto la velocità, spezzando il contributo locale da quello avvettivo:

$$\frac{d\vec{U}}{dt} = \frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + (\vec{U} \cdot \vec{\nabla})\vec{U}$$

In questo modo l'equazione (3.1) diventa, trascurando le forze di attrito:

$$\frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + (\vec{U} \cdot \vec{\nabla})\vec{U} = -2\vec{\Omega} \times \vec{U} - \frac{1}{\varrho}\nabla p + \vec{g}$$

Per esprimere il termine di derivata spaziale della velocità, si utilizza la relazione differenziale nota [5]:

$$\vec{\nabla}(\vec{A} \cdot \vec{B}) = \vec{A} \times (\vec{\nabla} \times \vec{B}) + \vec{B} \times (\vec{\nabla} \times \vec{A}) + (\vec{A} \cdot \vec{\nabla})\vec{B} + (\vec{B} \cdot \vec{\nabla})\vec{A}$$

Dove $\vec{A}$ e $\vec{B}$ sono due vettori qualsiasi. Si ottiene così:

$$(\vec{U} \cdot \vec{\nabla})\vec{U} = \frac{1}{2}\vec{\nabla}U^2 - \vec{U} \times (\vec{\nabla} \times \vec{U}) \tag{3.2}$$

Per ricavare l'equazione prognostica della vorticità è necessario prendere il rotore dell'equazione (3.1). Si osserva che $\vec{\nabla} \times \vec{g} = 0$ in quanto $\vec{g}$ è un vettore costante. Supponendo inoltre che l'ordine delle derivate spaziali e temporali si possa invertire e utilizzando la definizione di vorticità e l'equazione (3.2), il rotore di (3.1) diventa:

$$\frac{\partial \vec{\omega}}{\partial t} + \vec{\nabla} \times (\frac{1}{2}\vec{\nabla}U^2 - \vec{U} \times \omega) = \vec{\nabla} \times (-2\vec{\Omega} \times \vec{U} - \frac{1}{\rho}\vec{\nabla}p)$$

Per svolgere i rotori precedenti si utilizzano le relazioni differenziali [5]:

$$\vec{\nabla} \times (\vec{A} \times \vec{B}) = (\vec{B} \cdot \vec{\nabla})\vec{A} - (\vec{A} \cdot \vec{\nabla})\vec{B} + \vec{A}(\vec{\nabla} \cdot \vec{B}) - \vec{B}(\vec{\nabla} \cdot \vec{A})$$
$$\vec{\nabla} \times (f\vec{A}) = f(\vec{\nabla} \times \vec{A}) - \vec{A} \times (\vec{\nabla} f)$$

Dove $\vec{A}$ e $\vec{B}$ sono due vettori generici e f è uno scalare generico. Alcuni termini che vengono così generati sono nulli:

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} f) = 0$$
$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{A}) = 0$$

Si ottiene in questo modo l'equazione:

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{\omega}}{dt} + 2\frac{d\vec{\Omega}}{dt} = &- \vec{\omega}(\vec{\nabla} \cdot \vec{U}) + (\vec{\omega} \cdot \vec{\nabla})\vec{U} + \\ &- 2\Omega(\vec{\nabla} \cdot \vec{U}) + 2(\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla})\vec{U} - \vec{\nabla}\left(\frac{1}{\rho}\right) \times \vec{\nabla}p \end{aligned} \tag{3.3}$$

Dove sono state raggruppate le derivate totali della vorticità e della velocità angolare:

$$\frac{d\vec{\omega}}{dt} = \frac{\partial \vec{\omega}}{\partial t} + (\vec{U} \cdot \vec{\nabla})\vec{\omega}$$
$$\frac{d\vec{\Omega}}{dt} = \frac{\partial \vec{\Omega}}{\partial t} + (\vec{U} \cdot \vec{\nabla})\vec{\Omega}$$

Si definisce infine la vorticità assoluta come:

$$\vec{\omega_A} = \vec{\omega} + 2\vec{\Omega}$$

In tal modo l'equazione (3.3) diventa:

$$\frac{d\vec{\omega_A}}{dt} = -\vec{\omega_A}(\vec{\nabla} \cdot \vec{U}) + (\vec{\omega_A} \cdot \vec{\nabla})\vec{U} - \vec{\nabla}\left(\frac{1}{\rho}\right) \times \vec{\nabla}p \tag{3.4}$$

I primi due termini a destra dell'uguaglianza sono termini di tipo cinematico, mentre il terzo termine è un termine di tipo dinamico: alla mesoscala quest'ultimo termine è solitamente trascurabile.

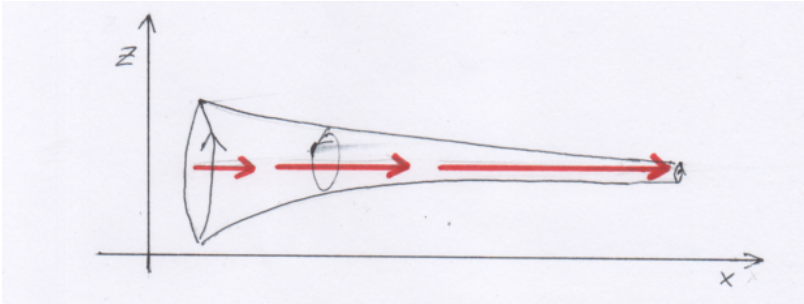


Figura 3.1: Rappresentazione schematica del processo di *streching*. Le linee nere rappresentano curve con uguale vorticità, le linee rosse rappresentano il vento (la maggior lunghezza dei vettori sottintente una maggiore velocità del vento)

3.2 Le cause della variazione di vorticità alla mesoscala

Si approfondiscono ora maggiormente nel dettaglio i primi due termini dell'equazione (3.4). Per alleggerire la notazione si scriverà la vorticità assoluta semplicemente come ω.

Noto che $\vec{U} = (u, v, w)$ e denotando con $(\hat{\imath}, \hat{\jmath}, \hat{k})$ la terna cartesiana, si espande il primo termine nelle sue componenti scalari:

$$
\begin{aligned}
(\vec{\omega} \cdot \vec{\nabla})\vec{U} = & \left(\omega_x \frac{\partial u}{\partial x} + \omega_y \frac{\partial u}{\partial y} + \omega_z \frac{\partial u}{\partial z}\right) \hat{\imath} \\
& \left(\omega_x \frac{\partial v}{\partial x} + \omega_y \frac{\partial v}{\partial y} + \omega_z \frac{\partial v}{\partial z}\right) \hat{\jmath} \\
& \left(\omega_x \frac{\partial w}{\partial x} + \omega_y \frac{\partial w}{\partial y} + \omega_z \frac{\partial w}{\partial z}\right) \hat{k}
\end{aligned}
\tag{3.5}
$$

I termini $\omega_x \frac{\partial u}{\partial x}$, $\omega_y \frac{\partial v}{\partial y}$ e $\omega_z \frac{\partial w}{\partial z}$ vengono detti termini di *streching*("allungamento"): in presenza di vorticità lungo un particolare asse e al contemporaneo incremento del vento lungo la medesima direzione, si ha come risultato un aumento della vorticità lungo quella direzione (figura 3.1)

I restanti sei termini dell'equazione (3.5) sono invece detti termini di *tilting* ("inclinamento"): in presenza di vorticità lungo un asse e di variazione dell'intensità del vento lungo un asse ad esso ortogonale, il vortice iniziale viene inclinato lungo quell'asse. La situazione tipica e di maggior interesse per questa tesi è quella rappresentata in figura 3.2. Inizialmente è presente un vortice orizzontale, per esempio con asse lungo y, causato dall'intensificarsi del vento con la quota (lungo l'asse z): successivamente l'azione di un moto verticale localizzato introduce una variazione dell'intensità del vento lungo la

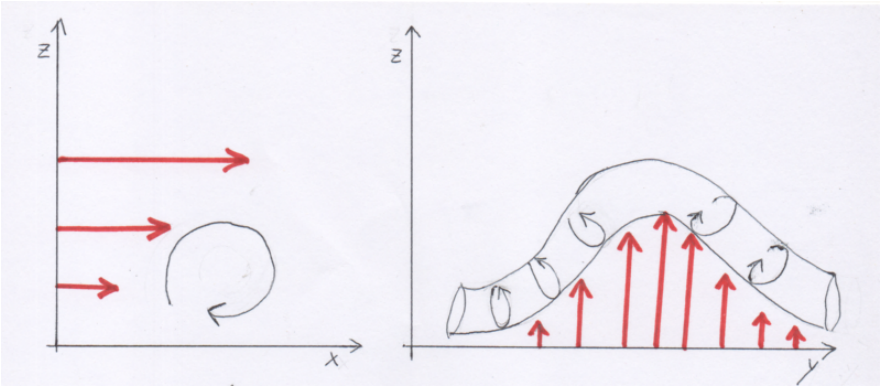


Figura 3.2: Rappresentazione del processo di *tilting*. A sinistra è presente la situazione iniziale con un vortice orizzontale causato dallo shear del vento lungo l'asse z, a destra è rappresentato l'inclinamento del vortice orizzontale causato dall'azione di un moto verticale. Le linee nere rappresentano curve con uguale vorticità, le linee rosse rappresentano il vento (la maggior lunghezza dei vettori sottintente una maggiore velocità del vento)

direzione y, di conseguenza, supponendo nulli gli altri termini dell'equazione (3.4), si ha:

$$\frac{d\omega_z}{dt} = \omega_x \frac{\partial w}{\partial x} \tag{3.6}$$

Ossia per $t > t_0$ si intensifica la componente verticale della vorticità, con verso di rotazione antiorario (o ciclonico) se la massa d'aria si avvicina al moto verticale, orario (o anticiclonico) se le massa d'aria si allontana dal moto verticale.

Analizzando infine il secondo termine dell'equazione (3.4), si osserva che se $\vec{\nabla} \cdot \vec{U} < 0$, ossia se c'è convergenza delle masse d'aria, la vorticità totale aumenta, se invece $\vec{\nabla} \cdot \vec{U} > 0$, ossia se c'è divergenza delle masse d'aria, la vorticità totale diminuisce.

Capitolo 4

Fenomenologia della convezione atmosferica profonda: il temporale e la supercella

I processi termodinamici descritti nel paragrafo 2.1.2 si concretizzano con lo sviluppo di convezione atmosferica profonda e quindi di temporali. Con il termine *convezione atmosferica profonda* si intende la convezione che coinvolge tutta la troposfera (quindi i primi 10-15 km di atmosfera), mentre con *convezione superficiale* si intende la convezione che si sviluppa al di sotto dello strato di LFC.

4.1 L'innesco della convezione atmosferica profonda

Affinchè sia possibile il sollevamento di una massa d'aria fino alla quota di Equilibrium Level così come illustrato nel paragrafo 2.1.2, è necessario che agisca una forza esterna in grado di vincere la resistenza iniziale (dovuta ad una forza di galleggiamento negativa) che è presente al di sotto della quota di LFC. In assenza di una forzante esterna infatti, per quanto instabile possa essere l'atmosfera sopra la quota di LFC, non si avrà convezione profonda e quindi sviluppo di temporali.

Questa forzante esterna che permette l'innesco (*trigger*) della convezione può essere di vari tipi ed è spesso legata alle caratteristiche orografiche. Si descrivono brevemente tre delle numerose possibili fonti di *trigger*:

- **Fronte freddo**: l'azione di un fronte freddo, ossia l'avvezione di una massa d'aria fredda, causa il sollevamento forzato della massa d'aria più calda pre-esistente, che può quindi raggiungere la quota di LFC e sviluppare convezione atmosferica profonda.

- **Convergenze di venti nei pressi del suolo**: La convergenza tra venti negli strati più bassi della troposfera (al di sotto del LFC) può essere una forzante per la genesi di convezione atmosferica profonda. Infatti, dall'equazione di continuità (1.5), supponendo per i nostri scopi la densità costante, si ottiene:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{U} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \tag{4.1}$$

  Se quindi $\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} < 0$, ossia in presenza di convergenza di venti nello strato orizzontale, deve essere $\frac{\partial w}{\partial z} > 0$, e quindi si sviluppa un moto ascendente che può raggiungere la quota di LFC e sviluppare convezione atmosferica profonda.

- **Sollevamento orografico**: similmente al processo descritto prima, quando un flusso di vento orizzontale impatta su una catena montuosa, per l'equazione di continuità, svilupperà una componente di flusso verticale e quindi si potrà avere il superamento della quota di LFC.

4.2 Le fasi di sviluppo di una cella temporalesca

Nella fase iniziale di sollevamento della particella, quando viene raggiunto la quota di LCL, si ha la condensazione con la formazione delle prime nubi dette *cumuli*. Se la spinta iniziale data alla particella in sollevamento è abbastanza intensa, essa riesce a raggiungera la quota di LFC. A quel punto la particella può salire liberamente fino alla quota di *Equilibrium Level*. Giunta alla quota di EL, la massa d'aria in ascesa (composta anche da goccioline e cristalli di ghiaccio) inizia a decelerare perchè immersa in un ambiente a temperatura maggiore, di conseguenza, per continuità, in parte viene spinta orizzontalmente formando la cosiddetta *incudine*, ed in parte le goccioline e i cristalli di ghiaccio iniziano a discendere verso il suolo sotto la spinta della forza di gravità. Scendendo, le goccioline in parte evaporano, in quanto immerse in aria con temperatura maggiore: l'evaporazione causa un raffreddamento della massa d'aria circostante che è quindi sottoposta ad una forza di galleggiamento negativa. Si forma così una corrente discendente che collassa fino al suolo.

A questo punto la cella convettiva entra nella cosiddetta fase matura (figura 4.1): sono presenti sia correnti ascendenti (*updraft*) che correnti discendenti (*downdraft*)e al suolo si verifica il temporale con i tipici fenomeni ad esso collegati (fulmini, rovesci di pioggia, grandine, raffiche di vento). Tuttavia, il moto delle correnti discendenti avviene nel tubo di flusso in cui sono anche presente le correnti ascendenti: inevitabilmente quindi le correnti ascendenti si indeboliscono progressivamente una volta che si attiva la corrente discendente. In questo modo il temporale va incontro ad indebolimento: è la fase di dissipazione.

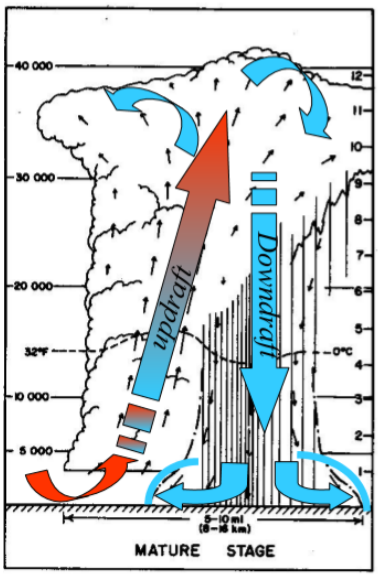


Figura 4.1: Stadio maturo di una cella convettiva temporalesca: sono visibili sia la corrente ascendente (*updraft*), che quella discendente (*downdraft*). Si osserva che la cella riportata è in realtà un caso particolare: l'*updraft* infatti è leggermente inclinato e quindi il *downdraft* interagisce poco con esso. Fonte: Corso di meteorologia e clima, UMFVG [9]

4.3 La supercella

Da un semplice esercizio di cinematica, supponendo che le correnti ascendente e discendente della convettiva precedentemente descritta abbiano una velocità media di $20\frac{m}{s}$ e supponendo che la suddetta cella convettiva sia alta 12 km, si ottiene che il tempo necessario perchè una particella compia l'intero processo di ascesa e discesa è pari a circa 20 minuti. Dal paragrafo precedente si è visto che quando si attiva la corrente discendente la corrente ascendente va incontro ad indebolimento e quindi quando il downdraft arriva al suolo, la corrente ascendente è annullata quasi del tutto. Da ciò si desume che la durata di una cella convettiva di questo tipo dovrebbe essere dell'ordine di poche decine di minuti, comunque entro un'ora. Invece sono state osservate celle convettive in grado di durare svariate ore.

E' chiaro dunque che il modello di cella convettiva spiegato nel paragrafo precedente è insufficiente a motivare l'esistenza di questo tipo di temporali, che oltre che durare di più, sono spesso causa delle forme più violente di *convective severe weather* (grandine di grosse dimensioni, violente raffiche di vento, flash floods, tornado). Questo particolare tipo di temporali prendono il nome di temporali a *supercella*.

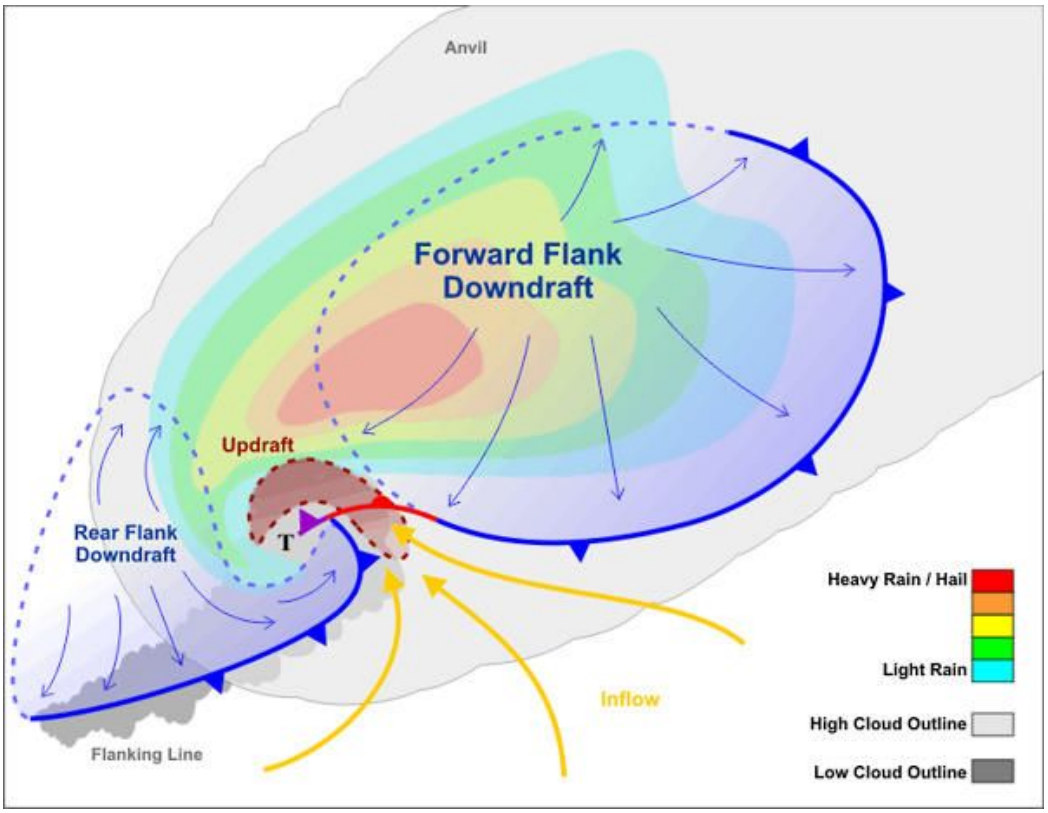


Figura 4.2: Rappresentazione schematica di un temporale a supercella visto dall'alto. Sono ben visibili i due settori in cui sono presenti le correnti discendenti (*Forward Flank Downdraft* e *Rear Flank Downdraft*) e la regione dell'*inflow*, ossia il settore in cui viene garantito una continua alimentazione all'updraft, che si trova nel centro della struttura. Fonte:Pintarest [10]

4.3.1 Fenomenologia della supercella

Un temporale a supercella ha la particolarità che la sua corrente ascendente ruota attorno all'asse verticale, che è solitamente inclinato rispetto alla verticale. A causa della rotazione del vento, per effetto centrifugo, si sviluppa una bassa pressione nel centro di rotazione, che prende il nome di *mesociclone* (*meso*, in quanto piccolo, solitamente di diametro 5-10 km). La genesi del mesociclone e l'inclinamento dell'updraft garantiscono un'organizzazione più "razionale" della cella convettiva: solo su due particolari settori del temporale si hanno infatti correnti discendenti, mentre in un altro settore sono presenti solo correnti ascendenti (Figura 4.2). Questa disposizione "sinergica" delle correnti, garantisce che l'updraft e il downdraft non interagiscano, e dunque l'updraft non ha motivo per indebolirsi: in questo modo la cella convettiva può durare stabilmente per alcune ore. Dato che l'updraft non ha ostacoli, poichè il downdraft resta isolato in un settore del temporale, esso può intensificarsi fino a sfruttare al massimo il potenziale disponibile per la convezione (CAPE): a causa di ciò i fenomeni associati alle supercelle sono mediamente più violenti rispetto a quelli associati ai temporali ordinari.

4.3.2 Come si sviluppa la supercella

Può sorgere spontanea la domanda del come si possa sviluppare rotazione in un updraft. La risposta a questa domanda è già stata praticamente data nel paragrafo 3.2. In presenza infatti di wind shear verticale, ossia di variazione verticale della velocità orizzontale del vento, si possono formare vortici con asse orizzontale. In presenza di un updraft, e quindi di un moto verticale, questi vortici orizzontali possono essere raddrizzati in verticale attraverso il processo di *tilting* (Figura 3.2). Una volta raddrizzato l'asse di rotazione, si ha che lungo l'asse verticale si ha sia accelerazione (a causa dell'updraft), sia l'asse di rotazione (per il processo di *tilting*): ci sono quindi le condizioni per lo *streching* del tubo rotante (Figura 3.1). La rotazione quindi si intensifica e si ha lo sviluppo del temporale a supercella.

Capitolo 5

La previsione di eventi convettivi causa di fenomeni meteorologici estremi

5.1 Importanza della previsione degli eventi meteorologici estremi e localizzati

I fenomeni convettivi atmosferici analizzati in questa Tesi possono essere causa di rischio per le persone, le attività umane e motivo di danno per l'ambiente. Uno studio della compagnia di riassicurazioni tedesca *Munich Re* [11] ha evidenziato come le perdite economiche dovute a episodi di *Convective Severe Weather* in Europa sono stimabili attorno a 2/6 miliardi di dollari ogni anno (Figura 5.1). Alle perdite economiche vanno poi sommate le perdite di vite umane talvolta causate da questi episodi meteorologici estremi.

E' chiaro dunque che è necessario cercare di prevedere questi eventi estremi, per limitare le gravi conseguenze che essi possono causare. Nei prossimi paragrafi verranno analizzati alcuni indicatori utili a effettuare questo tipo di previsioni e ne verranno discussi i limiti.

5.2 Strumenti concettuali e operativi per la previsione di eventi di *Convective Severe Weather*

Allo scopo di prevedere lo sviluppo di episodi di *convective severe weather*, è necessario conoscere gli ingredienti necessari allo sviluppo di convezione atmosferica profonda e di supercelle. L'idea infatti è che se in fase di previsione si riconosce la presenza di alcuni ingredienti di cui è nota la capacità predittiva, allora si ritiene probabile lo sviluppo di eventi convettivi intensi (Giaiotti et al, 2007 [4]).

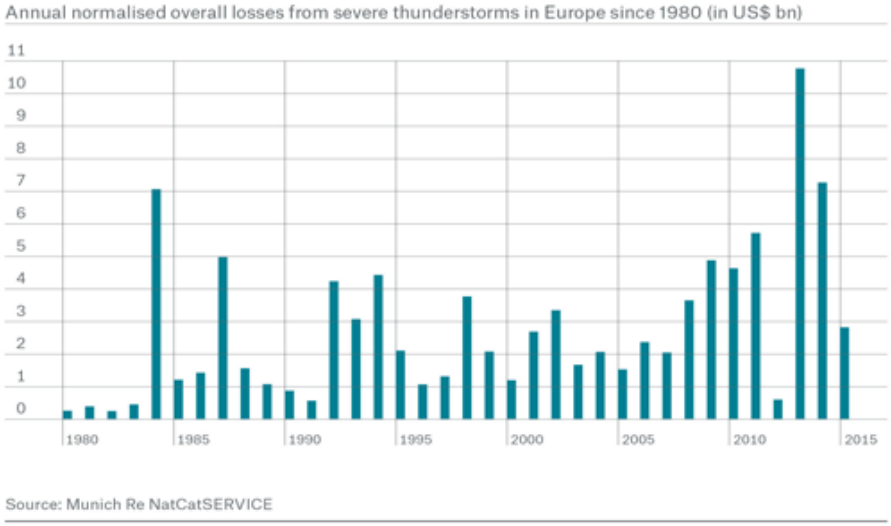


Figura 5.1: Perdite economiche in Europa in miliardi di dollari dal 1980 stimate dalla compagnia di riassicurazioni Munich Re. Fonte: Munich Re [11]

Alla luce dell'analisi effettuata nei capitoli precedenti di questa tesi, per effettuare una previsione di eventi convettivi intensi è necessario considerare tre ingredienti distinti:

- Instabilità troposferica
- Trigger della Convezione
- Vorticità ambientale

L'instabilità troposferica si può determinare operativamente con il calcolo del CAPE, introdotto nel paragrafo 2.2.2. Elevati valori di CAPE indicheranno un'atmosfera propensa allo sviluppo di convezione atmosferica profonda.

Il trigger della convezione è invece quella forzante esterna necessaria per vincere l'inibizione ai movimenti spontanei verso l'alto dell'aria, dovuti alla presenza di strati stabili, attraverso le modalità descritte nel paragrafo 4.1. La valutazione di questo ingrediente è possibile solo in maniera qualitativa ed è molto legata all'esperienza del previsore.

Ciò che infine differenzia un temporale "ordinario" da un temporale "forte" è la vorticità ambientale. Si è visto nel paragrafo 4.3 che la presenza di vorticità ambientale può indurre la formazione di rotazione in una cella

convettiva con conseguente formazione di supercella, tipologia di temporale responsabile dei più violenti casi di *Convective Severe Weather*.

5.2.1 Storm Relative Helicity

La vorticità ambientale può essere determinata quantitativamente attraverso il calcolo dell'indice SRH (*Storm Relative Helicity*). L'elicità è definita come il prodotto scalare tra la vorticità $\vec{\omega}$ e il vento orizzontale $\vec{v}$ (Ming Xue [12]):

$$H = \vec{\omega} \cdot \vec{v} \tag{5.1}$$

Essa quantifica la presenza di vento nella stessa direzione in cui è presente un'asse di rotazione. E' già stato descritto nel paragrafo 3.2 che questa situazione determina lo *stretching* del tubo di flusso rotante, con conseguente intensificazione della rotazione. La presenza di elevata elicità in prossimità del suolo è quindi un indicatore della presenza di vortici orizzontali che possono essere sottoposti a *tilting* da una cella temporalesca.

Si è dunque interessati alla sola elicità orizzontale: si suppone trascurabile sia la componente verticale della velocità sia la sua derivata rispetto alle tre direzioni spaziali. Si ottiene in questo modo:

$$H = v\frac{\partial u}{\partial z} - u\frac{\partial v}{\partial z} = -\vec{v} \cdot \left(\vec{k} \times \frac{\partial \vec{v}}{\partial z}\right) \tag{5.2}$$

Dove $\vec{v} = (u, v, 0)$ e (i, j, k) sono i versori della terna cartesiana. Inoltre si vuole calcolare l'elicità relativa al moto del temporale, è necessario dunque sottrarre al vettore vento nella formula (5.2) il vettore $\vec{S}$ che è la velocità di spostamento del temporale (*Storm Motion*). Infine il tutto è integrato in uno spessore di atmosfera, solitamente tra 0 e 3 km, in quanto si è interessati all'elicità degli strati atmosferici che alimenteranno l'updraft della cella temporalesca .

$$SRH = -\int_{0km}^{3km} \left(\vec{v} - \vec{S}\right) \cdot \left(\vec{k} \times \frac{\partial \vec{v}}{\partial z}\right) dz \tag{5.3}$$

La quantità così ottenuta è l'indice SRH (Storm Prediction Centre, [13]).

5.2.2 L'approccio tramite *proximity soundings*

Per verificare la correlazione tra temporali forti e gli ingredienti che la teoria indica come necessari allo sviluppo di *Convective Severe Weather*, e per ottenere dei valori soglia degli indici che descrivono tali ingredienti, allo scopo di utilizzarli in fase di previsione, si utilizza una tecnica, detta dei *proximity soundings*.

Questa tecnica è basata nell'analisi statistica di dati raccolti dalle radiosonde lanciate "vicino" ad una località dove si è verificato un episodio

di *Convective Severe Weather*. Il problema principale di questa tecnica sta nell'ambiguità del termine "vicino". L'atmosfera analizzata dalla radiosonda deve infatti essere quanto più possibile rappresentativa dell'atmosfera che genera il temporale. Le radiosonde vengono lanciate ad orari standard (solitamente alle 00 e 12 UTC di ogni giorno) su località prefissate. Dunque con il termine "vicino" si intende che la località di lancio della radiosonda deve essere quanto più possibile geograficamente vicina alla località dove si è verificato l'episodio di *convective severe weather*, ma allo stesso tempo deve essere anche temporalmente vicina. Infatti, l'atmosfera può cambiare in maniera repentina le sue proprietà negli strati più prossimi al suolo nel giro di poche ore, e di conseguenza un radiosondaggio può non essere rappresentativo dell'atmosfera che genera un temporale qualche ora dopo.

A causa di questi limiti intrinseci, le statistiche che si ottengono con questa tecnica sono affette da molto rumore (elevata varianza), di conseguenza talvolta non forniscono misure adeguate all'analisi, quindi alla validazione del modello teorico.

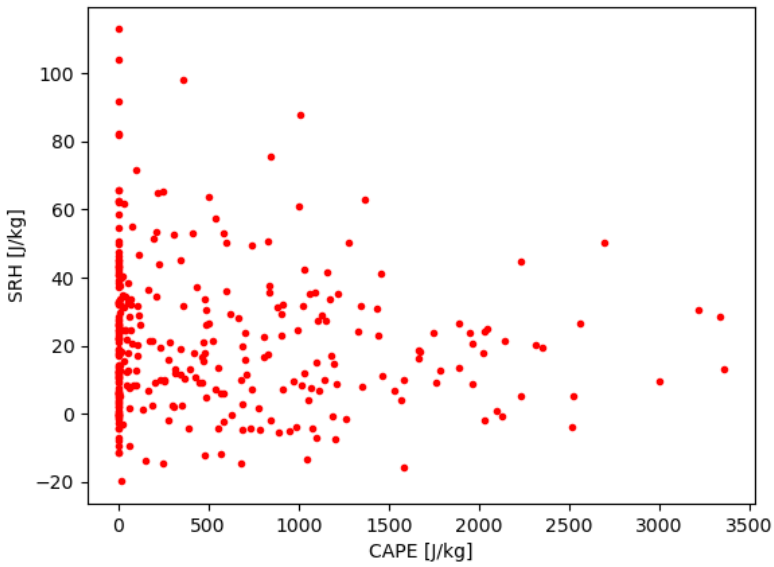
5.3 Analisi delle condizioni favorevoli a *Convective Severe Weather* in Italia

Allo scopo di indagare le condizioni favorevoli allo sviluppo di *Convective Severe Weather* in Italia è stata applicata la tecnica dei *proximity soundings*, analizzando in particolare due indici che sono stati introdotti in questa Tesi: CAPE e SRH. Entrambi questi indici possono essere calcolati con i dati raccolti da una radiosonda. Inoltre essi descrivono due ingredienti diversi ma entrambi fondamentali per lo sviluppo di temporali forti: l'instabilità troposferica e la vorticità ambientale. Risulta dunque naturale rappresentare le misure di una radiosonda come un punto su un diagramma con coordinate date dall'indice CAPE in ascisse e dall'indice SRH in ordinate. Ci si aspetta che nell'angolo in alto a destra del diagramma sia presente l'ambiente più favorevole allo sviluppo di *Convective Severe Weather*, in quanto sono presenti tutte le caratteristiche teoriche richieste (elevata instabilità ed elevata vorticità), mentre nell'angolo in basso a sinistra è presente l'ambiente meno favorevole.

5.3.1 Diagramma CAPE-SRH della radiosonda di Rivolto nell'estate 2018

Inizialmente sono stati analizzati tutti i radiosondaggi effettuati nella stazione dell'Aeronautica Militare di Rivolto, in provincia di Udine, tra il 1 maggio 2018 e il 30 settembre 2018, i cui radiosondaggi sono disponibili dal University of Wyoming Atmospheric Science Radiosonde Archive [14]. Questi radiosondaggi si possono considerare rappresentativi della pianura friulana.

E' stato scritto un codice Python che legge tutti i file corrispondenti alle misure rilevate in ciascun lancio del pallone sonda e per ciascun file calcola CAPE e SRH tra 0 e 3 km. Per calcolare CAPE e SRH è stata utilizzata una libreria, chiamata MetPy [15], che contiene numerose funzioni in grado di computare variabili meteorologiche. Il vettore dello *Storm Motion* necessario per calcolare l'indice SRH è stato calcolato utilizzando il metodo Bunkers (Bunkers et al, 2000 [1]). Le coppie di punti CAPE-SRH così ottenute sono state poi scritte su file e infine, attraverso un altro script Python, è stato eseguito il plot del diagramma.



Nel diagramma così ottenuto si osserva la grande abbondanza di punti nell'angolo in basso a sinistra: ciò è ragionevole in quanto la grande maggioranza di radiosondaggi non corrispondono a situazioni di temporali forti (che sono episodi rari) e dunque sono caratterizzati da basso CAPE e basso SRH. All'opposto nell'angolo in alto a destra non sono presenti punti: ciò indica che in quel periodo non si sono mai materializzate condizioni pienamente favorevoli a fenomeni estremi. Un limite di questo diagramma è l'assenza di differenziazione tra radiosondaggi in cui effettivamente si sono verificati temporali forti dai radiosondaggi in cui non si sono verificati temporali forti, allo scopo di verificare la correlazione. Per superare questo limite è stato effettuato un altro diagramma, descritto nel prossimo paragrafo.

5.3.2 Diagramma CAPE-SRH delle radiosonde italiane nell'anno 2019

Per differenziare le giornate con temporali "ordinari" da quelle con temporali "forti" è stato utilizzato il database Storm Report [16], gestito dall'Assocazione MeteoNetWork e dal gruppo PRETEMP, di cui faccio parte. Il database raccoglie le segnalazioni di fenomeni legati a fenomenologia temporalesca sul territorio italiano (grandinate, raffiche di vento, tornado, piogge intense...): per ciascuna segnalazione è sempre riportata una fonte che certifica il dato. Le segnalazioni inoltre da luglio 2019 sono automaticamente inviate al database europeo ESWD (*European Severe Weather Database*) gestito da ESSL (*European Severe Storms Laboratory*).

Sono stati analizzati i radiosondaggi lanciati tra 1 maggio 2019 e il 31 ottobre 2019 in Italia, scaricando i file dati dal University of Wyoming Atmospheric Science Radiosonde Archive [14]. Per soddisfare le condizioni di rappresentatività spaziale dei radiosondaggi sono state considerate le segnalazioni registrate soltanto entro un'area circolare di raggio 50 km circa attorno alla località di lancio della radiosonda. Inoltre, per soddisfare la rappresentatività temporale sono state considerate solo le segnalazioni registrate poche ore dopo il lancio della radiosonda stessa.

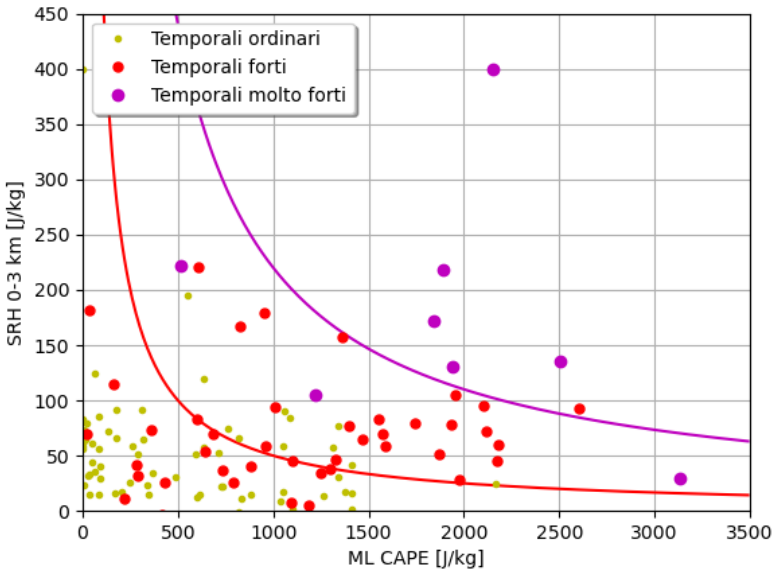
Località lancio radiosonda	Regione considerata rappresentata
Rivolto	Friuli, trevigiano e veneziano Orientale
Milano Linate	Lombardia Centro-Occidentale e alto Piemonte
Cuneo Levaldigi	Medio-basso Piemonte e Ponente Ligure
S.Pietro Campofiume	Emilia Romagna, basso Veneto e mantovano
Pratica di Mare	Lazio
Brindisi	Puglia
Trapani	Sicilia Centro-Occidentale
Decimomannu	Sardegna

Per differenziare i casi di temporali ordinari da quelli di temporali forti è stato utilizzato il criterio nella tabella seguente. Sono stati anche individuati alcuni casi di temporali molto forti, che sono quelli responsabili della maggior parte dei danni e di cui c'è maggiore interesse per effettuare una buona previsione. I criteri sono stati applicati alla regione considerata rappresentata da ciascun radiosondaggio. Sono stati individuati in questo modo, nel periodo indicato, 84 radiosondaggi classificati come rappresentativi di "temporali ordinari", 44 radiosondaggi rappresentativi di "temporali forti" e 8 radiosondaggi rappresentativi di "temporali molto forti".

Temporali ordinari	Da una a tre segnalazioni di grandine con diametro dei chicchi inferiore a 3 cm, oppure una o due segnalazioni di raffiche di vento, oppure segnalazioni di piogge intense
Temporali forti	Più di tre segnalazioni di grandine con diametro dei chicchi inferiore a 6 cm, oppure più di due segnalazioni di raffiche di vento
Temporali molto forti	Segnalazioni di grandine con diametro dei chicchi superiori a 5 cm, oppure numerose segnalazioni di raffiche di vento distribuite su più province, oppure tornado con vittime

Per quanto riguarda l'aspetto computazionale è stato utilizzato lo stesso codice Python del paragrafo 5.3.1, ma invece che il CAPE, è stato calcolato il *Multi Layer CAPE* (MLCAPE): l'unica differenza con il CAPE illustrato nel paragrafo 2.2.2 è che i parametri di temperatura e umidità della particella iniziale che viene sollevata non sono quelli misurati al suolo, ma sono quelli mediati nel più basso strato atmosferico (i primi 100 hPa). Si è preferito il ML CAPE in quanto si considera più rappresentativo del profilo termodinamico.

Nel diagramma così ottenuto è stato deciso di disegnare anche le curve corrispondenti a $CAPE \times SRH = 220000(J/kg)^2$ (linea viola) e $CAPE \times SRH = 50000(J/kg)^2$ (linea rossa).



Si osserva che come prevede la teoria nell'angolo in basso a sinistra sono presenti la maggior parte dei casi di temporali ordinari. Nell'angolo in alto a destra sono invece presenti i casi di temporali molto forti. Si osserva inoltre il rumore significativo dei dati, conseguenza dei limiti di questo metodo di analisi discussi nel paragrafo 5.2.2. Sfruttando le due curve tracciate sono state individuate tre intervalli di valori, secondo la tabella seguente.

Intervallo A	$CAPE \times SRH \leq 5.0 \times 10^4 \left(\frac{J}{kg}\right)^2$
Intervallo B	$5.0 \times 10^4 \left(\frac{J}{kg}\right)^2 < CAPE \times SRH \leq 22.0 \times 10^4 \left(\frac{J}{kg}\right)^2$
Intervallo C	$CAPE \times SRH > 22.0 \times 10^4 \left(\frac{J}{kg}\right)^2$

Sono stati dunque contati i punti all'interno di ciascun intervallo e sono state valutatate le probabilità che si verifichi una certa tipologia di temporale (ordinario, forte o molto forte) se un radiosondaggio misura un determinato prodotto $CAPE \times SRH$.

	Intervallo A	Intervallo B	Intervallo C
Temporali Ordinari	79%	29%	0%
Temporali Forti	21%	63%	17%
Temporali Molto Forti	0%	8%	83%
Totale	100%	100%	100%

Si osserva quindi che il prodotto $CAPE \times SRH$ è una grandezza efficace per la predicibilità di temporali forti: valori alti del prodotto sono legati ad un'elevata probabilità di accadimento di temporali forti o molto forti, mentre valori bassi del prodotto minimizzano la probabilità di temporali forti.

Si osserva tuttavia che questo indicatore non è perfetto: nell'intervallo A infatti, a fronte di 92 radiosondaggi, 19 di essi hanno anticipato lo sviluppo di temporali forti, nonostante l'indicatore da un punto di vista teorico indica una bassa probabilità di temporali forti. Questi episodi sono le cosiddette mancate allerte, cioè situazioni meteorologiche con manifestazione violenta, ma che non sono state individuate dall'indice previsionale. Inoltre talvolta si verificano casi di falsi allarmi, cioè episodi in cui l'indice si colloca nella regione B, ma gli eventi manifestatisi corrispondono a temporali ordinari.

Il prodotto $CAPE \times SRH$ è stato proposto come indice di previsione di temporali a supercella da Hart,Korotky nel 1991 [6] con il nome di Energy Helicity Index (EHI).

$$EHI = \frac{CAPE \times SRH}{1600000} \tag{5.4}$$

Dove il fattore 160000 è solo di normalizzazione. L'indice è adimensionale. Con il fattore di normalizzazione le soglie individuate precedentemente diventano:

Temporali forti poco probabili	$EHI \leq 0.3$
Temporali forti probabili	$0.3 < EHI \leq 1.3$
Temporali molto forti probabili	$EHI > 1.3$

In accordo con la letteratura americana [17] che prevede la soglia di $EHI = 1.0$ come necessaria per lo sviluppo di supercelle.

Capitolo 6

Conclusioni

In questo lavoro di tesi sono state analizzate le condizioni favorevoli allo sviluppo di episodi di *Convective Severe Weather* partendo dalle equazioni fondamentali della fisica dell'atmosfera, ricavate a loro volta dai principi base della fisica classica. Sono stati individuati tre ingredienti fondamentali per la genesi di *Convective Severe Weather*:

- Instabilità troposferica
- Trigger della Convezione
- Vorticità ambientale

Mentre per l'innesco della convezione, il trigger, non sono definibili degli indici quantitativi, l'instabilità troposferica e la vorticità ambientale possono essere quantitificate rispettivamente dagli indici CAPE (*Convective Available Potential Energy*) e SRH (*Storm Relative Helicity*). La valutazione accoppiata di questi due indici, attraverso l'indice EHI (*Energy Helicity Index*) è stato osservato essere un buon indicatore della possibilità di sviluppo di fenomeni meteorologici estremi.

Nonostante questi strumenti previsionali poggino su solidi concetti fisici, il loro potere predittivo è limitato a causa del notevole rumore che caratterizza l'analisi statistica eseguita con i dati ottenuti dai radiosondaggi. Possibili spiegazioni di tale limite vanno ricercate nella rapida evoluzione temporale delle grandezze considerate, rispetto ai tempi di aggiornamento dei radiosondaggi e alla mancata considerazione dell'innesco nello sviluppo del modello concettuale.

La necessità di migliorare la previsione di eventi convettivi estremi per i gravi danni che essi possono causare a persone e cose, stimola a proseguire la ricerca, affinando sia il modello concettuale elaborato che l'analisi statistica degli indicatori precursori di questi fenomeni.

Capitolo 7

Appendice

7.1 Una derivazione alternativa della forza di galleggiamento

Viene ricavata la forza di galleggiamento in funzione della densità e poi in funzione della temperatura, con una dimostrazione leggermente diversa e più raffinata rispetto quella proposta nel paragrafo 2.2.1.

Si consideri l'equazione della conservazione del momento lungo l'asse z (1.4) nel caso in cui le componenti della velocità orizzontale siano nulle ($u = 0$ e $v = 0$) e trascurando le forze di attrito viscoso.

$$\frac{dw}{dt} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z} - g \tag{7.1}$$

Si vuole ricavare a partire da questa equazione un'espressione per la forza di galleggiamento. Definiamo uno stato $\bar{\rho}$, caratterizzato dall'essere in equilibrio idrostatico, quindi con assenza di moti verticali.

$$0 = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial z} - \bar{\rho} g \tag{7.2}$$

Sottraendo (7.1) con (7.2), ottengo l'equazione:

$$\rho\frac{dw}{dt} = -\frac{\partial p'}{\partial z} - \rho' g \tag{7.3}$$

Dove:

$$\rho' = \rho - \bar{\rho} \qquad\qquad p' = p - \bar{p}$$

Rimaneggiando l'equazione (7.3) ottengo:

$$\frac{dw}{dt} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p'}{\partial z} + B$$

Dove:

$$B = -\frac{\rho'}{\rho} g \tag{7.4}$$

B è la forza di galleggiamento per unità di massa.

7.1.1 Galleggiamento in funzione della Temperatura

Ai fini pratici del calcolo dell'instabilità di una certa colonna d'aria atmosferica è utile esprimere la forza di galleggiamento (7.4) in funzione della temperatura, attraverso un'espressione approssimata. Poichè lo stato $\bar{\rho}$ è uno stato di equilibrio, posso espandere ρ attorno a $\bar{\rho}$ in serie di Taylor troncando al primo ordine. Poichè ρ dipende sia da T che da p (dall'equazione di stato (1.8)) avrò due termini al primo ordine.

$$\rho \approx \bar{\rho} + \left.\frac{\partial \rho}{\partial p}\right|_{p=\bar{p}} (p - \bar{p}) + \left.\frac{\partial \rho}{\partial T}\right|_{T=\bar{T}} (T - \bar{T})$$

Dove $\bar{p}$ e $\bar{T}$ corrispondono a pressione e temperatura dello stato in equilibrio idrostatico $\bar{\rho}$. Facendo le derivate parziali dell'equazione (1.8) si ottiene:

$$\rho \approx \bar{\rho} + \frac{p'}{R\bar{T}} - \frac{\bar{p}T'}{R\bar{T}^2}$$

Dove ho usato:

$$T' = T - \bar{T} \qquad\qquad p' = p - \bar{p}$$

Queste differenze devono essere piccole perchè l'espansione in serie di Taylor sia valida. Portando infine a sinistra $\bar{\rho}$ e dividendo tutto per $\bar{\rho}$, si ottiene:

$$\frac{\rho - \bar{\rho}}{\bar{\rho}} \approx \frac{p'}{\bar{p}} - \frac{T'}{\bar{T}}$$

Supponendo ora che:

$$\left|\frac{p'}{\bar{p}}\right| << \left|\frac{T'}{\bar{T}}\right|$$

La forza di galleggiamento B può essere approssimata come:

$$B \approx g\frac{T - \bar{T}}{\bar{T}}$$

Si osserva che la forza di galleggiamento è positiva, ossia determina una spinta verso l'alto, se $\bar{T} < T$, mentre è negativa, e quindi determina una spinta verso il basso, se $\bar{T} > T$. Solitamente T viene assunta come la temperatura dell'updraf, ossia la temperatura della corrente ascendente del temporale, calcolata con il metodo della *Lifting Temperature* (paragrafo 2.1.2), mentre $\bar{T}$ viene assunta come la temperatura ambientale, ossia la temperatura misurata dalla radiosonda. Talvolta si preferisce utilizzare al posto della Temperatura, la temperatura virtuale (paragrafo 1.4.1):

$$B \approx g\frac{T_v - \bar{T}_v}{\bar{T}_v}$$

Bibliografia

[1] M. J. Bunkers, B. A. Klimowski, J. W. Zeitler, R. L. Thompson, M. L. Weisman *Predicting Supercell Motion Using a New Hodograph Technique*, Weather and Forecasting Vol 15:61-79, 2000.

[2] D.Djuric *Weather analysis*, Pearson,1994

[3] S. Focardi, I. Massa, A. Uguzzoni, M. Villa, *Fisica generale, Meccanica e Termodinamica*, seconda edizione, Casa Editrice Ambrosiana, Milano, 2015.

[4] D.B. Giaiotti, R. Steinacker, F. Stel *Atmospheric convection: research and operational forecasting aspects*,SpringerWienNewYork, 2007

[5] D. J. Griffiths, *Introduction to Electrodynamics*, Fourth Edition, Cambridge University Press, Cambridge, 2017.

[6] J. A. Hart, W. Korotky *The SHARP workstation vl.50 users guide*, NOAA/National Weather Service, 30 pp,1991.

[7] J.R. Holton, G.J. Hakim, *An introduction to Dynamic Meteorology*, Fifth Edition, Elsevier,2013

[8] I.Orlanski, *A Rational Subdivision of Scales for Atmospheric processes*, Bull. Amer. Meteor. Soc.,56:527-530,1975

[9] Unione Meteorologica del Friuli Venezia Giulia (UMFVG): *https://www.umfvg.org/*

[10] Pintarest: *https://www.pinterest.it/pin/6614730679715197/*

[11] MunichRe: *https://www.munichre.com/topics-online/en/climate-change-and-natural-disasters/natural-disasters/storms/severe-thunderstorms-europe-2015.html*

[12] Sito web personale di Ming Xue: *http://twister.ou.edu/MM2005/Chapter4.6c.pdf*

[13] Storm Prediction Centre - NOAA: *https://www.spc.noaa.gov/exper/soundings/help/shear.html*

[14] University of Wyoming: http://weather.uwyo.edu/upperair/ sounding.html

[15] Metpy: *https://unidata.github.io/MetPy/latest/index.html*

[16] MeteoNetWork-Storm Report: *https://www.meteonetwork.it/tt/ storm-report/*

[17] The Weather Prediction: *http://www.theweatherprediction.com/ haby-hints/314/*