

LE ONDE ATMOSFERICHE PLANETARIE

Gianni Comini

CISM - Dipartimento di Energia e Ambiente

Piazza Garibaldi 18 - 33100 Udine

gianni.comini@cism.it

Revisione luglio 2025

1 Il “motore” del meteo

Come si è visto nei due post “Le forze apparenti in Meteorologia” e “Le correnti a getto nelle estati calde”, nel nostro emisfero tra i 30 e i 60 gradi di latitudine prevalgono i venti occidentali che spirano da sud-ovest verso nord-est. Per contro, i venti locali variano attorno alle condizioni prevalenti e, proprio per questo, sono responsabili delle alternanze tra caldo e freddo e tra pioggia e sole.

Questa variabilità non è casuale ma è, a sua volta, influenzata dai processi su larga scala che interessano la formazione, lo sviluppo e l'esaurimento delle onde atmosferiche planetarie associate alla corrente a getto polare. Tali onde, considerate da molti un vero e proprio “motore del meteo”, sono chiamate “onde di Rossby” in onore di Carl Gustav Rossby (1898-1957), il meteorologo che per primo ne spiegò i movimenti in termini di meccanica dei fluidi.

1.1 Ciclo di vita delle onde di Rossby

Il ciclo di vita delle onde di Rossby può essere riassunto nelle quattro fasi principali schematizzate nella Figura 1 a sinistra.

All'inizio [Figura 1 a sinistra - fase (a)] il getto polare ha un andamento regolare, in quanto avanza verso est lungo i paralleli con velocità u e, sostanzialmente, non oscilla lungo i meridiani.

Tuttavia le irregolarità del suolo, l'alternanza di oceani e continenti o, più semplicemente, l'arrivo di perturbazioni casuali innescano la formazione di una serie di oscillazioni che, in numero variabile da 3 a 7, finiscono per circondare l'intero pianeta [Figura 1 a sinistra - fase (b)].

Successivamente, nuovi stimoli destabilizzanti (come, ad esempio, i passaggi ripetuti sulle irregolarità del suolo o l'arrivo di nuove perturbazioni) fanno aumentare l'ampiezza delle oscillazioni fino, qualche volta, al punto da causare il distacco di masse d'aria fredda [Figura 1 a sinistra - fasi (c) e (d)].

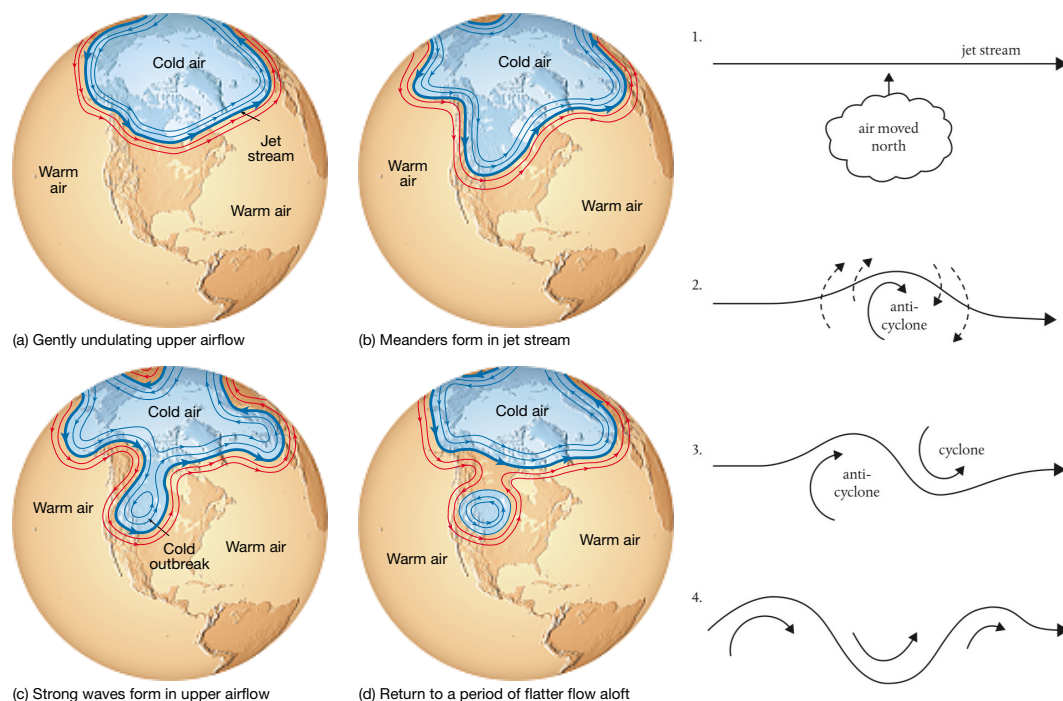


Figura 1: A sinistra: ciclo di vita delle onde di Rossby [Lutgens, Tarbuck e Herman]. A destra: destabilizzazione della corrente a getto polare [Woollings].

Le oscillazioni portano aria fredda verso l'equatore e aria calda verso il polo e così riducono le differenze di temperatura alle medie latitudini, contribuendo in modo determinante alla redistribuzione planetaria dell'energia termica. In questo modo, però, le oscillazioni meridiane si auto-estinguono poiché le differenze di temperatura sono la causa prima dei venti e, quindi, anche delle stesse oscillazioni [Figura 1 a sinistra - fase (d)].

Nella maggior parte dei casi, infatti, dopo un periodo di tempo generalmente compreso tra 1 e 6 settimane dall'inizio del ciclo, si ha il ritorno alla situazione iniziale [Figura 1 a sinistra - fase (a)].

1.2 Formazione e sviluppo di un treno d'onde planetarie

Dal punto di vista della formazione di un treno d'onde planetarie è importante osservare subito che le irregolarità superficiali non sono indispensabili per l'innesco delle oscillazioni. Infatti, le oscillazioni si svilupperebbero anche se la superficie terrestre fosse uniforme come quella degli oceani in quanto, per farle iniziare, basta anche l'arrivo di semplici perturbazioni casuali lungo i meridiani.

Ad esempio, il processo di formazione illustrato nella Figura 1 a destra, è innescato dall'arrivo casuale di una massa d'aria calda da sud che, all'inizio, si vede raggiungere la corrente a getto polare [Figura 1 a destra - momento (1)].

La massa in arrivo proviene da regioni caratterizzate da una velocità periferica terrestre maggiore e, quindi, devia verso est innescando una rotazione in senso orario (antici-

clonica) che genera direttamente un promontorio [Figura 1 a destra - momento (2)].

A causa dei trascinamenti delle masse d'aria vicine (segnati a tratto) il promontorio si allarga nella parte sinistra (ovest) dove le masse trascinate vanno verso l'alto (nord), mentre viene eroso e sostituito da una saccatura nella parte destra (est), dove le masse trascinate vanno verso il basso (sud). Nella saccatura la rotazione è antioraria (ciclonica) e, quindi, il risultato finale rispetto al getto è un avanzamento verso ovest dell'anticiclone originario e la formazione di un nuovo ciclone ad est [Figura 1 a destra - momento (3)].

Mentre il promontorio/anticiclone avanza verso ovest lungo il getto, il nuovo ciclone/saccatura genera, a sua volta, un nuovo promontorio a destra (est), continuando il processo di formazione del treno d'onde [Figura 1 a destra - momento (4)].

Nei paragrafi che seguono questa spiegazione intuitiva del processo di formazione di un treno d'onde sarà supportata da considerazioni teoriche sistematiche basate sulla meccanica dei fluidi. Tuttavia, da quanto detto sinora si può già dedurre che, una volta sviluppate, le ondulazioni del getto polare hanno una lunghezza compresa tra 4000 e 6000 chilometri e sono "planetarie" in quanto continuano a formarsi finché, in numero variabile da 3 a 7, circondano l'intero pianeta. (Il valore della lunghezza d'onda si può stimare dividendo per il numero di onde la circonferenza del parallelo a 45° che è, approssimativamente, pari a 28.300 chilometri).

Inoltre, come si è visto, le onde si spostano lungo il getto polare con velocità (di fase) w diretta verso ovest, ovvero controcorrente rispetto al getto stesso che va verso est. Pertanto, la velocità assoluta c di avanzamento del treno d'onde nell'atmosfera è pari a:

$$c = u - w \quad (1)$$

dove u è la velocità assoluta della corrente a getto.

Generalmente, la velocità w è inferiore alla velocità u del getto polare e, quindi, la velocità assoluta c è positiva. Al più, se il getto è abbastanza debole, la velocità assoluta tende ad annullarsi ($c \approx 0$). Per contro, le osservazioni dimostrano che la velocità assoluta c del treno d'onde non diventa quasi mai negativa e, quindi, è trascurabile la probabilità di vedere un treno d'onde spostarsi verso ovest nell'atmosfera.

Infine, dal punto di vista morfologico si può rilevare che le onde di Rossby ospitano cicloni nei loro promontori e anticicloni nelle loro saccature. Pertanto, una volta che le onde atmosferiche planetarie si sono pienamente sviluppate, la configurazione meteorologica tipica diventa quella schematizzata nelle due prospettive della Figura 2.

Dalla prospettiva polare della Figura 2 a sinistra è possibile ricavare un'idea del movimento se si tiene presente che l'intero treno d'onde ruota in senso antiorario mentre le singole onde oscillano in direzione meridiana. Invece, dalla prospettiva frontale della Figura 2 a destra, si può intuire che la causa del movimento è il trascinamento lungo i paralleli, da parte del treno d'onde, dei promontori anticiclonici (H) e delle saccature cicloniche (L).

Quindi, lo stesso percorso sinuoso che consente al treno d'onde di trascinare anticicloni e cicloni comporta quella serie di oscillazioni meridiane che, come si è osservato in precedenza, contribuiscono in modo determinante alla redistribuzione planetaria dell'energia termica.

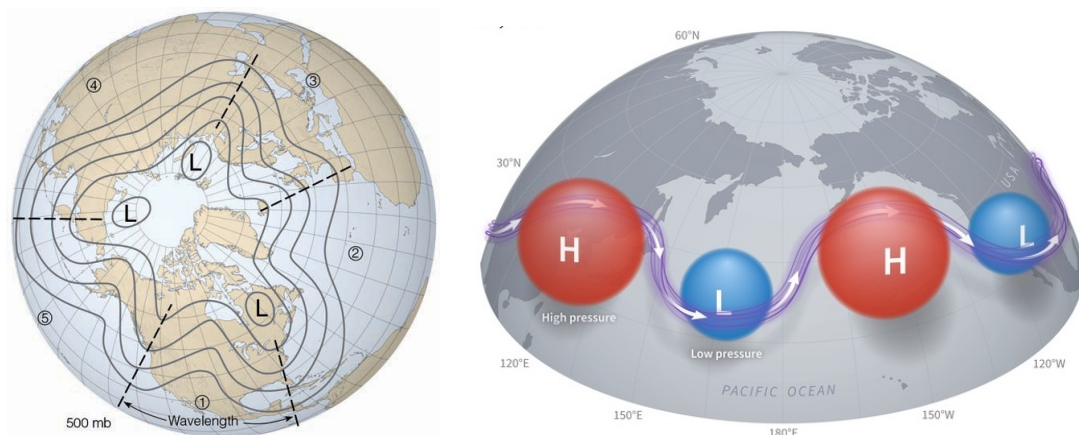


Figura 2: Onde di Rossby nell'emisfero nord: prospettiva polare a sinistra [Ahrens e Henson] e prospettiva frontale a destra [NOAA]. In entrambe H sta per High, ovvero alta pressione e L sta per Low, ovvero bassa pressione.

2 Blocchi della corrente a getto polare

In premessa, va osservato che non sempre il ciclo di vita delle onde atmosferiche planetarie termina con l'auto-estinzione descritta nel Paragrafo 1.1 poiché, talvolta, si possono verificare situazioni di arresto, di rottura o di deviazione della corrente a getto. In questi casi, si hanno periodi, anche prolungati, di caldo estremo in estate e freddo molto intenso in inverno, invece delle alternanze tra caldo e freddo e tra sereno e precipitazioni tipiche di ciascuna stagione.

In situazioni normali, i fronti meteorologici alle medie latitudini sono trasportati dalla corrente a getto polare che si sposta da ovest a est generando l'alternanza di condizioni cicloniche e anticicloniche nelle diverse località. Se però il treno d'onde si ferma o la corrente a getto si rompe o, ancora, la corrente a getto è costretta a deviare da un anticiclone stazionario, le configurazioni meteorologiche non variano anche per periodi di diverse settimane. In tali casi, nelle zone di alta pressione il tempo è soleggiato e secco con aria pressoché ferma, mentre nelle zone di bassa pressione pioggia e vento dominano incontrastate.

A seconda dei processi che le generano, nel seguito si distingue tra situazioni di blocco causate da:

- forte rallentamento della corrente a getto fino anche all'arresto del treno d'onde,
- rottura della corrente a getto,
- deviazione della corrente a getto in presenza di un anticiclone stazionario.

Tali situazioni saranno esaminate nell'ordine nei tre paragrafi che seguono.



Figura 3: Blocco estivi ad omega sull'Italia nel 2022. La configurazione con l'anticiclone nord-africano al centro ed i due cicloni laterali richiama la lettera greca Ω (omega maiuscola) [Royal Meteorological Society].

2.1 Blocco ad omega

Nell'emisfero nord, come ben schematizzato nella Figura 2, le zone di alta pressione (anticicloniche) strette tra le due zone di bassa pressione (cicloniche) contigue fanno assumere al treno d'onde una configurazione che richiama la lettera greca Ω (omega maiuscola). Pertanto, quando in una regione si verifica una situazione meteorologica in cui la corrente a getto rallenta fino anche all'arresto del treno d'onde (ovvero una regione in cui si ha $c \approx 0$) si parla di blocco ad omega.

Affinché tale situazione si verifichi occorre che la velocità u della corrente a getto, che è diretta verso est, scenda dalle diverse decine di metri al secondo, tipiche dei mesi invernali, fino a valori di una sola decina di metri al secondo, che sono quelli tipici della velocità di avanzamento verso ovest w delle onde di Rossby.

Valori così bassi possono essere raggiunti solo d'estate in condizioni meteorologiche particolari. Negli ultimi anni, tuttavia, i blocchi ad omega estivi si stanno verificando con frequenza crescente in Europa, dove l'abbassamento estivo della velocità della corrente a getto polare è particolarmente accentuato. La causa è il riscaldamento senza precedenti storici della zona artica dove la temperatura sta aumentando ad un ritmo più che doppio rispetto alla media planetaria globale. La conseguenza, è la riduzione delle differenze di temperatura tra l'Artico e l'Europa centro-meridionale e con esse della forza motrice della corrente a getto polare.

Nell'estate del 2022, in Italia, si è instaurato il blocco ad omega schematizzato nella Figura 3, con il quale abbiamo dovuto convivere per diverse settimane. In quel periodo, ad ovest era disceso il ciclone islandese che aveva deviato verso nord-est il benefico ciclone delle Azzorre (apportatore di temperature relativamente miti e di frequenti e moderati temporali). Ciò aveva consentito l'avanzata verso l'Italia dell'anticiclone nordafricano,

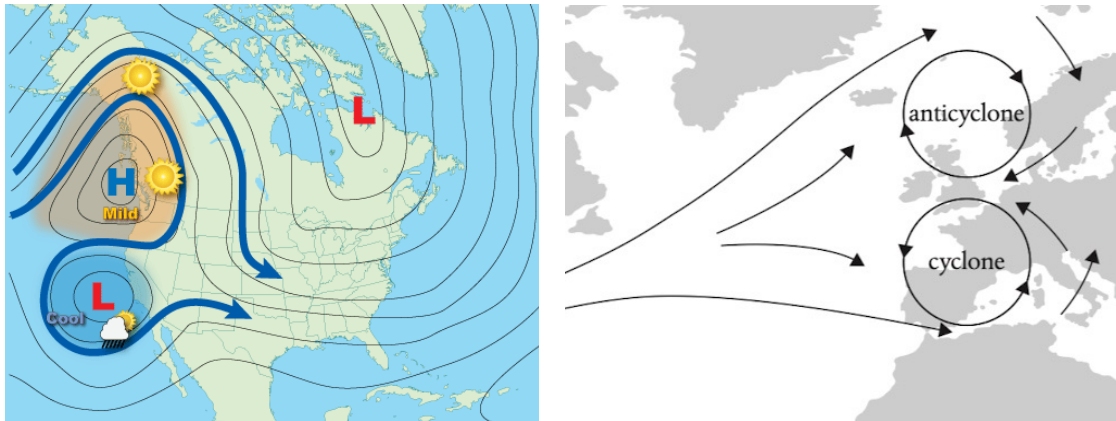


Figura 4: Blocco di Rex a sinistra [NOAA] e blocco diffidente a destra [Woollings].

caratterizzato da una vasta area di alta pressione. La configurazione ad omega era poi completata ad est da un secondo ciclone, proveniente dalla Siberia, che si era instaurato nell'area caucasica.

2.2 Blocchi causati da rotture della corrente a getto

Nell'emisfero settentrionale, la causa più frequente di rottura della corrente a getto polare è il posizionamento di un anticiclone a nord di un ciclone, in una delle due configurazioni meteorologiche schematizzate nella Figura 4 che sono tipiche, rispettivamente, dell'America del Nord a sinistra e dell'Europa a destra.

Le differenze tra le due tipologie di blocco della Figura 4 sono essenzialmente morfologiche. Nel caso "americano" (definito Blocco di Rex, dal nome del meteorologo statunitense Daniel F. Rex [1916 -2001] che per primo le descrisse) la corrente a getto polare si divide lungo il percorso tra l'anticiclone a nord e il ciclone a sud. Nel caso "europeo" (generalmente definito "diffidente") la corrente a getto polare si divide già a monte del blocco stesso.

Per contro, gli sviluppi delle due situazioni sono simili poiché, in entrambi i casi, tutto inizia in presenza di correnti a getto forti e attività temporalesche intense sugli oceani (Pacifico nel caso della costa nord occidentale dell'America e Atlantico nel caso della costa nord occidentale dell'Europa). In entrambi i casi, comunque, le condizioni sono molto favorevoli all'aumento progressivo delle oscillazioni meridiane della corrente a getto man mano che quest'ultima si avvicina ai continenti.

Gli arrivi sui continenti costituiscono le discontinuità che innescano le rotture in quanto causano forti rallentamenti della corrente a getto senza, però, attenuarne le oscillazioni meridiane. Pertanto, può succedere che un anticiclone rallentati nella marcia lungo i paralleli e, mentre oscilla a nord, venga raggiunta a sud, sullo stesso meridiano, da un ciclone.

Poiché gli anticloni ruotano in senso orario mentre i cicloni ruotano in senso orario, i venti nella zona interna tra l'anticiclone (sopra) e il ciclone (sotto) vanno da est a ovest,

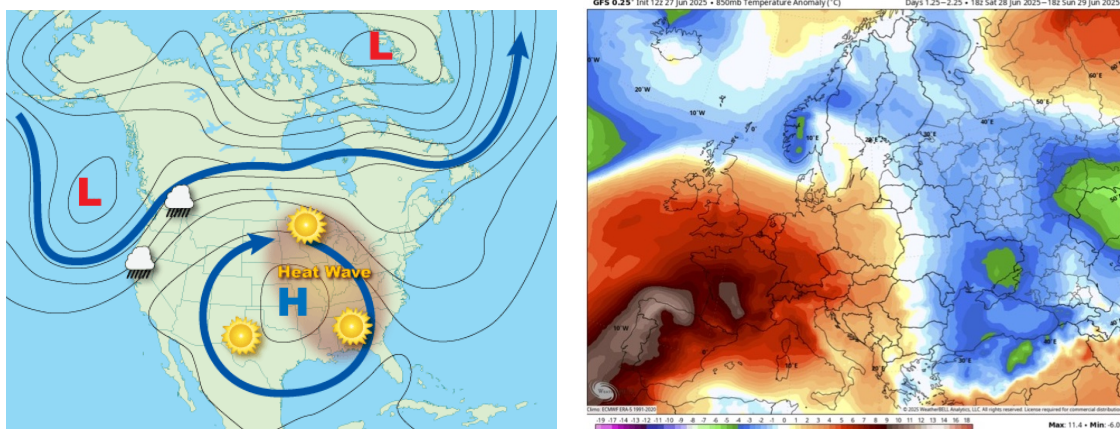


Figura 5: Blocco anticiclonico a sinistra [NOAA] e recente ondata di calore in Europa [ECMWF].

anziché da ovest a est come la corrente a getto polare e tutti i venti dominanti alle medie latitudini.

Ai tempi della navigazione a vela ciò impediva ai velieri britannici, anche per settimane, di percorrere l'ultimo tratto che li separava dalle agognate destinazioni in patria. In epoca moderna i blocchi dovuti a rotture della corrente a getto hanno solo rilevanza meteorologica in quanto, come nel caso dei blocchi ad omega, mantengono condizioni meteorologiche stazionarie a valle anche per periodi di diverse settimane. Inoltre, nel caso specifico di un anticiclone a nord e un ciclone a sud, si ha la situazione abbastanza insolita di alta pressione con bel tempo a nord e bassa pressione con brutto tempo a sud.

2.3 Blocco causato da un anticiclone stazionario

Nell'emisfero settentrionale, durante la stagione estiva non è infrequente trovare blocchi definiti "alti" o "anticiclonici" ovvero aree nelle quali un'alta pressione stazionaria devia la corrente a getto polare impedendo il normale flusso delle perturbazioni atlantiche. Nell'area mediterranea, ad esempio, i rallentamenti estivi della corrente a getto consentono ai promontori associati all'anticiclone nordafricano di avanzare verso nord e di ingrandirsi fino, talvolta, a causare il distacco di una grande massa di aria calda. Tale massa, ruotando in senso orario in quanto proveniente da sud, costituisce un'area anticiclonica che, dopo il distacco dal treno d'onde, tende a restare stazionaria come schematizzato nella Figura 5 a sinistra.

Nelle aree di alta pressione l'aria scende comprimendosi e riscaldandosi ulteriormente mentre i cieli sono limpidi. Allo stesso tempo la discesa dell'aria impedisce il trasporto di calore convettivo verso l'alto che consentirebbe il raffreddamento della superficie terrestre. Questa configurazione, definita "cupola" o "bolla" di calore, agisce come un coperchio che blocca l'aria calda sottostante, facendola riscaldare sempre di più.

Nel giugno 2025, in Europa una bolla di calore causata da un blocco anticiclonico ha provocato un'ondata di calore caratterizzata da temperature massime oltre i 40 °C nella

Penisola Iberica, e forti anomalie termiche nell'area sud-occidentale, come documentato nella Figura 5 a destra.

Una volta instaurati, i blocchi anticilonici di questo tipo persistono anche per diverse settimane fino a quando la corrente a getto polare non riesce a ripristinare il treno d'onde e, con esso, il normale flusso delle perturbazioni atlantiche. (In Europa, ad esempio, l'ondata di calore di giugno 2025 è terminata nei primi giorni di luglio 2025, purtroppo attraverso una serie di nubifragi e allagamenti).

3 Il modello di Rossby

Nel post “Le forze apparenti in meteorologia” e nella Figura 1 a destra di questo studio, le deviazioni subite dalle masse d'aria in movimento sono state spiegate qualitativamente facendo riferimento alla provenienza delle masse stesse. Da questo punto di vista, infatti, l'accelerazione apparente di Coriolis può essere convenientemente interpretata come semplice tendenza delle masse a conservare la velocità periferica iniziale.

Tuttavia, la sola spiegazione qualitativa non consente la formulazione di quelle previsioni quantitative sul comportamento delle onde planetarie che sono richieste dai Modelli Meteorologici moderni. Per tali previsioni, oltre a tener conto dell'accelerazione di Coriolis (che agisce su ogni singola massa), occorre fare ricorso a un principio più generale che consideri l'intero campo di moto in cui le onde planetarie si sviluppano.

A tale scopo, il principio adottato da Rossby è quello della “conservazione della vorticità assoluta” (η) nel tempo e nello spazio. (In tale contesto, l'aggettivo assoluta indica che il punto di vista adottato è quello di un osservatore esterno alla Terra).

Nei dizionari, la “vorticità” è descritta come “componente rotatoria del movimento” mentre, con maggior precisione, in meccanica dei fluidi la vorticità è definita “pari a due volte la velocità di rotazione di una massa su sé stessa”. La teoria di Rossby, oltre ad assumere costante la vorticità assoluta, la considera come somma di due componenti:

$$\eta = f + \zeta = \text{cost} \quad (2)$$

la “vorticità planetaria” f legata alla rotazione impartita dalla Terra ad ogni massa su di essa, e la “vorticità relativa” ζ legata alla rotazione della massa considerata rispetto alla Terra. (Evidentemente, in tale contesto l'aggettivo “relativa” indica che il punto di vista adottato è quello di un osservatore sulla Terra).

A questo punto è importante precisare che il modello originale di Rossby (il solo qui esaminato) si basa su due ipotesi semplificative. La prima consiste nell'assumere come trascurabili le variazioni verticali della vorticità rispetto alle variazioni orizzontali (moto bidimensionale) ed è giustificata dal fatto che la scala verticale del processo (altezza della troposfera) è trascurabile rispetto alle dimensioni della Terra. La seconda consiste nell'ipotizzare un campo di moto “sostanzialmente” privo di attriti che generano vorticità, ed è adottata in quanto valida con buona approssimazione nella troposfera a sufficiente distanza (qualche centinaio di metri) dalla superficie terrestre.

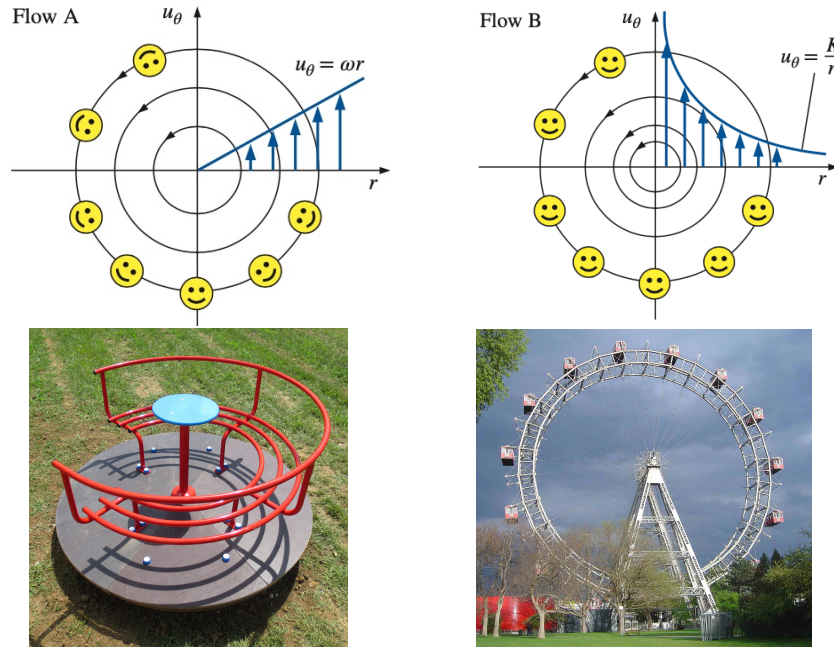


Figura 6: Campi di moto rotazionale e irrotazionale (sopra) [Cengel e Cimbali] e analogie con la vita di tutti i giorni (sotto) [Wikipedia].

3.1 Campi di moto “rotazionali” e “irrotazionali”

Un campo di moto nel quale agiscono gli attriti viene detto “rotazionale” poiché in esso le masse ruotano su sé stesse. Il caso limite, illustrato nella Figura 6 a sinistra in alto, è quello di attriti così forti da far ruotare il campo di moto come un corpo solido con velocità angolare Ω (chiamata ω nella figura). In tal caso tutte le masse del campo ruotano su stesse con uguale velocità angolare e, quindi, sono tutte caratterizzate dalla vorticità relativa:

$$\zeta = 2\Omega \quad (3)$$

Per contro, nel paragrafo precedente si è osservato che il modello di Rossby si basa sull’ipotesi di un campo di moto privo di attriti nel quale le masse non ruotano su sé stesse. Un campo di moto di questo tipo viene detto “irrotazionale” con evidente significato dell’aggettivo.

Piuttosto uno potrebbe chiedersi come sia possibile che le masse fluide girino intorno a un centro senza ruotare su sé stesse (ovunque, tranne che nelle immediate vicinanze del centro che, dal punto di vista matematico è una “singolarità”) realizzando la configurazione illustrata nella Figura 6 a destra in alto.

In realtà è facile verificare sperimentalmente che, ad esempio, nello scarico dei lavandini le particelle fluide non ruotano mentre girano intorno allo scarico (tranne che nelle immediate vicinanze dello scarico). Tuttavia una spiegazione concettualmente soddisfacente può venire anche dalle analogie con la vita di tutti i giorni.

Un moto rotazionale, ad esempio, è quello delle giostre dei bambini, illustrato nella Figura 6 a sinistra in basso, mentre un moto irrotazionale è, ad esempio, quello delle

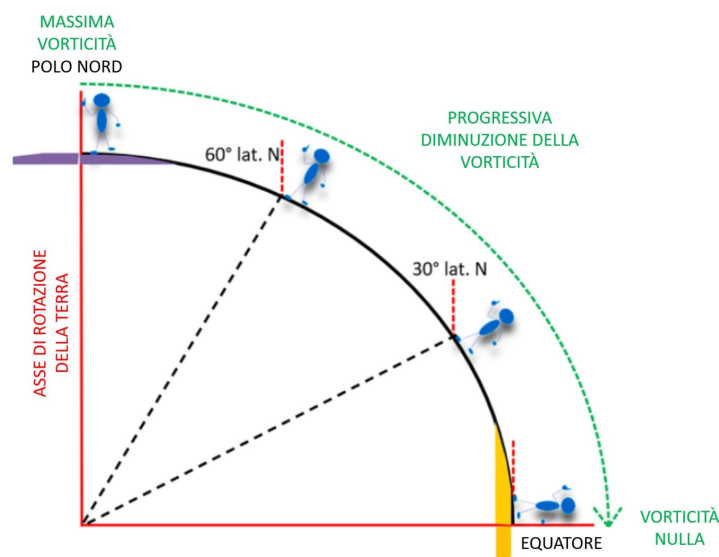


Figura 7: Vorticità planetaria nell'emisfero nord. Le linee rosse sono parallele all'asse di rotazione terrestre direzione e forma angoli di $(90^\circ - \text{latitudine})$ con gli assi degli omni blu [Suisse Météo].

navette appese alla ruota girevole del Prater di Vienna, illustrato nella Figura 6 a destra in basso. (In quest'ultimo caso un moto rotazionale, con navicelle non appese ma solidali alla ruota, sarebbe piuttosto impegnativo per i turisti).

3.2 La vorticità planetaria

Dalla schematizzazione di Figura 7, risulta evidente che la vorticità planetaria f , in quanto legata alla rotazione impartita dalla Terra ad ogni massa su di essa, è massima al polo nord dove, in base alla definizione, è pari a due volte la velocità di rotazione terrestre Ω , e poi decresce progressivamente fino ad annullarsi all'equatore.

La decrescita è legata al fatto che, in ogni sfera rotante (come la Terra), le normali alla superficie sono parallele all'asse di rotazione solo ai poli, mentre formano angoli di $(90^\circ - \text{latitudine})$ con la direzione dell'asse che, evidentemente, aumentano in modo graduale fino a raggiungere il massimo (90°) all'equatore. All'equatore, in particolare, le "normali" alla superficie sono perpendicolari all'asse di rotazione e, quindi, la vorticità planetaria è pari a zero (ovvero, le masse che si trovano all'equatore non ruotano su sé stesse).

In estrema sintesi si può quindi dire che: più una massa si allontana dal polo più lentamente ruota intorno al proprio asse verticale. Infatti, la vorticità planetaria alla latitudine (φ) è pari a:

$$f = 2\Omega(1 - \cos \varphi) = 2\Omega \sin \varphi \quad (4)$$

e, di conseguenza, coincide con il parametro di Coriolis che, come si è ripetutamente osservato, gioca un ruolo fondamentale nel calcolo delle deviazioni subite dalla masse in movimento sulla Terra.

Inoltre, per quanto riguarda il segno va osservato che, per convenzione, nell'emisfero nord la vorticità è considerata positiva quando la rotazione è antioraria (ovvero ciclonica)

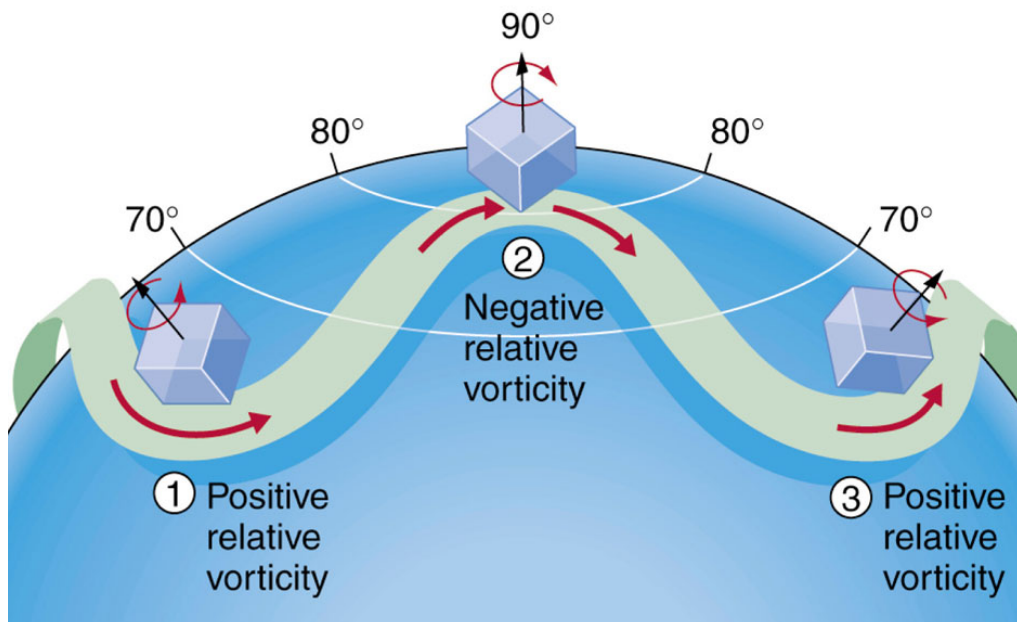


Figura 8: Attesa la conservazione della vorticità assoluta, gli spostamenti (1) e (3) verso sud fanno diminuire le vorticità planetarie ed aumentare le vorticità relative innescando rotazioni anti-orarie (cicloniche). Viceversa, lo spostamento (2) verso nord fa aumentare la vorticità planetaria e diminuire la vorticità relativa innescando una rotazione oraria (anticiclonica) [Ullrich].

e negativa quando è oraria (ovvero anticiclonica). Viceversa, nell'emisfero sud la vorticità è considerata negativa quando la rotazione è antioraria (ovvero ciclonica) e positiva quando è oraria (ovvero anticiclonica)

3.3 La vorticità relativa

Oltre oltre a possedere vorticità planetaria (f), legata alla rotazione impartita dalla Terra, le masse possono acquisire anche vorticità relativa (ζ), legata a rotazioni connesse ai propri spostamenti nell'atmosfera. Infatti, la costanza della vorticità assoluta η non impedisce variazioni delle sue componenti: basta che la somma di vorticità planetaria e vorticità relativa resti costante.

Nel modello bidimensionale di Rossby, le oscillazioni delle onde planetarie inducono uno scambio continuo tra i due tipi di vorticità. Infatti, ogni spostamento di un'onda in direzione meridiana rispetto alla latitudine di equilibrio (alla quale si ha $f = \zeta = 0$) fa variare la vorticità planetaria f e, per mantenere costante la vorticità assoluta ($\eta = f + \zeta = 0$), induce anche una variazione uguale ma di segno opposto nella vorticità relativa ζ .

La situazione è ben riassunta nella Figura 8 nella quale si vede come gli spostamenti (1) e (3) verso sud di masse rispetto al parallelo di riferimento (che implicano variazioni negative delle loro vorticità planetarie) inducono variazioni positive uguali in valore assoluto nelle loro vorticità relative innescando rotazioni antiorarie (cicloniche).

Viceversa, lo spostamento (2) verso nord di una massa rispetto al parallelo di riferimento (che implica una variazione positiva della sua vorticità planetaria) induce anche

una variazione negativa uguale in valore assoluto nella sua vorticità relativa innescando una rotazione oraria (anticiclonica).

4 La velocità (di fase) delle onde planetarie*

(Gli sviluppi analitici nei paragrafi contrassegnati da asterisco non sono indispensabili per la comprensione del testo).

Le onde planetarie si propagano nella direzione x lungo i paralleli e oscillano nella direzione y lungo i meridiani. Nel linguaggio comune, per velocità di una onda di questo tipo si intende la velocità con cui ogni punto di una fase determinata (ad esempio una specifica cresta) si muove nel tempo: di qui il nome di velocità di fase.

Nel caso di onde a lunghezza costante, la velocità di fase può essere determinata contando il numero di onde che attraversano un punto di osservazione nell'unità di tempo, ovvero utilizzando la relazione:

$$w = FL \quad (5)$$

dove F è la frequenza, cioè il numero di onde che passano nell'unità di tempo, e L è la lunghezza d'onda (costante).

Alternativamente, con riferimento al numero d'onda:

$$k = \frac{2\pi}{L} \quad (6)$$

si può utilizzare la relazione:

$$w = \frac{\Omega}{k} = \frac{2\pi F}{2\pi/L} = FL \quad (7)$$

Nel caso delle onde planetarie, Rossby ha stimato la velocità di fase applicando il principio di conservazione della vorticità assoluta (2) a un treno d'onde sinusoidali che avanza nella direzione x lungo i paralleli, mentre le onde che lo compongono oscillano nella direzione y lungo i meridiani.

I movimenti di un treno d'onde di questo tipo sono influenzati dal parametro β (ora definito parametro di Rossby) che esprime la variazione della accelerazione di Coriolis con gli spostamenti nella direzione meridiana y :

$$\beta = \frac{df}{dy} = \frac{1}{R} \frac{df}{d\varphi} = \frac{1}{R} \frac{d(2\Omega \sin\varphi)}{d\varphi} = \frac{2}{R} \Omega \cos\varphi \quad (8)$$

dove $R \approx 6378$ km è il raggio terrestre.

Partendo dal principio di conservazione della vorticità assoluta (2), dopo una serie di passaggi matematici (riportati per completezza nei due paragrafi che seguono), Rossby è giunto ad esprimere la velocità relativa w delle onde planetarie (rispetto alla corrente a getto che le trascina) in funzione dei soli parametri β e k . Infatti l'espressione trovata è:

$$w = -\frac{\beta}{k^2} = -\beta \frac{L^2}{4\pi^2} \quad (9)$$

dove il segno meno (-) indica che w è diretta verso ovest.

Pertanto sostituendo la (9) nella (1) si ottiene:

$$c = u - \beta \frac{L^2}{4\pi^2} = u - bL^2 \quad (10)$$

dove c è la velocità assoluta di avanzamento delle onde di Rossby lungo i paralleli, u è la velocità del getto polare diretta verso est e:

$$b = \frac{1}{4}\pi^2\beta \quad (11)$$

è una costante dimensionale che tiene conto dell'accelerazione di Coriolis, ed a 45° di latitudine è pari a $0,41 \cdot 10^{-12}$ [1/(m s)].

Particolarmente critiche sono le situazioni, descritte nel Paragrafo 2.1, nelle quali si ha $c = 0$ poiché, quando si instaurano, “bloccano” la stessa configurazione meteorologica per lunghi periodi sopra la stessa zona. Tali situazioni si verificano quando la lunghezza delle onde di Rossby è pari alla lunghezza critica che, ad esempio, per una velocità della corrente a getto $u = 10$ m/s, bassa ma ormai non insolita nei mesi estivi, fornisce:

$$L_c = \sqrt{\frac{u}{b}} = \sqrt{\frac{10}{0,41 \cdot 10^{-12}}} \approx 5 \cdot 10^6 \text{ m} = 5.000 \text{ km} \quad (12)$$

4.1 Meccanica della propagazione di onde planetarie*

Il principio di conservazione della vorticità assoluta su cui si fonda il modello di Rossby, era già stato utilizzato nel Paragrafo 3.3 per giustificare gli scambi continui tra vorticità planetaria e vorticità relativa nelle onde planetarie. In questo paragrafo si compie un ulteriore passo avanti utilizzando il principio per fornire una spiegazione quantitativa del meccanismo di propagazione delle onde planetarie (pur senza smentire la spiegazione qualitativa illustrata nella Figura 1 a destra).

Il principio di conservazione (2), applicato alla corrente a getto polare tra l'istante iniziale t_0 e un istante successivo t_1 , consente di scrivere:

$$f(t_0) + \zeta(t_0) = f(t_1) + \zeta(t_1) \quad (13)$$

Con riferimento alla Figura 9, si supponga che all'istante iniziale (t_0) il getto stia avanzando verso est nella direzione x , coincidente con la linea sottile che indica la latitudine di equilibrio. Tale posizione è caratterizzata dal parametro di Coriolis $f(t_0)$ e da una vorticità relativa $\zeta(t_0)$ identicamente uguale a zero: $\zeta(t_0) \equiv 0$.

Ancora si supponga che nell'intervallo temporale tra t_0 e t_1 , l'intero getto venga perturbato da un treno di onde sinusoidali che causano lo spostamento δy nella direzione meridiana rispetto alla latitudine originale in modo da raggiungere la posizione segnata nella Figura 9 con la linea di grosso spessore. In tali ipotesi, si può scrivere:

$$\zeta(t_1) = f(t_0) - f(t_1) = -\Delta f \approx -\frac{df}{dy}\delta y = -\beta\delta y \quad (14)$$

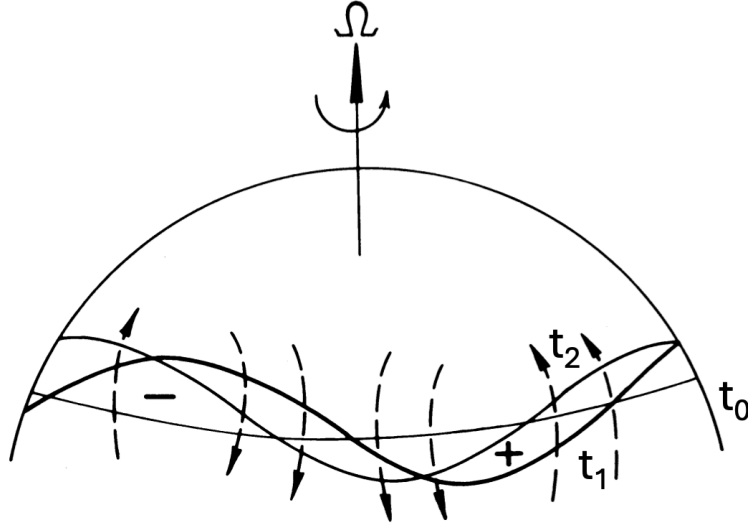


Figura 9: La perturbazione sinusoidale iniziale, segnata con linea grossa, induce una serie di vortici segnati a tratteggio che, complessivamente, fanno avanzare verso ovest il treno d'onde fino alla posizione occupata all'istante t_2 , segnata con linea sottile [Ullrich].

dove β è il parametro di Rossby, definito dalla (8), che esprime la variazione della accelerazione di Coriolis con gli spostamenti nella direzione meridiana y .

Dalla relazione (14) appare evidente che, essendo $\beta > 0$, uno spostamento $\delta y > 0$, ovvero in direzione nord rispetto alla latitudine originaria, induce una vorticità relativa negativa $\zeta < 0$, ovvero anticiclonica. Per contro, uno spostamento $\delta y < 0$, ovvero in direzione sud rispetto alla latitudine originaria, induce una vorticità relativa positiva $\zeta > 0$, ovvero ciclonica.

In questo modo, come ben schematizzato nella Figura 9 e discusso in dettaglio nel paragrafo successivo, una perturbazione sinusoidale iniziale induce la serie di vortici segnati a tratteggio che, complessivamente, fanno avanzare verso ovest il treno d'onde fino alla posizione occupata all'istante t_2 , segnata con la linea di spessore intermedio.

A questo punto si intuisce che, in assenza di attriti, il treno d'onde continua ad oscillare in direzione meridiana intorno alla latitudine di equilibrio, mentre i vortici indotti dalle oscillazioni fanno avanzare verso ovest il treno stesso, realizzando la configurazione tipica delle onde di Rossby.

4.2 Calcolo della velocità di fase delle onde planetarie*

Per determinare la velocità assoluta di fase c delle onde di Rossby si faccia riferimento a una perturbazione sinusoidale del tipo:

$$\delta y = a \sin[k(x - ct)] \quad (15)$$

dove a è l'ampiezza di oscillazione.

Per calcolare la velocità w con cui una massa trascinata con velocità u dal getto oscilla nella direzione meridiana occorre tener conto sia della variazione locale di posizione nel

tempo, sia della variazione associata al trasporto con velocità u in direzione x attraverso il campo di moto. In altre parole, la velocità w va calcolata utilizzando quella che si chiama derivata totale, o Euleriana, cioè scrivendo:

$$\begin{aligned} w &= \frac{D}{Dt} \delta y = \frac{\partial}{\partial t} a \sin[k(x - ct)] + u \frac{\partial}{\partial x} a \sin[k(x - ct)] \\ &= -ack \cos[k(x - ct)] + uak \cos[k(x - ct)] = ka(u - c) \cos[k(x - ct)] \end{aligned} \quad (16)$$

La vorticità relativa ζ può essere calcolata in base alla sua definizione ed al fatto che la componente u della velocità non varia nella direzione meridiana y :

$$\zeta = \frac{\partial w}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial w}{\partial x} = k^2 a(u - c) \sin[k(x - ct)] \quad (17)$$

A questo punto, sostituendo le espressioni trovate nella (14) scritta nella forma:

$$\zeta(t_1) = -\beta \delta y \quad (18)$$

si ha:

$$k^2 a(u - c) \sin[k(x - ct)] = \beta a \sin[k(x - ct)] \quad (19)$$

da cui, finalmente, si ricava:

$$c = u - \frac{\beta}{k^2} \quad (20)$$

ovvero il valore della velocità assoluta di fase c delle onde di Rossby.

Bibliografia

C.D. Ahrens e R. Henson, *Meteorology Today - An Introduction to Weather, Climate and the Environment -Tredicesima Edizione*, Cengage, Boston, Ma., 2022.

D.G. Andrews, *An Introduction to Atmospheric Physics, Seconda Edizione*, Cambridge University Press, Cambridge, 2010.

AA. VV., *Atlante del Clima e della Meteorologia*, Servizio Meteorologico dell'Aeronautica Militare, Libreria Geografica, 2022.

AA. VV., *Circolazione generale dell'atmosfera - Seconda parte*, MeteoSvizzera - Blog, 17 novembre 2024.

Y.A. Cengel e J.M. Cimbala, *Fluid Mechanics - Fundamentals and Applications, Quarta Edizione*, McGraw Hill Education, New York, 2018.

G. Comini e M. Libralato, *Il Cambiamento Climatico - Il Punto di Vista Fisico-Tecnico, Nuova Edizione*, libreriauniversitaria.it edizioni, Padova, 2022.

- G. Comini**, *Le correnti a getto nelle estati calde*, CISM - Area download, Udine, 2025.
- G. Comini**, *Le forze apparenti in meteorologia*, CISM - Area download, Udine, 2025.
- CNR - Consiglio Nazionale delle Ricerche**, *IPO - Introduction to Physical Oceanography - Capitolo 12 - La vorticità*, Visto il 10 giugno 2025.
- D. Giaioti**, *Le onde di Rossby*, Dispense dal Corso di Fisica dell'Atmosfera, Università di Trieste, Visto il 10 giugno 2025.
- M. He e J.M. Forbes**, *Rossby wave second harmonic generation observed in the middle atmosphere*, Nature Communications, 7 dicembre 2022.
- J.R. Holton e G.J. Hakim**, *An Introduction to Dynamic Meteorology, Quinta Edizione*, Academic Press, Amsterdam, 2013.
- M. Korosec**, *Heat Dome brings the most intense heatwave of the year into western Europe; France up to +43 °C next week*, Severe Weather Europe, 28/06/2025.
- F.K. Lutgens, E.J. Tarbuck e R.L. Herman**, *The Atmosphere - An Introduction to Meteorology, Dodicesima Edizione*, Pearson, New York, 2013.
- Météo Expert**, *Manuale di Meteorologia*, Alpha Test, Milano, 2019.
- NOAA - National Oceanic and Atmospheric Administration**, *Basic Wave Patterns*, U.S. Department of Commerce, Visto il 10 giugno 2025.
- M.L. Salby**, *Physics of the Atmosphere and Climate, Seconda Edizione*, Cambridge University Press, Cambridge, 2012.
- M. Stendel e al.**, *The jet stream and climate change, Chapter 15 in Climate Change, Terza Edizione, a cura di T.M. Letcher*, Elsevier, 2021.
- J. Steenburgh**, *Dynamics of Upper-Level (Rossby) Waves*, University of Utah, Visto il 10 giugno 2025.
- R. Stull**, *Practical Meteorology - An Algebra - based Survey of Atmospheric Science*, The University of British Columbia, Vancouver, Canada, 2017.
- P.A. Ullrich**, *Introduction to Atmospheric Dynamics, Chapter 1, The material derivative*, University of California, Davis, Visto il 10 giugno 2025.
- P.A. Ullrich**, *Introduction to Atmospheric Dynamics, Chapter 4, A rotational view of the atmosphere*, University of California, Davis, Visto il 10 giugno 2025.

P.A. Ullrich, *Introduction to Atmospheric Dynamics, Chapter 6, Atmospheric Waves*, University of California, Davis, Visto il 10 giugno 2025.

G.K. Vallis, *Essentials of Atmospheric and Ocean Dynamics*, Cambridge University Press, Cambridge, 2019.

J.M. Wallace e P.V. Hobbs, *Atmospheric Science. An Introductory Survey, Seconda Edizione*, Academic Press, Amsterdam, 2006.

Wikipedia, *Rossby Wave*, Visto il 10 giugno 2025.

Wikipedia, *Vorticità planetaria*, Visto il 10 giugno 2025.

T. Woollings, *Jet Stream - A Journey Through our Changing Climate*, Oxford University Press, Oxford, 2020.