

**Il blocco Ω , un esteso fenomeno meteorologico non lineare
che ha pesantemente influenzato l'inverno 2016-17 in Italia**

Stefano Cirilli

Dipartimento di Matematica e Geoscienze, Università degli Studi di Trieste

Fulvio Crisciani

Dipartimento di Fisica, Università degli Studi di Trieste

Renzo Mosetti

Dipartimento di Matematica e Geoscienze, Università degli Studi di Trieste

Roberto Purini

CNR-ISAC, Roma

Riassunto. La persistenza d'intense precipitazioni nevose nel Centro-Sud dell'Italia, osservata tra la fine del 2016 e l'inizio del 2017, è stata il segnale più evidente di una particolare situazione meteorologica quasi stazionaria, nota come blocco Ω , che ha interessato più estesamente una grande porzione dell'Europa. In generale la durata di situazioni meteo di questo tipo è significativamente maggiore rispetto ai tempi tipici dell'alternanza del tempo meteorologico. Nel presente lavoro: 1) si mostra come la dinamica del blocco Ω rientri in quella quasi-geostrofica non lineare dell'atmosfera alla scala sinottica che regge l'interplay tra le onde di Rossby e i flussi zonali; 2) si valuta, in accordo con la statistica di tali blocchi, la durata standard della configurazione meteo che tende, in ogni caso, alla propria dissoluzione essendo candidata all'instabilità dinamica.

Abstract The persistence of strong snowfalls in both Central and Southern Italy between December 2016 and January 2017 has been the most dramatic effect of a particular quasi-steady meteorological situation known as Ω block. This situation has concerned a large European area as well. It is worth to stress that this meteorological pattern is usually associated with length of time larger than that typical of meteorological weather. In the present paper we will: 1) show that, in the context of the non-linear quasi-geostrophic dynamics of the atmosphere at the synoptic scale, the Ω block is the result of an interplay

between Rossby waves and zonal flows; 2) provide, in accordance with the statistics of the above blocks, the standard duration of the corresponding meteorological configuration which, in any case, is candidate to the break up via dynamical instability.

1. Introduzione e fenomenologia

La corrente a getto (il “jet stream”) associata al fronte polare, che separa le masse d’aria fredde polari, appunto, da quelle tropicali o sub tropicali più calde, è soggetta ad instabilità che, attraverso le onde di Rossby, origina un sistema di basse ed alte pressioni, di variabilità dell’ordine dei giorni, cui è associato il tempo meteorologico. Esistono però delle particolari situazioni meteorologiche nelle quali l’atmosfera assume una configurazione particolarmente stabile, della durata dell’ordine di qualche settimana, nota come “blocco” atmosferico, particolarmente interessante sia per la persistenza delle manifestazioni meteorologiche associate sia perché amplifica i tempi della previsione meteorologica.

Un esempio di una tale configurazione si manifesta, generalmente in estate, nell’Atlantico Settentrionale con la presenza di un ciclone sull’Islanda e di un anticiclone sulle Azzorre. Un’interpretazione teorica di un tale sistema particolarmente stabile è fornita dal “modone” di Stern [1], una struttura dipolare data da una coppia ciclone-anticiclone con i centri sulla direttrice N–S come riportato nella Fig. 1, oggetto di una vasta mole di studi di cui ricordiamo solo i più pioneristici, ovvero quelli di Mc Williams [2], Mc Williams et al. [3] e di Flierl [4].

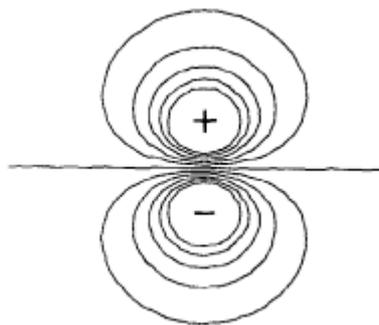


Fig. 1

Andamento della funzione di corrente nel sistema di riferimento mobile associato al modone di Stern. Va osservato che la soluzione è confinata in un dominio circolare che presenta una discontinuità della vorticità al contorno.

Da sottolineare che la suddetta soluzione richiede necessariamente sia la non-linearità dell'equazione quasi-geostrofica (barotropica) di partenza che la variazione latitudinale della forza di Coriolis, il cosiddetto effetto beta.

Esiste un tipo differente di blocco, noto come blocco Ω [5,6] che si presenta invece come un' alta pressione che separa due basse pressioni, il tutto, a differenza del suddetto "modone", con uno sviluppo essenzialmente zonale (Fig. 2). La configurazione spaziale dà la motivazione del nome con cui viene classificato. Questo tipo di blocco è associato, in Europa, sia a "heat wave" estive che a temperature particolarmente rigide invernali.

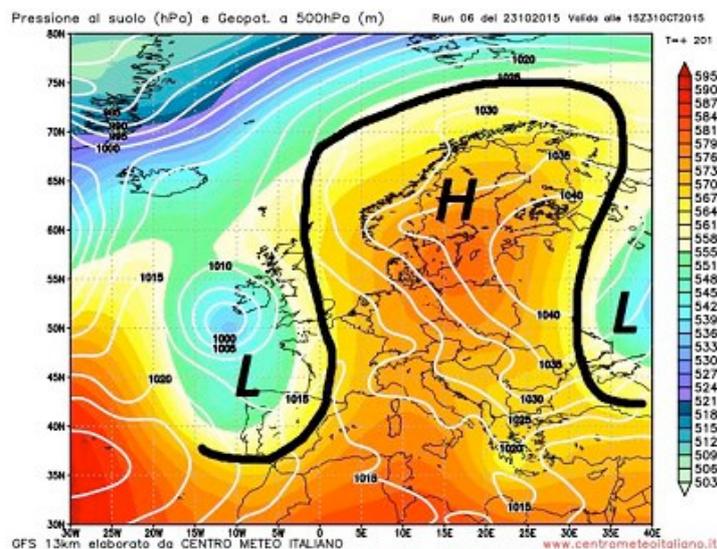


Fig. 2

La situazione meteorologica dell' Ottobre 2016 come un esempio di blocco Ω : andamenti del geopotenziale a 500 hPa e della pressione al suolo (tratta dal sito www.centrometeoitaliano.it)

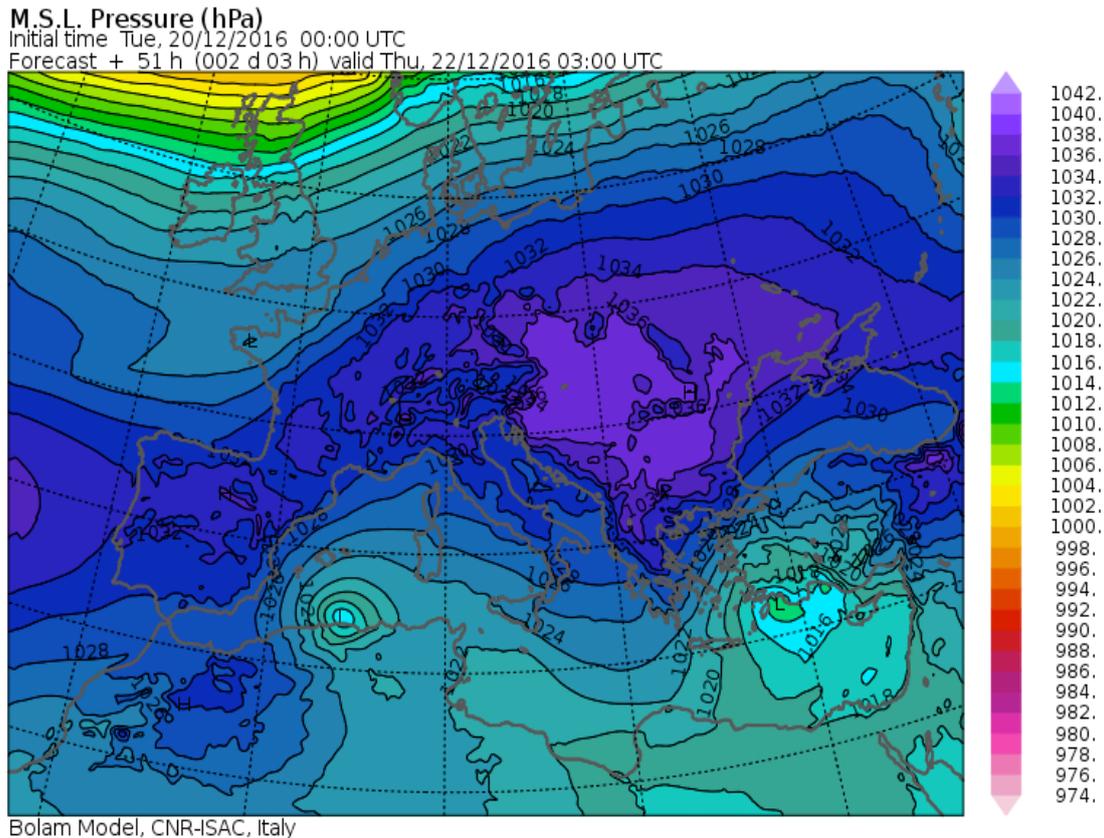


Fig. 3

Il blocco Ω ottenuto dal Bolam Model per il 12-16 Dicembre 2016: andamento delle isobare al suolo

Nel caso in esame (Fig. 3), osservazioni e simulazioni numeriche hanno mostrato come la particolare situazione meteorologica del periodo Dicembre 2016-Gennaio 2017 possa essere interpretata come un blocco Ω . Ed è proprio la circolazione depressionaria orientale, richiamando aria fredda continentale nell'area mediterranea, in particolare nel basso e medio Adriatico, la causa delle intense precipitazioni nevose che hanno interessato l'Italia centro-meridionale nel periodo suddetto.

Alla luce di questo dato osservazionale, nel seguito mostreremo come il blocco Ω possa essere riprodotto teoricamente attraverso la risultante tra un opportuno flusso medio zonale e un'onda di Rossby. La teoria conferma, in accordo con le osservazioni, che una struttura siffatta è candidata all'instabilità dinamica, con tempi di persistenza di circa due settimane.

2. Dinamica del tripolo ciclone-anticiclone-ciclone del blocco Ω

Per chiarire in via preliminare la filosofia che sottende l'approccio geofluidodinamico del fenomeno del blocco Ω , vogliamo riportare l'autorevole punto di vista di uno dei massimi esperti del settore e cioè Joseph Pedlosky [7] scienziato emerito della Woods Hole Oceanographic Institution: “*What is particularly characteristic of geophysical fluid dynamics is the need for careful and complete analysis of physically simple and idealized models in order to produce a trustworthy qualitative picture of the phenomenon*”. Forse a qualcuno questa frase suonerà sorprendente nell'era dei supercomputers, ma si tratta solo di distinguere tra la *spiegazione* e la *simulazione numerica* di un accadimento fisico.

La più semplice *picture* che porta ad una spiegazione della struttura del blocco Ω parte dall'assunzione che l'atmosfera sia costituita da uno strato omogeneo di fluido quasi solidale con la Terra in rotazione uniforme secondo il vettore costante Ω . Ciò comporta che la densità ρ dell'aria sia costante, l'atmosfera adiabatica e il vento \mathbf{u} in equilibrio geostrofico col gradiente della pressione atmosferica p secondo l'equazione, già concepita da Buys Ballot nel 1857,

$$(1) \quad 2\Omega \times \mathbf{u} = -\nabla p / \rho$$

L'equazione (1) è diagnostica e l'evoluzione del vento è determinata da quella della pressione secondo l'equazione prognostica e quasi-geostrofica (su cui ci soffermeremo nell'ultima sezione)

$$(2) \quad \frac{\partial}{\partial t} \nabla_h^2 p + \frac{1}{\rho f_0} J(p, \nabla_h^2 p) + \beta_0 \frac{\partial p}{\partial x} = 0$$

La (2), la cui deduzione è alquanto complessa nonostante la semplicità delle ipotesi sopra formulate (per una derivazione dettagliata vedi, ad es., [8]), ricorre a un riferimento cartesiano ortogonale destrogiro in cui il piano (x, y) è tangente alla superficie del pianeta in un punto di latitudine ϕ_0 opportunamente scelto, con x verso E (direzione zonale) e y verso N (direzione meridionale). Naturalmente il riferimento cartesiano ha una validità “locale” ed è applicabile per spostamenti, in latitudine, non superiori al migliaio di chilometri. L'effetto della rotazione terrestre si riflette su quella del piano (x, y) attraverso il

parametro di Coriolis $f_0 = 2\Omega \sin(\phi_0)$ e il gradiente di vorticità planetaria $\beta_0 = 2\Omega \cos(\phi_0)/r$ (r è il raggio medio terrestre) che tiene conto della variazione dell'accelerazione di Coriolis con la latitudine. Quest'ultimo effetto emerge per moti con un'ampia escursione in latitudine, com'è il nostro caso, altrimenti l'ultimo termine della (2) è trascurabilmente minore dei restanti. Ciò giustifica l'aggettivo "esteso" attribuito al fenomeno di blocco nel titolo di questa nota. Sempre con riferimento alla (2), il simbolo $J(p, \nabla_h^2 p)$ indica concisamente il

determinante jacobiano $\frac{\partial(p, \nabla_h^2 p)}{\partial(x, y)}$ essendo ∇_h la componente del gradiente sullo

stesso piano. Questo determinante contiene la parte non lineare della dinamica ed è proprio esso che dà la possibilità della transizione da un campo di pressione dipendente dal tempo $p(x, y, t)$ ad uno quasi stazionario $\bar{p}(x, y)$ adatto a descrivere il blocco (vedi le seguenti equazioni (3) e (8)). Un integrale della (2) di fondamentale interesse fisico è quello che descrive un'onda di Rossby [9] del tipo

$$(3) \quad p(x, y, t) = P \sin(kx - \sigma t) \sin(ny)$$

nel dominio $(\pi/k \leq x \leq 4\pi/k) \times (0 \leq y \leq \pi/n)$ che è stato fissato, come vedremo, nel modo più conveniente per trattare il blocco Ω . L'onda (3), di ampiezza $P(>0)$ e velocità di fase σ/k , è zonale con periodicità $2\pi/k$ ed è contenuta in un canale meridionale di ampiezza pari a π/n . La sostituzione della (3) nella (2) mostra che la (3) è un integrale della (2) purchè sia soddisfatta la relazione di dispersione

$$(4) \quad \sigma = -\beta_0 \frac{k}{k^2 + n^2}$$

Poiché sia i numeri d'onda k e n che β_0 sono positivi, la (4) implica che l'onda di Rossby (3) si propaga verso W . Che cosa accade se alla (3) si sovrappone un campo di vento prodotto dall'ulteriore termine di pressione $p' = -\rho f_0 U y$? Il vento

zonale risultante ha una velocità costante U . Il campo di pressione complessivo ha pertanto la forma

$$(5) \quad p(x, y, t) = P \sin(kx - \sigma t) \sin(ny) - \rho f_0 U y$$

Ma, a causa della non linearità della (2), la (5) soddisfa la (2) solo se σ , U , k e n concorrono a formare la relazione di dispersione (tipo effetto Doppler)

$$(6) \quad \sigma = k \left(U - \frac{\beta_0}{k^2 + n^2} \right)$$

Il punto chiave è la possibilità che un vento, di intensità opportuna, diretto verso E compensi quello verso W prodotto dall'onda di Rossby, rendendo in tal modo stazionario ($\sigma = 0$) l'intero sistema. In base alla (6), ciò accade se

$$(7) \quad U = \frac{\beta_0}{k^2 + n^2}$$

e, in tal caso, si forma il campo di pressione complessivo

$$(8) \quad \bar{p}(x, y) = P \sin(kx) \sin(ny) - \frac{\rho f_0 \beta_0}{k^2 + n^2} y$$

con la convenzione che l'overbar denoti sempre la stazionarietà di un dato campo. Le isobare, di equazione $\bar{p}(x, y) = \text{costante}$, forniscono il pattern del vento geostrofico \mathbf{u} definito nella (1). Se esistono punti (x_0, y_0) di massimo o di minimo relativo di $\bar{p}(x, y)$ all'interno del dominio, tra le isobare ne esiste una varietà di cui ciascuna si chiude su se stessa attorno a uno di detti punti, proprio in conformità con la fenomenologia del blocco Ω . Dall'analisi matematica è noto che la condizione sufficiente perché ci siano punti di massimo o di minimo relativo di $\bar{p}(x, y)$ è che

$$(9) \quad \begin{cases} \nabla_h \bar{p} = 0 \\ \frac{\partial^2 \bar{p}}{\partial x^2} \frac{\partial^2 \bar{p}}{\partial y^2} - \left(\frac{\partial^2 \bar{p}}{\partial x \partial y} \right)^2 > 0 \end{cases} \text{ in } (x_0, y_0)$$

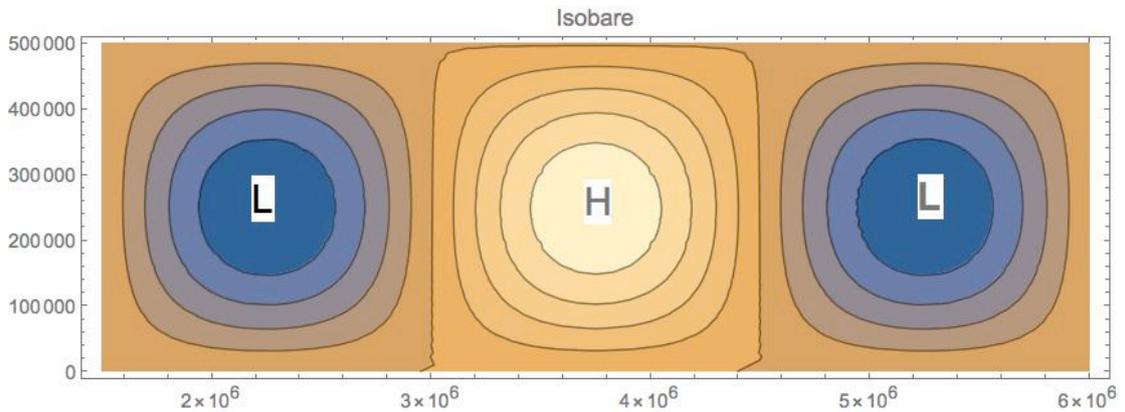
L'equazione del sistema (9) determina, entro il dominio $(\pi/k \leq x \leq 4\pi/k) \times (0 \leq y \leq \pi/n)$, la terna di punti

$$(10) \quad \begin{aligned} Q'_0 &= \left(\frac{3\pi}{2k}, \frac{1}{n} \cos^{-1} \left(-\frac{\rho f_0 \beta_0}{nP(k^2 + n^2)} \right) \right) \\ Q''_0 &= \left(\frac{5\pi}{2k}, \frac{1}{n} \cos^{-1} \left(\frac{\rho f_0 \beta_0}{nP(k^2 + n^2)} \right) \right) \\ Q'''_0 &= \left(\frac{7\pi}{2k}, \frac{1}{n} \cos^{-1} \left(-\frac{\rho f_0 \beta_0}{nP(k^2 + n^2)} \right) \right) \end{aligned}$$

purchè valga la disuguaglianza

$$(11) \quad P \geq \frac{\rho f_0 \beta_0}{n(k^2 + n^2)}$$

D'altro canto, la disequazione del sistema (9) è identicamente verificata nei punti (10) in quanto porta all'identità $(Pkn)^2 \sin^2(kx_0) \sin^2(ny_0) > 0$. L'ordine di grandezza del termine a sinistra della (11) è del migliaio di Pa mentre quello del termine a destra è dell'ordine di qualche unità se i numeri d'onda sono dell'ordine di almeno $2\pi \times 10^{-6} m^{-1}$. Di fatto la (11) è sempre soddisfatta per valori fisicamente realistici delle quantità di cui è funzione. Le isobare $\bar{p}(x, y) = \text{costante}$ sono evidenziate nella Fig. (4)



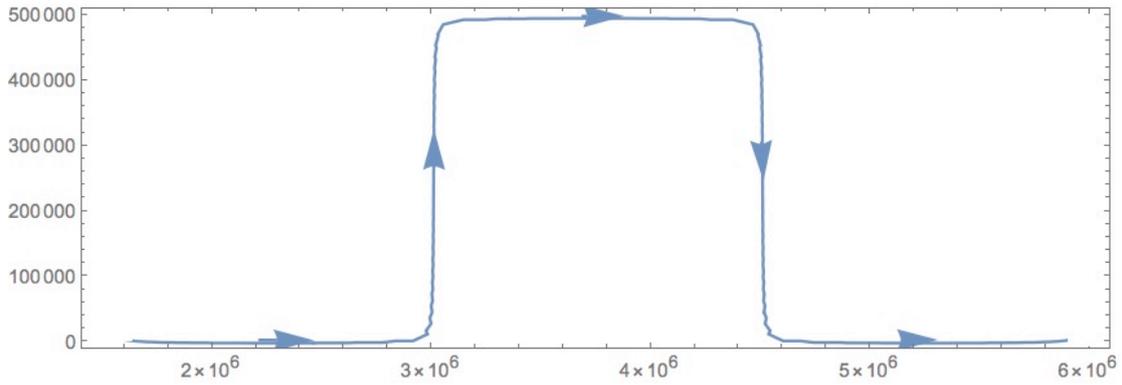


Figura 4

Pannello superiore: andamento teorico delle isobare per il blocco Ω che riproduce l'alternanza di due basse pressioni con un anticiclone centrale, in accordo con le Figg.2-3.

Pannello inferiore: andamento dell'isobara $\bar{p}(x, y) = 0$.

Esse vanno a formare una terna ciclone-anticiclone-ciclone con il tipico, sebbene idealizzato, andamento a Ω del campo di vento ai bordi delle aree cicloniche e anticicloniche. Più precisamente l'andamento a Ω è quello dell'isobara $\bar{p}(x, y) = 0$ che separa le aree di alta e di bassa pressione. La sequenza della terna è caratterizzata dal segno alternante che la vorticità relativa $\zeta = \nabla_h^2 \bar{p} / \rho f_0$ prende nei punti (10); un calcolo diretto mostra infatti che $\zeta(Q'_0) > 0$, $\zeta(Q''_0) < 0$ e $\zeta(Q'''_0) > 0$. Il segno di ζ determina il verso del vento, in accordo con la figura 4.

Per quanto concerne la parte termica associata al blocco, si noti che l'equazione di stato del gas troposferico $p = \rho R_d \theta$ (R_d è la costante dei gas per l'aria secca e θ è la temperatura virtuale) e la relazione di ortogonalità $\mathbf{u} \cdot \nabla_h \bar{p} = 0$ implicano $\mathbf{u} \cdot \nabla_h \bar{\theta} = 0$. Ciò significa che, nel regime stazionario, la temperatura dell'aria si mantiene costante lungo le isobare. Sempre con riferimento alla figura 4, con questo meccanismo un corpo d'aria fredda che si trovi nell'area NE del dominio è convogliato verso S, andando a formare la parte del campo di vento che si colloca tra l'anticiclone e il ciclone a oriente dello stesso. Questo spiega

l'ingressione di aria fredda effettivamente osservata sul centro e sud dell'Italia. Abbiamo così ottenuto una *trustworthy qualitative picture* (per dirla con Pedlosky) del blocco reale di figura 3. Vogliamo insistere ancora una volta sul fatto che è proprio la natura non lineare dell'equazione (2) a permettere la transizione dalla soluzione dipendente dal tempo (5) a quella (8) del blocco. Il lettore può constatare facilmente che, ammettendo in alternativa alla (2) la sua più semplice versione lineare e cioè

$$(2a) \quad \frac{\partial}{\partial t} \nabla_h^2 p + \beta_0 \frac{\partial p}{\partial x} = 0,$$

sia la (3) che una qualsiasi soluzione zonale $p' = -\rho f_0 U y$ verificano esattamente non solo la (2) ma anche la (2a). Quest'ultima è quindi soddisfatta, a differenza della (2), anche *ogni* sovrapposizione lineare della (3) con un termine zonale. Tuttavia, in questo caso non esiste un valore di U che determini una soluzione stazionaria in quanto la relazione di dispersione (4) continua a sussistere ma del tutto indipendentemente da U . E' proprio questo fatto che impedisce di dedurre una relazione del tipo (6) a partire dalla (2a).

La stazionarietà del blocco è, nella realtà, solo parzialmente realizzata in quanto esso tende a mutare, dopo un periodo di qualche settimana, a favore della ben nota situazione di intermittenza "bel tempo - cattivo tempo" con la tipica variabilità di pochi giorni. Questa variabilità è dovuta alla ripresa della propagazione delle onde di Rossby allorché la condizione di stazionarietà (7) viene meno. Tornando alla parziale stazionarietà del blocco, questo fatto trova un riscontro teorico dall'analisi della stabilità dinamica della soluzione (8). In questo contesto la (8) è identificata come lo stato base cui è sovrapposta una generica perturbazione dipendente dal tempo sotto l'ipotesi che tale sovrapposizione sia governata dalla (2). Se non esistono perturbazioni la cui ampiezza diverge nel tempo, lo stato base è per definizione stabile; se ne esiste almeno una che diverge, lo stato base è instabile. Problemi di questo tipo sono stati ampiamente studiati; qui ne riportiamo solo il risultato fondamentale [10] che si applica, in particolare, allo stato base (8). Allo scopo conviene riscrivere preliminarmente la versione stazionaria della (2) come segue

$$(12) \quad J(\bar{p}, \nabla_h^2 \bar{p} + \rho f_0 \beta_0 y) = 0$$

e, in riferimento alla (12), introdurre la vorticità potenziale quasi-geostrofica

$$(13) \quad \bar{\Pi} \equiv \nabla_h^2 \bar{p} + \rho f_0 \beta_0 y$$

Ciò premesso, una classica condizione sufficiente per la stabilità asserisce che lo stato base $\bar{p}(x, y)$ è stabile se

$$(14) \quad \frac{\partial \bar{\Pi}}{\partial \bar{p}} > 0$$

Ne consegue che, inversamente, una condizione necessaria per l'instabilità è espressa dalla disuguaglianza di segno opposto della (14). Ora, la sostituzione della (8) nella (13) porge

$$(15) \quad \begin{aligned} \bar{\Pi} &= -(k^2 + n^2) P \sin(kx) \sin(ny) + \rho f_0 \beta_0 y \\ &= -(k^2 + n^2) \left[P \sin(kx) \sin(ny) - \frac{\rho f_0 \beta_0}{k^2 + n^2} y \right] = -(k^2 + n^2) \bar{p} \end{aligned}$$

La (15) manifestamente implica

$$(16) \quad \frac{\partial \bar{\Pi}}{\partial \bar{p}} = -(k^2 + n^2) < 0$$

così che la (8) soddisfa alla condizione necessaria per l'instabilità del campo di pressione \bar{p} . Si conclude che il campo di pressione (8) che descrive il blocco è candidato all'instabilità, come effettivamente si osserva nel caso reale. Una stima della durata T del blocco Ω può essere calcolata con la scala temporale advettiva $T = L/U$ prendendo come lunghezza caratteristica quella dell'onda di Rossby zonale $\lambda = 2\pi/k$ e come velocità caratteristica la (7). Risulta

$$(17) \quad T = \frac{8\pi^2}{\lambda \beta_0}$$

Fissata la lunghezza d'onda zonale $\lambda = 3 \times 10^6 m$, dalla (17) segue $T \approx 15$ *giorni*, in buon accordo con i dati osservazionali dei blocchi Ω . In base alle (16) e (17) possiamo concludere che, sulla scala temporale (17), ci si aspetta l'innescio di un processo evolutivo del blocco (8).

3. Nota sull'equazione (2)

Si verifica facilmente che l'equazione (2) è equivalente alla

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla_h \right) \left(\nabla_h^2 p + \rho f_0 \beta_0 y \right) = 0$$

vale a dire

$$(17) \quad \frac{D\Pi}{Dt} = 0$$

avendo indicato, come d'abitudine, la derivata totale $\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla_h$ con il simbolo $\frac{D}{Dt}$.

La (17) esprime un principio di conservazione locale e significa che ogni parcel di fluido conserva la propria vorticità potenziale $\Pi = \nabla_h^2 p + \rho f_0 \beta_0 y$ nel corso del moto. In questo caso, che è il più semplice possibile, un dischetto elementare di fluido parallelo al piano (x, y) può evolvere ruotando attorno al proprio asse e/o variando la sua latitudine, ma con una reciproca compensazione di questi due "modi" così che Π sia conservato punto per punto e istante per istante. Il fatto notevole è che lo stesso principio di conservazione (17) costituisce anche l'equazione di evoluzione, vale a dire la (2). Naturalmente questo è vero anche nel caso stazionario (13) che, fissato il dominio periodico di cui sopra, porta alla (8). Più in generale si può verificare che tutte le equazioni quasi-geostrofiche possono derivarsi dal principio di conservazione della vorticità potenziale attraverso idonee analisi di scala e relativi sviluppi asintotici [8]. L'origine di questo principio di conservazione risale agli anni 1939-1942. L'attuale formulazione generale è il risultato dei contributi del meteorologo svedese Carl-Gustaf Arvid Rossby e del geofisico tedesco Hans Ertel. Il primo applicò al caso barotropico l'approssimazione del piano beta, il secondo estese il principio a sistemi termicamente attivi (vedi, ad es. [11] e riferimenti ivi riportati). Più recentemente questo principio di conservazione è stato reinterpretato quale effetto della *relabeling symmetry* dei fluidi e dei plasmi attraverso la legge di conservazione che ne consegue secondo i principi generali della Fisica. Vedi, ad es., [12]. E' suggestivo che una simmetria del tutto intuitiva come quella del *relabeling* porti a un principio di conservazione la cui portata è enorme, riguardando la quasi totalità del volume dell'oceano planetario e della troposfera.

Bibliografia

- [1] Stern M.E. Minimal properties of planetary eddies. *Journal of Marine Res.*, 33, 1-13, 1975;
- [2] Mc Williams J.C. An application of equivalent modons to atmospheric blocking. *Dyn. of Atmos. and Oceans*, 5, 43-66, 1980;
- [3] Mc Williams J.C., Flierl G.R., Larichev V.D., Reznik G.M. Numerical studies of barotropic modons. *Dyn. of Atmos. and Oceans*, 5, 219-38, 1981;
- [4] Flierl G.R. Isolated eddy models in geophysics. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 19, 493-530, 1987;
- [5] Rex D.F. Blocking action in the middle troposphere and its effect on regional climate. Part I: An aerological study of blocking action. *Tellus*, 2, 196-211, 1950;
- [6] Illari L.A. A diagnostic study of potential vorticity in a warm blocking anticyclone. *J. Atmos. Sci.*, 41, 557-577, 1984;
- [7] Pedlosky J. *Geophysical Fluid Dynamics*. Springer Verlag, 1987, 710 pp;
- [8] Cavallini F. and Crisciani F. *Quasi-Geostrophic Theory of Oceans and Atmosphere*. Springer Verlag, 2013, 385 pp;
- [9] Rossby C.-G. A. Relation between variations in the intensity of the zonal circulation of the atmosphere and the displacements of semi-permanent centers of action. *J. Mar. Res.*, 2, 38-55, 1939;
- [10] Arnol'd V.I. Conditions for nonlinear stability of stationary plane curvilinear flows of an ideal fluid. *Dokl. Akad. Nauk. SSSR*, 162, 1965;
- [11] Crisciani F. *Il primo cinquantennio di ricerche sulla circolazione oceanica indotta dal vento*. Aracne editrice, 2012, 88 pp;
- [12] Salmon R. *Lectures on Geophysical Fluid Dynamics*. Oxford University Press, 378 pp, 1998.