

III CONFERENCIA TÉCNICA SOBRE HURACANES Y METEOROLOGÍA TROPICAL TECHNICAL CONFERENCE ON HURRICANES AND TROPICAL METEOROLOGY

México, D. F., Jun. 6-12, 1963

1A. SESIÓN

1ST. SESSION

CONFIGURACIONES A GRAN ESCALA DEL FLUJO EN LOS TRÓPICOS LARGE-SCALE FLOW PATTERNS IN THE TROPICS

NOTA SOBRE MOVIMIENTOS A GRAN ESCALA EN LOS TROPICOS, UN RESUMEN *

JULE G. CHARNEY * *

Pueden caracterizarse los movimientos a gran escala en las regiones extratropicales como lentos, casi-geostróficos y altamente estables gravitacionalmente, es decir, con números de Froude y Rossby pequeños y número de Richardson grande. En los trópicos los movimientos ya no pueden ser casi-geostróficos, pero siguen siendo lentos y si no hay condensación, altamente estables gravitacionalmente. Tales propiedades restringen fuertemente el carácter de los movimientos tropicales, aún más que los correspondientes movimientos extratropicales. Considérense, por ejemplo, los cambios de la componente de vorticidad vertical producidos por una divergencia horizontal dada. En las regiones extratropicales, el cambio es proporcional a la componente de vorticidad vertical de la Tierra pero en regiones tropicales el cambio es proporcional a la mucho menor vorticidad relativa. Eso significa que los movimientos verticales son importantes en aquella región y no importantes en la otra, por lo que en ausencia de movimientos tropicales de condensación son casi-horizontales y casi-no-divergentes y tienen sólo acoplamiento de segundo orden en lo vertical y por consecuencia, son empujados primordialmente por acoplamiento lateral con movimientos extratropicales y de precipitación tropical. Es una conclusión sorprendente, pero si resulta exacta implicaría cambios radicales en nuestras nociones de circulaciones tropicales. Puede llegarse a ella por el proceso de análisis escalar usado por el autor (Charney, 1948, 1962) para derivar las ecuaciones casi-geostróficas para circulaciones extratropicales, aunque ciertamente ya estaba implícita en el segundo artículo.

Se supondrá importante la fricción sólo en una capa de frontera superficial y que la circulación es adiabática.

Sean p la presión, ρ la densidad, \vec{v} la velocidad horizontal, ∇ el operador de gradiente horizontal, \vec{k} un vector

* El artículo completo aparecerá en el Journal of Atmospheric Sciences, (20) 6, 1964. El trabajo fue apoyado por la National Science Foundation con el Subsidio G 18985.

* * Instituto de Tecnología de Massachusetts.

A NOTE ON LARGE-SCALE MOTIONS IN THE TROPICS, A SUMMARY *

JULE G. CHARNEY * *

Large-scale motions in extratropical regions can be characterized as slow, quasi-geostrophic, and highly stable gravitationally, i.e., their Froude and Rossby numbers are small, and their Richardson number is large. In the tropics the motions may no longer be quasi-geostrophic, but they remain slow and, if there is no condensation, highly stable gravitationally. These properties severely restrict the character of the tropical motions, even more so than those of the corresponding extratropical motions. Consider, for example, changes in the vertical component of vorticity produced by a given horizontal divergence. In extratropical regions the change is proportional to the Earth's vertical vorticity component, whereas in tropical regions the change is proportional to the much smaller relative vorticity. This means that vertical motions are important in the former region but unimportant in the latter, and it follows that in the absence of condensation tropical motions are quasi-horizontal and quasi-non-divergent, having only second order coupling in the vertical and therefore being driven primarily by lateral coupling with extratropical and precipitating tropical motions. This is a surprising conclusion; if it should prove to be accurate it would imply radical changes in our notions of tropical circulations. It may be arrived at by the process of scale analysis used by the writer (Charney, 1948, 1962) to derive the quasi-geostrophic equations for extratropical flows. Indeed it is implicit in the second of the above articles.

It will be assumed that friction is important only in a surface boundary layer and that the flow is adiabatic.

Let p be the pressure, ρ the density, \vec{v} the horizontal velocity, ∇ the horizontal gradient operator, \vec{k} a vertical

* The complete article will appear in the Journal of Atmospheric Sciences (20), 6, 1964. The work was supported by the National Science Foundation under Grant G 18985.

* * Massachusetts Institute of Technology.

unitario vertical, θ la temperatura potencial y f el parámetro de Coriolis. Introduzcamos los característicos parámetros L para la escala horizontal, D para la escala vertical, H para la altura escalar $p/\rho g$, κ para el parámetro de estabilidad estática $H\partial \ln\theta/\partial z$, U para la velocidad horizontal, W para la velocidad vertical y $\delta(p, \rho, \theta)$ para las variaciones de tiempo y horizontal de p , ρ y θ . Supongamos que el tiempo característico es a lo menos del orden L/U .

Si el número de Rossby $Ro = U/fL$ es pequeño, las ecuaciones Eulerianas de movimiento dan

$$\frac{\delta p}{p} \sim \frac{\delta \rho}{\rho} \sim \frac{\delta \theta}{\theta} \sim FRo^{-1},$$

donde $F(= U^2/gH)$ es el número de Froude puesto que usamos el hecho que $D \sim H$. Si el número de Rossby no es pequeño, entonces obtenemos

$$\frac{\delta p}{p} \sim \frac{\delta \rho}{\rho} \sim \frac{\delta \theta}{\theta} \sim F.$$

Fijando $U \sim 10 \text{ m seg}^{-1}$, $L \sim 10^6 \text{ m}$, $H \sim 10^4 \text{ m}$, obtenemos $F \sim 10^{-3}$, de lo cual podemos concluir que las fluctuaciones en p , ρ y θ son pequeñas tanto en los trópicos como en los extratropicos, pero mucho más pequeñas en los trópicos.

Se sigue de las anteriores relaciones y de la primera ley de la termodinámica que

$$\frac{W}{D} \sim \frac{U}{L} Ri^{-1} \quad Ro^{-1} \text{ or } \frac{U}{L} Ri^{-1} \quad (1)$$

según que Ro sea o no pequeño. Aquí Ri es el número de Richardson κ/F . Así, la velocidad vertical es mucho más pequeña en latitudes bajas que en altas para las mismas escalas de longitud, velocidad y estabilidad estática.

Consideremos el efecto de divergencia sobre el cambio de vorticidad. Tomando el rizo de la ecuación de movimiento horizontal obtenemos

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla \right) \zeta + \left[\zeta \nabla \cdot \vec{v} + w \frac{\partial \zeta}{\partial z} + \vec{k} \cdot \nabla w \times \frac{\partial \vec{v}}{\partial z} \right] + \\ \frac{L}{U} \frac{W}{D} \\ + \vec{v} \cdot \nabla f + f \nabla \cdot \vec{v} = gH\kappa \cdot \frac{\nabla p}{p} \times \frac{\nabla p}{p} \\ \frac{2\Omega L}{U} \frac{L}{a} \cos \phi \frac{L}{U} \frac{W}{D} Ri^{-1} \quad FRo^{-2} \text{ or } F \end{aligned} \quad (2)$$

donde $\zeta = \vec{k} \cdot \nabla \times \vec{v}$ es la vorticidad relativa. Los órdenes de magnitud de los varios términos, referidos al primero como unidad, quedan indicados. Aquí a es el radio de la Tierra y ϕ es la latitud.

unit vector, θ the potential temperature and f the Coriolis parameter. We introduce the characteristic parameters L for the horizontal scale, D for the vertical scale, H for the scale height $p/\rho g$, κ for the static stability parameter $H\partial \ln\theta/\partial z$, U for the horizontal velocity, W for the vertical velocity, and $\delta(p, \rho, \theta)$ for the horizontal and time variations of p , ρ and θ . We assume that the characteristic time is at least of order L/U .

If the Rossby number $Ro = U/fL$ is small the Eulerian equations of motion give

where $F(= U^2/gH)$ is the Froude number, and we have used the fact that $D \sim H$. In the Rossby number is not small, we obtain instead

Setting $U \sim 10 \text{ m sec}^{-1}$, $L \sim 10^6 \text{ m}$, $H \sim 10^4 \text{ m}$, we get $F \sim 10^{-3}$, from which we may conclude that the fluctuations in p , ρ and θ are small in both the tropics and extratropics but are much smaller in the tropics.

It follows from the foregoing relations and the first law of thermodynamics that

according as Ro is or is not small. Here Ri is the Richardson number κ/F . Thus the vertical velocity is much smaller at low than at high latitudes for the same length, velocity and static stability scales.

We consider the effect of divergence on the change in vorticity. Taking the curl of the horizontal equation of motion we get

where $\zeta = \vec{k} \cdot \nabla \times \vec{v}$ is the relative vorticity. The orders of magnitude of the various terms, referred to the first as unity, are indicated. Here a is the radius of the Earth and ϕ is the latitude.

En caso de $Ro \ll 1$, hemos visto en (1) que los términos entre corchetes en (2) tienen el orden de magnitud relativa $Ri^{-1} Ro^{-1} = F/\kappa Ro$, que es pequeño, pues $F \sim 10^{-3}$, $Ro \sim 10^{-1}$, $\kappa \sim 10^{-1}$, pero que el cuarto término puede ser apreciable ya que es multiplicado por el factor adicional Ro^{-1} . En caso de $Ro \geq 1$, los términos entre corchetes son aún más pequeños, pues W/D es también más pequeño y el cuarto término es también más pequeño ya que W/D es menor y Ro mayor. En ambos casos el tercer término es del orden de la unidad y el término a la derecha es pequeño del orden $F Ro^{-2} \sim 10^{-1}$ en el caso de $Ro \ll 1$, y del orden $F \sim 10^{-3}$ en el caso de $Ro \geq 1$. Así, en las regiones ecuatoriales donde $Ro \geq 1$, (2) cambia a

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla \right) (\zeta + f) = 0 \tag{3}$$

en primer orden de aproximación. Siendo grande el número de Richardson se desprende de (1) que la corriente es casi-no-divergente y que v y ζ pueden escribirse

$$\vec{v} = \vec{v}_\psi = \vec{k} \times \nabla \psi, \quad \zeta = \vec{k} \cdot \nabla \times \vec{v}_\psi = \nabla^2 \psi.$$

Los resultados anteriores desde luego carecen de valor en regiones en que hay condensación, pues entonces el factor de estabilidad κ es más pequeño y los movimientos verticales importantes. Tales regiones pueden considerarse como el origen de la circulación no-divergente. La principal región de origen, como lo indican las fotografías de nubes desde satélites y otras observaciones, es la llamada zona de convergencia intertropical. Puede pensarse que esta zona representa una especie de fisura o capa de frontera interna en un movimiento que es casi-horizontal y casi-no-divergente, proporcionando la fuente de energía el calor de condensación para la circulación no-divergente. Las perturbaciones tropicales fuera de la zona de convergencia intertropical y de las áreas de lluvias monsonicas son fuentes adicionales.

El sistema combinado es similar a la depresión tropical pre-huracán discutida por el autor y A. Eliassen en este simposio (1964, esta revista). Si se reemplaza la simetría circular por una simetría lineal, digamos cerca del ecuador térmico, la depresión puede considerarse como prototipo a pequeña escala de la circulación general. El calor liberado en la angosta región de convección de cumulus empuja a la circulación zonal y a su vez, la convergencia de masas en la capa de frontera friccional (la zona de alisios) da humedad a la región de condensación, originándose estrechez en dicha región, como en el análisis de la depresión, por las propiedades de la depresión colectiva —sistema de nubes en cumulus. El hecho de que la zona de convergencia intertropical verdadera se componga de cierto número de depresiones individuales puede deberse a la inestabilidad de la capa de deformación que se formaría por el transporte del momento angular desde diferentes regiones; si la zona estuviese al norte del ecuador habría bajo momento angular absoluto desde el norte y alto momento angular absoluto desde el sur, creando una zona de fuerte deformación ciclónica.

In the case $Ro \ll 1$, we see from (1) that the bracketed terms in (2) have the relative order of magnitude $Ri^{-1} Ro^{-1} = F/\kappa Ro$, which is small since $F \sim 10^{-3}$, $Ro \sim 10^{-1}$, $\kappa \sim 10^{-1}$, but that the fourth term may be appreciable since it is multiplied by the additional factor Ro^{-1} . In the case $Ro \geq 1$, the bracketed terms are even smaller, since W/D is smaller and the fourth term is also smaller since W/D is smaller and Ro is larger. In both cases the third term is of order unity, and the term on the right hand side is small of order $F Ro^{-2} \sim 10^{-1}$ in the case $Ro \ll 1$, and of order $F \sim 10^{-3}$ in the case $Ro \geq 1$. Thus, in equatorial regions where $Ro \geq 1$, (2) becomes

to the first order of approximation. Since the Richardson number is large, it follows from (1) that the flow is quasi-non-divergent, and that v and ζ may be written

The foregoing results are of course invalid in regions where condensation is occurring, for then the stability factor κ is smaller, and vertical motions are important. Such regions must be regarded as source regions for the non-divergent flow. The principal source region, as indicated by satellite cloud photographs and other observations, is the so-called intertropical convergence zone. One is led to the view that this zone occurs as a kind of fissure, or internal boundary layer, in a motion that is otherwise quasi-horizontal and quasi-non-divergent, and that the heat of condensation provides the source of energy for the non-divergent flow. Tropical disturbances outside the intertropical convergence zone and the monsoon rain areas serve as additional sources.

The combined system is not unlike that of the pre-hurricane tropical depression discussed by the writer and A. Eliassen in this symposium (1964, this journal). If circular symmetry is replaced by line symmetry, say about the heat equator, the depression may be thought of as a small-scale prototype of the general circulation. The heat liberated in the narrow region of cumulus convection drives the zonal circulation, and the mass convergence in the frictional boundary layer (the trade wind zone) in turn supplies the moisture to the condensation region. The narrowness of the condensation region follows, as in the analysis of the depression, from the properties of the collective depression —cumulus cloud system. The fact that the actual intertropical convergence zone is made up of a number of individual depressions may be due to an instability of the shear layer that would be formed by the transport of angular momentum from different regions; if the zone were north of the equator, low absolute angular momentum would be brought from the north and high absolute angular momentum from the south to create a zone of strong cyclonic shear.

El cuadro de la circulación tropical obtenido difiere mucho de la circulación convencional de Hadley. El movimiento de ascenso es mucho más concentrado en una angosta banda y no necesariamente existe en el ecuador; las velocidades descendentes son pequeñas y se difunden sobre una gran área, pues la circulación no es necesariamente simétrica. La circulación sin origen y casi-no-divergente influye lateralmente desde las circulaciones extratropicales a la zona de convergencia intertropical, de manera que la posición de esta zona está determinada por la circulación extratropical en ambos hemisferios.

Una circulación de Hadley más típica podría encontrarse en una atmósfera planetaria como la de Marte, donde la ausencia de condensación apreciable permitiría convección más ampliamente difundida, un valor más pequeño de κ y consecuentemente, acoplamiento vertical más fuerte.

La falta de acoplamiento vertical entre movimientos a niveles alto y bajo en latitudes bajas implicada en (3) puede explicar en parte la observación de Riehl (1954) y otros de que la constancia de los vientos en los alisios del noreste en el Océano Pacífico disminuye rápidamente con la altura. Este fenómeno podría explicarse si los movimientos inferiores fuesen estables y los movimientos superiores se acoplasen lateralmente a las divergencias del chorro subtropical. Mayor evidencia de falta de acoplamiento puede lograrse por observaciones en la región de las Islas Marshall en el Pacífico Occidental y el Mar Caribe, donde se sabe que los sistemas a nivel bajo se mueven con frecuencia independientemente de otros superiores. Otra posible consecuencia de la teoría es que con poca condensación la fuerte estabilidad gravitacional de la corriente obligaría al aire en regiones continentales tropicales a circular alrededor y no sobre las montañas. Sin embargo, tales implicaciones de la teoría y otras necesitan observaciones más extensas en los trópicos para su verificación.

The picture of the tropical circulation that emerges is quite different from that of the conventional Hadley circulation. The rising motion is much more concentrated in a narrow band and does not necessarily occur at the equator; the subsiding velocities are small and are spread over a large area; and the circulation is not necessarily symmetric. The quasi-non-divergent, source-free flow acts to transfer lateral influence from the extratropical circulations to the intertropical convergence zone, so that the position of this zone is determined by the extratropical circulation in both hemispheres.

A more typical Hadley circulation might be found in a planetary atmosphere such as that of Mars, where the absence of appreciable condensation should permit more wide spread convection, a smaller value of κ and, consequently, stronger vertical coupling.

The lack of vertical coupling between high and low level motions at low latitudes as implied by (3) may afford a partial explanation of the observation by Riehl (1954) and others that the steadiness of the winds in the northeast trades of the Pacific Ocean diminishes rapidly with height. This phenomenon could be accounted for if the lower motions were stable and the upper motions were laterally coupled to the meanderings of the subtropical jet. Further evidence of the lack of coupling may be supplied by observations in the Marshall Island region of the Western Pacific and in the Caribbean Sea, where it is found that low level systems often move independently of the upper flow. Another possible consequence of the theory is that with little condensation the strong gravitational stability of the flow should cause the air in tropical continental regions to flow around, rather than over, mountains. These and other implications of the theory must, however, await more extensive observations in the tropics for their verification.

BIBLIOGRAFIA

- CHARNEY, J. G. 1948. On the scale of atmospheric motions. *Geof. Publ.* (Oslo), 1(2): 1-17.
- 1962. Integration of the primitive and balance equations. *Proc. International Symp. Numerical Weather Prediction* (Meteor. Soc. Japan), 131-152.
- CHARNEY, J. C. & A. ELIASSEN. 1964. On the growth of the hurricane depression. *J. Atmos. Sci.* 21(1) (in press).

BIBLIOGRAPHY