

JULY 1979

JULE G. CHARNEY AND JOHN G. DEVORE

1205

Multiple Flow Equilibria in the Atmosphere and Blocking¹

JULE G. CHARNEY²

Massachusetts Institute of Technology, Cambridge 02139

JOHN G. DEVORE³

University of California, Los Angeles 90024

(Manuscript received 22 September 1978, in final form 28 February 1979)

1. Introduction
2. The model
3. Multiple equilibrium states for topographically driven disturbances of a zonal flow
 - a. Topographic instability
 - b. Multiple equilibria in the truncated spectral model
 - c. Multiple equilibria in a grid-point model
4. Multiple equilibrium states for thermally driven flows
5. Conclusions

1. Introdução

É comum considerar o fluxo da atmosfera como uma circulação quase-estacionária de grande escala, sobre a qual ondas de transientes sobrepostas e distúrbios de vórtices de menor escala se originam como instabilidades do fluxo médio e interagem com ele.

1. Introdução

É comum considerar o fluxo da atmosfera como uma circulação quase-estacionária de grande escala, sobre a qual ondas de transientes sobrepostas e distúrbios de vórtices de menor escala se originam como instabilidades do fluxo médio e interagem com ele.

O estado médio ou de equilíbrio é frequentemente considerado como uma circulação de Hadley perturbada por assimetrias topográficas e térmicas fixas do limite inferior.

- Mas essa descrição, embora tenha permitido uma explicação qualitativa de muitos aspectos observados da circulação global, deixou outros totalmente inexplicáveis.
- Em particular, não responde à persistência de anomalias de fluxos de grande amplitude como bloqueios. Também não explicou a existência de padrões climáticos regionais persistentes ou recorrentes.

1. Introdução

É comum considerar o fluxo da atmosfera como uma circulação quase-estacionária de grande escala, sobre a qual ondas de transientes sobrepostas e distúrbios de vórtices de menor escala se originam como instabilidades do fluxo médio e interagem com ele.

O estado médio ou de equilíbrio é frequentemente considerado como uma circulação de Hadley perturbada por assimetrias topográficas e térmicas fixas do limite inferior.

- Mas essa descrição, embora tenha permitido uma explicação qualitativa de muitos aspectos observados da circulação global, deixou outros totalmente inexplicáveis.
- Em particular, não responde à persistência de anomalias de fluxos de grande amplitude como bloqueios. Também não explicou a existência de padrões climáticos regionais persistentes ou recorrentes.

Esses padrões se originam da interação de instabilidades de menor escala com um único fluxo de equilíbrio em grande escala?

1. Introdução

É comum considerar o fluxo da atmosfera como uma circulação quase-estacionária de grande escala, sobre a qual ondas de transientes sobrepostas e distúrbios de vórtices de menor escala se originam como instabilidades do fluxo médio e interagem com ele.

O estado médio ou de equilíbrio é frequentemente considerado como uma circulação de Hadley perturbada por assimetrias topográficas e térmicas fixas do limite inferior.

- Mas essa descrição, embora tenha permitido uma explicação qualitativa de muitos aspectos observados da circulação global, deixou outros totalmente inexplicáveis.
- Em particular, não responde à persistência de anomalias de fluxos de grande amplitude como bloqueios. Também não explicou a existência de padrões climáticos regionais persistentes ou recorrentes.

Esses padrões se originam da interação de instabilidades de menor escala com um único fluxo de equilíbrio em grande escala?

Responder a essa pergunta de forma negativa, apresentando evidências que sugerem que há uma multiplicidade de estados estacionários ou oscilatórios, cada um presumivelmente com sua própria classe de instabilidades de menor escala e cada um presumivelmente capaz de passar por uma transição com o auxílio dessas instabilidades.

1. Introdução

Este trabalho surgiu de um curso de seminário sobre variabilidade de longo prazo em larga escala na atmosfera. No esforço de explicar a geração de ondas de Rossby planetárias transitórias.

1. Introdução

Este trabalho surgiu de um curso de seminário sobre variabilidade de longo prazo em larga escala na atmosfera. No esforço de explicar a geração de ondas de Rossby planetárias transitórias.

Em um esforço de explicar a geração das ondas planetárias transientes de Rossby, os resultados de Hiroda (1971) foram estendidos de tal forma que a interação de um fluxo zonal flutuante com a topografia produziria uma oscilação de propagação forçada que aparecerá como uma onda de Rossby de propagação livre.

1. Introdução

Este trabalho surgiu de um curso de seminário sobre variabilidade de longo prazo em larga escala na atmosfera. No esforço de explicar a geração de ondas de Rossby planetárias transitórias.

Em um esforço de explicar a geração das ondas planetárias transientes de Rossby, os resultados de Hiroda (1971) foram estendidos de tal forma que a interação de um fluxo zonal flutuante com a topografia produziria uma oscilação de propagação forçada que aparecerá como uma onda de Rossby de propagação livre.

Ele sugeriu que a interação do fluxo zonal de ondas em grande escala pode ser instável e produzir uma oscilação auto excitada, e propôs o estudo das propriedades de um modelo espectral altamente truncado de fluxo de canal topograficamente perturbado em uma atmosfera barotrópica.

2. O modelo

O fluxo atmosférico do plano β na troposfera entre uma topografia e uma superfície livre é governado pela conversão de vorticidade potencial:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} \right) \frac{\zeta + f_0 + \beta y}{1 + (\eta - h)/H} &\approx \frac{\partial}{\partial t} \\ &\times \left(\nabla^2 \psi - \frac{\psi}{\lambda^2} \right) + J \left(\psi, \nabla^2 \psi - \frac{\psi}{\lambda^2} + f_0 \frac{h}{H} + \beta y \right) \\ &= -f_0 \frac{D_E}{2H} \nabla^2 (\psi - \psi^*), \quad (1) \end{aligned}$$

Como os movimentos serão de grande escala, serão quase geostróficos.

A equação é conduzida por um fluxo térmico zonal que representa um jato ocidental de latitude média e uma função de onda representando uma topografia terrestre oceânica. Eles truncaram a equação em um modelo de três modos espectrais.

Para simplificar ainda mais o problema, a função de fluxo que determina os componentes da velocidade foi expandida nas funções auto-ortogonais do operador Laplace, que, para o fluxo de canal em consideração, são simplesmente funções trigonométricas.

2. O modelo

Escolhendo as seis funções como Lorenz,

$$\left. \begin{aligned} F_1 = F_A &= \sqrt{2} \cos \frac{y}{L}, & F_2 = F_K &= 2 \cos \frac{nx}{L} \sin \frac{y}{L} \\ F_3 = F_L &= 2 \sin \frac{nx}{L} \sin \frac{y}{L}, & F_4 = F_C &= \sqrt{2} \cos \frac{2y}{L} \\ F_5 = F_M &= 2 \cos \frac{nx}{L} \sin \frac{2y}{L}, & F_6 = F_N &= 2 \sin \frac{nx}{L} \sin \frac{2y}{L} \end{aligned} \right\}$$

$$\psi = \sum_{i=1}^6 \psi_i F_i = \psi_A F_A + \psi_K F_K + \psi_L F_L + \psi_C F_C + \psi_M F_M + \psi_N F_N,$$

2. O modelo

Escolhendo as seis funções como Lorenz,

Primeira função ortogonal.

$$\left. \begin{aligned} F_1 = F_A &= \sqrt{2} \cos \frac{y}{L}, & F_2 = F_K &= 2 \cos \frac{nx}{L} \sin \frac{y}{L} \\ F_3 = F_L &= 2 \sin \frac{nx}{L} \sin \frac{y}{L}, & F_4 = F_C &= \sqrt{2} \cos \frac{2y}{L} \\ F_5 = F_M &= 2 \cos \frac{nx}{L} \sin \frac{2y}{L}, & F_6 = F_N &= 2 \sin \frac{nx}{L} \sin \frac{2y}{L} \end{aligned} \right\}$$

$$\psi = \sum_{i=1}^6 \psi_i F_i = \psi_A F_A + \psi_K F_K + \psi_L F_L + \psi_C F_C + \psi_M F_M + \psi_N F_N,$$

- permite um componente de fluxo zonal que varia de zero nos limites a um máximo no centro do canal.

2. O modelo

Escolhendo as seis funções como Lorenz,

$$\left. \begin{aligned} F_1 = F_A &= \sqrt{2} \cos \frac{y}{L}, & F_2 = F_K &= 2 \cos \frac{nx}{L} \sin \frac{y}{L} \\ F_3 = F_L &= 2 \sin \frac{nx}{L} \sin \frac{y}{L}, & F_4 = F_C &= \sqrt{2} \cos \frac{2y}{L} \\ F_5 = F_M &= 2 \cos \frac{nx}{L} \sin \frac{2y}{L}, & F_6 = F_N &= 2 \sin \frac{nx}{L} \sin \frac{2y}{L} \end{aligned} \right\}$$

$$\psi = \sum_{i=1}^6 \psi_i F_i = \psi_A F_A + \psi_K F_K + \psi_L F_L + \psi_C F_C + \psi_M F_M + \psi_N F_N,$$

- permite um componente de fluxo zonal que varia de zero nos limites a um máximo no centro do canal.
- permite um componente de fluxo zonal que varia de zero com máximo e mínimo no interior.

2. O modelo

Escolhendo as seis funções como Lorenz,

$$\left. \begin{aligned} F_1 = F_A &= \sqrt{2} \cos \frac{y}{L}, & F_2 = F_K &= 2 \cos \frac{nx}{L} \sin \frac{y}{L} \\ F_3 = F_L &= 2 \sin \frac{nx}{L} \sin \frac{y}{L}, & F_4 = F_C &= \sqrt{2} \cos \frac{2y}{L} \\ F_5 = F_M &= 2 \cos \frac{nx}{L} \sin \frac{2y}{L}, & F_6 = F_N &= 2 \sin \frac{nx}{L} \sin \frac{2y}{L} \end{aligned} \right\}$$

$$\psi = \sum_{i=1}^6 \psi_i F_i = \psi_A F_A + \psi_K F_K + \psi_L F_L + \psi_C F_C + \psi_M F_M + \psi_N F_N,$$

- permite um componente de fluxo zonal que varia de zero nos limites a um máximo no centro do canal.
- permite um componente de fluxo zonal que varia de zero com máximo e mínimo no interior.
- as amplitudes- y do par correspondente de funções de onda têm:

2. O modelo

Escolhendo as seis funções como Lorenz,

$$\left. \begin{aligned} F_1 = F_A &= \sqrt{2} \cos \frac{y}{L}, & F_2 = F_K &= 2 \cos \frac{nx}{L} \sin \frac{y}{L} \\ F_3 = F_L &= 2 \sin \frac{nx}{L} \sin \frac{y}{L}, & F_4 = F_C &= \sqrt{2} \cos \frac{2y}{L} \\ F_5 = F_M &= 2 \cos \frac{nx}{L} \sin \frac{2y}{L}, & F_6 = F_N &= 2 \sin \frac{nx}{L} \sin \frac{2y}{L} \end{aligned} \right\}$$

$$\psi = \sum_{i=1}^6 \psi_i F_i = \psi_A F_A + \psi_K F_K + \psi_L F_L + \psi_C F_C + \psi_M F_M + \psi_N F_N,$$

- permite um componente de fluxo zonal que varia de zero nos limites a um máximo no centro do canal.
- permite um componente de fluxo zonal que varia de zero com máximo e mínimo no interior.
- as amplitudes- ψ do par correspondente de funções de onda têm:
 - Um máximo no interior.

2. O modelo

Escolhendo as seis funções como Lorenz,

$$\left. \begin{aligned} F_1 = F_A &= \sqrt{2} \cos \frac{y}{L}, & F_2 = F_K &= 2 \cos \frac{nx}{L} \sin \frac{y}{L} \\ F_3 = F_L &= 2 \sin \frac{nx}{L} \sin \frac{y}{L}, & F_4 = F_C &= \sqrt{2} \cos \frac{2y}{L} \\ F_5 = F_M &= 2 \cos \frac{nx}{L} \sin \frac{2y}{L}, & F_6 = F_N &= 2 \sin \frac{nx}{L} \sin \frac{2y}{L} \end{aligned} \right\}$$

$$\psi = \sum_{i=1}^6 \psi_i F_i = \psi_A F_A + \psi_K F_K + \psi_L F_L + \psi_C F_C + \psi_M F_M + \psi_N F_N,$$

- permite um componente de fluxo zonal que varia de zero nos limites a um máximo no centro do canal.
- permite um componente de fluxo zonal que varia de zero com máximo e mínimo no interior.
- as amplitudes- y do par correspondente de funções de onda têm:
 - Um máximo no interior.
 - Dois máximos no interior.

2. O modelo

Escolhendo as seis funções como Lorenz,

$$\left. \begin{aligned} F_1 = F_A &= \sqrt{2} \cos \frac{y}{L}, & F_2 = F_K &= 2 \cos \frac{nx}{L} \sin \frac{y}{L} \\ F_3 = F_L &= 2 \sin \frac{nx}{L} \sin \frac{y}{L}, & F_4 = F_C &= \sqrt{2} \cos \frac{2y}{L} \\ F_5 = F_M &= 2 \cos \frac{nx}{L} \sin \frac{2y}{L}, & F_6 = F_N &= 2 \sin \frac{nx}{L} \sin \frac{2y}{L} \end{aligned} \right\}$$

$$\psi = \sum_{i=1}^6 \psi_i F_i = \psi_A F_A + \psi_K F_K + \psi_L F_L + \psi_C F_C + \psi_M F_M + \psi_N F_N,$$

- permite um componente de fluxo zonal que varia de zero nos limites a um máximo no centro do canal.
- permite um componente de fluxo zonal que varia de zero com máximo e mínimo no interior.
- as amplitudes- y do par correspondente de funções de onda têm:
 - Um máximo no interior.
 - Dois máximos no interior.

Ambos pares são necessários para que interações onda-onda ocorram.

É a interação onda-onda que permite múltiplos equilíbrios estacionários.

3. Múltiplos estados de equilíbrio para distúrbios topograficamente conduzidos de um fluxo zonal

a) Instabilidade topográfica:

Pequenas perturbações deste estado são governadas pelas equações linearizadas,

$$\dot{\psi}'_A = h_{01}\psi'_L,$$

$$\dot{\psi}'_K = -\bar{b}_{n1}\psi'_L,$$

$$\dot{\psi}'_L = \bar{b}_{n1}\psi'_K + (\alpha_{n1}\bar{\psi}_K - h_{n1})\psi'_A$$

$$= \bar{b}_{n1}\psi'_K + \frac{\beta_{n1}h_{n1}}{\bar{b}_{n1}}\psi'_A,$$

Barras: valores de equilíbrio.

Primes: valores de perturbação.

E, quando derivadas, a solução cresce exponencialmente. E, a taxa de crescimento se aproxima do infinito e se torna ressonantemente amplificada.

3. Múltiplos estados de equilíbrio para distúrbios topograficamente conduzidos de um fluxo zonal

a) Instabilidade topográfica:

Pequenas perturbações deste estado são governadas pelas equações linearizadas,

$$\dot{\psi}'_A = h_{01}\psi'_L,$$

$$\dot{\psi}'_K = -\bar{b}_{n1}\psi'_L,$$

$$\dot{\psi}'_L = \bar{b}_{n1}\psi'_K + (\alpha_{n1}\bar{\psi}_K - h_{n1})\psi'_A$$

Barras: valores de equilíbrio.

Primes: valores de perturbação.

$$= \bar{b}_{n1}\psi'_K + \frac{\beta_{n1}h_{n1}}{\bar{b}_{n1}}\psi'_A,$$

E, quando derivadas, a solução cresce exponencialmente. E, a taxa de crescimento se aproxima do infinito e se torna ressonantemente amplificada.

b) Múltiplo equilíbrio em um modelo espectral truncado:

Introduzir condução zonal e dissipação no primeiro modo e definir os outros componentes espectrais para zero.

3. Múltiplos estados de equilíbrio para distúrbios topograficamente conduzidos de um fluxo zonal

a) Instabilidade topográfica:

Pequenas perturbações deste estado são governadas pelas equações linearizadas,

$$\dot{\psi}'_A = h_{01}\psi'_L,$$

$$\dot{\psi}'_K = -\bar{b}_{n1}\psi'_L,$$

$$\dot{\psi}'_L = \bar{b}_{n1}\psi'_K + (\alpha_{n1}\bar{\psi}_K - h_{n1})\psi'_A$$

Barras: valores de equilíbrio.

Primes: valores de perturbação.

$$= \bar{b}_{n1}\psi'_K + \frac{\beta_{n1}h_{n1}}{\bar{b}_{n1}}\psi'_A,$$

E, quando derivadas, a solução cresce exponencialmente. E, a taxa de crescimento se aproxima do infinito e se torna ressonantemente amplificada.

b) Múltiplo equilíbrio em um modelo espectral truncado:

Introduzir condução zonal e dissipação no primeiro modo e definir os outros componentes espectrais para zero.

Substituindo equações, as curvas são mostradas:

- a interseção de uma linha reta com a curva dá o equilíbrio entre Ψ_A e Ψ_L/h_1 .

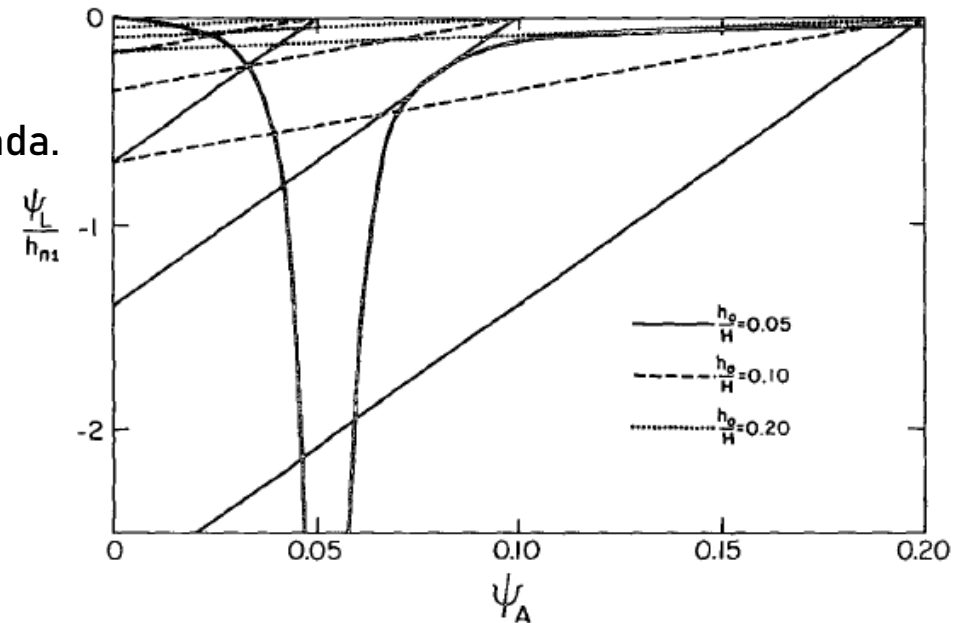


FIG. 1. Graphical solution of the equations governing the first mode equilibria of a topographically driven flow. The heavy curve corresponds to Eq. (31) and the lighter lines to Eq. (30). The intersections of the straight lines with the ψ_A axis determines ψ_A^* .

3. Múltiplos estados de equilíbrio para distúrbios topograficamente conduzidos de um fluxo zonal

b) Múltiplo equilíbrio em um modelo espectral truncado:

Se houvesse apenas o único estado de equilíbrio instável, seria de esperar que uma pequena perturbação resultasse em algum tipo de oscilação, mas a integração das equações do primeiro modo dependente do tempo para o caso não conservador não mostra isso.

Um ponto no espaço da primeira fase do modo próximo ao ponto fixo instável encontra-se na *attractor basin* dos outros pontos fixos estáveis e termina em um deles.

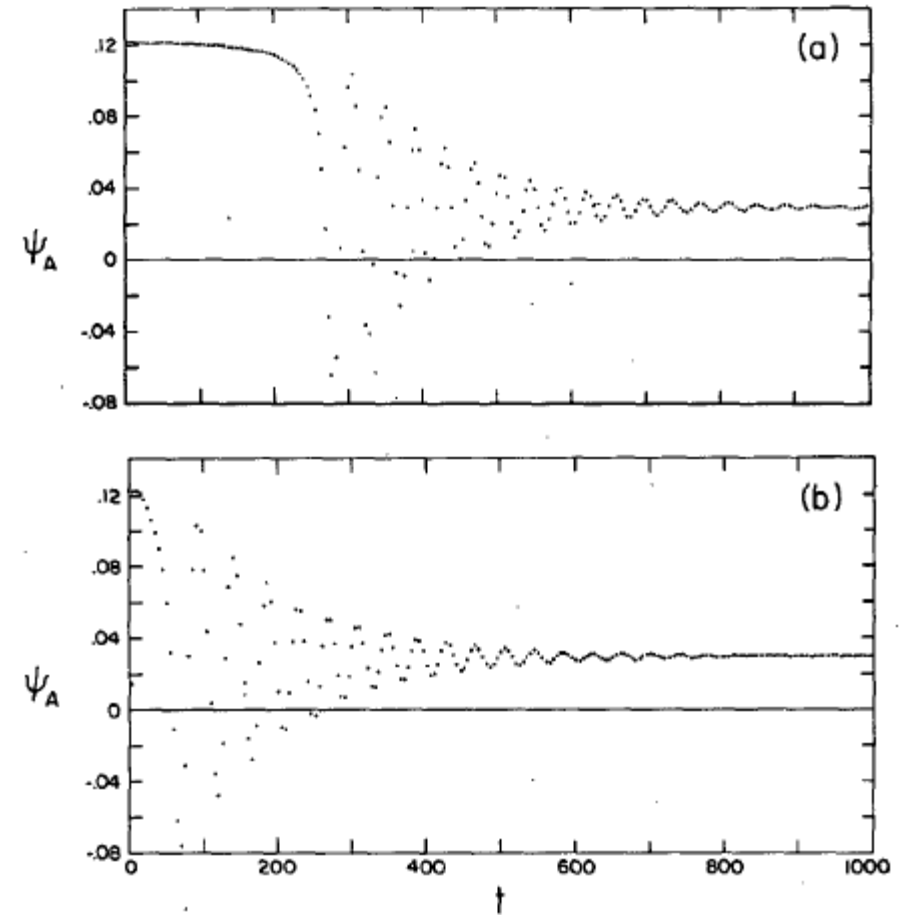


FIG. 2. Transition from an unstable, first mode, middle-index state to a stable, first mode, low-index state for $k = 10^{-2}$, $L/a = 1/4$, $n = 2$, $h_0/H = 0.2$ and $\psi_A^* = 0.2$. ψ_A^* is plotted versus time for the spectral model (a) and the grid point model (b).

3. Múltiplos estados de equilíbrio para distúrbios topograficamente conduzidos de um fluxo zonal

b) Múltiplo equilíbrio em um modelo espectral truncado:

Se houvesse apenas o único estado de equilíbrio instável, seria de esperar que uma pequena perturbação resultasse em algum tipo de oscilação, mas a integração das equações do primeiro modo dependente do tempo para o caso não conservador não mostra isso.

Um ponto no espaço da primeira fase do modo próximo ao ponto fixo instável encontra-se na *attractor basin* dos outros pontos fixos estáveis e termina em um deles.

Quando um dos pontos fixos estáveis se torna instável para perturbações no modo misto, seu ponto representativo no espaço de fase estendido não precisa se encontrar na *attractor basin* do outro ponto fixo estável, e o sistema oscila.

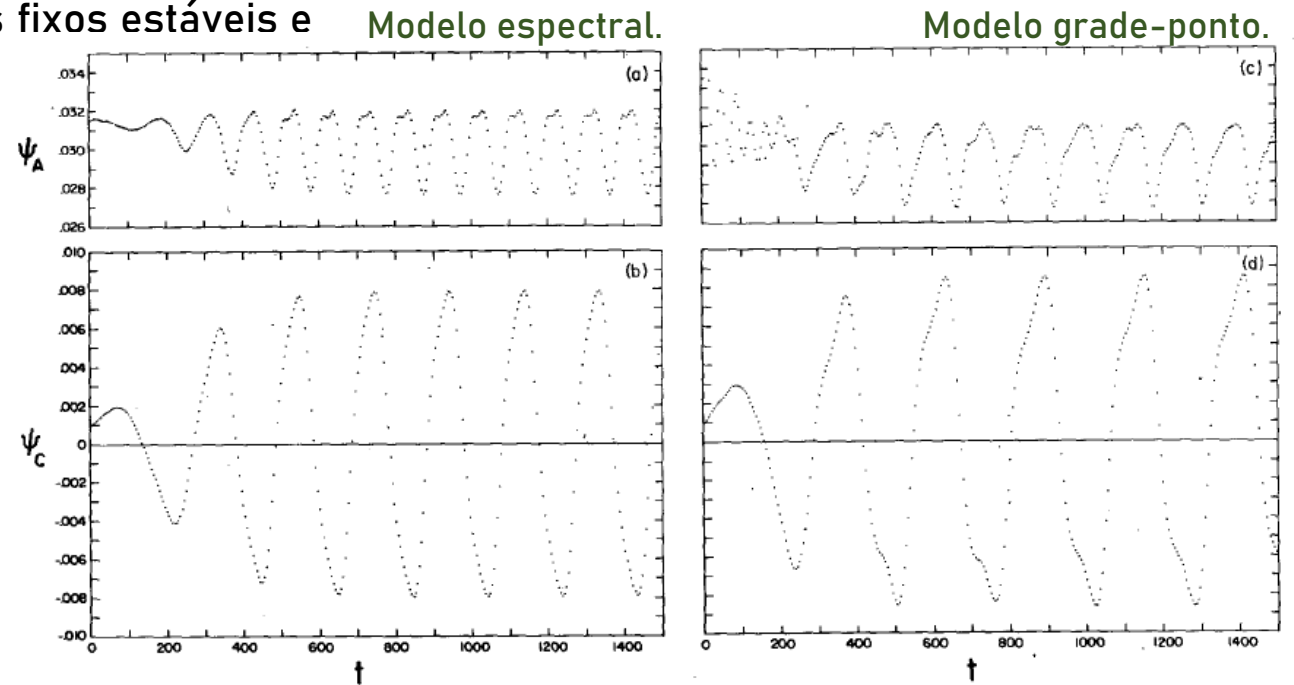


FIG. 3. Oscillation of a topographically forced flow for $k = 10^{-2}$, $L/a = 1/4$, $n = 2$, $h_0/H = 0.2$ and $\psi_A^* = 0.25$. (a) and (b) are the first and second mode zonal streamfunction amplitudes as a function of time for the truncated spectral model; (c) and (d) are for the grid-point model.

3. Múltiplos estados de equilíbrio para distúrbios topograficamente conduzidos de um fluxo zonal

b) Múltiplo equilíbrio em um modelo espectral truncado:

Se houvesse apenas o único estado de equilíbrio instável, seria de esperar que uma pequena perturbação resultasse em algum tipo de oscilação, mas a integração das equações do primeiro modo dependente do tempo para o caso não conservador não mostra isso.

Um ponto no espaço da primeira fase do modo próximo ao ponto fixo instável encontra-se na *attractor basin* dos outros pontos fixos estáveis e termina em um deles.

Quando um dos pontos fixos estáveis se torna instável para perturbações no modo misto, seu ponto representativo no espaço de fase estendido não precisa se encontrar na *attractor basin* do outro ponto fixo estável, e o sistema oscila.

Verifica-se que pode existir um ou mais pares de estados de equilíbrio de modo misto para a faixa de ressonância quase linear.

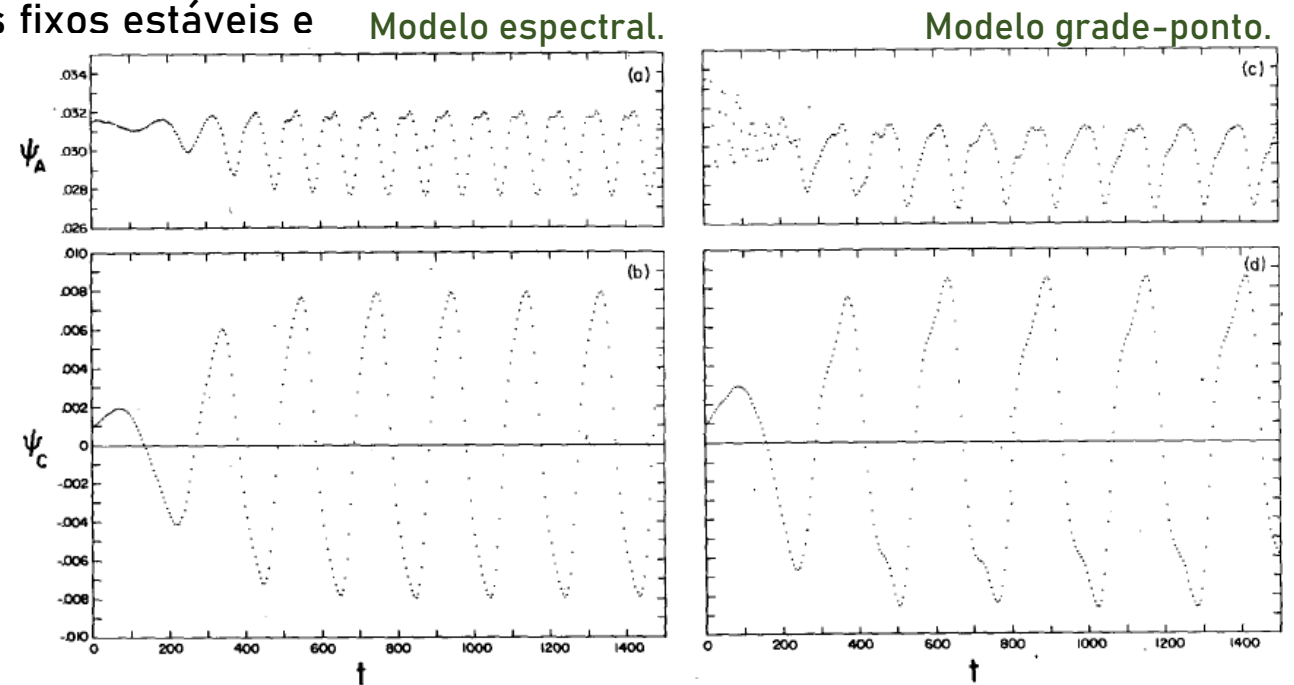


FIG. 3. Oscillation of a topographically forced flow for $k = 10^{-2}$, $L/a = 1/4$, $n = 2$, $h_0/H = 0.2$ and $\psi_A^* = 0.25$. (a) and (b) are the first and second mode zonal streamfunction amplitudes as a function of time for the truncated spectral model; (c) and (d) are for the grid-point model.

3. Múltiplos estados de equilíbrio para distúrbios topograficamente conduzidos de um fluxo zonal

c) Múltiplo equilíbrio em um modelo ponto de grade:

- Integrações numéricas foram feitas em uma grade 16×16 para a mesma geometria, condução e dissipação semelhantes ao modelo espectral, e com condições iniciais tomadas como soluções de equilíbrio do modelo espectral truncado.
- Ocorreram oscilações amortecidas e, após vários tempos de dissipação, a solução convergiu efetivamente para estados estacionários.

3. Múltiplos estados de equilíbrio para distúrbios topograficamente conduzidos de um fluxo zonal

c) Múltiplo equilíbrio em um modelo ponto de grade:

- Integrações numéricas foram feitas em uma grade 16×16 para a mesma geometria, condução e dissipação semelhantes ao modelo espectral, e com condições iniciais tomadas como soluções de equilíbrio do modelo espectral truncado.
- Ocorreram oscilações amortecidas e, após vários tempos de dissipação, a solução convergiu efetivamente para estados estacionários.
- Os campos de função de corrente dos estados de equilíbrio para o modelos espectral e ponto de grade mostram concordância entre dois cálculos que, dada a condução e a topografia, de fato permitem fluxos estacionários estáveis.

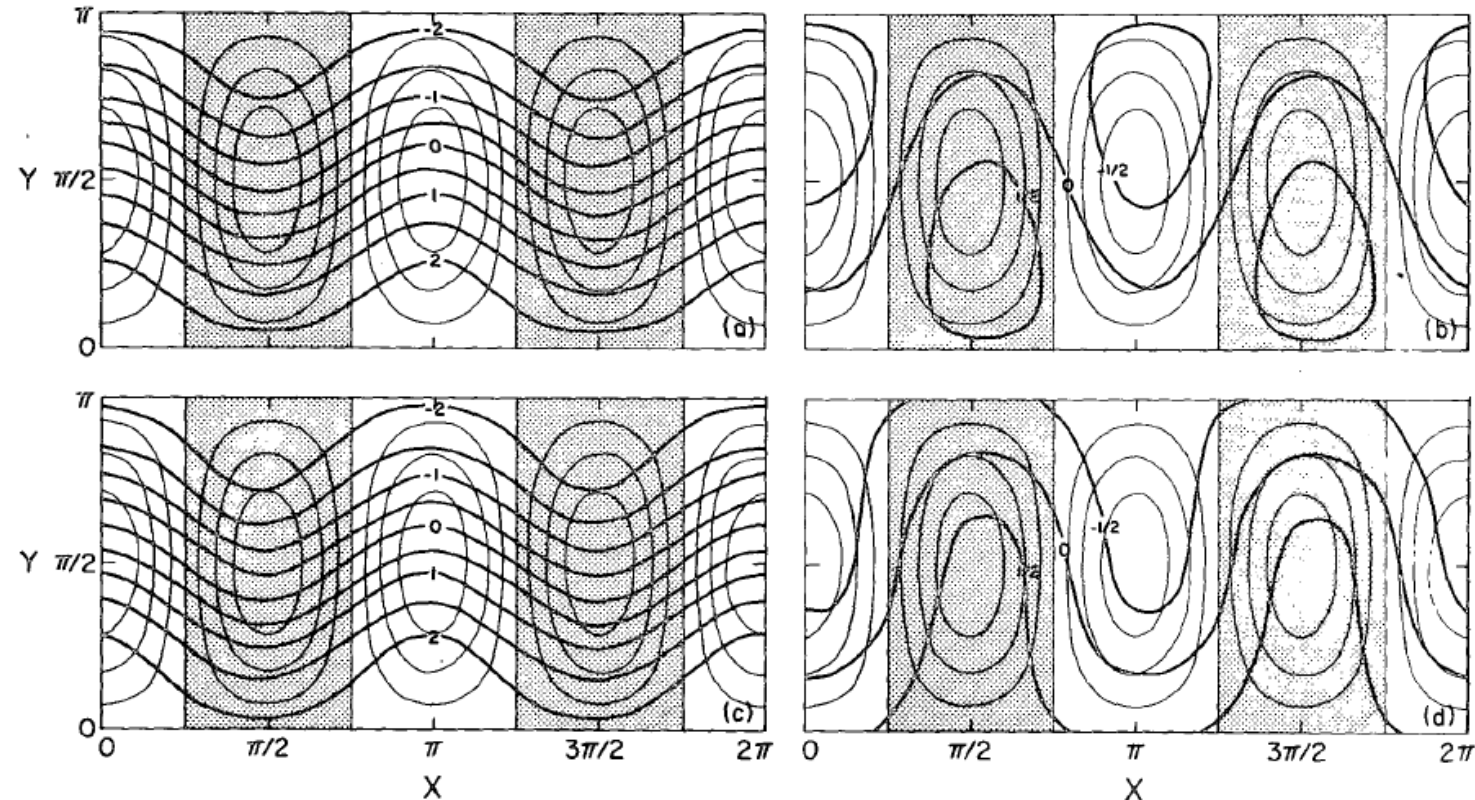


FIG. 4. Streamfunction fields of the stable first mode equilibria of a topographically forced flow for $k = 10^{-2}$, $L/a = 1/4$, $n = 2$, $h_0/H = 0.2$ and $\psi_0^* = 0.2$: for the spectral model above resonance (a) and slightly below resonance (b); and for the grid-point model above resonance (c) and slightly below resonance (d). The nondimensional topographic heights are shown with light lines; the contour spacing is 0.05 units, with negative regions shaded.

3. Múltiplos estados de equilíbrio para distúrbios topograficamente conduzidos de um fluxo zonal

c) Múltiplo equilíbrio em um modelo ponto de grade:

- os dois estados de equilíbrio que foram encontrados com o modelo espectral e confirmados com o modelo de ponto de grade são análogos da configuração de fluxo quase-estacionária observada produzida por forçante topográfica e térmica: a configuração normal caracterizada por perturbações relativamente fracas do fluxo zonal e configuração de bloqueio caracterizada por um fluxo meridional.

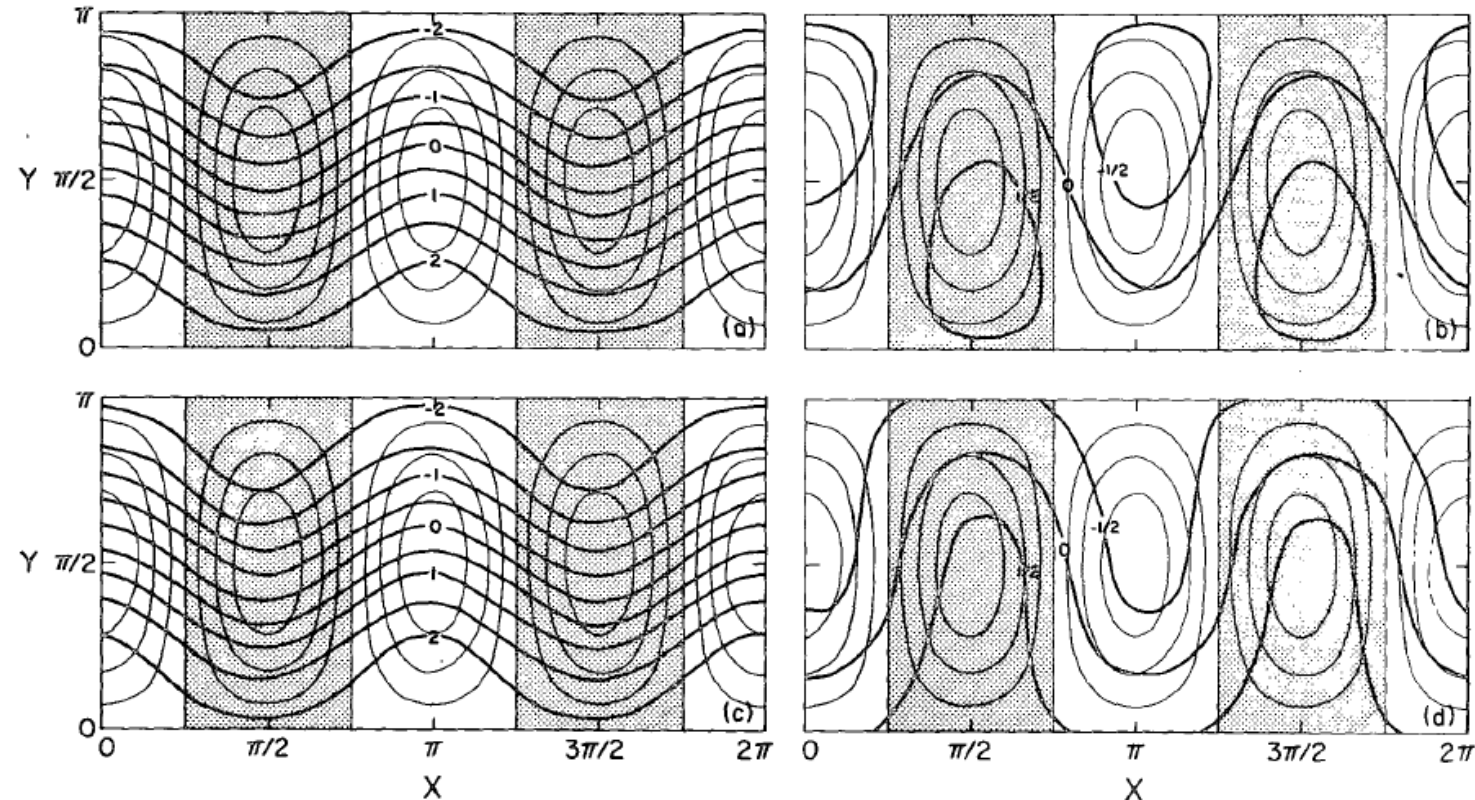


FIG. 4. Streamfunction fields of the stable first mode equilibria of a topographically forced flow for $k = 10^{-2}$, $L/a = 1/4$, $n = 2$, $h_0/H = 0.2$ and $\psi_0^* = 0.2$: for the spectral model above resonance (a) and slightly below resonance (b); and for the grid-point model above resonance (c) and slightly below resonance (d). The nondimensional topographic heights are shown with light lines; the contour spacing is 0.05 units, with negative regions shaded.

4. Múltiplos estados de equilíbrio para fluxos acionados térmicamente

- Para o fluxo puramente acionado termicamente sem a topografia envolvida, o fenômeno de múltiplos equilíbrios foi encontrado em um modelo de truncamento em seis modos espectrais, mas parece resultante do esquema de truncamento, pois desaparece na integração numérica pelo modelo de ponto de grade.
- Vários estados de equilíbrio estáveis podem existir, alguns dos quais são caracterizados por fluxos zonais fracos e amplitudes de ondas grandes.
- No final dos cálculos, ambas as soluções pareciam convergir lentamente para um estado que se assemelha ao equilíbrio espectral.

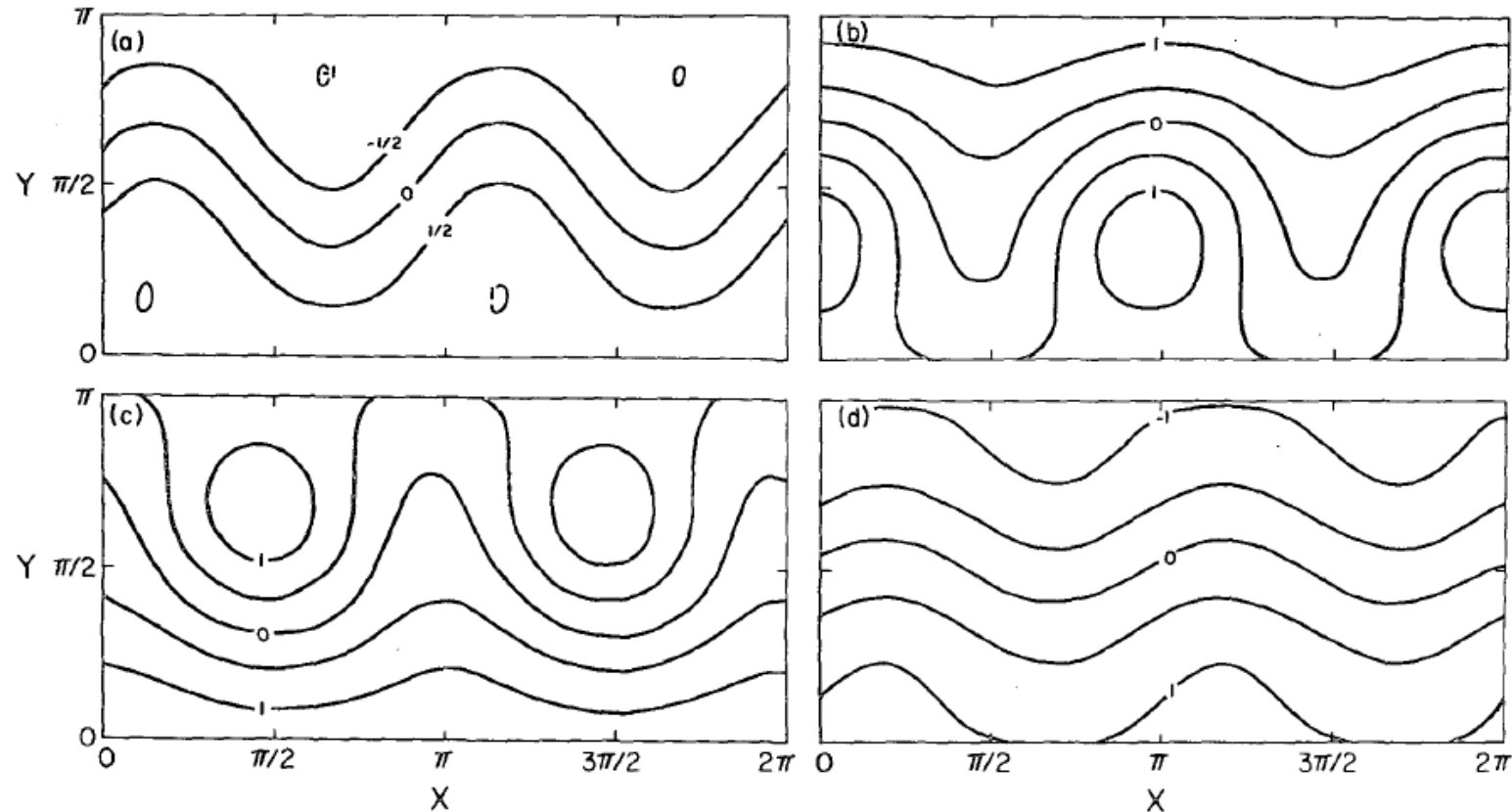


FIG. 5. Streamfunction fields of the stable equilibria of a thermally driven flow for $k = 10^{-3}$, $L/a = 1/4$, $n = 2$, $h_0/H = 0$, $\psi_R^* = 0.05$, and $\psi_A^* = 0.06$: for the spectral model in a first-mode state (a) and in mixed-mode states (b,c); and for the grid-point model after 750 time units (d).

4. Conclusões

- Neste artigo, sugere-se que os bloqueios estejam associados à ocorrência de vários estados de equilíbrio estacionário ou oscilatório para a forçante externa.
- Utilizando um modelo espectral altamente truncado de uma atmosfera barotrópica, mostrou-se que mais de um estado de equilíbrio estável pode existir quando um fluxo zonal é forçado sobre a topografia ou por assimetrias térmicas.
- Alguns dos fluxos de equilíbrio são bloqueados perto da ressonância linear e possuem componentes de ondas de grande amplitude. Isso é análogo da configuração de bloqueio.
- O que não é explicado em nenhuma teoria de ressonância linear é o fato de que as interações com a topografia ou condução térmica assimétrica são altamente não lineares e, de fato, é a não linearidade que produz o bloqueio em um estado quase ressonante. Esse estado é encontrado no caso topográfico: o fluxo zonal é bloqueado pouco antes da ressonância é uma configuração estável e estacionária.
- Os métodos espectrais altamente truncados são, obviamente, apenas heurísticos. Quando existe um número razoavelmente grande de graus de liberdade, não é mais possível resolver as equações de equilíbrio espectral por eliminação algébrica. Nesse caso, outros métodos devem ser encontrados.
- O estudo se tornará uma ferramenta útil para a investigação de fenômenos atmosféricos em larga escala. Acreditamos que essa abordagem pode levar a um melhor entendimento da variabilidade, previsibilidade e clima em larga escala.
 - Saber que um sistema está na *attractor basin* de um equilíbrio estável ou metaestável é saber que permanecerá por um tempo.
 - Saber que o sistema está em um estado de transição é saber que ele mudará mais rapidamente e será menos previsível.