

Análise dinâmica de um modelo simplificado para a camada limite atmosférica noturna

Dynamic analysis of a simplified model for the atmospheric nocturnal boundary layer

Áttila Leães Rodrigues¹, Felipe Denardin Costa², Daniel Michelon dos Santos²,
Luiz Eduardo Medeiros² e Otávio Costa Acevedo³

¹Universidade Federal do Rio Grande do Sul
attila.leaes@ufrgs.br

²Universidade Federal do Pampa
fdenardin@unipampa.edu.br; danielmichelon@gmail.com; luizmedeiros@unipampa.edu.br;

³Universidade Federal de Santa Maria
otavio@ufsm.br

Resumo

A complexidade do escoamento atmosférico na camada limite planetária é particularmente aumentada no período noturno. Em noites com céu claro e vento fraco é comum a supressão da turbulência do escoamento e seu ressurgimento de forma localizada e intermitente no tempo e no espaço. O intermitente da turbulência na camada limite estável (CLE), geralmente, depende de forçantes térmicos e mecânicos que controlam a produção e a destruição de turbulência no escoamento nestas condições. Assim, neste trabalho as soluções de um modelo atmosférico simplificado, capaz de reproduzir o comportamento intermitente da turbulência na CLE, serão analisadas em termos de parâmetros externos que influenciam diretamente o comportamento da turbulência no escoamento atmosférico noturno. A análise do diagrama de estabilidade mostra a presença de regiões periódicas imersas em regiões com grande complexidade, que é uma característica presente em muitos sistemas dinâmicos caóticos.

Palavras-chave: camada limite estável, intermitência, caos.

Abstract

The complexity of the atmospheric flow in the planetary boundary layer (PBL) is particularly increased at night. On nights with clear skies and light winds is common the suppression of the turbulence and its rise in a localized and intermittent way, in both time and space. The intermittent turbulence in the stable boundary layer (SBL) usually depends on thermal and mechanical forcings that control the production and destruction of turbulence in the flow under these conditions. Thus, in this work, the solutions of a simplified atmospheric model, that is able to reproduce the intermittent behavior of turbulence in CLE, will be analyzed in terms of external parameters that have direct influence on the turbulence behavior in the nocturnal atmospheric flow. The analysis of the stability diagrams shows the presence of periodic regions immersed in regions with great complexity, that is a feature present in many chaotic dynamic systems.

Keywords: Stable boundary layer, intermittency, chaos.

1 Introdução

A complexidade do escoamento atmosférico na camada limite planetária (CLP) é particularmente aumentada no período noturno. Em noites com céu claro e vento fraco é comum a supressão da turbulência do escoamento e seu ressurgimento de forma localizada e intermitente no tempo e no espaço. Este fenômeno é conhecido como intermitência global, ou simplesmente intermitência (Mahrt, 1999).

A intermitência na camada limite estável (CLE) é muitas vezes referida como um fenômeno caótico Re-Velle (1993); Van de Wiel et al. (2002); Costa et al. (2011a), entretanto, não há evidências observacionais e, ou, numéricas que sejam capazes de fazer tal caracterização. A reprodução do comportamento intermitente da turbulência na CLE é uma tarefa particularmente difícil para modelos numéricos atmosféricos, devido à variedade de fenômenos que podem levar ao ressurgimento da turbulência e que os modelos, muitas vezes, não são capazes de reproduzi-los.

Particularmente, os modelos RANS (do inglês *Reynolds Average Navier-Stokes models*) simulam o comportamento intermitente do escoamento através da aceleração local do vento, seja devido a existência um gradiente de pressão (Costa et al., 2011a) ou devido à presença de um jato de baixo nível noturno (Kurbatskii e Kurbatskaya, 2013). Todavia, a caracterização dinâmica destes modelos ainda carece de estudos que possam caracterizá-los como modelos caóticos (Costa et al., 2011b).

Geralmente, um evento intermitente faz com que a turbulência ressurgja em todas as suas escalas, fazendo com que o escoamento da CLE torne-se acoplado pela presença de turbulência contínua (Acevedo et al., 2012). A manutenção deste regime de escoamento, geralmente, se dá por forçantes térmicos e mecânicos que controlam a produção e a destruição de turbulência na CLE (Sun et al., 2012; Van de Wiel et al., 2012). Desta forma, neste trabalho será explorado o comportamento das soluções do modelo proposto por Costa et al. (2011a) e a dependência da dinâmica do sistema aos parâmetros relacionados aos forçantes anteriormente referidos. A análise da complexidade das soluções do sistema será feita através da técnica que reproduz um diagrama de bifurcações no espaço dos parâmetros, conhecido como diagrama de estabilidade (Junges e Gallas, 2012), permitindo assim a visualização do comportamento do escoamento sob a ação de diferentes forçantes externos.

2 Modelo

Para uma atmosfera seca, horizontalmente homogênea, onde os efeitos de advecção são desprezados, as equações que controlam o escoamento na CLE podem ser

escritas como Costa et al. (2011a):

$$\frac{\partial u}{\partial t} = f(v - v_G) + \frac{\partial(u_*^2 \cos\psi)}{\partial z}, \tag{1}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = f(u_G - u) + \frac{\partial(u_*^2 \sin\psi)}{\partial z}, \tag{2}$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = + \frac{\partial(u_* \theta_*)}{\partial z}, \tag{3}$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} = \Omega u_*^2 - Ri \Omega u_*^2 + K_e \frac{\partial e}{\partial z} - \left[A_B \frac{e^{3/2}}{l_{m0}} + A_s e \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} \right]. \tag{4}$$

$$\frac{\partial \theta_g}{\partial t} = \frac{1}{C_g} (I_{\downarrow} - \sigma \theta_g^4 - H_0) - k_m (\theta_g - \theta_m). \tag{5}$$

Nas equações acima, u e v são as componentes do vento, $u_*^2 \cos\psi$ e $u_*^2 \sin\psi$ são as componentes do fluxo de momentum, θ é temperatura do ar e $u_* \theta_*$ é o fluxo de calor sensível cinemático. u_G e v_G são as componentes do vento geostrófico, sendo estes parâmetros externos do modelo e $f = 1 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ é o fator de Coriolis. A velocidade de fricção é calculada através da expressão $u_* = \sqrt{e/\alpha}$, sendo e a ECT e $\alpha = (4(1 + 2,5z/\Lambda))^{1/3}$ é uma constante que depende da estabilidade (Acevedo et al., 2014). A escala de temperatura é parametrizada por: $\theta_* = K_H (\partial\theta/\partial z) / u_*$. Por simplicidade o número de Prandtl turbulento é considerado igual a uma unidade, assim, o coeficiente de difusão de calor é igual ao coeficiente de difusão de momentum ($K_H = K_m = \kappa u_* l_{m0}$).

Seguindo Blackadar (1962), o comprimento de mistura é estimado através de:

$$l_{m0} = \frac{\kappa z}{1 + \kappa z/\lambda_0}, \tag{6}$$

sendo $\kappa = 0,4$ a constante de von Kàrmàn, z a altura acima da superfície e $\lambda_0 = h = 50 \text{ m}$ é comprimento de mistura máximo para o caso neutro.

Na equação para a ECT, $\Omega = \partial \bar{U} / \partial z$ é o gradiente do vento médio, Ri é o número de Richardson gradiente, $K_e = K_m / 2,5$ é o coeficiente de difusão de energia cinética turbulenta e $A_B = 0,27$ e $A_s = 0,46$ são constantes experimentais utilizadas na taxa de dissipação viscosa de ECT em escoamentos nos quais a ECT é gerada apenas pelo cisalhamento do vento (Hunt, 1984).

A equação 5 apresenta o balanço de energia em superfície. A variação temporal da temperatura da camada superior de solo θ_g é inversamente proporcional à capacidade calorífica por unidade de área (C_g) e depende da radiação incidente de onda longa proveniente

da atmosfera (I_{\downarrow}), da radiação de onda longa emitida pela superfície ($\sigma\theta_g^4$), onde σ é a constante de Stefan-Boltzmann, e do fluxo de calor sensível em superfície (H_0). Além disso, a camada superficial de solo troca energia na forma de calor com a camada de solo mais profunda na qual a temperatura mantida constante (θ_m), e o coeficiente de transferência de energia na forma de calor é dado por k_m .

O sistema de equações 1-5 é discretizado, utilizando o método de diferenças finitas centradas, em 5 níveis distribuídos entre a superfície e o topo do domínio vertical. O conjunto de equações resultantes é integrado utilizando o método de Runge-Kutta de quarta ordem, com passo de tempo de 0,01 s. Maiores detalhes sobre a discretização, condições iniciais e de contorno, bem como os valores das constantes utilizadas nas simulações podem ser encontrados em Costa et al. (2011a).

3 Resultados

As análises apresentadas aqui foram feitas a partir de simulações realizadas com conjunto de equações 1-5 para o período de 500 h, com uma taxa de amostragem de 10 s. Para evitar influência do transiente das simulações, foram descartadas as primeiras 400 h, assumindo assim que o restante da simulação representa o comportamento de longo período do sistema.

A complexidade do escoamento atmosférico durante a noite é diretamente influenciada pelo forçante mecânico, reponsável por acelerar o vento, e pelo balanço radiativo em superfície (Van de Wiel et al., 2002, 2012). No modelo dois parâmetros externos influenciam diretamente sobre a descrição destes dois forçantes, o primeiro deles é o vento geostrófico no topo da CLE (u_G), e o segundo é a capacidade calorífica por unidade de área (C_g), que é uma variável que desempenha um papel muito importante na parametrização de superfície do modelo. Pela sua definição, C_g representa a quantidade de energia que o escoamento necessita fornecer à superfície para que ocorra a variação da temperatura da mesma. Assim, as análises apresentadas utilizam a variação de ambos parâmetros para verificar regiões do espaço dos parâmetros onde o escoamento reproduzido pelo modelo apresenta maior complexidade. Para cada um dos parâmetros utilizados nas simulações foram extraídos os máximos locais de cada série temporal correspondente para se obter os diagramas de bifurcações.

A figura 1 mostra como exemplo duas séries temporais, ambas utilizando $C_g = 30,0 \text{ kJ m}^{-2} \text{ K}^{-1}$. Em ambos painéis, as linhas vermelhas marcam os máximos locais das séries. O painel superior apresenta o comportamento da componente zonal do vento para um forçante mecânico igual a $2,990 \text{ m s}^{-1}$. É possível observar para estes parâmetros a série possui 3 máximos

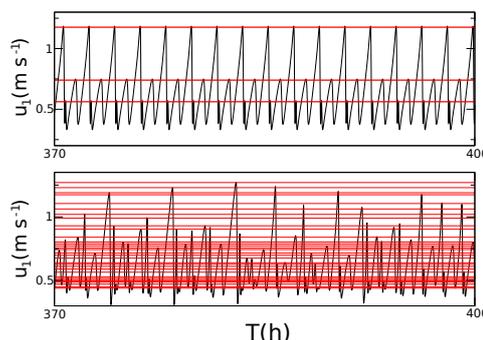


Figura 1: Séries temporais da componente zonal do vento a 5 m da superfície (u_1), correspondente às últimas 100 h de simulação. Ambas as simulações foram realizadas utilizando $C_g = 30,0 \text{ kJ m}^{-2} \text{ K}^{-1}$, $u_G = 2,990 \text{ m s}^{-1}$ (painel superior) e $u_G = 3,072 \text{ m s}^{-1}$ (painel inferior).

distintos indicando a presença de período 3 nas soluções, o que implica a presença de caos para outros parâmetros do sistema (Li e Yorke, 1975). O painel inferior da figura 1, apresenta a evolução temporal de u_1 com $u_G = 3,072 \text{ m s}^{-1}$. Para este parâmetro as soluções são bem mais complexas, em comparação com o caso em que o sistema apresenta período 3, apresentando uma variedade de máximos locais indicando a existência de comportamento aperiódico ou caótico.

Uma análise mais detalhada do comportamento do modelo utilizando $C_g = 30,0 \text{ kJ m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ é mostrada na figura 2. Mantendo a capacidade calorífica fixa e variando a componente zonal do vento geostrófico foi obtido um diagrama de bifurcações. O diagrama mostra regiões de aperiodicidade com janelas de periodicidade baixa (linhas bem definidas). Além disso, é importante destacar a presença de duas janelas periódicas com período 3. Uma para valores de u_G em torno de $3,0 \text{ m s}^{-1}$, e outra próxima à conexão do sistema, onde o sistema torna-se completamente turbulento e não mais reproduz o comportamento intermitente da turbulência na CLE muito estável.

A variabilidade de regimes mostrados na figura 2 fica mais clara quando são analisadas as soluções no espaço dos parâmetros (Figura 3). A figura 3 mostra o diagrama de estabilidade obtido através da variação de u_G e da capacidade calorífica dos solo por unidade de área. Este diagrama é definido como o número de máximos de série temporal resultante da integração do sistema dinâmico para cada par de parâmetros, neste caso u_1 , C_g e u_G (Junges e Gallas, 2012). respectivamente. O diagrama de estabilidade exibe a riqueza de comportamentos do modelo, onde pode-se observar a

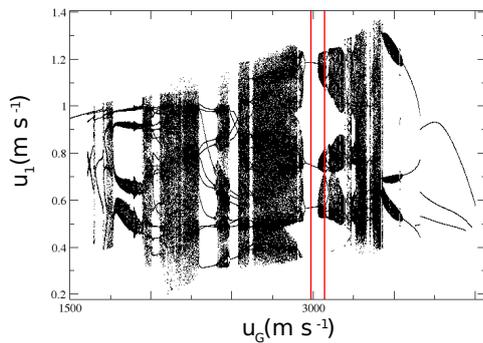


Figura 2: Diagrama de bifurcações de u_1 em função de u_G , utilizando C_g constante e igual a $30,0 \text{ kJ m}^{-2} \text{ K}^{-1}$. As linhas verticais vermelhas representam os parâmetros correspondentes às séries temporais apresentadas na figura 1.

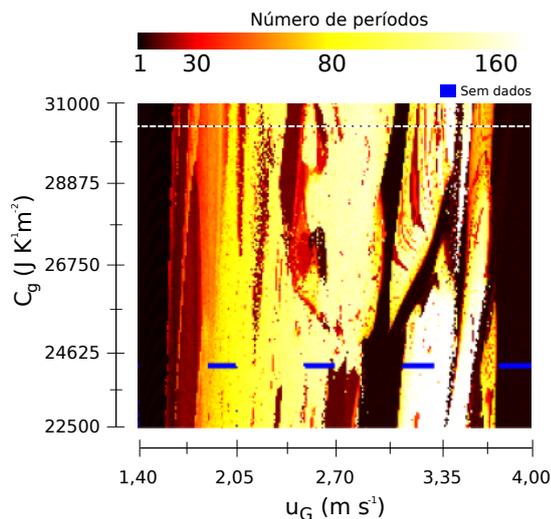


Figura 3: Diagrama do número de máximos para relação aos parâmetros de controle C_g e u_G . A linha horizontal branca pontilhada representa o parâmetro $C_g = 30,0 \text{ (kJ K}^{-1} \text{ m}^{-2})$ correspondente aos dados da figura 2.

presença de regiões periódicas imersas em regiões de alta complexidade, neste caso representado pela grande variabilidade de máximos. É importante destacar que tal comportamento é característico que sistemas dinâmicos que apresentam caos em suas soluções (Junges e Gallas, 2012).

4 Conclusões

Os resultados mostram uma grande variabilidade de comportamentos do sistema dinâmico descrito na seção 2. Dinâmicas com períodos bem definidos foram encontradas, assim como regiões com aperiódicas iden-

tificadas por inúmeros períodos marcados pela técnica de marcação dos máximos.

A análise do diagrama de estabilidade mostra que à medida que a capacidade calorífica do solo por unidade de área é maior, o número de regiões que apresentam periodicidade aumenta. Este resultado está de acordo com Van de Wiel et al. (2002) que sugere que a ocorrência de intermitência sobre superfícies com alta capacidade calorífica é dificultada. Isto se deve à grande demanda de energia do escoamento necessária para a variação da temperatura. Conforme mostrado por Costa et al. (2011a), conforme a capacidade calorífica é aumentada no modelo, aqui utilizado, a amplitude das oscilações da temperatura do solo decrescem, e consequentemente a complexidade das soluções também é afetada. Entretanto, o padrão intermitente das soluções se mantém.

Apesar das soluções apresentarem regiões periódicas com período 3, uma investigação mais detalhada se faz necessária para a caracterização do sistema dinâmico como um sistema caótico. Além disso, o próximo passo deste trabalho é a exploração das regiões periódicas no diagrama de estabilidade. A análise dessas regiões permitirá identificar regiões conhecidas como *shrimps* (ou camarões, em tradução livre do inglês), que são constituídas pela intersecção de dois arcos parabólicos super-estáveis, imersos em regiões caóticas (Gallas, 1994).

Agradecimentos

Os autores agradecem às agências CAPES (Coordenação de Pessoal de Nível Superior) e CNPq (Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico) pelo suporte financeiro. O cluster computacional, utilizado nas simulações, foi adquirido com recursos do edital Edital 02/2014 - PqG (Edital Pesquisador Gaúcho) da Fundação de Amparo a Pesquisa do Estado do Rio Grande do Sul (FAPERGS).

Referências

- Acevedo, O. C., Costa, F. D., Degrazia, G. A. (2012). The coupling state of an idealized stable boundary layer *Boundary-layer meteorology*, 145(1), 211–228.
- Acevedo, O. C., Costa, F. D., Oliveira, P. E., Puhales, F. S., Degrazia, G. A., Roberti, D. R. (2014). The influence of submeso processes on stable boundary layer similarity relationships. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 71(1), 207–225.
- Blackadar, A. K. (1962). The vertical distribution of wind and turbulent exchange in a neutral atmosphere. *Journal of Geophysical Research*, 67(8), 3095–3102.

- Costa, F. D., Acevedo, O. C., Mombach, J. C., Degrazia, G. A. (2011a). A simplified model for intermittent turbulence in the nocturnal boundary layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 68(8), 1714–1729.
- Costa, F. D., Blasius, B., Acevedo, O. C. (2011b). Lorenz maps of a simple intermittent model-part 2. *Ciência e Natura*, pp. 111–114.
- Gallas, J. A. (1994). Dissecting shrimps: results for some one-dimensional physical models. *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications*, 202(1), 196–223.
- Hunt, J. (1984). Turbulence structure in thermal convection and shear-free boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 138, 161–184.
- Junges, L., Gallas, J. A. (2012). Frequency and peak discontinuities in self-pulsations of a co 2 laser with feedback. *Optics Communications*, 285, 4500–4506.
- Kurbatskii, A., Kurbatskaya, L. (2013). Rans modeling of intermittent turbulence in a thermally stable stratified boundary layer. *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, 54(4), 561–571.
- Li, T. Y., Yorke, J. A. (1975). Period three implies chaos. *American mathematical monthly*, pp. 985–992.
- Mahrt, L. (1999). Stratified atmospheric boundary layers. *Boundary-Layer Meteorology*, 90(3), 375–396.
- ReVelle, D. O. (1993). Chaos and “bursting” in the planetary boundary layer. *Journal of Applied Meteorology*, 32(7), 1169–1180.
- Sun, J., Mahrt, L., Banta, R. M., Pichugina, Y. L. (2012). Turbulence regimes and turbulence intermittency in the stable boundary layer during cases-99. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 69(1), 338–351.
- Van de Wiel, B. J. H., Ronda, R. J., Moene, A. F., Bruin, H. A. R. D., Holtslag, A. A. M. (2002). Intermittent turbulence and oscillations in the stable boundary layer over land. part i: A bulk model. *Atmospheric Sciences*, 59, 942–958.
- Van de Wiel, B. J. H., Moene, A. F., Jonker, H. J. J., Baas, P., Basu, S., Donda, J. M. M., Sun, J., Holtslag, A. A. M. (2012). The minimum wind speed for sustainable turbulence in the nocturnal boundary layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 69(11), 3116–3127.