

XIII Workshop Brasileiro de Micrometeorologia

Comparação entre parametrizações de comprimento de mistura em diferentes condições de estabilidade da camada limite atmosférica noturna

Comparison of mixing Length parametrizations under different stability conditions in the nocturnal atmospheric boundary layer

Maicon Fonseca Andrades¹ , Felipe Denardin Costa² , Otávio Acevedo³ ,
Rafael Maroneze² , Luiz Eduardo Medeiros² ,
Lorena Aparecida Nunes Viana² 

¹UFSM, Universidade Federal de Santa Maria, Santa Maria, RS, Brasil

²UNIPAMPA, Universidade Federal do Pampa, Alegrete, RS, Brasil

³OU, University of Oklahoma, Oklahoma City, OK, EUA

RESUMO

O comprimento de mistura foi introduzido no início do século XX para determinar a viscosidade turbulenta. Desde então, várias formulações surgiram, refletindo a complexidade em parametrizar fluxos turbulentos, especialmente em condições de forte estabilidade. Este estudo propõe uma nova formulação para o comprimento de mistura, baseada na dissipação da energia cinética turbulenta, evitando problemas de autocorrelação. Os resultados mostram que a nova formulação se comporta de maneira consistente, diminuindo com a estabilidade em condições fracamente estáveis e aumentando em condições fortemente estáveis. Comparações com outras formulações indicam que a nova abordagem oferece uma descrição mais robusta da turbulência na camada limite estável (CLE).

Palavras-chave: Turbulência; Camada Limite Estável; Comprimento de Mistura

ABSTRACT

Mixing length was introduced in the early 20th century to determine turbulent viscosity. Since then, various formulations have emerged, reflecting the complexity of parameterizing turbulent fluxes, especially under strongly stable conditions. This study proposes a new mixing length formulation based on the dissipation of turbulent kinetic energy, avoiding autocorrelation issues. Results show the new formulation behaves consistently, decreasing with stability in weakly stable conditions and increasing in strongly stable conditions. Comparisons with other formulations indicate that this approach offers a more robust description of turbulence in the stable boundary layer (SBL).

Keywords: Turbulence; Stable Boundary Layer; Mixture Length

1 INTRODUÇÃO

Em 1925, afim de determinar a viscosidade turbulenta, L. Prandtl desenvolveu a hipótese de que parcelas de fluido se separam do 'escoamento principal' e percorrem uma certa distância, denominada comprimento de mistura (l_m). Uma escala de comprimento análoga ao comprimento do caminho livre das moléculas na teoria cinética dos gases (Arya, 2001). Desde então, o transporte turbulento na CLE é frequentemente parametrizado em termos do comprimento de mistura, principalmente em esquemas de fechamento de primeira ordem. Ao longo dos anos, inúmeras formulações para o comprimento de mistura foram desenvolvidas. Algumas delas visam mais flexibilidade e incluem efeitos da estabilidade, outras adotam abordagens da *MOST* (*Monin-Obukhov Similarity Theory*), ou similaridade de escala *z-less* (Mahrt and Vickers, 2003; Rodrigo and Anderson, 2013).

O comprimento de mistura é um parâmetro de escala muito importante na descrição da estrutura vertical da CLE, relacionado à escala de comprimento integral do espectro de turbulência em microescala Rodrigo and Anderson (2013). O fato de existirem diferentes formulações para o comprimento de mistura evidencia que sua teoria não está consolidada. Isso se deve em parte à dificuldade de parametrizar os fluxos turbulentos no regime muito estável e nos períodos de transição deste com o regime fracamente estável (Acevedo et al., 2021; Mahrt, 1998; Sun et al., 2012). Muitas formulações foram desenvolvidas visando condições quase-neutras ou para fraca estabilidade, e não apresentam bom desempenho sob forte estabilidade. Além disso, algumas formulações clássicas superestimam a mistura na CLE, enquanto outras trazem consigo problemas de autocorrelação, que ocorre quando, em uma relação entre duas variáveis, ambas dependem de um parâmetro comum (Klipp and Mahrt, 2004; Sun, 2011).

Dessa forma, o objetivo do presente estudo é desenvolver uma nova formulação para o comprimento de mistura, baseada no termo de dissipação da equação de energia cinética turbulenta, afim de evitar efeitos de autocorrelação. Em seguida, o comportamento desta nova formulação é avaliado em relação a diferentes parâmetros de estabilidade e comparado ao desempenho de outros esquemas de comprimento de mistura comumente encontrados na literatura. É importante compreender os regimes de escoamento da CLE pois ela afeta diretamente as

atividades humanas. A turbulência noturna é muito importante na previsão do tempo, simulações climáticas e estudos de impacto ambiental. E atualmente não se tem uma compreensão clara da transição entre os regimes (Sorbjan and Grachev, 2010).

2 CONJUNTO DE DADOS E ANÁLISES

No presente estudo, dados micrometeorológicos do experimento FLOSS II (do inglês - *Fluxes over Snow-covered Surfaces II*), são analisados. Os dados utilizados compreendem o período entre Novembro de 2002 e Abril de 2003 (Mahrt and Vickers, 2006).

O projeto FLOSS II estava localizado no noroeste do Colorado, EUA; em um sítio plano cercado por montanhas a cerca de 30 Km. As observações foram feitas em uma torre micrometeorológica de 30 m com sete níveis: 1, 2, 5, 10, 15, 20 e 30 m, sobre uma superfície de pastagem, algumas vezes parcialmente ou completamente coberta por neve (Sun et al., 2020). Detalhes sobre a instrumentação podem ser encontrados em Mahrt and Vickers (2005).

Os dados de radiação são obtidos na altura de 25 m para a mesma torre. Dados de 59 noites completas, das 2000 às 0600 LST, são utilizados; na qual as médias, variâncias e fluxos são calculados para janelas temporais de 1 min. Para as análises, apenas medidas na direção do vento predominante do sítio são utilizadas.

2.1 Parâmetros de estabilidade

O comportamento das diferentes formulações de comprimento de mistura em relação a estabilidade é avaliada em função do parâmetro z/Λ e dos números de Richardson *bulk* (Ri_b , Eq. 2), e gradiente (Ri_g , Eq. 3). Λ é comprimento de Obukhov local, definido como:

$$\Lambda = \frac{u_*^3 \bar{\theta}}{\kappa g \overline{w'\theta'}} \quad (1)$$

$$Ri_b = \frac{gz \Delta\bar{\theta}}{\bar{\theta} \overline{U^2}} \quad (2)$$

$$Ri_g = \frac{g\bar{\theta}}{\bar{\theta}\partial_z} \left[\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right)^2 \right]^{-1} \quad (3)$$

Nas expressões acima, u e v são as componentes zonal e meridional do vento, respectivamente; u_* é a velocidade de fricção, κ é a constante de von Kármán (assumida como 0.4); g a aceleração da gravidade; $\bar{\theta}$ a temperatura potencial e $\overline{w'\theta'}$ o fluxo de calor local. $\Delta\bar{\theta}$ é a diferença de temperatura entre o nível mais baixo (1 m), e o nível mais alto (30 m). \bar{U} é a velocidade horizontal do vento em 30 m. As barras sobre as variáveis indicam valores médios.

Neste estudo não será utilizada nenhuma formulação baseada em similaridade superficial, visto que a camada superficial pode ser extremamente rasa e, frequentemente, estar abaixo dos níveis observacionais no regime muito estável. A fraca turbulência em condições muito estáveis limita a validade da *MOST* (Sorbjan and Grachev, 2010). Para casos de forte estratificação, a similaridade local ou similaridade de escala *z-less* é mais adequada (Nieuwstadt, 1984). Condições de escala *z-less* se referem aos casos em que os níveis mais elevados da camada limite deixam de “sentir” os efeitos da superfície, tornando-se independentes da altura. Em tais situações, uma camada superficial pode sequer existir. (Mahrt and Vickers, 2003; Nieuwstadt, 1984). Por esta razão, todas as análises são realizadas localmente.

2.2 Parametrizações de comprimento de Mistura

Segundo a teoria de camada superficial proposta por Prandtl, l_m é dado por κz próximo à superfície, na qual κ é a constante de von Kármán. Contudo, com o passar dos anos, observou-se que l_m não poderia continuar a ser proporcional à distância em relação à superfície para grandes alturas. A formulação mais comum para o comprimento de mistura prevê um aumento maior próximo à superfície seguido de um valor relativamente constante em níveis mais altos (Blackadar, 1962):

$$l_m = \frac{\kappa z}{1 + \kappa z/\lambda_0} \quad (4)$$

onde l_m é o comprimento de mistura e λ_0 é o parâmetro que representa o valor atingido por l_m na atmosfera livre. λ_0 pode ser parametrizado através do parâmetro de Coriolis (f_c), e da velocidade de fricção, tal que (Rodrigo and Anderson, 2013):

$$\lambda_0 = 6.3 \times 10^{-3} \frac{u_*}{|f_c|} \quad (5)$$

Delage(1974) estendeu a formulação utilizada por Blackadar (1962) visando contabilizar a influência da estabilidade, de forma que:

$$l_m = \frac{\kappa z}{\phi_m + \kappa z / \lambda_0} \quad (6)$$

na qual ϕ_m é o gradiente adimensional da velocidade do vento, dado por:

$$\phi_m = \frac{\kappa z}{u_*} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad (7)$$

Conforme Mahrt and Vickers (2003), uma relação tradicional para o comprimento de mistura pode ser escrita em função do coeficiente de difusão de momento (K_m), todavia, segundo os autores, uma formulação alternativa pode ser obtida através de considerações dimensionais:

$$l_m \equiv \frac{u_*}{\partial \bar{u} / \partial z} = \frac{\kappa z}{\phi_m} \quad (8)$$

De maneira análoga à Eq. 8, uma expressão para o comprimento de mistura para calor, l_h , também pode ser escrita, utilizando o gradiente de temperatura adimensional, ϕ_h (Sun, 2011):

$$l_h = \frac{\kappa z}{\phi_h} \quad (9)$$

em que ϕ_h é expresso como:

$$\phi_h = \frac{\kappa z}{\theta_*} \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad (10)$$

na expressão 10, θ_* é uma escala de temperatura que depende do fluxo de calor e da velocidade de fricção ($\overline{w'\theta'}/u_*$).

Em seu trabalho sobre a estrutura da turbulência na CLE, Nieuwstadt (1984) utiliza a seguinte expressão para o comprimento de mistura (aqui identificado como l_N):

$$\frac{1}{l_N} = \frac{1}{z} + \frac{1}{l_b} \quad (11)$$

Em que l_b é denominado escala de comprimento de fluatibilidade. É a escala característica na qual a aceleração inercial equilibra as acelerações devido à fluatibilidade (Nieuwstadt, 1984). l_b é determinado através da seguinte expressão:

$$l_b = C_B \frac{\sigma_w}{N} \quad (12)$$

onde $C_B = 1.69$, σ_w é o desvio-padrão da velocidade vertical, e N é a frequência de Brunt-Väisälä ($N = \sqrt{(g/\theta)(\partial\theta/\partial z)}$).

A equação 12 também é utilizada em alguns casos para determinar o comprimento de mistura sob condições de estratificação *z-less* ($l_m = l_b$). Outras formulações para estratificação *z-less* podem ser desenvolvidas em função do número de Richardson gradiente (Kim and Mahrt, 1992). Todavia, uma formulação alternativa pode ser obtida substituindo σ_w por u_* (Mahrt and Vickers, 2003):

$$l_m = C_* \frac{u_*}{N} \quad (13)$$

C_* é uma constante assumida como igual a uma unidade.

Por fim, a formulação baseada no termo de dissipação da equação de energia cinética turbulenta, l_ϵ , é escrita como:

$$l_\epsilon = C_e \frac{e^{3/2}}{\epsilon} \quad (14)$$

em que $C_e = 0.172$; e é a energia cinética turbulenta por unidade de massa; e ϵ é o termo de dissipação de energia cinética turbulenta.

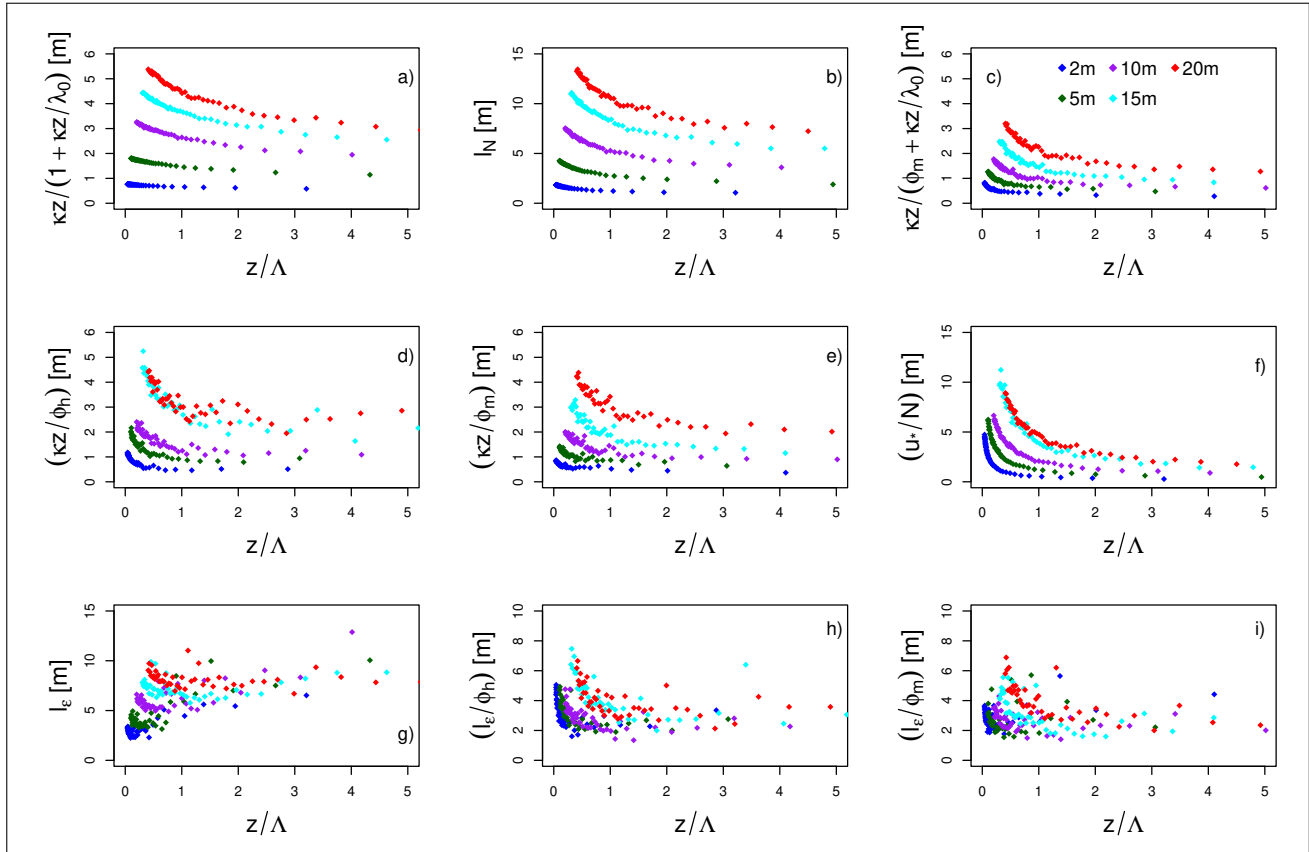
Algumas variações dessa formulação são obtidas através da razão entre l_ϵ e os gradientes adimensionais de velocidade do vento e de temperatura, l_ϵ/ϕ_m e l_ϵ/ϕ_h , de forma semelhante à equação 8.

A seguir, os resultados obtidos são discutidos.

3 RESULTADOS E DISCUSSÕES

A Figura 1 o comportamento das diferentes formulações de comprimento de mistura em relação ao parâmetro de estabilidade z/Λ . Normalmente, espera-se que o comprimento de mistura diminua com o aumento da estabilidade, o que pode ser observado para a grande maioria dos esquemas analisados. No entanto, a formulação baseada no termo de dissipação da equação de ECT, painel g), apresenta um comportamento distinto. Inicialmente, l_ϵ diminui com a estabilidade para faixas que caracterizam condições fracamente estáveis (ver Sorbjan and Grachev(2010)). À medida que a estabilidade se intensifica, l_ϵ aumenta, a faixa de estabilidade para qual se dá esse crescimento varia conforme o nível, mas, em geral, se dá a partir de $z/\Lambda > 0.6$. As razões entre l_ϵ e os gradientes adimensionais de temperatura e velocidade do vento, painéis h) e i), respectivamente, apresentam um comportamento mais próximo aos das demais formulações, apesar da maior dispersão. Este melhor comportamento das duas formulações, no entanto, deve estar atrelado a autocorrelação entre as variáveis, uma vez que ϕ_m e Λ dependem diretamente de u_* . ϕ_h também depende de u_* , porém não de forma tão explícita quanto ϕ_m . Ademais, ϕ_h também depende de $\overline{w'\theta'}$, que também está presente na determinação de Λ . A autocorrelação entre as variáveis pode levar a resultados irrealistas que não traduzem a verdadeira física por trás dos fenômenos (Acevedo et al., 2021; Rodrigo and Anderson, 2013; Sorbjan and Grachev, 2010).

Figura 1 – Comportamento das diferentes formulações de comprimento de mistura em relação ao parâmetro de estabilidade z/Λ . Painéis: a) Blackadar (1962); b) Nieuwstadt (1984); c) Delage (1974); d) comprimento de mistura baseado em ϕ_{hi} ; e) comprimento de mistura baseado em ϕ_{mi} ; e) formulação para estratificação z -less



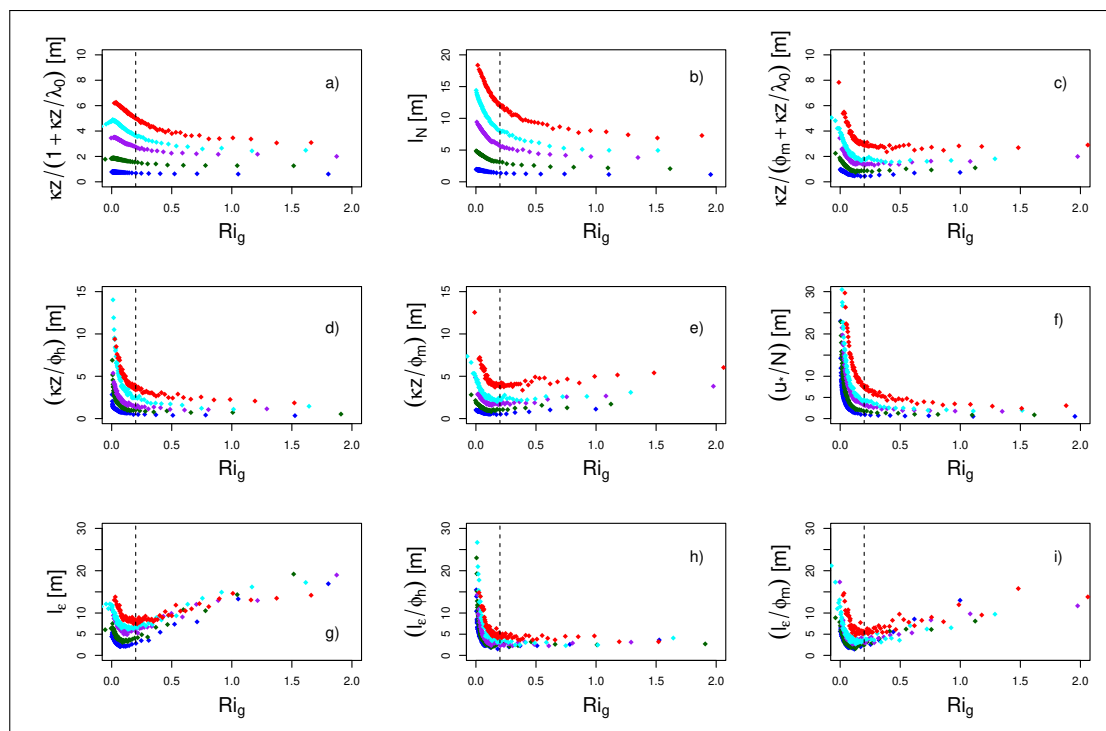
Fonte: Autores

Em relação ao número de Richardson gradiente (Figura 2), observa-se um comportamento similar ao caso anterior para l_ϵ . A diferença é que as demais formulações baseadas em ϕ_{mi} , painéis c), e) e i), também tendem a crescer com a estabilidade. Tal crescimento difere conforme a formulação. O esquema para escala local de Delage apresenta um suave crescimento, mais perceptível nos níveis mais baixos, após $Ri_g > Ri_{c}$. $\kappa z/\phi_m$ apresenta comportamento similar, porém o crescimento com a estabilidade é mais evidente. Já l_ϵ e l_ϵ/ϕ_m apresentam crescimento a partir de valores subcríticos de Ri_g , para $Ri_g > Ri_{cr}$, tal crescimento é quase linear. Para as demais formulações, os esquemas de Blackadar, Nieuwstadt, a formulação para condições de estratificação z -less e os esquemas baseados no gradiente adimensional de temperatura, observa-se o comportamento característico de diminuição com o aumento da estabilidade.

O problema de autocorrelação ainda existe mesmo analisando através de Ri_g .

Pois, quando ϕ_h é avaliado em relação a Ri_g , ambos irão aumentar com $\partial\bar{\theta}/\partial z$; além disso, as formulações de Nieuwstadt assim como a formulação para condições de estratificação z -less dependem diretamente da frequência de Brunt-Väisälä (N), e Ri_g pode ser escrito como $Ri_g = N^2/S^2$, onde S é o cisalhamento do vento. (Sun, 2011).

Figura 2 – Comportamento das diferentes formulações de comprimento de mistura em relação ao número de Richardson gradiente, Ri_g . A linha tracejada vertical indica o valor de Ri_g crítico. A legenda dos painéis é a mesma da Figura 1



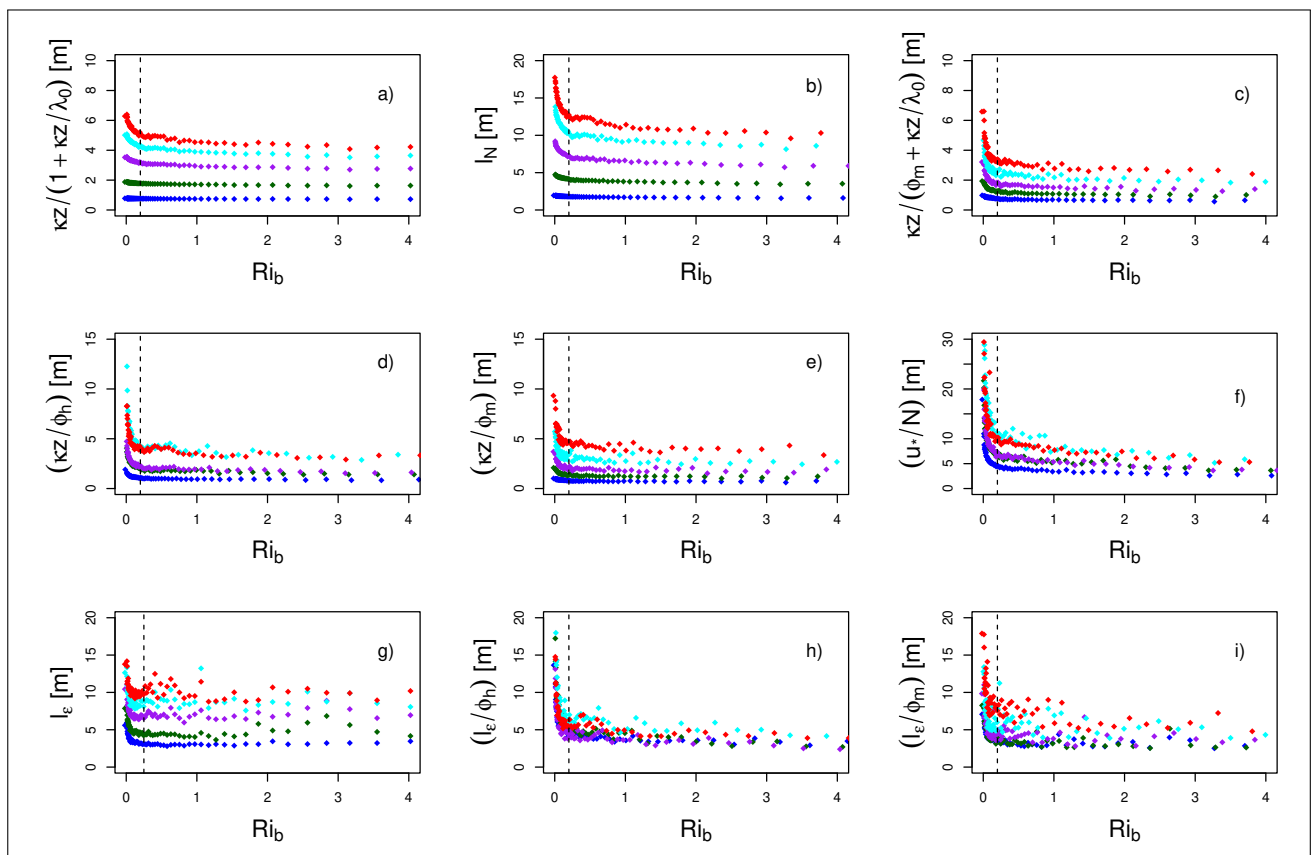
Fonte: Autores

A Figura 3 mostra o comportamento dos diferentes esquemas de comprimento de mistura em relação ao número de Richardson *bulk*. De maneira geral, todas as formulações diminuem com o aumento da estabilidade. As expressões de Blackadar (1962), Nieuwstadt (1984) e Delage (1974) tendem a nivelar para $Ri_b > 0.5$, comportamento que também pode ser observado para outras formulações. Apenas l_ϵ e l_ϵ/ϕ_m não apresentam tal característica de forma perceptível devido a maior dispersão.

O fato de l_ϵ aumentar com a estabilidade pode ser compreendido através da equação de energia cinética turbulenta (ECT). Em condições ideais, desprezando os termos de transporte, a produção de ECT é predominantemente mecânica, e os termos de flutuabilidade e de dissipação viscosa (ϵ), atuam como mecanismos de “destruição” de turbulência. O regime muito estável é caracterizado por forte

estratificação, tal estratificação é responsável por suprimir a maior parte da turbulência do escoamento. Nesse caso, o termo de dissipação tende a ser algumas ordens de grandeza menor que o termo de flutuabilidade. Dessa forma, ao utilizar a Eq. 13 em condições fortemente estáveis, valores maiores para o comprimento de mistura são obtidos.

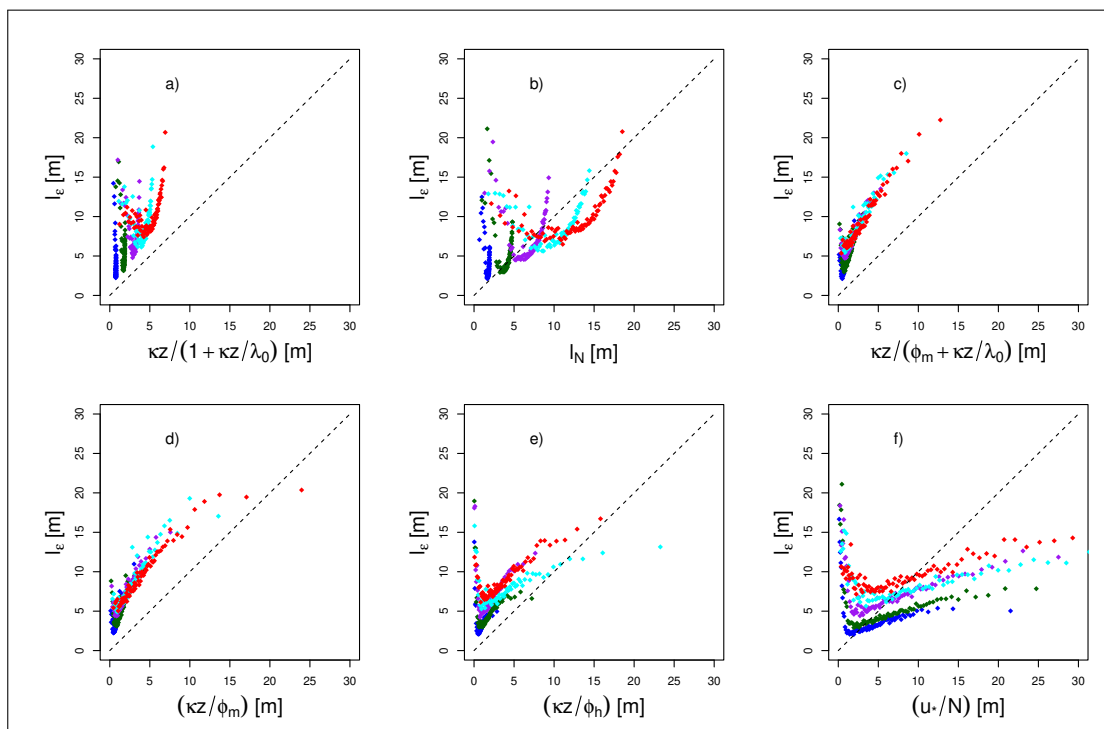
Figura 3 – Comportamento das diferentes formulações de comprimento de mistura em relação ao número de Richardson *bulk*, Ri_b . A linha tracejada vertical indica o valor de Ri_b crítico. A legenda dos painéis é a mesma da Figura 1



Fonte: Autores

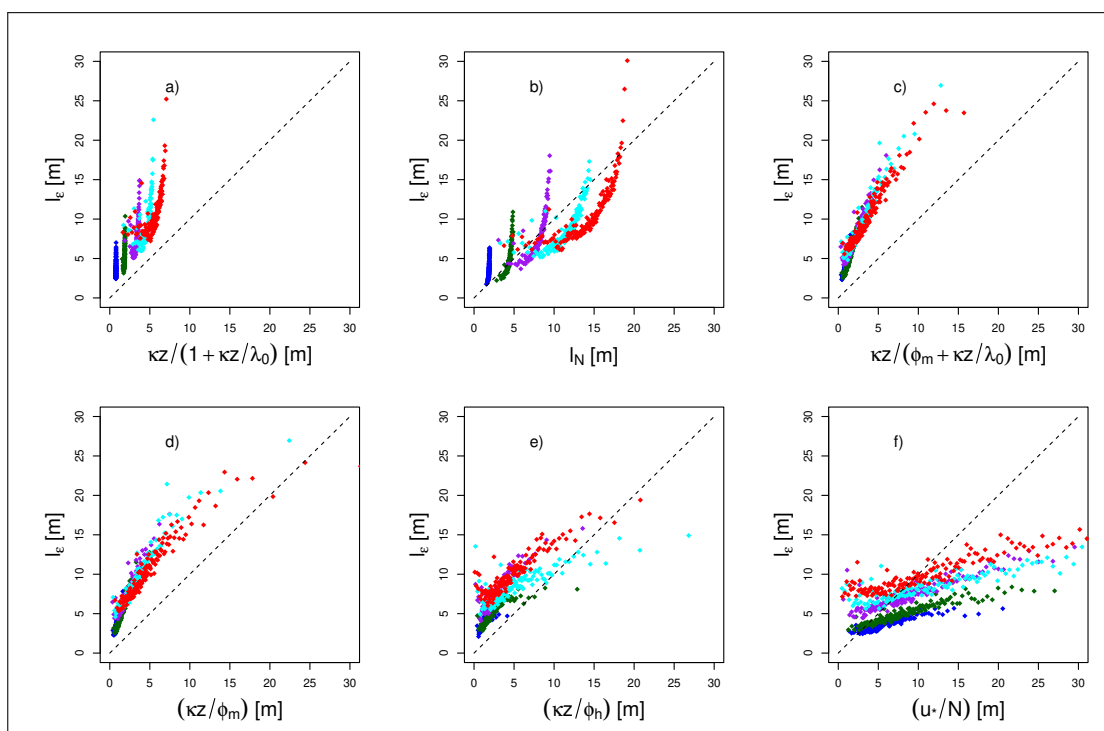
A Figura 4 apresenta a comparação entre a formulação de l_ϵ proposta em relação aos demais esquemas apresentados na seção z . l_ϵ mostra uma relação apenas razoável com as formulações baseadas nos gradientes adimensionais (ϕ_m e ϕ_h). Os “bicos” formados nos painéis c), d), e) e f) estão relacionados a valores muito pequenos de dissipação. Filtrando os casos para velocidades moderadas ($\bar{V} \geq 3 \text{ ms}^{-2}$), pode-se melhorar a relação de l_ϵ com as demais formulações (Figura 5), exceto para os esquemas de Blackadar(1962) e Nieuwstadt(1984). O mesmo efeito pode ser obtido filtrando os casos para $\epsilon \geq 10^{-3} \text{ m}^2\text{s}^{-3}$.

Figura 4 – Comparação entre l_ϵ e as diferentes formulações de comprimento de mistura



Fonte: Autores

Figura 5 – Comparação entre l_ϵ e as diferentes formulações de comprimento de mistura para $\bar{V} \geq 3 \text{ ms}^{-2}$



Fonte: Autores

4 CONCLUSÃO

A formulação para o comprimento de mistura, baseado no termo de dissipação da equação de energia cinética turbulenta, apresenta comportamentos distintos conforme o parâmetro de estabilidade avaliado e conforme a faixa de estabilidade. O comportamento característico do comprimento de mistura é diminuir sistematicamente conforme a camada se torna mais estável. No entanto, quando analisado em relação a z/Λ , inicialmente, l_ϵ tende a diminuir com a estabilidade para faixas fracamente estáveis. À medida que a estabilidade se intensifica, l_ϵ passa a crescer com a mesma. Um comportamento similar é observado em relação ao número de Richardson gradiente, no entanto, o crescimento é mais acentuado, quase linear para $Ri_g > Ri_c$. Um ponto interessante é que $\kappa z/\phi_m$ também apresenta o mesmo comportamento de l_ϵ , porém o crescimento após o valor crítico de Ri_g não é tão acentuado.

O problema de autocorrelação está presente tanto na análise em relação a z/Λ quanto na análise de Ri_g . As formulações que contêm gradientes adimensionais em suas fórmulas dependem de u_* e $\overline{w'\theta'}$, assim como Λ . Tanto a formulação de Nieuwstadt (l_N), quanto a formulação para condições *z-less* (u_*/N), dependem diretamente da frequência de Brunt-Väisälä (N), a qual pode ser usada para escrever Ri_g . Além do mais, o fato de Ri_g e ϕ_h dependerem de $\partial\bar{\theta}/\partial z$ também pode contaminar os resultados com autocorrelação, tornando seus comportamentos questionáveis.

A análise das formulações com respeito ao número de Richardson *bulk* revela um comportamento semelhante entre todas as formulações. Todas tendem a diminuir conforme Ri_b aumenta. Mesmo l_ϵ que apresenta mais dispersão. A avaliação em relação a Ri_b é extremamente valiosa uma vez que diminui efeitos de autocorrelação.

Comparando l_ϵ com as demais formulações para o comprimento de mistura, percebe-se que apenas as expressões que utilizam gradientes adimensionais em sua fórmula apresentam alguma relação. Esta relação é melhor para maiores velocidades de vento ou maiores valores de dissipação. O aumento de l_ϵ com a estabilidade pode ser explicado através da análise da equação de energia cinética turbulenta. No regime muito estável o termo de flutuabilidade é o principal agente "destruidor" de turbulência, dessa forma o termo de dissipação de turbulência tende a ser algumas ordens de grandeza menor. Assim, ao usar a Eq. 14 para determinar o comprimento

de mistura, valores muito pequenos de dissipação levam a valores maiores de l_ϵ . Um ponto importante a se ressaltar é que l_ϵ é baseado em argumentos físicos e não está sujeito a autocorrelação como outras formulações.

Como trabalhos futuros fica a análise detalhada da influência de fatores externos à camada limite aos esquemas de comprimento de mistura, além do desenvolvimento de uma formulação composta para l_m utilizando l_ϵ e outro esquema que contabilize as condições de forte estabilidade.

AGRADECIMENTOS

O presente trabalho foi realizado com apoio da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - Brasil (CAPES) - Código de Financiamento 001. Os autores também agradecem às agências de fomento à pesquisa Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq) (FDC auxílio nº 312929/2022-6), e a Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado do Rio Grande do Sul (FAPERGS).

REFERÊNCIAS

- Acevedo, O. C., Costa, F. D., Maroneze, R., Carvalho, A. D., Puhales, F. S., & Oliveira, P. E. (2021). External controls on the transition between stable boundary-layer turbulence regimes. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 147(737):2335–2351.
- Arya, P. S. (2001). *Introduction to micrometeorology*. Elsevier.
- Blackadar, A. K. (1962). The vertical distribution of wind and turbulent exchange in a neutral atmosphere. *Journal of Geophysical Research*, 67(8):3095–3102.
- Delage, Y. (1974). A numerical study of the nocturnal atmospheric boundary layer. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 100(425):351–364.
- Kim, J. & Mahrt, L. (1992). Simple formulation of turbulent mixing in the stable free atmosphere and nocturnal boundary layer. *Tellus A*, 44(5):381–394.

- Klipp, C. L. & Mahrt, L. (2004). Flux–gradient relationship, self-correlation and intermittency in the stable boundary layer. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society: A journal of the atmospheric sciences, applied meteorology and physical oceanography*, 130(601):2087–2103.
- Mahrt, L. (1998). Stratified atmospheric boundary layers and breakdown of models. *Theoretical and computational fluid dynamics*, 11(3-4):263–279.
- Mahrt, L. & Vickers, D. (2003). Formulation of turbulent fluxes in the stable boundary layer. *Journal of the atmospheric sciences*, 60(20):2538–2548.
- Mahrt, L. & Vickers, D. (2005). Boundary-layer adjustment over small-scale changes of surface heat flux. *Boundary-layer meteorology*, 116:313–330.
- Mahrt, L. & Vickers, D. (2006). Extremely weak mixing in stable conditions. *Boundary-layer meteorology*, 119:19–39.
- Nieuwstadt, F. T. (1984). The turbulent structure of the stable, nocturnal boundary layer. *Journal of Atmospheric Sciences*, 41(14):2202–2216.
- Rodrigo, J. S. & Anderson, P. S. (2013). Investigation of the stable atmospheric boundary layer at halley antarctica. *Boundary-layer meteorology*, 148(3):517–539.
- Sorbjan, Z. & Grachev, A. A. (2010). An evaluation of the flux–gradient relationship in the stable boundary layer. *Boundary-layer meteorology*, 135:385–405.
- Sun, J. (2011). Vertical variations of mixing lengths under neutral and stable conditions during cases-99. *Journal of applied meteorology and climatology*, 50(10):2030–2041.
- 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.
- Sun, J., Takle, E. S., & Acevedo, O. C. (2020). Understanding physical processes represented by the monin–obukhov bulk formula for momentum transfer. *Boundary-Layer Meteorology*, 177(1):69–95.

Contribuições dos autores

1 – Maicon Fonseca Andrades

Mestre em Engenharia, Aluno de Doutorado do Programa de Pós-Graduação em Meteorologia, Universidade Federal de Santa Maria

<https://orcid.org/0000-0002-7953-3330> • maicon.andrades@gmail.com

Contribution: Escrita, revisão, conceituação, curadoria de dados, processamento e análises.

2 – Felipe Denardin Costa

Doutor em Física, Professor da Universidade Federal do Pampa, Campus Alegrete

<https://orcid.org/0000-0003-0004-7100> • felipecosta@unipampa.edu.br

Contribution: Escrita, revisão, conceituação, curadoria de dados, processamento e análises; e supervisão.

3 – Otávio Costa Acevedo

Doutor em Ciências Atmosféricas, Professor da Universidade de Oklahoma

<https://orcid.org/0000-0003-2606-4726> • otavio@ufsm.br

Contribution: Escrita, conceituação, curadoria de dados, processamento e análises; e supervisão.

4 – Rafael Maroneze

Doutor em Física, Professor da Universidade Federal do Pampa, Campus Alegrete

<https://orcid.org/0000-0002-3025-9676> • rafaelmaroneze@unipampa.edu.br

Contribution: Revisão, conceituação, curadoria de dados e supervisão.

5 – Luiz Eduardo Medeiros

Doutor (2011) em Ciências Atmosféricas, Professor da Universidade Federal do Pampa, Campus Alegrete

<https://orcid.org/0000-0002-0805-9571> • luizmedeiros@unipampa.edu.br

Contribution: Escrita, conceituação, curadoria de dados e supervisão.

6 – Lorena Aparecida Nunes Viana

Mestre em Engenharia

<https://orcid.org/0000-0002-5997-6783> • lorenanviana@gmail.com

Contribution: Escrita, conceituação e curadoria de dados.

Como citar este artigo

Andrades, M., Costa, F. D., Acevedo, O. C., Maroneze, R., Medeiros, L. E., & Viana, L. A. N. (2024)., Comparação entre parametrizações de comprimento de mistura em diferentes condições de estabilidade da camada limite atmosférica noturna. *Ciência e Natura*, Santa Maria, v. 46, esp. 2, e87948. <https://doi.org/10.5902/2179460X87948>