

**Universidade de Brasília
Faculdade de Tecnologia
Departamento de Engenharia Mecânica**

**IMPACTO DAS MUDANÇAS DE RUGOSIDADE
SUPERFICIAL NAS INTERAÇÕES
FLORESTA-ATMOSFERA: UMA ABORDAGEM DE
SIMULAÇÃO DE GRANDES ESCALAS**

Luís Aramis dos Reis Pinheiro

**Orientador: Mario Benjamim Baptista de Siqueira
Coorientador: Rafael Farias Mendes**

Tese de Doutorado em Ciências Mecânicas

Publicação:ENM.DM —

Brasília-DF: 05/2025

Universidade de Brasília
Faculdade de Tecnologia
Departamento de Engenharia Mecânica

**IMPACTO DAS MUDANÇAS DE RUGOSIDADE
SUPERFICIAL NAS INTERAÇÕES
FLORESTA-ATMOSFERA: UMA ABORDAGEM DE
SIMULAÇÃO DE GRANDES ESCALAS**

Luís Aramis dos Reis Pinheiro

**TESE SUBMETIDA AO DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA
MECÂNICA DA FACULDADE DE TECNOLOGIA DA UNI-
VERSIDADE DE BRASÍLIA COMO PARTE DOS REQUISITOS
NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE DOUTOR
EM CIÊNCIAS MECÂNICAS.**

Aprovada por:

**Cleo Quaresma Dias Júnior, Prof. Dr., IFPA
(Examinador Externo)**

**Alan Cavalcanti da Cunha, Prof. Dr., UNIFAP
(Examinador Externo)**

**Antonio Pinho Brasil Jr, Prof. Dr., UnB
(Examinador Interno)**

**Mario Benjamim Baptista de Siqueira , Prof. Dr., UnB
(Presidente)**

Brasília-DF, 27 de Maio de 2025.

FICHA CATALOGRÁFICA

PINHEIRO, LUÍS ARAMIS DOS REIS

Impacto das Mudanças de Rugosidade Superficial nas Interações Floresta-Atmosfera:

Uma Abordagem de Simulação de Grandes Escalas [Distrito Federal] 2025.

xix, 209p., 297 mm (EnM/FT/UnB, Doutor, Ciência Mecânicas, 2025).

Tese de Doutorado - Universidade de Brasília.

Faculdade de Tecnologia.

Departamento de Engenharia Mecânica.

1. Escoamento Turbulento

2. Transição Floresta-Clareira

3. Simulação de Grandes Escalas (LES)

4. Trocas de Quantidade de Movimento

I. EnM/FT/UnB

II. Título (série)

REFERÊNCIA BIBLIOGRÁFICA

PINHEIRO, L. A. R (2025). Impacto das Mudanças de Rugosidade Superficial nas Interações Floresta-Atmosfera: Uma Abordagem de Simulação de Grandes Escalas. Tese de Doutorado, Publicação ENM.DM - 190A/2013, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade de Brasília, Brasília, DF, 209p.

CESSÃO DE DIREITOS

NOME DO AUTOR: Luís Aramis dos Reis dos Reis Pinheiro.

TÍTULO DA TESE DE DOUTORADO: Impacto das Mudanças de Rugosidade Superficial nas Interações Floresta-Atmosfera: Uma Abordagem de Simulação de Grandes Escalas.

GRAU/ANO: Doutor/2025

É concedida à Universidade de Brasília permissão para reproduzir cópias desta tese de doutorado e para emprestar ou vender tais cópias somente para propósitos acadêmicos e científicos. O autor reserva outros direitos de publicação e nenhuma parte desta dissertação de mestrado pode ser reproduzida sem a autorização por escrito do autor.

Luís Aramis dos Reis Pinheiro

CLN 410, Bloco B - Asa Norte

68.908-870 Brasília - DF - Brasil

aramisrp@gmail.com

Para minha esposa Beatriz, minha mãe Maria Luiza e meu pai José Osmar.

“Os poetas reclamam que a ciência retira a beleza das estrelas. Mas eu posso vê-las de noite no deserto, e senti-las. Vejo menos ou mais?” - Richard Feynman

Agradecimentos

À minha amada esposa Beatriz por sua paciência e apoio na jornada dessa Tese.

Aos projetos Eletronorte Tucunaré, CAPES Pro-Amazônia e Plataforma de Inovação para Tecnologias de Turbinas Hidrocinéticas 408020/2022-9 do CNPQ/MCTI pelas bolsas concedidas, sem as quais a realização desta Tese não teria sido possível.

À Universidade de Brasília – UnB, ao programa de Pós-Graduação em Ciências Mecânicas, ao Laboratório de Energia e Ambiente-LEA pela infra-estrutura.

Ao Instituto Federal de Brasília pelo apoio a formação continuada que no momento estou como professor e aos colegas professores e técnicos que compartilham a lida diária.

Ao Instituto Federal do Amapá pelo apoio a formação continuada e amigos que lá fiz no pouco tempo que passei.

À Faculdade Meta pela oportunidade de experiência em ensino acadêmico no meu estado Amapá. Gostaria de agradecer ao professores Hildemar, Alaíse e Ronedo pelo acolhimento.

Aos professores Mário Siqueira, Antônio Brasil, Rafael Mendes, Taygoara Oliveira, Alan Cunha e Cleo Quaresma, por acreditarem e apoiarem formação acadêmica e científica.

À minha família Reis que apoiam e acreditam no caminho que estou seguindo, dando forças para eu continuar. Também agradeço a minha família Pinheiro que tenho muita estima e apesar da distância geográfica sei que sentem orgulho de mim.

Aos meus colegas e amigos de Laboratório de Energia Ambiente e Grupo de Dinâmica de Sistemas. Em especial, aos que fiz ao longo do caminho na UnB: Nela, Rafael, Wesley, Eugênia, Marcelo, José Gustavo, Noleto, Ana paula, Paulo, Nuno.

Aos Meus amigos que foram muitos em Brasília. Entretanto, alguns merecem ser citados pelo grande apoio: Alex, Sergio, Lígia, Fernando, Éder, Luis, José, Herlys, Maycon, Lauro Maycon, Luimar, Alex (Teló).

Resumo

IMPACTO DAS MUDANÇAS DE RUGOSIDADE SUPERFICIAL NAS INTERAÇÕES FLORESTA-ATMOSFERA: UMA ABORDAGEM DE SIMULAÇÃO DE GRANDES ESCALAS

Autor: Luis Aramis dos Reis Pinheiro

Orientador: Mario Benjamim Baptista de Siqueira

Coorientador: Rafael Farias Mendes

Programa de Pós-graduação em Ciências Mecânicas

Brasília, 27 de Maio de 2025

As transições floresta-clareira apresentam desafios significativos para a modelagem atmosférica devido à complexidade das estruturas turbulentas induzidas pela mudança abrupta de rugosidade superficial. Essas interações têm implicações críticas para o microclima, a dispersão de poluentes e a gestão de ecossistemas. A precisão das simulações nessas regiões é essencial para compreender e prever efeitos ecológicos e climáticos, sendo fundamentais para o planejamento ambiental sustentável. Modelos atmosféricos tradicionais frequentemente falham em representar adequadamente os fluxos turbulentos e recirculações geradas nas zonas de transição floresta-clareira. Isso ocorre porque abordagens clássicas não conseguem capturar eventos turbulentos intermitentes, como varreduras e ejeções, fundamentais para o transporte vertical de quantidade de movimento. Além disso, permanecem incertezas sobre como os termos da equação de Navier-Stokes regulam essas trocas turbulentas, especialmente em relação aos gradientes de pressão e forças advectivas próximas às interfaces vegetativas. A tese utiliza Simulações de Grandes Escalas (LES), implementadas no software ANSYS Fluent com técnicas numéricas avançadas e refinamento da malha computacional nas regiões críticas do domínio. Essas simulações iniciam-se com campos médios obtidos por meio de simulações RANS pré-validadas com dados experimentais de referência. A floresta é modelada como uma fonte de arrasto adicionada às equações de balanço de quantidade de movimento, proporcionando uma

representação realista do efeito vegetativo sobre o escoamento atmosférico. As simulações são analisadas usando perfis de velocidade e variáveis turbulentas, decomposição por quadrantes (Q-H) e análises condicionais para identificar estruturas coerentes e padrões de transporte específicos. Os resultados das simulações demonstram que a LES captura eficazmente a dinâmica do escoamento próximo às bordas do dossel, identificando fenômenos como jatos subdossel, desaceleração e aceleração do fluxo. A análise condicional revelou a importância dominante dos eventos turbulentos do tipo varredura e ejeção na transferência de quantidade de movimento. Entretanto, constatou-se que a LES apresenta dificuldades na representação da anisotropia da turbulência e do transporte de quantidade de movimento, subestimando tensões de Reynolds acima do dossel e superestimando variâncias. A análise dos termos das equações de Navier-Stokes indicou fortes gradientes nas regiões de transição, ressaltando a importância do gradiente de pressão e dos termos advectivos na reorganização do fluxo após mudanças abruptas de rugosidade. Este estudo fornece contribuições relevantes para o entendimento da dinâmica turbulenta nas regiões de transição floresta-clareira, especialmente quanto à extensão da influência da borda sobre o escoamento e ao papel decisivo das estruturas coerentes (varreduras e ejeções) no transporte turbulento vertical. Além disso, oferece uma metodologia numérica robusta para futuras investigações, com recomendações claras para aprimoramentos da modelagem LES, aplicação de técnicas avançadas como aprendizado de máquina, e integração com dados experimentais mais detalhados. Essas contribuições são importantes tanto para a ciência atmosférica quanto para o manejo ambiental, oferecendo subsídios concretos para estratégias eficazes de mitigação dos efeitos negativos da fragmentação florestal.

Abstract

IMPACT OF SURFACE ROUGHNESS CHANGES ON FOREST-ATMOSPHERE INTERACTIONS: A LARGE EDDY SIMULATION APPROACH

Author: Luis Aramis dos Reis Pinheiro

Supervisor: Mario Bejamim Baptista de Siqueira

Co-supervisor: Rafael Farias Mendes

Programa de Pós-graduação em Ciências Mecânicas

Brasília, 27th May 2025

Forest-clearing transitions present significant challenges for atmospheric modeling due to the complexity of turbulent structures induced by abrupt changes in surface roughness. These interactions critically affect the microclimate, pollutant dispersion, and ecosystem management. Accurate simulations in these regions are essential for understanding and predicting ecological and climatic impacts, thereby supporting sustainable environmental planning. Traditional atmospheric models often fail to adequately represent turbulent fluxes and recirculations generated in forest-clearing transition zones. This limitation arises because classical approaches cannot capture intermittent turbulent events, such as sweeps and ejections, which are fundamental for vertical momentum transport. Additionally, uncertainties persist regarding how terms in the Navier-Stokes equations regulate these turbulent exchanges, particularly concerning pressure gradients and advective forces near vegetative interfaces. This thesis employs Large Eddy Simulations (LES), implemented in ANSYS Fluent with advanced numerical techniques and mesh refinement in critical domain regions. These simulations are initiated from mean flow fields obtained through RANS simulations pre-validated with experimental reference data. The forest is modeled as a drag source added to the momentum balance equations, realistically representing vegetation effects on atmospheric flow. Simulations are analyzed through velocity profiles, turbulent variables, quadrant decomposition (Q-H), and conditional analyses to

identify coherent structures and specific transport patterns. Results demonstrate that LES effectively captures flow dynamics near canopy edges, identifying phenomena such as sub-canopy jets, flow deceleration, and acceleration. Conditional analysis highlighted the dominant role of sweep and ejection turbulent events in vertical momentum transport. However, it was found that LES struggles to represent turbulence anisotropy and momentum transport, underestimating Reynolds stresses above the canopy while overestimating variances. Analysis of the Navier-Stokes terms revealed strong gradients in transition regions, emphasizing the importance of pressure gradients and advective terms in reorganizing the flow following abrupt roughness changes. This study provides relevant contributions to the understanding of turbulent dynamics in forest-clearing transition regions, particularly regarding the extent of edge influence on flow and the decisive role of coherent structures (sweeps and ejections) in vertical turbulent transport. Additionally, it offers a robust numerical methodology for future investigations, with clear recommendations for LES modeling improvements, application of advanced techniques such as machine learning, and integration with detailed experimental data. These contributions are significant for atmospheric science and environmental management, providing concrete support for effective strategies to mitigate the negative impacts of forest fragmentation.

Sumário

1 INTRODUÇÃO	1
1.1 OBJETIVOS	4
1.1.1 Objetivos Gerais	4
1.1.2 Objetivos Específicos	4
1.2 Estrutura da Tese	5
2 Revisão da Literatura	10
2.1 Caracterização do Vento em Dosséis Vegetativos e Analogias de Camada de Mistura	10
2.1.1 Dosséis Vegetativos Homogêneos	10
2.1.2 Fragmentação Florestal e Borda	13
2.1.3 Conexão com as Analogias de Camada de Mistura	15
2.2 Estudos Experimentais e Simulações LES em Dosséis Fragmentados	15
2.2.1 Ajuste do Escoamento e Efeitos de Borda	16
2.2.2 Modelagem LES e Parametrização do Arrasto	17
2.2.3 Estudos Experimentais: Túnel de Vento e Medições de Campo	18
2.2.4 Perspectivas e Conexão com a Tese	19
2.3 Avanços Recentes e Lacunas na Modelagem LES	20
2.3.1 Comparações com Dados de Campo e Modelos Híbridos	20
2.3.2 Modelagem de Arrasto e Densidade Foliar	20
2.3.3 Soluções Numéricas e Esquemas de Advecção	21
2.3.4 Subestimação e Superestimação de Turbulência	22
2.3.5 Desafios na Representação de Processos Intermitentes	22
2.3.6 Síntese dos Principais Desafios e Conexão com a Tese	23
3 Referencial Teórico	24
3.1 Camada Limite Atmosférica	24
3.1.1 Perfil de Velocidade do Vento	26
3.1.2 Turbulência na CLA	28

3.2	Espectro da turbulência no interior dossel vegetativo	30
3.3	Hipótese da Camada de Mistura	33
4	Modelagem Matemática	39
4.1	Modelagem do escoamento do vento em um dossel de floresta usando Simulações de Grandes Escalas	40
4.1.1	Formulação Matemática da Metodologia LES	40
4.1.2	Modelos de Escala de Sub-Malha	45
4.1.3	Modelagem dos Termos de Força de Arrasto em um Dossel Vegetativo	47
4.2	Modelagem RANS do escoamento do vento em um dossel de floresta . . .	49
4.2.1	Modelo $k - \varepsilon$	50
4.2.2	Modelo RANS para o Escoamento através de uma floresta	51
5	Metodologia	54
5.1	Experimentos e Domínios Computacionais	55
5.1.1	Experimentos Utilizados	55
5.1.2	Domínios Computacionais	61
5.2	Malhas Computacionais	63
5.3	Condições iniciais e de Contorno	66
5.3.1	Modelagem RANS	66
5.3.2	Modelagem LES	71
5.4	Modelagem Numérica	73
5.4.1	Metodologia Numérica RANS	73
5.4.2	Metodologia Numérica LES	74
5.5	Análise Condicional do Escoamento	74
5.5.1	Frações de contribuição e tempo de duração das contribuições . .	76
6	Resultados	79
6.1	Análise do Escoamento de Clareira para Floresta	79
6.1.1	Resultados do Campo Inicial Médio de Velocidade da Simulação RANS	81
6.1.2	Estatísticas Turbulentas da Simulação LES	84
6.1.3	Frações de quadrantes da tensão de Reynolds e duração dos jatos turbulentos	104
6.2	Análise de Escoamento em Zonas de Transição Floresta-Clareira . . .	116
6.2.1	Resultados do Campo Inicial Médio da Simulação RANS	117
6.2.2	Perfis verticais médios de velocidade e variáveis turbulentas . . .	119

6.2.3	Perfis horizontais dos termos da equação de quantidade de movimento turbulenta	122
6.2.4	Análise dos Perfis de Turbulência e Impacto no Escoamento	132
7	Conclusão	140
8	Considerações Finais	144
8.1	Limitações do Estudo	144
8.2	Sugestões para Trabalhos Futuros	145
8.3	Relevância Geral do Estudo	146
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS		147
A	ESTUDO CONVERGÊNCIA DE MALHA DA SIMULAÇÃO LES	162
A.1	Resolução da Malha computacional e do passo de tempo	162
A.1.1	Resolução da malha	162
A.1.2	Resolução do passo de tempo	165
A.2	Estudo de convergência da Malha	165
A.2.1	Resolução da malha e do passo de tempo do domínio de estudo . .	166
A.3	Estabilização das médias estatísticas da simulação LES	166
A.3.1	Considerações finais sobre a estabilização das médias estatísticas .	171
B	Métodos numéricos e modelos de sub-malha	172
B.1	Métodos Numéricos no Ansys Fluent	172
B.1.1	Discretização Espacial no Ansys Fluent	173
B.1.2	Discretização Temporal no Ansys Fluent	177
B.2	Outros Modelos de Sub-malha	180
B.2.1	Modelo Smagorinsky-Lilly Dinâmico	180
B.2.2	Wall-Adapting Local Eddy-Viscosity - WALE	181
B.2.3	Wall-Modelled LES - WMLES	182
C	Produção científica	184

Lista de Figuras

2.1	Exemplo de perfil de velocidade em um dossel vegetativo homogêneo, destacando (SCI) Subcamada Inercial, (SCR) Subcamada de Rugosa e (SCD) Subcamada Dossel. Adaptado de Belcher et al. (2012)	12
2.2	perfil da velocidade do vento que passa por um dossel vegetativo homogêneo.(i) Impacto: floresta desacelera o escoamento antes da borda. (ii) Ajuste: o escoamento desacelera e a turbulência diminui até atingir equilíbrio. (iii) Interior: regime ajustado dentro do dossel. (iv) Cisalhamento: surgem vórtices coerentes trocando momento. (v) Mudança de Rugosidade: floresce a subcamada inercial. (vi) Saída: comportamento de degrau, aceleração e esteira. (vii) Esteira Distante: dominada pela advecção longitudinal e fluxo descendente de quantidade de movimento(BELCHER et al., 2003).	14
2.3	perfil da velocidade do vento que passa por um dossel vegetativo homogêneo. Fonte: (CASSIANI et al., 2008).	17
3.1	Divisão da troposfera em atmosfera livre e camada limite. Observa-se que a formação de nuvens ocorre dentro da camada limite e a atmosfera livre é a camada logo acima cujo limite é a tropopausa.	25
3.2	Radiossondagens na baixa troposfera que mostram a variação diurna da temperatura feitas em Lawton Oklahoma em 1983. Fonte: (STULL, 2012).	26
3.3	Perfis de velocidade do vento para cada condição de estabilidade atmosférica. Fonte:(KAIMAL, 1994)	28
3.4	Acima, séries temporais de velocidade do vento medidas por um anemômetro sônico nas componentes vertical (verde) e horizontal (preto); Abaixo, série temporal da direção do vento. Dados coletados a uma altura de 20 m AGL em 15 de Maio de 2013 em Utah. Fonte:(WANG et al., 2016)	29
3.5	Espectro da energia da turbulência.	32
3.6	Espectro da energia da turbulência dentro do dossel.	32
3.7	(a)À esquerda Desenvolvimento da Camada de mistura; À direita, perfil de velocidade inflexionado e a espessura de vórtices δ_ω . Fonte: (RAUPACH et al., 1996). (b) Escoamento do vento na transição clareira-floresta.	34

3.8	De cima para baixo: Instabilidades de Kelvin-Helmholtz, rolos de vórtices transversais e estruturas coerentes de vórtices transversais e axiais. Tais estruturas turbulentas são típicas de camadas de mistura observadas em escoamentos através de dosséis vegetativos. Fonte: (FINNIGAN, 2000).	37
5.1	(a) Disposição das estações meteorológicas no experimento. Fonte: (IR-VINE et al., 1997). (b) Densidade de área foliada.	57
5.2	(a) Esquema das janelas de medição do PiV, em cinza, à $x/h = -5$ e as janelas de medição cobrindo a região de $x/h = 4$ da borda da floresta até o início da região em que o equilíbrio do escoamento inicia; (b) Esquema de medição do anemômetro de fio quente dos perfis verticais de velocidade que cobrem a região do dossel até a região em que o escoamento é desenvolvido, $x/h = -5$ até $x = 50h$ e $y = 0$ até $y = 8h$ (foram extraídos 16 perfis ao longo do eixo x). Adaptado de: (MARKFORT et al., 2014).	59
5.3	Estatísticas médias turbulentas dos Perfis medidos na região da floresta obtidas pelo PiV: (a) Velocidade média normalizada pela velocidade no topo do dossel U_h ; (b) RMS das flutuações de velocidade normalizada pela velocidade de fricção u_* ; (c) Tensor de Reynolds $\overline{u'w'}$ normalizado por u_*^2 . Adaptado de: (MARKFORT et al., 2014)	60
5.4	Perfil de velocidade médio completamente desenvolvido distante da borda da floresta, normalizado pela velocidade na região de escoamento livre $U_0 = 2m/s$. Adaptado de: (MARKFORT et al., 2014)	61
5.5	Domínio de cálculo dividido em zonas: topo, atmosfera, floresta, solo com floresta e solo sem floresta.	62
5.6	Da esquerda para a direita: Domínio para simulação do escoamento permanente dentro da floresta e obtenção dos perfis desenvolvidos das condições de contorno; e Domínio para simulação do escoamento do vento saindo da floresta para a região ocupada pela clareira.	63
5.7	Malha computacional. Os maiores refinamentos na direção x encontram-se na borda da floresta e, na direção y, na região mais próxima à parede de base do domínio. Não houve refinamento na direção z.	64
5.8	Da esquerda para a direita: Malha computacional para o Domínio de escoamento permanente e para o Domínio degrau. Os maiores refinamentos estão próximos à parede e na transição de floresta para clareira.	65
5.9	Células próximas à parede do domínio. Adaptado de (DALPÉ; MASSON, 2008).	67
5.10	Células próximas do topo do domínio. Adaptado de (DALPÉ; MASSON, 2008).	70

6.7 Assimetria da velocidade na direção longitudinal. A linha preta contínua representa os resultados da LES para cada mastro; os símbolos estrelas indicam as medidas de referência de Irvine et al. (1997) ; a linha tracejada verde marca a altura média da copa do dossel; o sombramento em escala de verdes mostra o perfil de densidade de área foliar (LAD, m^2/m^3). (a) Mastro 1 na clareira , (b) Mastro 2 na borda $x/h=0$, (c) Mastro 3 perto da borda $\approx 3h$ e (d) Mastro 4 longe da borda $\approx 115h$	98
6.8 Assimetria da velocidade na direção vertical. A linha preta contínua representa os resultados da LES para cada mastro; os símbolos estrelas indicam as medidas de referência de Irvine et al. (1997) ; a linha tracejada verde marca a altura média da copa do dossel; o sombramento em escala de verdes mostra o perfil de densidade de área foliar (LAD, m^2/m^3). (a) Mastro 1 na clareira , (b) Mastro 2 na borda $x/h=0$, (c) Mastro 3 perto da borda $\approx 3h$ e (d) Mastro 4 longe da borda $\approx 115h$	99
6.9 Coeficiente de correlação $r_{uw} = -\frac{\overline{u'w'}}{\sigma_u \sigma_w}$. A linha preta contínua representa os resultados da LES para cada mastro; os símbolos estrelas indicam as medidas de referência de Irvine et al. (1997) ; a linha tracejada verde marca a altura média da copa do dossel; o sombramento em escala de verdes mostra o perfil de densidade de área foliar (LAD, m^2/m^3). (a) Mastro 1 na clareira , (b) Mastro 2 na borda $x/h=0$, (c) Mastro 3 perto da borda $\approx 3h$ e (d) Mastro 4 longe da borda $\approx 115h$	102
6.10 Iso-superfícies de velocidade ilustrando a turbulência e a variação espacial da velocidade do escoamento sobre um dossel florestal. (a) Vista tridimensional que demonstra a distribuição das velocidades no escoamento, com cores que indicam a intensidade da velocidade. (b) Vista lateral que destaca a estratificação vertical da velocidade, mostrando a influência da floresta na dinâmica da turbulência.	105
6.11 Análise de quadrantes da turbulência a uma altura de (a) $0,5h$, (b) h e (c) $2h$. Os pontos representam eventos turbulentos categorizados como interações externas (azul), varreduras (roxo), interações internas (verde) e ejeções (vermelho). As linhas de contorno indicam a densidade de ocorrência no plano das flutuações de velocidade.	107
6.12 Frações das contribuições da tensão de Reynolds para cada quadrante, em função da altura normalizada pela altura da floresta z/h	109
6.13 (a) Razão entre as somas dos quadrantes das interações internas e externas e a soma das contribuições de varreduras e ejeções; (b) razão entre as contribuições de intrusões e ejeções.	110

6.14 (a) Soma das frações de contribuição de cada quadrante para o fluxo $\overline{u'w'}$ em função da lacuna H ; (b) Soma da duração relativa dos eventos em função de H	111
6.15 Percentuais das frações de contribuição $S_{i,H}$ para os quadrantes nas alturas $z = 0,5h$, h e $2h$, em função da lacuna H	112
6.16 Porcentagem das frações de tempo de duração $D_{i,H}$ para as três alturas $z = 0,5h$, h e $2h$ em função da lacuna H	113
6.17 Razão $R_{i,H} = S_{i,H}/D_{i,H}$ das ejeções (quadrante II) e varreduras (quadrante IV) em função da lacuna H para alturas representativas do dossel: (a) $z = 0,5h$, (b) $z = h$ e (c) $z = 2h$	114
6.18 Perfil de velocidade do vento desenvolvido pela simulação RANS e os dados experimentais. A curva sólida representa os dados da simulação, enquanto os símbolos representam os dados experimentais.	118
6.19 (a) Perfil de velocidade do vento na zona do dossel a uma distância de -3h da borda do dossel adimensionalizada pela velocidade no topo do dossel; (b) perfil de velocidade do vento na região sem floresta medido a 150h no domínio computacional adimensionalizada pela velocidade de escoamento livre; (c) desvio padrão na região do dossel a -3h da borda do dossel adimensionalizada pela velocidade de fricção; (d) perfil do tensor de Reynolds $\overline{u'w'}$ adimensionalizados pelo valor pela velocidade de fricção u_*	120
6.20 À direita, distribuição dos termos advectivos da equação da quantidade de movimento na direção z e à esquerda, distribuição dos termos advectivos da equação da quantidade de movimento na direção x. Os termos são normalizados pela altura do dossel h e pela velocidade de fricção u_* (h/u_*^2).	123
6.21 À esquerda distribuição dos termos de pressão da equação de quantidade de movimento na direção x e à direita na direção z. Os termos são normalizados pela altura do dossel h e pela velocidade de fricção u_*	125
6.22 Distribuição dos termos de Reynolds. À esquerda, os termos na direção x; à direita, os termos na direção z, normalizados por h/u_*^2	127
6.23 Distribuição do tensor de Reynolds $\overline{u'w'}$ até uma distância longe da borda, adimensionalizado por um valor de referência medido em $x/h = 6h$ na altura $z/h = 0,2$	128
6.24 Distribuição dos termos de Reynolds. À esquerda, os termos na direção x; à direita, os termos na direção z, normalizados por h/u_*^2	130
6.25 Perfis do tensor de Reynolds $\overline{u'w'}$ a distâncias (a) 10h, (b) 20h, (c) 30h e (d) 50h. Os tensores foram adimensionalizados pelo valor medido em $x/h = 30h$ e $z/h = 0,2$	133

6.26	Contorno da média temporal da velocidade adimensionalizada por $U = 2 \text{ m/s}$. (a) Esteira vista de cima do túnel de vento e (b) transição do escoamento da floresta para a região de clareira.	135
6.27	Perfil de L_s ao longo de pontos que se afastam da borda. Para cada posição (10h, 20h, 30h, 50h e 80h).	136
6.28	Estruturas coerentes detectadas pelo critério- Q ($Q = 1 \text{ s}^{-2}$) em duas vistas, com vento da esquerda para a direita sobre a clareira. (a) Superior: vórtices compactos logo após a borda; até $x \approx 20h$ predomina advecção/pressão, e entre 30–50h o pico de $\overline{u'w'}$. (b) Lateral: a camada turbulenta espessa-se até $\sim 20h$, encerrando o ciclo jato - pico σ_u - redistribuição. Junto à Figura 6.27, confirma que L_s quase triplica ao longo da clareira.	138
A.1	Áreas do Espectro da energia da turbulência que podem ser resolvidas por uma malha grosseira ou refinada.	163
A.2	Energia Cinética Turbulenta Cumulativa $k(l)/k$ em função do comprimento de onda (comprimento de escala turbulenta) l/l_0 e do numero de onda κl_0 normalizados pelo comprimento de escala turbulenta integral l_0 . Adaptado de (POPE, 2000)	164
A.3	Perfis de Velocidade normalizados velocidade u_{ref} em função da altura normalizada pela altura do dossel.	167
A.4	Perfis do momento de segunda ordem na direção axial normalizados pelo tensor de reynolds $\overline{u'w'}_{ref}$ coletada a 2h na torre M1 em função da altura normalizada pela altura do dossel h	168
A.5	Perfis do momento de segunda ordem na direção vertical normalizados pelo tensor de reynolds $\overline{u'w'}_{ref}$ coletada a 2h na torre M1 em função da altura normalizada pela altura do dossel h	169
A.6	Perfis do fluxo de quantidade de movimento na direção vertical normalizados pelo tensor de reynolds $\overline{u'w'}_{ref}$ coletada a 2h na torre M1 em função da altura normalizada pela altura do dossel h	170
B.1	Volume de controle demonstrando a discretização de um escalar sendo transportado.	174
B.2	Volume de controle unidimensional demonstrando o esquema QUICK. . . .	175
B.3	Passos do esquema segregado.	176
B.4	Passos do esquema NITA.	179

Listas de Tabelas

4.1	Constantes para a equação de transporte do modelo $k - \varepsilon$	51
4.2	desvio padrão das componentes de velocidade adimensionalizada pela ve- locidade de fricção da camada superficial de uma atmosfera neutra.	52
4.3	Constantes modificadas para a equação de transporte do modelo $k - \varepsilon$	53
5.1	Sumário da Configuração Experimental e da Densidade de Área Foliar (LAD)	55
5.2	Características do experimento no túnel de vento	58
5.3	Características do modelo de floresta no túnel de vento	60
5.4	Domínio Computacional e Parâmetros da Malha	64
5.5	Detalhes do domínio computacional e da malha	65
6.1	Dados do experimento (IRVINE et al., 1997). Para referência, o dossel possui altura $h = 7,5$ m e quatro mastros foram instalados a distâncias adimensionais distintas da borda.	80
6.2	Dados experimentais e calculados de (MARKFORT et al., 2014)	116
6.3	Dados do Perfil Experimental	119
A.1	Malhas utilizadas no estudo de convergência	166

Capítulo 1

INTRODUÇÃO

O desmatamento nas florestas brasileiras é um fenômeno cada vez mais preocupante. Em 2012, o Brasil havia reduzido as taxas de desmatamento na Amazônia em 84% em comparação com o pico de 2004. No entanto, desde 2013 essas taxas voltaram a crescer, atingindo em 2020 o maior valor da década, colocando o país distante de sua meta de redução de 80% até 2020 ([JUNIOR et al., 2021](#)). Na Amazônia legal, esse aumento foi particularmente expressivo: em Terras Públcas não destinadas a atividades econômicas, foram desmatadas no total de 11.800 km² entre 2019 e 2021, valor 78% maior que nos três anos anteriores ([ALENCARA et al., 2022](#)). No caso do cerrado, o segundo maior bioma do Brasil, 46% da cobertura original foi desmatada até 2022 para agricultura e pastagens, o que levou a um aumento na temperatura da superfície terrestre e uma redução na evapotranspiração, resultando em menos precipitação no bioma ([RODRIGUES et al., 2022](#)). As consequências do desmatamento são amplas e se manifestam em perdas de biodiversidade, alterações climáticas e impactos diretos sobre as populações locais ([LAPOLA et al., 2023; DUTRA et al., 2022; VIEGAS et al., 2022; FEARNSIDE, 1989; JUNK; MELLO, 1990; ABRIL et al., 2013](#)).

A fragmentação das florestas, resultado do extensivo desmatamento, cria uma dinâmica complexa entre as áreas florestadas remanescentes e as clareiras emergentes ([LAURANCE et al., 2014; HERMOSILLA et al., 2019; LUTHER et al., 2020](#)). O desmatamento não apenas reduz a quantidade total de floresta, mas também transforma a paisagem, criando um mosaico heterogêneo de fragmentos de florestas e clareiras ([FERRANTE; FEARN-SIDE, 2020](#)). Esta nova paisagem traz desafios particulares para a compreensão das interações entre os padrões de vento e a floresta.

Essas mudanças na paisagem não só alteram a heterogeneidade da superfície terrestre, mas também têm implicações significativas para os fluxos meteorológicos de massa e energia em múltiplas escalas espaciais (MUSCARELLA et al., 2019; ZHANG et al., 2019b; CHEN et al., 2020; MAKARIEVA et al., 2021; CHEN et al., 2022; BOYSEN et al., 2020). Compreender essas transformações na cobertura vegetal é fundamental para avaliar seu impacto nos fluxos atmosféricos regionais e locais.

Pesquisas anteriores utilizando Dinâmica de Fluidos Computacional (área conhecida pela sigla CFD, do inglês *Computational Fluid Dynamics*) investigaram o fluxo de vento em terrenos complexos dentro da camada limite atmosférica inferior (ROY; MACPHEE, 2018; ANTONINI et al., 2020; BOUDREAUET et al., 2015). Em florestas tropicais, especificamente na Amazônia, simulações numéricas têm revelado que a elevada rugosidade do dossel (20–40 m) e mesmo pequenas ondulações topográficas eliminam a subcamada inercial “clássica”, prolongando a influência da vegetação até várias vezes a altura das árvores. Estudos recentes mostram que (i) rolos de Kelvin–Helmholtz formados no topo do dossel dominam o transporte vertical de quantidade de movimento, com varreduras (quadrante 4) superando ejeções (quadrante 2) na região entre 1–4 h (DIAS-JUNIOR et al., 2015; CHAMECKI et al., 2020); (ii) variações de uso do solo alteram a profundidade e a intensidade da camada-limite convectiva: áreas desmatadas aquecem mais cedo, produzindo térmicas mais vigorosas, enquanto a floresta mantém a camada-limite mais baixa e úmida (NEVES et al., 2018); e (iii) a erosão da camada-limite noturna depende fortemente da combinação entre fluxo de calor sensível matinal e arrasto do dossel, acelerando em dias secos e ensolarados (CARNEIRO et al., 2021). Esses trabalhos evidenciam que a heterogeneidade horizontal e as estruturas coerentes induzidas pelo dossel precisam ser representadas em parametrizações de modelos ambientais e climáticos, pois simplificações baseadas em terreno plano homogêneo tendem a subestimar o arrasto efetivo da floresta e a magnitude dos fluxos turbulentos de momento.

Em zonas temperadas, os estudos destacam a influência das variações na rugosidade superficial na estrutura turbulenta do escoamento atmosférico (GOBBI; DORWEILER, 2012; FU et al., 2019; ZHOU et al., 2020; ROMANIC; HANGAN, 2020). Simulações numéricas desempenham papel fundamental para compreender como essas variações estruturadas afetam a circulação e a distribuição da turbulência, tanto em escalas locais quanto regionais (BANNISTER et al., 2022; BRUNET, 2020; FINNIGAN et al., 2020). Além disso, diversos trabalhos abordaram o desafio da agregação de fluxos em superfícies heterogêneas, destacando as incertezas associadas à estimativa de fluxos médios espaciais (DESMOND et al., 2017; LHOMME et al., 1994; RAUPACH; FINNIGAN, 1995; YAHIAOUI et al.,

2016; TAKEMI; ITO, 2020). Essas incertezas tornam-se ainda mais relevantes quando as estimativas são obtidas a partir de produtos de sensoriamento remoto, uma vez que a resolução espacial limitada desses dados pode mascarar variações locais críticas no campo de velocidade e nos transportes turbulentos.

Apesar dos avanços recentes na compreensão do escoamento do vento sobre superfícies heterogêneas, ainda existem lacunas significativas no entendimento dos mecanismos que regem a dinâmica turbulenta em zonas de transição entre áreas florestadas e clareiras (WEBB et al., 2020; SCHMIDT et al., 2019; SILVA et al., 2022; ILIES et al., 2022). Essas regiões, marcadas por descontinuidades acentuadas na rugosidade superficial, representam um desafio importante para a modelagem atmosférica em micro e mesoescala, com implicações diretas para o transporte de momento, calor e massa (LEBLOND, 2019; SIERRA et al., 2021; RUDEL et al., 2019; GARCÍA et al., 2021; KISLOV; KORZNIKOV, 2020; DANÁČOVÁ et al., 2020; ZHANG et al., 2019a; MCNICHOL et al., 2022).

Dentre os mecanismos que governam o transporte turbulento dentro e acima de uma floresta, jatos turbulentos de ejeção e varredura dominam o transporte de quantidade de movimento nessa região(COLLINEAU; BRUNET, 1993; CELY-TORO et al., 2023; MANGAN et al., 2024). A contribuição desses eventos turbulentos dominantes, ainda não está completamente compreendida, especialmente no contexto das interações em zonas de transição (BANNISTER et al., 2022; PINHEIRO et al., 2024; WATANABE et al., 2021). Nesse sentido, persistem incertezas sobre como os termos da equação de Navier-Stokes regulam essas trocas turbulentas, particularmente nas regiões de borda entre clareiras e florestas(MARKFORT et al., 2014; MANN; DELLWIK, 2014; BOUDREAUET et al., 2015; CASSIANI et al., 2008). Além disso, poucos estudos têm quantificado de forma sistemática as distâncias necessárias para a adaptação do escoamento e a ocorrência de picos significativos do fluxo turbulento vertical $\overline{u'w'}$ após a transição superficial(BELCHER et al., 2008; DELLWIK et al., 2012; DUPONT et al., 2010). Compreender tais efeitos das regiões de borda é essencial para aprimorar a parametrização dos fluxos de superfície em modelos regionais e globais, contribuindo diretamente para a precisão das previsões climáticas e ambientais(KANANI-SÜHRING; RAASCH, 2015; YUAN et al., 2021).

Nesse contexto, emergem questões científicas centrais que ainda carecem de respostas conclusivas na literatura e que este trabalho se propõe a investigar com maior profundidade:

- Quais estruturas turbulentas dominam o transporte de quantidade de movimento e até que distância da borda essa dominância é relevante nas zonas de transição

floresta-clareira e clareira-floresta em condições de atmosfera neutra?

- Como os termos da equação de Navier-Stokes que dominam os escoamento na transição contribuem para o desenvolvimento da turbulência na clareira em condições de atmosfera neutra?

Diante dessas lacunas e questões centrais, este estudo apresenta contribuições importantes ao investigar quantitativamente a região de influência da borda, demonstrando a eficiência dos jatos associados a eventos de varredura e ejeção no transporte de $\bar{u}'w'$ durante a transição clareira-floresta. Além disso, este trabalho revela que os picos de advecção e gradiente de pressão imediatamente após a transição floresta-clareira induzem instabilidades significativas, estabelecendo uma zona de adaptação claramente definida até que o escoamento alcance o equilíbrio. Essas contribuições fundamentam os objetivos detalhados na seção seguinte.

1.1 OBJETIVOS

1.1.1 Objetivos Gerais

Caracterizar os possíveis impactos nas trocas de quantidade de movimento devido à mudança de rugosidade na descontinuidade floresta-clareira-floresta, analisando os efeitos de borda no fluxo vertical de quantidade de movimento por meio dos termos das equações de balanço de Navier-Stokes, utilizando soluções numéricas e dados experimentais disponíveis na literatura.

1.1.2 Objetivos Específicos

- Avaliar a eficiência da Simulação de Grandes Escalas, implementada no software ANSYS Fluent, na representação dos padrões de turbulência em zonas de transição floresta-clareira e clareira-floresta.
- Caracterizar as alterações espaciais nos perfis médios de velocidade e variáveis turbulentas no sentido vertical, nas regiões de entrada e saída da floresta.

- Identificar e analisar estruturas coerentes turbulentas dominantes nas regiões próximas às transições de superfície (clareira-floresta e floresta-clareira), verificando seu papel na dinâmica do transporte de momento.
- Avaliar o impacto das descontinuidades superficiais sobre os termos das equações de Navier-Stokes responsáveis pelo fluxo vertical de quantidade de movimento na interface floresta-atmosfera.
- Realizar análise condicional do escoamento turbulento para determinar os padrões estruturais responsáveis pelos fluxos predominantes de quantidade de movimento nas zonas de transição estudadas.

A fim de alcançar os objetivos delineados, foi estruturado um percurso metodológico que integra fundamentos teóricos, técnicas numéricas avançadas e análise crítica dos resultados obtidos. Para dar clareza à abordagem adotada e facilitar o entendimento das etapas envolvidas, a organização da tese foi dividida em oito capítulos, conforme descrito a seguir.

1.2 Estrutura da Tese

Neste trabalho, emprega-se a Simulação de Grandes Escalas (conhecida como LES, do inglês *Large Eddy Simulation*)) para investigar o comportamento do escoamento em transições clareira-floresta e floresta-clareira em condições de atmosfera neutra ([BELCHER et al., 2012](#); [DUPONT, 2016](#); [LIU et al., 2016](#); [BANERJEE; LINN, 2018](#)). A condição de atmosfera neutra foi adotada como premissa para delimitar o escopo desta Tese no estudo da rugosidade superficial, não sendo abordadas, portanto, as questões ecofisiológicas, que permanecem como perspectivas para investigações futuras. Ainda assim, os resultados obtidos apresentam relevância ecológica, uma vez que a condição neutra é comumente observada nos escoamentos analisados. As simulações foram iniciadas a partir de campos médios obtidos por meio de simulações RANS ([DALPÉ; MASSON, 2008](#); [DALPÉ; MASSON, 2009](#)), previamente validadas com dados experimentais obtidos por [Irvine et al. \(1997\)](#). A floresta foi modelada como um termo fonte de arrasto adicionado às equações de balanço de momento e energia, representando o efeito da vegetação sobre o escoamento. O domínio computacional tridimensional contou com refinamento de malha na região da borda da floresta e nas proximidades do solo, garantindo resolução adequada das

estruturas turbulentas. As condições de contorno foram definidas a partir de perfis logarítmicos de velocidade e perfis turbulentos (PANOFSKY; DUTTON, 1984; HARGREAVES; WRIGHT, 2007), e a turbulência foi gerada na entrada do domínio utilizando o método de vórtices sintéticos, promovendo o desenvolvimento realista do escoamento turbulento (MATHHEY et al., 2006). Os resultados obtidos são analisados por meio de perfis verticais e horizontais das estatísticas turbulentas, fluxos turbulentos de momento, análise de quadrantes e análise condicional do escoamento, permitindo a identificação de estruturas coerentes e padrões de transporte não observados em abordagens tradicionais (FINNIGAN, 2000; LOPES et al., 2015; BANNISTER et al., 2022; BRUNET, 2020; FINNIGAN et al., 2020).

Por fim, os resultados contribuem de maneira significativa para o avanço do conhecimento na modelagem atmosférica sobre superfícies fragmentadas, auxiliando no aprimoramento de parametrizações em modelos climáticos. Este trabalho, portanto, não apenas aborda lacunas científicas importantes, mas também fornece subsídios práticos para a gestão ambiental e o planejamento sustentável do uso do solo em regiões florestadas.

A estratégia utilizada para a abordagem do assunto consiste na organização de 8 capítulos.

Capítulo 1 – Introdução: são expostos a motivação da realização do trabalho, a contextualização do problema, as lacunas de conhecimento na área e as justificativas para a abordagem do problema. São apresentados os objetivos gerais e os objetivos específicos a serem alcançados com a modelagem e simulação da camada limite atmosférica que interage com as descontinuidades de vegetação.

Capítulo 2 – Revisão da Literatura: reúne os principais avanços relacionados à caracterização do escoamento turbulento em dosséis vegetativos homogêneos e fragmentados. São discutidos estudos experimentais e numéricos, com destaque para aplicações da Simulação de Grandes Escalas (LES), os efeitos de borda, estruturas coerentes e padrões de transporte turbulento em regiões de transição floresta-clareira.

Capítulo 3 – Referencial Teórico: aborda os conceitos fundamentais sobre a camada limite atmosférica (CLA), perfil logarítmico de velocidade do vento, espectro da turbulência dentro do dossel e a hipótese da camada de mistura. Estabelece-se o embasamento físico que justifica a modelagem das transições vegetativas como regiões com dinâmica similar a camadas de mistura turbulentas.

Capítulo 4 - Modelagem Matemática: Neste capítulo, apresenta-se a modelagem matemática utilizada para a simulação do escoamento turbulento do vento sobre superfícies vegetativas heterogêneas, com foco na representação das trocas de quantidade de movimento nas regiões de transição entre floresta e clareira. A abordagem principal adotada é a Simulação de Grandes Escalas (LES), cuja formulação parte das equações de Navier-Stokes filtradas espacialmente, possibilitando a resolução direta das estruturas turbulentas de grande escala e a modelagem das escalas menores por meio de modelos de sub-malha, como o Smagorinsky clássico, o modelo dinâmico e o modelo dinâmico localizado com equação de energia cinética (LDKM). A derivação das equações filtradas é apresentada com base na decomposição de Leonard, discutindo-se os termos que representam a interação entre escalas e sua modelagem por meio da hipótese de Boussinesq. Também são discutidos os mecanismos de produção, advecção, dissipação e transporte da energia cinética resolvida e sub-resolvida, culminando na formulação do modelo de uma equação de transporte para a energia cinética de sub-malha. Em paralelo à LES, é introduzida a formulação RANS, baseada na decomposição de Reynolds, com ênfase no modelo de turbulência $k-\varepsilon$, empregado para fornecer o campo médio inicial da simulação LES. As equações de transporte de k e ε são adaptadas para incluir termos fonte específicos que representem o arrasto da vegetação, modelado como uma força volumétrica proporcional à densidade de área foliar e ao quadrado da velocidade local. Essas forças também atuam como fontes de dissipação na equação de energia turbulenta, sendo calibradas com base em dados experimentais e literatura especializada. Assim, a modelagem matemática aqui desenvolvida fornece as bases para a representação precisa da interação entre o escoamento atmosférico e os dosséis vegetativos, sendo essencial para a investigação dos efeitos de descontinuidades de rugosidade nas trocas verticais de quantidade de movimento.

Capítulo 5 - Metodologia: Neste capítulo, são descritas em detalhe as etapas metodológicas adotadas para a investigação numérica do escoamento turbulento sobre superfícies vegetativas heterogêneas, com foco na transição entre clareiras e florestas. A metodologia foi estruturada a partir de uma abordagem híbrida, combinando simulações numéricas baseadas nos modelos RANS e LES com dados experimentais de referência obtidos em campanhas de campo e de túnel de vento. Inicialmente, os experimentos conduzidos por [Irvine et al. \(1997\)](#) e [Markfort et al. \(2014\)](#) são utilizados para validação e parametrização dos modelos computacionais, oferecendo perfis de velocidade, tensão de Reynolds e estruturas turbulentas em diferentes configurações de borda. Em seguida, são apresentados os domínios computacionais e as malhas utilizadas nos casos clareira-floresta e floresta-clareira, incluindo a divisão em zonas específicas e o refinamento das regiões de interesse, como as bordas da vegetação e a base do domínio. As condições de contorno e iniciais

são discutidas em profundidade, com destaque para os perfis logarítmicos impostos na entrada dos domínios, os tratamentos especiais para transições de rugosidade no solo e a utilização do modelo RANS $k-\varepsilon$ como condição inicial para as simulações LES. A seguir, detalha-se a metodologia numérica implementada no software ANSYS Fluent, com especificação dos esquemas de interpolação, métodos de acoplamento e estratégias para garantir a convergência e a estabilidade das soluções em regime permanente e transitório. Por fim, apresenta-se a técnica de análise condicional do escoamento baseada na decomposição por quadrantes (Q-H), utilizada para quantificar a contribuição de estruturas coerentes turbulentas na troca de quantidade de movimento entre o dossel e a atmosfera. Essa técnica, ao identificar e classificar os eventos do tipo varreduras, ejeções, interações externas e internas, permite uma avaliação detalhada dos mecanismos dominantes de transporte em diferentes regiões do domínio simulado, fornecendo subsídios para a compreensão dos efeitos de descontinuidades de rugosidade no acoplamento entre floresta e atmosfera.

Capítulo 6 – Resultados: são apresentados os resultados das simulações numéricas realizadas utilizando o modelo LES implementado no ANSYS Fluent. A organização deste capítulo segue os objetivos específicos da tese, abordando inicialmente a avaliação quantitativa e qualitativa da eficiência da LES na reprodução dos perfis de velocidade e variáveis turbulentas. Em seguida, são discutidas detalhadamente as alterações espaciais nos perfis médios ao atravessar as interfaces floresta-clareira-floresta, identificando fenômenos como desaceleração, aceleração e formação de jatos subdossel. Posteriormente, a identificação e análise de estruturas coerentes dominantes são realizadas por meio de técnicas de decomposição por quadrantes, evidenciando o papel crítico das varreduras e ejeções no transporte vertical de quantidade de movimento. Além disso, examinam-se os impactos das descontinuidades superficiais sobre os termos das equações de Navier-Stokes, destacando a importância dos gradientes de pressão e das forças advectivas e viscosas próximas às interfaces. Finalmente, é apresentada uma análise condicional detalhada, enfatizando os padrões estruturais responsáveis pelos fluxos turbulentos dominantes e sua sensibilidade às condições de contorno empregadas.

Capítulo 7 – Conclusões e Perspectivas: as conclusões gerais da tese são apresentadas, sintetizando os principais achados em relação aos objetivos propostos. Destacam-se os avanços obtidos com a aplicação inovadora da LES no ANSYS Fluent através de funções definidas pelo usuário (UDFs), permitindo uma caracterização mais precisa das transições vegetativas. São abordadas especificamente as contribuições sobre a eficiência dos eventos turbulentos na região de transição e a sensibilidade dos gradientes turbulentos às condições de contorno (vortex method). As perspectivas futuras são mencionadas brevemente,

indicando possibilidades concretas de aprofundamento das investigações realizadas.

Capítulo 8 – Considerações Finais: apresentam-se as limitações identificadas ao longo da pesquisa, abrangendo aspectos da metodologia numérica, condições de contorno e iniciais, análises realizadas e questões relacionadas à generalização dos resultados. Em seguida, sugerem-se caminhos para futuras pesquisas, como aprimoramentos da modelagem numérica, refinamento adicional das malhas computacionais, aplicação de técnicas avançadas de aprendizado de máquina e realização de investigações adicionais em configurações variadas. O capítulo finaliza destacando a relevância geral do estudo, enfatizando a contribuição científica para o entendimento da dinâmica turbulenta em regiões vegetadas e suas implicações práticas em modelagem ambiental e manejo florestal.

Esta tese busca não apenas explorar as complexidades do escoamento do vento nas transições floresta-clareira, mas também entender profundamente os impactos ambientais do desmatamento, oferecendo um arcabouço teórico e metodológico robusto para futuras pesquisas e práticas de gestão ambiental. Este estudo contribui significativamente para a ciência atmosférica e ambiental, fornecendo compreensões essenciais para a conservação das florestas e o planejamento sustentável do uso do solo. Com uma abordagem interdisciplinar, combinando rigor científico com relevância prática, este trabalho almeja servir como uma referência valiosa para pesquisadores e formuladores de políticas, ajudando a moldar estratégias eficazes de resposta às mudanças climáticas e degradação ambiental. Por fim, a tese reforça a necessidade de continuar a investigar as dinâmicas locais de escoamento em paisagens fragmentadas, uma chave para mitigar os efeitos adversos do desmatamento global.

Capítulo 2

Revisão da Literatura

2.1 Caracterização do Vento em Dosséis Vegetativos e Analogias de Camada de Mistura

O comportamento do escoamento turbulento em áreas cobertas por vegetação (dosséis vegetativos) apresenta características distintas de superfícies planas ou apenas rugosas. Nesta seção, aborda-se inicialmente o conceito de dossel homogêneo, estabelecendo as bases teóricas para compreender a distribuição de vento dentro e acima da copa. Em seguida, discute-se a fragmentação florestal, evidenciando como a presença de bordas e clareiras introduz heterogeneidades capazes de alterar significativamente o transporte de momento e de escalares. Por fim, apresentam-se as analogias de camada de mistura, que ajudam a explicar a geração de vórtices e camadas de cisalhamento em regiões de transição.

2.1.1 Dosséis Vegetativos Homogêneos

Definição e Características Fundamentais

Os dosséis vegetativos homogêneos são caracterizados pela vegetação cuja distribuição de folhagem se mantém praticamente inalterada na direção horizontal, apresentando apenas

variações verticais. Neste contexto, surgiram as primeiras generalizações sobre o escoamento em florestas, sobretudo a partir dos trabalhos de [Raupach e Finnigan \(1995\)](#) e [Finnigan \(2000\)](#). Esses autores sintetizaram as seguintes propriedades:

1. **Perfil de velocidade com ponto de inflexão:** Na altura do dossel (h), ocorre um ponto de inflexão que coincide com a máxima taxa de cisalhamento. Perguntar para CLEO se isso é o caso da camada rugosa na amazônia.
2. **Subcamadas inercial e de dossel:** Acima do topo da copa, a velocidade segue um perfil logarítmico (subcamada inercial), enquanto no interior existe um decaimento exponencial (subcamada de dossel), devido ao arrasto de folhas e troncos.
3. **Turbulência induzida por arrasto:** A vegetação retira momento do escoamento, gerando estruturas turbulentas, especialmente na região do topo do dossel.
4. **Escalas de comprimento:** A dimensão característica dos vórtices é da ordem de h na direção horizontal e de aproximadamente $h/3$ na direção vertical.

Embora o item 2 descreva a existência de uma subcamada inercial “clássica” logo acima do topo da copa, evidências de medições de torre e de simulações LES na Amazônia indicam que esse regime logarítmico pode ser ausente ou, no mínimo, muito mais curto que o previsto: o arrasto intenso do dossel, combinado a pequenas ondulações topográficas e à heterogeneidade lateral da floresta, prolonga a influência da vegetação até alturas de 2–4 h , de modo que nem o gradiente de velocidade se ajusta à lei $\partial\bar{u}/\partial z = u_*/(\kappa z)$ nem o fluxo turbulento de quantidade de movimento se torna constante com z ([KUIJIT et al., 2000](#); [CHAMECKI et al., 2020](#)). Em vez de um patamar de fluxo universal e de um perfil logarítmico bem definido, observa-se um balanço vertical dominado por eventos intermitentes — varreduras e ejeções associadas a rolos de Kelvin–Helmholtz — e por gradientes de pressão gerados pela interação entre dossel e terreno ([DIAS-JUNIOR et al., 2015](#); [CHAMECKI et al., 2020](#)). Assim, a camada imediatamente acima do dossel comporta-se mais como uma extensão da “subcamada de rugosidade” do que como uma subcamada inercial propriamente dita. Consequentemente, utilizar a hipótese de log-lei sobre a floresta amazônica pode levar a subestimações do arrasto efetivo e a erros na previsão dos fluxos turbulentos em modelos numéricos que assumem terreno plano e homogêneo ([DIAS-JUNIOR et al., 2015](#)).

De um modo geral, espera-se que tais mecanismos podem ser observados por meio de perfis médios de velocidade e tensões turbulentas (ver, por exemplo, a Figura 2.1), onde

se distinguem três regiões: a subcamada inercial, a subcamada de dossel e a subcamada rugosa.

Analogias de Camada de Mistura

Para explicar o surgimento de estruturas turbulentas no topo do dossel, vários estudos recorrem à analogia de camada de mistura. Na interface entre o ar livre (acima da copa) e a parte interna do dossel, o gradiente de velocidade se assemelha ao encontrado em escoamentos de mistura (entre correntes de velocidades distintas). Esse gradiente favorece instabilidades de Kelvin-Helmholtz, que formam grandes vórtices (por vezes chamados “rolos”) capazes de transportar quantidade de movimento, calor e massa [Belcher et al. \(2012\)](#).

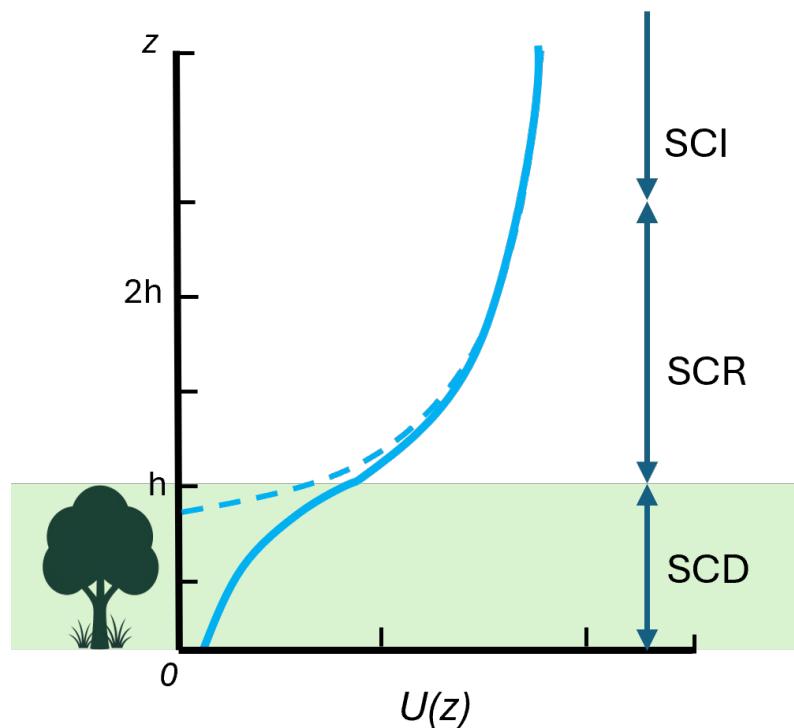


Figura 2.1: Exemplo de perfil de velocidade em um dossel vegetativo homogêneo, destacando (SCI) Subcamada Inercial, (SCR) Subcamada de Rugosa e (SCD) Subcamada Dossel. Adaptado de [Belcher et al. \(2012\)](#).

2.1.2 Fragmentação Florestal e Borda

Conceito de Heterogeneidade Horizontal

Quando a floresta não é contínua — seja por desmatamento, clareiras naturais, agricultura ou inundações —, surgem heterogeneidades horizontais que modificam de forma acentuada o regime turbulento. As chamadas bordas florestais ou transições abruptas entre floresta e áreas abertas correspondem a mudanças bruscas de rugosidade. Nessas regiões, o escoamento passa por um processo de ajuste, envolvendo desaceleração, recirculações, gradientes de pressão e redistribuição de turbulência [Belcher et al. \(2003\)](#), [Dupont e Brunet \(2007\)](#).

Regiões de Ajuste e Vórtices Coerentes

Estudos de modelagem RANS, como o de [Belcher et al. \(2003\)](#), identificaram diferentes regiões de ajuste do escoamento na borda do dossel; trabalhos posteriores via LES [Dupont e Brunet \(2008\)](#) confirmaram esses padrões. Em linhas gerais, podem-se destacar:

- **Região de impacto:** O gradiente de pressão se forma antes de o escoamento entrar na floresta, desacelerando o vento.
- **Região de ajuste:** Dentro do dossel, o escoamento reduz sua intensidade turbulenta e define um novo perfil de velocidade até atingir equilíbrio local.
- **Região de cisalhamento no topo:** Na altura do dossel (h), surgem instabilidades de Kelvin-Helmholtz que geram vórtices coerentes responsáveis pelo transporte de momento e calor.
- **Região de saída:** Em transições floresta–clareira, o escoamento sofre nova mudança brusca de rugosidade, recuperando parte de seu momento e formando recirculações semelhantes a um escoamento do tipo *back-facing step*.

A Figura 2.2 ilustra esquematicamente esse processo de ajuste em um dossel vegetativo heterogêneo, mostrando as subdivisões onde ocorrem mudanças significativas no perfil

de velocidade. Embora modelos RANS descrevam bem as médias de velocidade e tensão de Reynolds, falta-lhes a capacidade de capturar flutuações instantâneas, o que tem incentivado o uso de LES para analisar a formação de estruturas coerentes e zonas de recirculação.

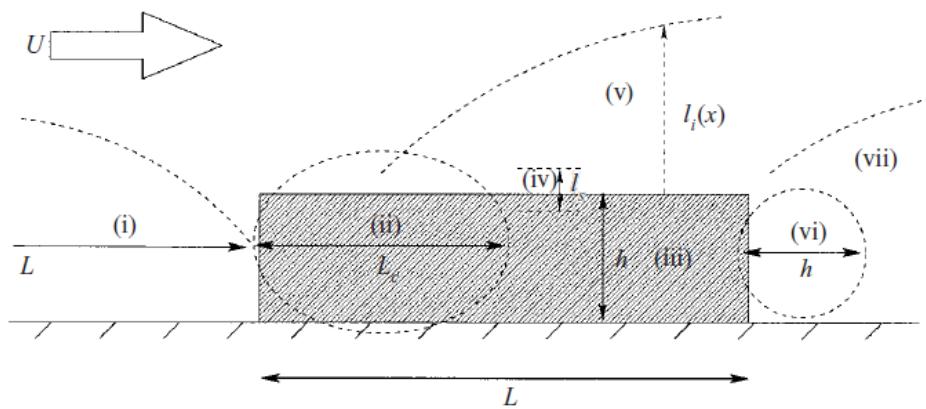


Figura 2.2: perfil da velocidade do vento que passa por um dossel vegetativo homogêneo.(i) Impacto: floresta desacelera o escoamento antes da borda. (ii) Ajuste: o escoamento desacelera e a turbulência diminui até atingir equilíbrio. (iii) Interior: regime ajustado dentro do dossel. (iv) Cisalhamento: surgem vórtices coerentes trocando momento. (v) Mudança de Rugosidade: floresce a subcamada inercial. (vi) Saída: comportamento de degrau, aceleração e esteira. (vii) Esteira Distante: dominada pela advecção longitudinal e fluxo descendente de quantidade de movimento([BELCHER et al., 2003](#)).

Impacto da Fragmentação nos Fluxos de Calor e Massa

Além das mudanças nos perfis de velocidade e na estrutura turbulenta, a fragmentação florestal afeta o transporte de escalares (CO_2 , vapor d'água, poluentes), uma vez que as clareiras podem servir como regiões de trocas intensificadas de calor e umidade com a atmosfera. Estudos numéricos e observacionais [Stoy et al. \(2013\)](#), [Cassiani et al. \(2008\)](#) relatam que essas áreas abertas podem gerar gradientes de temperatura capazes de formar pequenas células convectivas em condições de forte radiação solar. Já nas bordas florestais, há a interação entre o regime turbulento ajustado ao dossel e o escoamento sobre a superfície aberta, resultando em convergências ou divergências de fluxo que dependem da densidade foliar e do grau de estabilidade atmosférica([CASSIANI et al., 2008](#); [KANANI-SÜHRING FARAH; RAASCH, 2017](#)).

2.1.3 Conexão com as Analogias de Camada de Mistura

O principal elo que une o dossel homogêneo e a floresta fragmentada é a presença de camadas de cisalhamento, fortemente associadas à variação do arrasto imposto pela vegetação. Assim como em camadas de mistura livres, as transições floresta–clareira exibem fortes gradientes de velocidade que originam vórtices de grande escala. A dimensão desses vórtices e a intensidade das instabilidades dependem de:

1. Altura do dossel (h);
2. Densidade foliar, frequentemente quantificada pelo índice de área foliar (LAI);
3. Condições de contorno atmosféricas (vento geostrófico, estabilidade térmica etc.).

[Dupont e Brunet \(2009\)](#) demonstraram que os vórtices gerados a partir do bordo de ataque de uma floresta podem ramificar-se em estruturas menores, resultando em complexas interações entre ejeções e varreduras. Esse processo intensifica a troca de energia e massa, fundamentando as discussões das seções posteriores, que aprofundam os estudos experimentais e as aplicações de LES em cenários de floresta fragmentada.

Esta seção tratou dos fundamentos do escoamento em dosséis vegetativos, desde o cenário homogêneo até o fragmentado. A analogia de camada de mistura emerge como um conceito unificador para entender a formação de estruturas coerentes em regiões de forte gradiente de velocidade. Na próxima seção, abordam-se estudos experimentais e simulações LES que vêm investigando tais fenômenos, evidenciando os principais desafios que motivam o presente trabalho.

2.2 Estudos Experimentais e Simulações LES em Dosséis Fragmentados

No contexto de florestas fragmentadas, em que há bordas e clareiras intercaladas ao dossel, a turbulência atmosférica apresenta padrões ainda mais complexos do que no cenário homogêneo. Conforme discutido na Seção 2.1, a analogia de camada de mistura torna-se mais evidente na região de transição, onde o gradiente de velocidade é modificado

pela mudança na rugosidade superficial. Diversos estudos, sejam experimentais (túnel de vento, medições de campo) ou baseados em Simulações de Grandes Escalas (LES), procuram entender como as bordas florestais afetam o transporte de momento, calor e escalares. A seguir, apresentam-se as principais contribuições, com ênfase no uso de LES para modelar fenômenos de transição floresta–clareira.

2.2.1 Ajuste do Escoamento e Efeitos de Borda

A transição entre a superfície aberta (por exemplo, uma clareira) e o interior da floresta gera uma mudança abrupta de rugosidade, desencadeando gradientes de pressão e possíveis recirculações. Em modelos RANS, [Belcher et al. \(2003\)](#) identificou regiões como a de impacto, na qual o escoamento desacelera antes de penetrar o dossel, e a de cisalhamento, onde surgem instabilidades do tipo Kelvin-Helmholtz. Posteriormente, [Dupont e Brunet \(2008\)](#) empregaram LES para reproduzir esses padrões, evidenciando:

1. **Zona de ajuste interno:** O escoamento perde intensidade turbulenta ao entrar no dossel, enquanto um novo perfil de velocidade se estabelece.
2. **Formação de vórtices coerentes:** No topo do dossel (altura h), as instabilidades de Kelvin-Helmholtz geram estruturas que transportam energia, calor e partículas, intensificando trocas entre a copa e a atmosfera.
3. **Região de saída ou esteira:** Ao atravessar novamente para uma clareira, o escoamento readquire parte de seu momento, formando padrões de “degrau voltado para trás” [Cassiani et al. \(2008\)](#), [Huang et al. \(2011\)](#), [Banerjee et al. \(2013\)](#).

A Figura 2.3 pode ilustrar esse processo, destacando as sub-regiões correspondentes. A densidade foliar (LAI) exerce forte influência: florestas de maior densidade tendem a gerar recirculações mais prolongadas, enquanto dosséis menos densos favorecem a formação de jatos sub-dossel [Cassiani et al. \(2008\)](#).

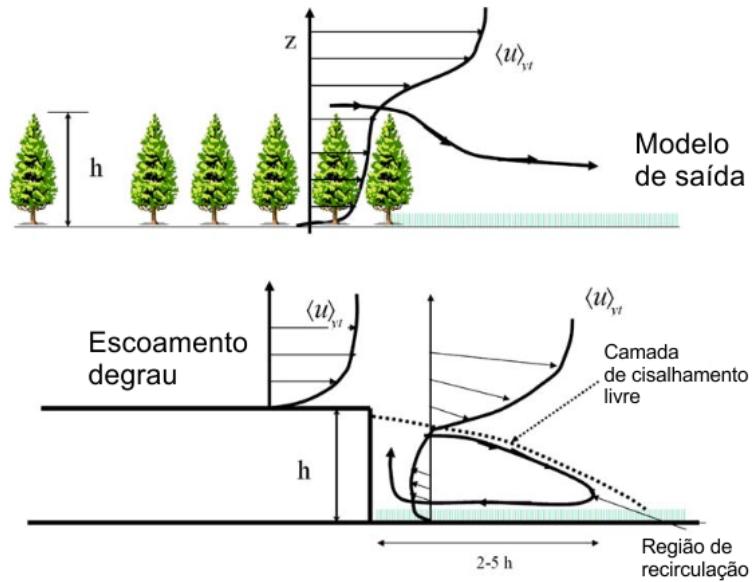


Figura 2.3: perfil da velocidade do vento que passa por um dossel vegetativo homogêneo. Fonte: ([CASSIANI et al., 2008](#)).

2.2.2 Modelagem LES e Parametrização do Arrasto

Enquanto modelos RANS representam médias de velocidade e tensões de Reynolds, as simulações LES têm sido aplicadas para estudar flutuações turbulentas instantâneas em regiões fragmentadas de floresta [Dupont e Brunet \(2009\)](#), [Dupont et al. \(2011\)](#), [Boudreault et al. \(2017\)](#). Nesses estudos, dois aspectos são críticos:

- 1. Parametrização do arrasto vegetativo:** A força de arrasto exercida por folhas e troncos é geralmente modelada por termos de arrasto volumétrico, relacionando o índice de área foliar (LAI), o coeficiente de arrasto (C_d) e a velocidade local do escoamento [Katul et al. \(2004\)](#), [Finnigan et al. \(2015\)](#).
- 2. Geração e manutenção da turbulência:** Em ambientes fragmentados, a transição floresta–clareira requer métodos de inflow turbulento (por exemplo, precursor ou random flow generation) para manter níveis adequados de energia cinética turbulenta [Pimont et al. \(2018\)](#).

Avanços metodológicos incluem o acoplamento entre LES e modelos mesoescalares, bem como o uso de técnicas de forçamento de gradiente de pressão para controlar níveis de turbulência [Ma et al. \(2019\)](#), [Poëtte et al. \(2017\)](#). No entanto, persistem desafios para capturar fenômenos como:

- Sobrestima ou subestima de termos advectivos, sobretudo na direção vertical, em zonas de mudança brusca de rugosidade.
- Modelagem de escoamento atmosférico noturno em condições estáveis, nas quais a camada de mistura é mais rasa e o transporte de calor é reduzido [Olivares-Espinosa e Arnqvist \(2023\)](#).

2.2.3 Estudos Experimentais: Túnel de Vento e Medições de Campo

Túnel de Vento

Pesquisas experimentais realizadas em túnel de vento são fundamentais para compreender a dinâmica dos escoamentos turbulentos induzidos por bordas florestais, pois permitem controle preciso das condições ambientais e repetibilidade dos ensaios. [Markfort et al. \(2014\)](#) investigaram especificamente uma transição abrupta entre floresta e lago, medindo detalhadamente os termos relevantes da equação de conservação da quantidade de movimento, tais como os gradientes de pressão, as tensões turbulentas (tensores de Reynolds) e os termos advectivos. Os resultados desse estudo indicaram claramente que os efeitos da presença da borda da floresta sobre a estrutura do escoamento podem se propagar até distâncias de aproximadamente dez vezes a altura do dossel (10h) a jusante da transição. Complementarmente, [Poëtte et al. \(2017\)](#) analisaram diversas configurações envolvendo fragmentação da vegetação, focando no impacto do espaçamento entre as clareiras sobre o comportamento do escoamento turbulento. Nesse trabalho, foi observado que a intensidade da aceleração do fluxo e da turbulência depende significativamente do arranjo espacial das lacunas, apresentando comportamentos similares aos identificados em estudos de escoamento sobre obstáculos isolados, destacando a importância da configuração espacial da vegetação para o desenvolvimento da turbulência nas regiões de borda.

Medições de Campo

Medições de campo costumam utilizar torres meteorológicas e o método de covariância de vórtices para registrar fluxos de calor e quantidade de movimento. Em regiões de transição, no entanto, a interpretação dos dados torna-se complexa, pois transportes advectivos

podem ser relevantes e viabilizar abordagens de balanço de massa Finnigan (2008), Dupont et al. (2011). Estudos de longa duração em florestas boreais ou tropicais ainda mostram discrepâncias entre a turbulência medida e as estimativas de modelos RANS, o que reforça a necessidade de simulações LES para representar fenômenos instantâneos e intermitentes.

2.2.4 Perspectivas e Conexão com a Tese

De modo geral, estudos experimentais em túnel de vento e em campo, aliados a simulações LES, indicam que a fragmentação florestal intensifica a geração de estruturas coerentes de vorticidade e acentua gradientes de cisalhamento e de pressão. Os resultados convergem em mostrar:

- **Importância das bordas:** São áreas com recirculações e cisalhamento intensos, em que vórtices e rajadas podem transportar grande quantidade de energia e partículas.
- **Dependência do LAI:** Florestas densas potencializam recirculações e atenuam a penetração do vento, enquanto menor densidade facilita a formação de jatos sub-dossel e varreduras.
- **Limitações da modelagem:** Mesmo LES de alta resolução enfrentam dificuldades na parametrização do arrasto, no inflow turbulento e na representação de efeitos advectivos em regiões de mudança brusca de rugosidade.

Este panorama justifica a abordagem adotada nesta tese, a qual busca avançar na compreensão do escoamento turbulento em transições floresta–clareira. Para isso, são propostas estratégias de simulação LES em conjunto com experimentos de laboratório (túnel de vento) e dados de campo, encontrados na literatura, visando aperfeiçoar a previsão de intensidade turbulenta, formação de vórtices coerentes e perfis de velocidade em diferentes condições de rugosidade.

No capítulo seguinte, serão analisadas as principais lacunas e avanços recentes na modelagem LES de superfícies florestais não homogêneas, evidenciando os parâmetros críticos a serem investigados.

2.3 Avanços Recentes e Lacunas na Modelagem LES

Nos últimos anos, a combinação de simulações LES com dados de campo e experimentos em túnel de vento tem expandido significativamente a compreensão do comportamento turbulento em dosséis fragmentados [Boudreault et al. \(2017\)](#), [Banerjee et al. \(2018\)](#), [Ma et al. \(2019\)](#). Esta seção destaca os principais avanços metodológicos e tecnológicos na modelagem LES, assim como as lacunas que persistem na representação do escoamento em florestas heterogêneas.

2.3.1 Comparações com Dados de Campo e Modelos Híbridos

Uma linha de pesquisa proeminente é a que integra LES com medições de campo e modelos mesoescalares:

1. **Integração LES–Dados *in situ*:** Estudos como o de [Boudreault et al. \(2017\)](#) utilizaram medidas lidar de alta resolução para representar a estrutura real de uma floresta na Dinamarca, mostrando como heterogeneidades em larga escala afetam o padrão de recirculação. Os fluxos dispersivos dentro do dossel foram significativos, sugerindo a existência de vórtices coerentes intensos não captados por parametrizações simplificadas.
2. **Acoplamento mesoescala–LES:** Trabalhos recentes, como os de [Yan et al. \(2020\)](#), adotam uma abordagem nested, em que simulações LES de alta resolução são aninhadas em modelos mesoescalares que representam regiões mais amplas. Essa estratégia permite capturar tanto os efeitos sinópticos (vento geostrófico, estabilidade atmosférica geral) quanto os locais (arrasto do dossel, heterogeneidades de rugosidade). Porém, dificuldades surgem na transição das escalas, especialmente em regiões montanhosas ou com vegetação altamente irregular [Finnigan et al. \(2020\)](#).

2.3.2 Modelagem de Arrasto e Densidade Foliar

Apesar dos avanços, a parametrização do arrasto em florestas fragmentadas permanece um desafio significativo:

- **Coeficientes de arrasto e LAI:** A força de arrasto costuma ser aproximada por $F = C_d a U^2$, em que a representa a área foliar frontal (função do LAI) e U a velocidade local [Katul et al. \(2004\)](#). Contudo, em regiões de transição, a densidade de vegetação pode variar abruptamente, subestimando-se ou superestimando-se o arrasto real.
- **Folhagem não uniforme:** Dosséis com distribuição vertical irregular (por exemplo, *Pinus pinaster* [Dupont et al. \(2011\)](#)) exigem parametrizações mais elaboradas, incluindo a distinção entre camadas superiores densas e regiões inferiores pouco folheadas. Essa heterogeneidade afeta a formação de jatos sub-dossel e a penetração do vento.

A adoção de modelos de vegetação dinâmicos, em que a resistência do dossel pode variar conforme o escoamento (por exemplo, movimento das copas, ou *forest canopy swaying*), é um campo em expansão, mas ainda pouco empregado em regiões de borda [Dupont et al. \(2015\)](#).

2.3.3 Soluções Numéricas e Esquemas de Advecção

Outro foco de investigação diz respeito à advecção e dispersão turbulenta em LES:

1. **Esquemas de alta ordem e difusão numérica:** Modelos como PALM [Dias-Junior et al. \(2015\)](#) ou ARPS [Dupont et al. \(2010\)](#) contam com esquemas de advecção de alta ordem para minimizar erros numéricos. Ainda assim, a difusão artificial pode ser significativa em regiões de fortes gradientes de velocidade, afetando a previsão de pequenas estruturas turbulentas.
2. **Forçamento turbulento e inflow sintético:** A ausência de turbulência representativa no inflow (fronteira de entrada) costuma prejudicar a formação de vórtices coerentes em zonas de transição. Métodos *precursor* (simulação independente que fornece perfis instantâneos) e *random flow generation* (RFG) vêm sendo ajustados para cenários de dosséis florestais, mas as comparações com dados experimentais ainda mostram discrepâncias na intensidade turbulenta em bordas [Vasaturo et al. \(2018\)](#), [Pimont et al. \(2018\)](#).

2.3.4 Subestimação e Superestimação de Turbulência

Embora a LES apresente vantagens expressivas sobre RANS na representação de fenômenos instantâneos, estudos como o de [Olivares-Espinosa e Arnqvist \(2023\)](#) mostram que persistem problemas em certas condições:

- **Subestimação da turbulência diurna:** Em períodos de radiação solar intensa e forte *upward flux*, as simulações LES podem falhar em reproduzir corretamente a convecção livre nas clareiras, afetando a distribuição vertical de energia cinética turbulenta.
- **Superestimação em regimes noturnos:** Camadas de mistura rasas e estabilidade térmica são difíceis de parametrizar; modelos subgrade podem gerar difusão excessiva de calor e momento, resultando em ventos mais intensos que o observado.

Essas divergências expõem uma lacuna importante: a dependência dos modelos de sub-grade (Smagorinsky, WALE, dinâmico) e do refinamento de malha, sobretudo em regiões próximas ao topo do dossel.

2.3.5 Desafios na Representação de Processos Intermitentes

Estruturas turbulentas intermitentes, como jatos sub-dossel e rajadas de maior duração, desempenham papel crítico na troca de quantidade de movimento, calor e massa [Przyborowski e Łoboda \(2021\)](#), [Wang e Liu \(2022\)](#). Entretanto, características como a alta variabilidade temporal, curta escala de vida e associação à topografia ou à densidade do dossel, tornam difícil capturar esses eventos em LES, exigindo frequências de salva de dados elevadas e resolução espacial refinada.

A necessidade de análise de quadrantes e de métricas de intermitência é frequentemente apontada [Chowdhuri et al. \(2021\)](#), [Liu et al. \(2023\)](#), mas pouco padronizada, evidenciando uma lacuna metodológica para comparar efetivamente os padrões de ejeções e varreduras entre diferentes simulações e experimentos.

2.3.6 Síntese dos Principais Desafios e Conexão com a Tese

Tomando como referência os avanços e limitações discutidos, observa-se que a LES é atualmente a ferramenta numérica mais abrangente para representar o escoamento turbulento em dosséis fragmentados. Entretanto, vários aspectos merecem aprofundamento:

- **Parametrização de arrasto e heterogeneidade foliar:** Ainda carece de abordagens que contemplem a variabilidade vertical e horizontal do dossel com maior realismo, principalmente nas zonas de borda.
- **Inflow turbulento e escalas sazonais:** Assegurar que a turbulência de entrada seja realista é determinante para capturar o comportamento transiente em bordas e clareiras, além de considerar mudanças fenológicas ao longo do ano.
- **Processos intermitentes e subestimação em regimes críticos:** A modelagem noturna e as situações de forte convecção diurna ainda apresentam discrepâncias entre LES e medições diretas, exigindo tanto avanços na técnica de subgrade quanto um maior detalhamento das condições de contorno (por exemplo, fluxos radiativos, balanço de energia do solo).

O presente trabalho visa contribuir para a resolução de parte dessas questões, testando novos esquemas de inflow e parametrizações de dossel em configurações de borda floresta–clareira, além de contrastar os resultados com medições experimentais em túnel de vento. No capítulo seguinte, detalha-se o método e as estratégias adotadas para a coleta de dados e para a configuração das simulações LES, bem como os passos de validação empregados.

Capítulo 3

Referencial Teórico

Este capítulo apresenta os fundamentos teóricos essenciais para a compreensão do escoamento atmosférico sobre superfícies vegetadas, com foco na Camada Limite Atmosférica (CLA) e suas interações com o solo e a vegetação. Inicialmente, descreve-se a estrutura da CLA, suas variações térmicas e a importância da teoria de Monin-Obukhov para o uso de perfis logarítmicos de velocidade em condições neutras. Em seguida, aborda-se a natureza multiescalar da turbulência na CLA, destacando a necessidade de decomposição do escoamento em componentes médias e flutuantes, base das abordagens RANS e LES. O capítulo avança discutindo o espectro da turbulência dentro do dossel vegetativo, onde a presença de vegetação altera o processo tradicional de cascata de energia, promovendo uma dissipação mais direta da energia cinética. Por fim, é apresentada a Hipótese da Camada de Mistura, que interpreta o escoamento dentro de florestas como análogo ao de uma camada de mistura, marcada por fortes gradientes de velocidade, inflexões no perfil médio e formação de estruturas coerentes. Essa concepção fundamenta a escolha dos modelos numéricos utilizados nesta tese, capazes de representar com fidelidade os mecanismos de transporte turbulento em zonas de transição floresta-clareira.

3.1 Camada Limite Atmosférica

A troposfera, com espessura variando entre aproximadamente 1 a 11 km, tem em sua porção mais baixa uma camada especialmente influenciada pela superfície terrestre (Figura

3.1). Essa porção, definida como Camada Limite Atmosférica (CLA), reage diretamente às forças exercidas pela superfície terrestre([STULL, 2012](#); [ROLAND, 2019](#)). Estas forças abrangem fenômenos como o atrito do vento, evapotranspiração, transporte de calor e massa através do solo e vegetação, além da emissão de poluentes. Esses processos resultam em CLAs que variam em espessura, tipicamente entre 100 a 3000 m, e essa variação ocorre tanto temporal quanto espacialmente.

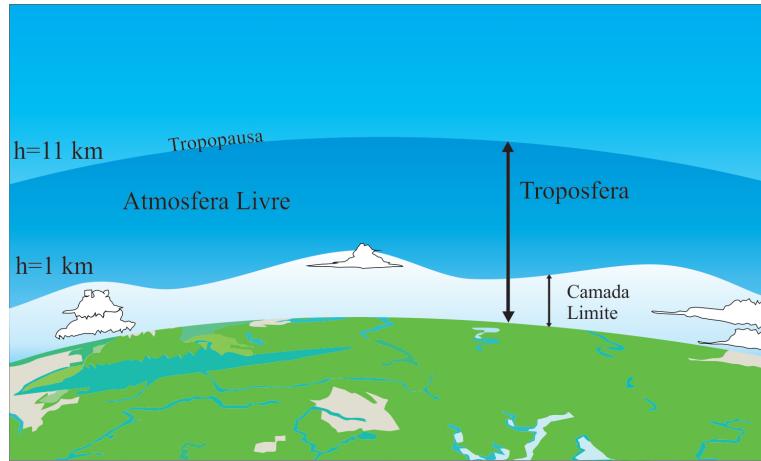


Figura 3.1: Divisão da troposfera em atmosfera livre e camada limite. Observa-se que a formação de nuvens ocorre dentro da camada limite e a atmosfera livre é a camada logo acima cujo limite é a tropopausa.

A camada de ar situada acima da CLA é conhecida como Atmosfera Livre. Esta se diferencia da CLA principalmente pela variação da temperatura ao longo do dia. Na CLA, especialmente próxima à superfície terrestre, as temperaturas variam de forma mais acentuada ao longo do dia, devido ao aquecimento diurno e resfriamento noturno da superfície. Em contraste, na Atmosfera Livre, acima da CLA, as temperaturas são mais estáveis, apresentando variações menos marcadas. Como ilustrado na Figura 3.2, a temperatura próxima à superfície terrestre (97,75 kPa) exibe oscilações significativas, enquanto em altitudes maiores (85 kPa, Atmosfera Livre), as temperaturas permanecem relativamente constantes. Este comportamento é um indicativo da complexa interação entre o solo e a atmosfera, onde a umidade do solo e outras variáveis do solo desempenham um papel crucial ([DENISSEN et al., 2021](#)).

As variações diárias de temperatura não decorrem diretamente da exposição da CLA à radiação solar global ([STULL, 2012](#)). A CLA absorve apenas uma fração limitada dessa radiação. A maior parte da radiação solar é capturada pelo solo, com uma absorção de cerca de 90%, resultando em assimilação substancial dessa energia. Os ciclos de resfriamento e aquecimento do solo, juntamente com a evapotranspiração da vegetação, promovem alterações na CLA. Essas mudanças são impulsionadas principalmente

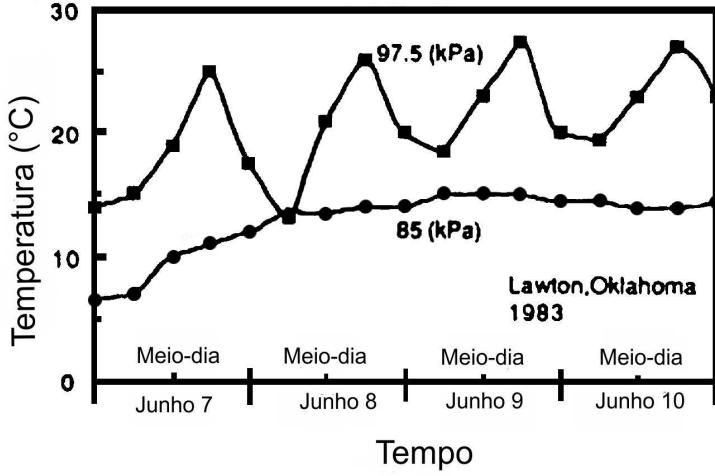


Figura 3.2: Radiossondagens na baixa troposfera que mostram a variação diurna da temperatura feitas em Lawton Oklahoma em 1983. Fonte: ([STULL, 2012](#)).

pelo transporte turbulento de calor ([FERSCH et al., 2020](#)). Nesse contexto, é fundamental considerar também o papel da heterogeneidade da superfície terrestre, que influencia significativamente as trocas turbulentas na camada superficial. Uma abordagem frequentemente adotada para analisar esses fluxos é fundamentada pela teoria da similaridade de Monin-Obukhov.

A teoria da similaridade de Monin-Obukhov ([Stiperski e Calaf \(2023\)](#)), desenvolvida originalmente por Monin e Obukhov, fornece uma base conceitual para categorizar os perfis turbulentos na camada superficial da atmosfera, estabelecendo relações empíricas entre variáveis relevantes como velocidade de fricção, escala de comprimento e estabilidade atmosférica. Embora este estudo enfoque escoamentos em condições neutras, onde as funções adimensionais assumem valores simplificados ($\phi_M = 1$, $\Psi_M = 0$), compreender a lógica dessa teoria é útil para justificar o uso de perfis logarítmicos como condições de contorno nas simulações numéricas realizadas neste trabalho.

3.1.1 Perfil de Velocidade do Vento

A análise do perfil logarítmico de velocidade do vento inicia com a compreensão do fluxo turbulento de quantidade de movimento na floresta, analogamente tratado à difusão molecular. Este fluxo é caracterizado pelo gradiente vertical da velocidade média, conforme descrito na literatura ([KAIMAL, 1994](#)):

$$\tau = K_m \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad (3.1)$$

Neste contexto, K_m representa o coeficiente de troca de quantidade de movimento e \bar{u} simboliza a velocidade média na direção do escoamento principal. Considerando a camada superficial, onde o decaimento do fluxo de quantidade de movimento com a altura é negligenciável, o fluxo permanece constante. Esta constância sugere que a velocidade do vento mantém sua direção independente da variação da altura, permitindo expressar o fluxo de quantidade de movimento conforme a equação anterior. A decomposição do fluxo em componentes x-longitudinal ($\tau_x = \tau_0$) e z-transversa ($\tau_z = 0$) possibilita compreender o fluxo descendente de quantidade de movimento em termos de forças cisalhantes.

A tensão do vento superficial é definida pela velocidade de fricção u_* , que expressa as tensões cisalhantes na interface e é um parâmetro crucial na escala de escoamentos sobre superfícies sólidas ([KAIMAL, 1994](#)):

$$\tau_0 = \rho u_*^2 \quad (3.2)$$

Portanto, o coeficiente de troca de quantidade de movimento pode ser representado utilizando comprimentos e velocidades características:

$$K_m = k u_* z \quad (3.3)$$

Neste caso, k_v é a constante de Von Karman, um fator de proporcionalidade bem estabelecido. Substituindo na equação do fluxo de quantidade de movimento, obtemos:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \frac{u_*}{k_v z} \quad (3.4)$$

A integração desta relação resulta na equação logarítmica do perfil de vento:

$$\bar{u}(z) = \frac{u_*}{k_v} \log\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (3.5)$$

aqui, z_0 representa a altura de rugosidade, derivada da constante de integração, e indica o ponto em que a velocidade \bar{u} se anula.

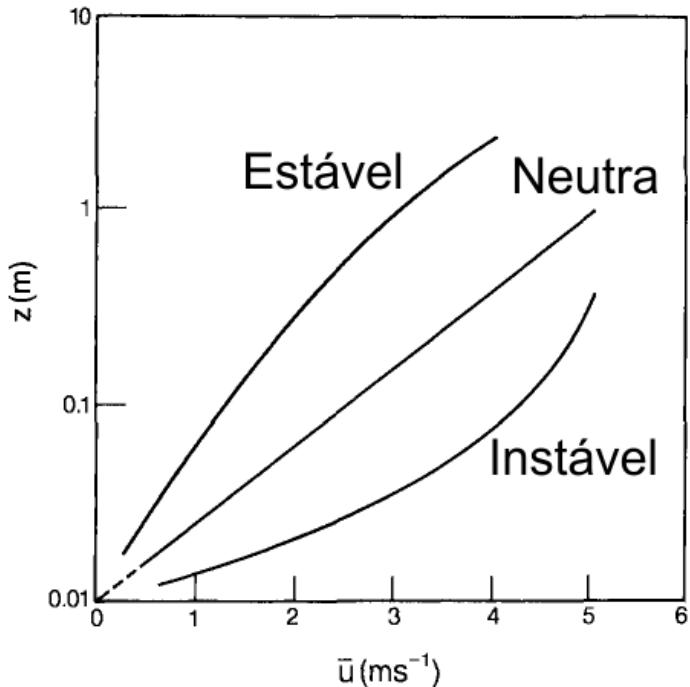


Figura 3.3: Perfis de velocidade do vento para cada condição de estabilidade atmosférica.
Fonte:([KAIMAL, 1994](#))

Como mencionado anteriormente, a estabilidade atmosférica influencia diretamente o perfil de velocidade do vento. Em condições neutras, observa-se um perfil logarítmico. Desvios deste perfil indicam mudanças na estabilidade da CLA, oscilando entre estados mais estáveis ou instáveis.

3.1.2 Turbulência na CLA

A CLA é o domínio espacial de transporte significativo de quantidade de movimento e, em condições gerais, também calor e umidade, fenômenos estes caracterizados pela análise de fluxos atmosféricos, que incluem ventos médios, turbulentos e ondas. No plano horizontal, esses transportes são majoritariamente governados pela velocidade média do vento, enquanto, no plano vertical, são dominados pelos efeitos da turbulência. A advecção de superfície é influenciada pela velocidade média do vento na horizontal, que tende a diminuir à medida que se aproxima do solo devido ao atrito. Por outro lado, as velocidades médias verticais são consideradas insignificantes em comparação.

A turbulência manifesta-se pela natureza aleatória das velocidades e da vorticidade do escoamento na CLA. Este fenômeno turbulento é caracterizado pela presença de vórtices em múltiplas escalas, variando de milímetros até a ordem de grandeza da espessura total da CLA. A maioria dos vórtices na CLA apresenta diâmetros entre 100 m e 3000 m. Os vórtices de maior dimensão são particularmente intensos, gerados por forças como o aquecimento do solo pela radiação solar, o cisalhamento do vento e a rugosidade superficial. Esses grandes vórtices de escala maior podem ser percebidos macroscopicamente, por exemplo, através do movimento das folhas, e operam em um regime onde o efeito dissipativo da viscosidade molecular é relativamente negligenciado.

A turbulência é várias ordens de magnitude mais eficaz na transferência de quantidades do que a difusividade molecular. É essa característica turbulenta que confere à CLA a capacidade de responder prontamente a alterações nos forçantes superficiais. A zona imediatamente acima da CLA, conhecida por sua ausência de turbulência, é referida como atmosfera livre e não apresenta a mesma capacidade de resposta a mudanças superficiais.

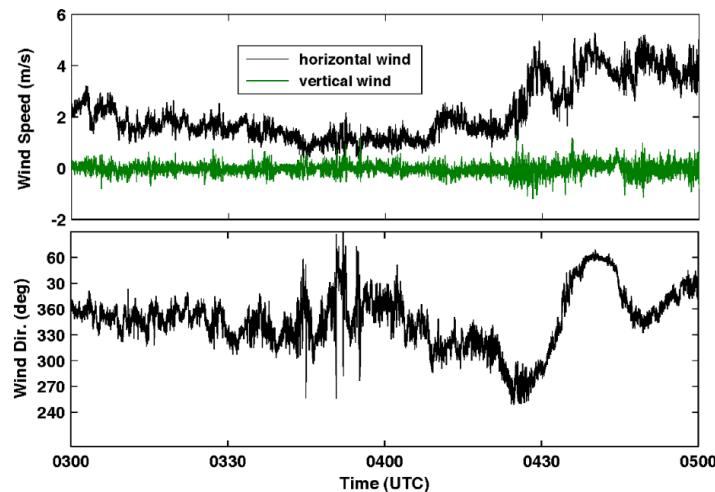


Figura 3.4: Acima, séries temporais de velocidade do vento medidas por um anemômetro sônico nas componentes vertical (verde) e horizontal (preto); Abaixo, série temporal da direção do vento. Dados coletados a uma altura de 20 m AGL em 15 de Maio de 2013 em Utah. Fonte: ([WANG et al., 2016](#))

A Figura 3.4 ilustra a natureza turbulenta da velocidade do vento, tanto na horizontal quanto na vertical, bem como as flutuações na direção do vento, em um intervalo de tempo que vai de 300 UTC até 500 UTC. As medições foram realizadas a 20 m acima do solo, com frequência de 20 Hz por um anemômetro sônico. A interpretação da dinâmica turbulenta na CLA representa um desafio significativo para a mecânica dos fluidos. Isso ocorre pelas múltiplas escalas de comprimento e tempo envolvidas, além da variabilidade

espacial de rugosidade e da estabilidade atmosférica. Consequentemente, os modelos de turbulência são desenvolvidos com base na manipulação dos sinais turbulentos das variáveis transportadas na atmosfera. Um paradigma amplamente adotado na modelagem da turbulência atmosférica consiste em decompor o sinal do escoamento em uma parte média (ou filtrada) e uma parte flutuante. Esse procedimento reflete a dificuldade prática de resolver numericamente todas as escalas de comprimento e tempo envolvidas na turbulência, tornando-se, portanto, a abordagem padrão em diversas metodologias de simulação. No caso de RANS (Reynolds-Averaged Navier–Stokes), aplica-se uma média estatística de Reynolds ao sinal turbulento; já na LES (Large Eddy Simulation), utiliza-se um operador de filtragem espacial que separa as escalas resolvidas das escalas de sub-malha. Em ambos os casos, o objetivo é reduzir o custo computacional e viabilizar a resolução das equações de Navier–Stokes para escoamentos turbulentos, simplificando a enorme gama de vórtices presente na CLA. Por isso, essas metodologias, baseadas na decomposição do sinal turbulento, são amplamente reconhecidas como um paradigma predominante na simulação de escoamentos em engenharia e ciências atmosféricas.

Em estudos completos da evolução diurna da atmosfera, a CLA pode ser dividida em camadas distintas como a camada de mistura diurna, a camada noturna estável e a camada residual ([Stull \(2012\)](#)). Entretanto, no presente trabalho, a atenção está voltada para a camada superficial em condições neutras, na qual se localiza o dossel fragmentado de floresta a ser analisado. Essa região, frequentemente chamada de subcamada rugosa ou canopy sublayer, concentra os efeitos mais fortes da rugosidade e da vegetação sobre o escoamento. Por esse motivo, as transições floresta-clareira são modeladas supondo uma atmosfera neutra, sem evolução diurna, dispensando-se a análise detalhada de outras camadas como a noturna ou residual.

3.2 Espectro da turbulência no interior dossel vegetativo

A transferência de energia cinética turbulenta (ECT) das grandes escalas para as menores em um escoamento turbulento é um processo conhecido como cascata de energia, ilustrado na Figura 3.5. Essa transferência inicia-se nas grandes escalas, onde a energia é gerada pelo cisalhamento do vento com elementos da floresta, e progressivamente passa para escalas intermediárias (Escalas de Taylor) e, posteriormente, para escalas cada vez menores por

ação da inércia, até atingir as pequenas escalas isotrópicas, onde ocorre a dissipação da energia em forma de calor devido aos efeitos viscosos ([SAGAUT, 2006](#)). O conceito de cascata de energia foi introduzido por Richardson (1922) e quantificado por Kolmogorov (1941), que estabeleceu uma relação fundamental entre as grandes e pequenas escalas. A teoria de Kolmogorov revela que a distribuição de energia nas escalas turbulentas da cascata de energia segue a regra dos cinco terços:

$$E(\kappa) \approx \varepsilon^{-2/3} \kappa^{-5/3}. \quad (3.6)$$

Nesta relação,

- $E(\kappa)$ é a densidade espectral de energia turbulenta em função do número de onda κ ,
- ε representa a taxa de dissipação de energia turbulenta (em m^2/s^3),
- κ é o número de onda (em m^{-1}).

As escalas turbulentas de vórtices em um escoamento de camada limite atmosférica variam amplamente, de escalas microscópicas menores que galhos e árvores até escalas que podem alcançar a altura total da CLA. Dentro do dossel vegetativo, a interação do vento com elementos como o tronco das árvores altera o processo de transferência de energia cinética. Nesse meio, a interação das grandes escalas com elementos da floresta resulta na formação de esteiras de turbulência. Esse processo converte a energia cinética dos grandes vórtices em energia cinética das esteiras. Assim, parte dos vórtices de grandes escalas são convertidos diretamente em vórtices na escala de Kolmogorov, ignorando as escalas intermediárias da zona inercial, o que resulta em uma dissipação acelerada da energia cinética do campo médio e da energia cinética turbulenta dos vórtices (Figura 3.2).

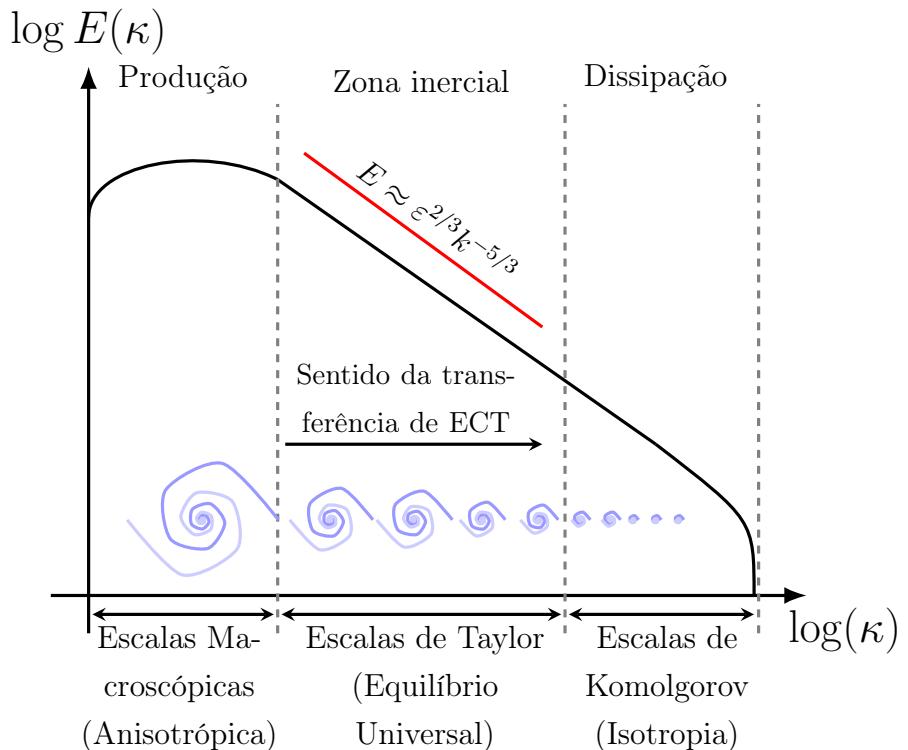


Figura 3.5: Espectro da energia da turbulência.

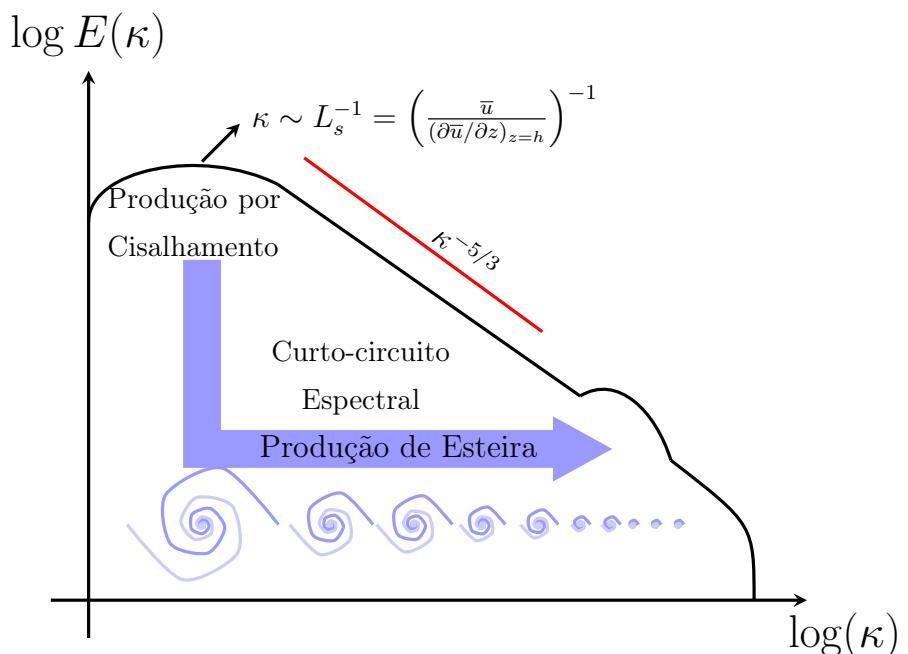


Figura 3.6: Espectro da energia da turbulência dentro do dossel.

Dessa maneira, esse fenômeno no interior do dossel é crucial, pois modifica a natureza

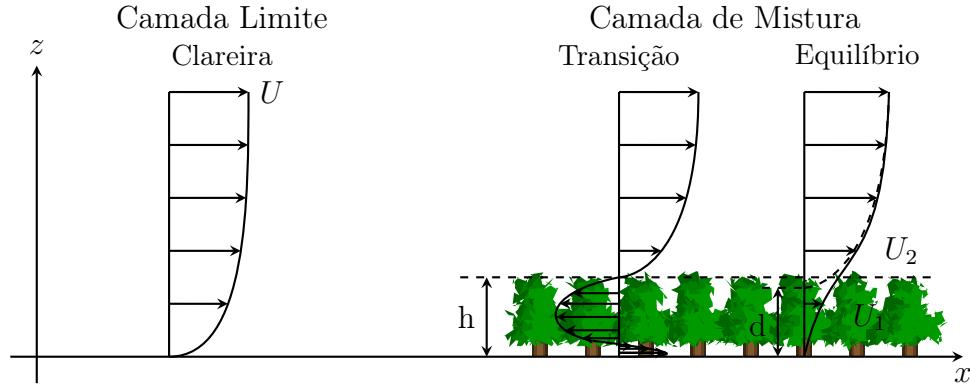
da cascata de energia, caracterizando um espectro de turbulência único que influencia diretamente a dinâmica do escoamento do vento e os processos de transferência de energia nas florestas. A alteração desse espectro justifica a adoção de metodologias que levem em conta o arrasto vegetativo e a dissipação ampliada nas escalas intermediárias, como será detalhado nos modelos RANS e LES posteriormente.

3.3 Hipótese da Camada de Mistura

A subcamada rugosa, localizada internamente à camada limite e adjacente à superfície da Terra, apresenta características distintas da camada limite superficial situada acima dos dosséis vegetativos. Essas diferenças são evidentes no que tange às variáveis estatísticas turbulentas (como campo de velocidade médio, pressão e momentos de ordens superiores) e ao desenvolvimento de estruturas turbulentas de vórtices ([FINNIGAN, 2000](#)). Para elucidar essas discrepâncias, foi proposta a Hipótese da Camada de Mistura (CM) por ([RAUPACH et al., 1996](#)), que concebe o escoamento do vento em meio a um dossel vegetativo não como uma camada limite tradicional, mas sim como uma camada de mistura.



(a)



(b)

Figura 3.7: (a) À esquerda Desenvolvimento da Camada de mistura; À direita, perfil de velocidade inflexionado e a espessura de vórtices δ_ω . Fonte: ([RAUPACH et al., 1996](#)). (b) Escoamento do vento na transição clareira-floresta.

A formação de uma camada de mistura pode ser observada em um escoamento que, ao passar por uma superfície plana, divide-se em duas camadas de escoamento com velocidades distintas. Imediatamente após a borda da superfície divisória, surge uma região de intenso cisalhamento, denominada plano de camada de mistura, constituída por duas correntes de ar com velocidades diferenciadas. Esta dinâmica é ilustrada na Figura 3.7a, onde a superfície divisória está localizada em $x < 0$ e na altura $z = 0$, com a diferença de velocidades ΔU evidenciada acima do ponto médio $z = 0$. Uma característica marcante da camada de mistura é sua altura, determinada pela espessura da camada, calculada por:

$$\delta_\omega = \frac{\Delta U}{(\partial \bar{u} / \partial z)_{max}}, \quad (3.7)$$

onde ΔU representa a discrepância de velocidade entre as correntes de ar separadas pela interface dossel-atmosfera.

A Hipótese da Camada de Mistura de [Raupach et al. \(1996\)](#) sugere uma analogia entre o escoamento do vento que atravessa um dossel vegetativo e uma camada de mistura. Na Figura 3.7b, visualizamos uma representação esquemática do escoamento do vento transitando de uma clareira para um dossel vegetativo. Neste contexto, identificamos duas zonas principais em que as características da camada de mistura são salientes: uma zona de transição e uma zona de equilíbrio. A transição é marcada pela abrupta mudança de rugosidade ou heterogeneidade do dossel, resultando em um forte gradiente de pressão adverso, inflexão no perfil médio de velocidade, formação de zonas de recirculação de fluxo próximo à borda e presença de estruturas turbulentas responsáveis pela transferência substancial de quantidade de movimento na região. A zona de equilíbrio demonstra as propriedades de um escoamento turbulento maduro que atravessa um dossel vegetativo homogêneo, caracterizado pela inflexão no perfil de velocidade, aumento dos fluxos de momentos com a altura, e variação da assimetria dos campos de velocidade vertical e longitudinal (Ver Figura 7 de ([RAUPACH et al., 1996](#))). Essas características permitem a comparação entre o escoamento em dosséis vegetativos e os obtidos sobre superfícies planas, onde se forma uma camada de mistura a jusante da superfície, embasada por estudos das estatísticas turbulentas que reforçam essa analogia ([RAUPACH et al., 1996](#); [FINNIGAN, 2000](#); [LEGG, 1986](#)).

As estruturas coerentes de turbulência e os jatos de vento acima são reconhecidos como principais mediadores da transferência vertical de quantidade de movimento e compartilham características comparáveis entre os escoamentos em dosséis vegetativos (subcamada rugosa) e camadas de mistura. Para estabelecer essa relação, ([RAUPACH et al., 1996](#)) e ([FINNIGAN, 2000](#)) propuseram uma correspondência entre uma escala de comprimento característica turbulenta, L_s , e a espessura dos vórtices, δ_ω :

$$L_s = \frac{\bar{u}(h)}{(\partial \bar{u} / \partial z)z = h} \cong \frac{1}{2}\delta\omega, \quad (3.8)$$

onde u_h representa a velocidade média do vento na altura h do dossel. Existem diversos métodos para calcular L_s .

Quando o escoamento começa a se desenvolver dentro do dossel, estruturas de instabilidade

dade de Kelvin-Helmholtz são formadas, como mostrado na Figura 3.8. Essas estruturas emergem quando ocorrem ejeções de forma de jatos acima do dossel e, principalmente, intrusões dentro do dossel em larga escala (DUPONT et al., 2012). A essas estruturas são associadas outras escalas importantes para caracterizar o desenvolvimento do escoamento no dossel, calculadas a partir do comprimento de onda longitudinal, Λ_x , das instabilidades de Kelvin-Helmholtz iniciais. Três métodos são comumente utilizados para calcular Λ_x : a partir do valor integral do comprimento de escala turbulento L_w em um ponto (SU et al., 2000), análise de pequenas oscilações (BRUNET, 1996) e por análise de correlação de dois pontos de velocidade (SHAW et al., 1995). A aplicação desses métodos a uma ampla gama de dosséis resultou na relação ajustada entre L_s e Λ_x , conforme apresentado na equação:

$$\Lambda_x = 8.1L_s, \quad (3.9)$$

Este valor está dentro do intervalo que caracteriza as camadas de mistura plenamente desenvolvidas (FINNIGAN, 2000). No entanto, o coeficiente de ajuste na equação 3.9 pode ser determinado empiricamente, variando entre 7 e 10.

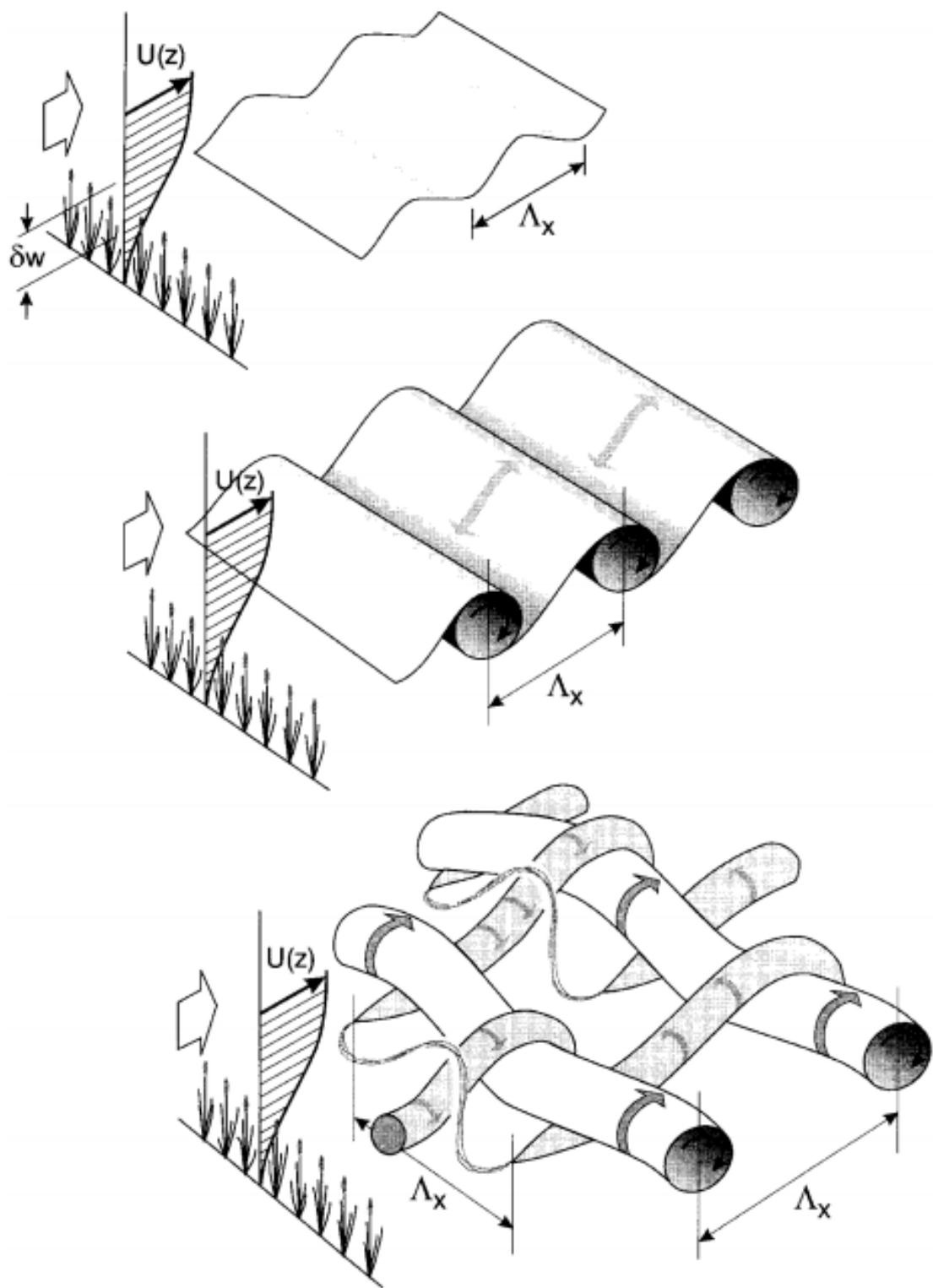


Figura 3.8: De cima para baixo: Instabilidades de Kelvin-Helmholtz, rolos de vórtices transversais e estruturas coerentes de vórtices transversais e axiais. Tais estruturas turbulentas são típicas de camadas de mistura observadas em escoamentos através de dosséis vegetativos. Fonte: ([FINNIGAN, 2000](#)).

Portanto, neste trabalho, assume-se que a zona de transição floresta-clareira se comporta, sob certas condições, de forma análoga a uma camada de mistura. A mudança abrupta de rugosidade gera gradientes acentuados de velocidade e promove a formação de vórtices coerentes, fenômenos típicos de camadas de mistura clássicas. Essa semelhança justifica a aplicação de metodologias de simulação, como RANS e LES, capazes de capturar com maior fidelidade as estruturas turbulentas dominantes e o transporte de quantidade de movimento nessa região, onde o escoamento apresenta fortes efeitos de cisalhamento e recirculação.

Capítulo 4

Modelagem Matemática

A modelagem matemática do escoamento do vento sobre um dossel de floresta é uma etapa fundamental desta pesquisa, pois fornece a base teórica e computacional para a análise dos mecanismos de transporte turbulento em ambientes vegetativos complexos. Neste capítulo, são apresentadas em detalhes as formulações associadas à Simulação de Grandes Escalas (LES), metodologia que permite a resolução explícita das estruturas turbulentas de maior escala, enquanto modela os efeitos das escalas menores por meio de modelos de sub-malha. A abordagem LES é introduzida a partir de sua fundamentação histórica e conceitual, com destaque para os avanços na representação da turbulência em florestas, sendo seguida da apresentação rigorosa das equações filtradas de conservação e das diferentes decomposições do termo de tensão sub-malha, que viabilizam a formulação de modelos avançados como o Smagorinsky dinâmico e o LDKM. Também são discutidos os termos de força de arrasto que representam a interação entre o escoamento e a vegetação, destacando-se o papel da densidade de área foliar na modelagem das trocas de energia e quantidade de movimento.

Complementando a abordagem LES, é apresentada a modelagem RANS, que permite obter uma solução média inicial para o escoamento, contribuindo para a estabilidade numérica da simulação LES e para a redução do custo computacional. A formulação baseada na decomposição de Reynolds é detalhada, com ênfase no modelo de turbulência $k-\varepsilon$, amplamente utilizado em estudos de escoamentos atmosféricos sobre florestas. São introduzidos os termos fonte necessários para representar os efeitos do dossel florestal, bem como os ajustes nas constantes do modelo com base em dados experimentais de velocidade de fricção e desvio padrão das flutuações turbulentas. Assim, o capítulo oferece

um arcabouço matemático completo para a simulação e análise do escoamento em clareiras e florestas, permitindo a posterior avaliação dos efeitos de descontinuidades de rugosidade nas trocas verticais de quantidade de movimento.

4.1 Modelagem do escoamento do vento em um dossel de floresta usando Simulações de Grandes Escalas

A Simulação de Grandes Escalas (conhecido como LES, do inglês *Large Eddy Simulation*) foi proposta inicialmente por [Smagorinsky \(1963\)](#) para estudar escoamentos atmosféricos, introduzindo um modelo de sub-malha (SGS - *Subgrid Scale Model*) baseado no conceito de viscosidade turbulenta em função da escala de filtragem e da taxa de deformação do escoamento. Suas primeiras aplicações relevantes ocorreram tanto na meteorologia, com [Lilly \(1967\)](#) e [Deardorff \(1973\)](#), quanto na engenharia, com trabalhos pioneiros como os de [Deardorff \(1970\)](#) e [Schumann \(1975\)](#), destacando a viabilidade da metodologia para escoamentos complexos. Com avanços significativos nas últimas décadas, a LES expandiu suas aplicações para problemas mais complexos em engenharia, consolidando-se como uma ferramenta eficaz na investigação detalhada da turbulência em dosséis vegetativos, especialmente por sua capacidade de resolver explicitamente as estruturas turbulentas de grande escala e capturar as interações entre o vento e a vegetação. A seguir, são apresentadas as formulações matemáticas e os modelos de sub-malha empregados neste estudo.

4.1.1 Formulação Matemática da Metodologia LES

A modelagem LES baseia-se na decomposição do campo de velocidade dinâmico instantâneo do escoamento em um campo de grandes escalas resolvido e um campo de pequenas escalas modelado, conforme a equação

$$u(\vec{x}, t) = \bar{u}(\vec{x}, t) + u'(\vec{x}, t), \quad (4.1)$$

onde $\bar{u}(\vec{x}, t)$ representa a parte média resolvida e $u'(\vec{x}, t)$, a parte flutuante modelada.

O campo resolvido é obtido por meio de uma filtragem espacial do campo de velocidade

instantâneo, expressa pela seguinte integral de convolução

$$\bar{u}(\vec{x}, t) = \int_V u(\vec{x} - \vec{r}, t) G(\vec{r}) d\vec{r}, \quad (4.2)$$

onde a função $G(\vec{r})$ é um filtro homogêneo, isto é, independente das coordenadas do vetor $\vec{x}(x, y, z)$, e $|\vec{r}|$ corresponde ao raio de filtragem. O filtro satisfaz a condição de normalização quando

$$\int_V G(\vec{r}) d\vec{r} = 1. \quad (4.3)$$

Para este estudo, foi utilizado o filtro simples de função média, conhecido como filtro *top hat*, em que os valores dos campos filtrados dentro do raio de filtragem são médias entre si, resultando no valor do campo de velocidade

$$G(\vec{r}) = f(x) = \begin{cases} \frac{1}{\Delta}, & |\vec{x} - \vec{r}| < \frac{\Delta}{2} \\ 0, & |\vec{x} - \vec{r}| > \frac{\Delta}{2} \end{cases} \quad (4.4)$$

Onde $\Delta = 2|\vec{r}|$ é o tamanho característico da filtragem.

As equações constitutivas de conservação de massa e quantidade de movimento, para a modelagem de grandes escalas, são obtidas mediante as operações de filtragem do campo de velocidade aplicadas às equações de Navier-Stokes

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (4.5)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + F_i. \quad (4.6)$$

As forças de campo F_i e as variações de viscosidade são negligenciadas devido ao foco do trabalho em um escoamento isotérmico, onde efeitos de forças não iniciais não são considerados. Aplicando as propriedades comutativas entre integrais, derivadas temporais e espaciais na operação de filtragem espacial, as equações 4.5 e 4.6 são reformuladas nas formas filtradas

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (4.7)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) + f_{F_i} + f_{V_i}. \quad (4.8)$$

Na equação 4.8, f_{F_i} representa a soma das forças de arrasto de forma ou pressão, e f_{V_i} a soma das forças de arrasto viscosas exercidas sobre cada elemento de superfície que intercepta o volume de filtragem. A presença desses termos é atribuída à não comutatividade entre diferenciação e filtragem espacial no ar multiplamente conexo dentro do dossel (FINNIGAN, 2000). Estes termos podem ser definidos como

$$f_{F_i} = \frac{1}{V} \int \int_{S_i} \bar{p} n_i dS \quad (4.9)$$

$$f_{V_i} = -\frac{\nu}{V} \int \int_{S_i} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial n} dS. \quad (4.10)$$

O termo não linear $\bar{u}_i \bar{u}_j$ pode ser decomposto utilizando a decomposição de Leonard (LEONARD, 1975)

$$\bar{u}_i \bar{u}_j = \overline{(\bar{u}_i + u'_i)(\bar{u}_j + u'_j)} \quad (4.11)$$

$$= \overline{\bar{u}_i \bar{u}_j} + \overline{\bar{u}_i u'_j} + \overline{u'_j \bar{u}_i} + \overline{u'_i u'_j}. \quad (4.12)$$

Substituindo a Equação 4.12 na equação de quantidade de movimento, esta pode ser reescrita da seguinte forma

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + f_{F_i} + f_{V_i}. \quad (4.13)$$

Onde τ_{ij} é a tensão de cisalhamento residual ou tensor de submalha, agrupando todos os termos covariantes, isto é, os termos que não dependem exclusivamente das grandes escalas. Leonard decompos este tensor como

$$\tau_{ij} = C_{ij} + R_{ij} = \bar{u}_i \bar{u}_j - \overline{\bar{u}_i \bar{u}_j}, \quad (4.14)$$

e caracterizou cada componente fisicamente. C_{ij} é o tensor de Clark, representando as interações entre as grandes e pequenas escalas, e R_{ij} , o Tensor de Reynolds, representa as interações nas escalas de sub-malha. Eles são expressos como

$$C_{ij} = \overline{\bar{u}_i u'_j} + \overline{u'_j \bar{u}_i}, \quad (4.15)$$

$$R_{ij} = \overline{u'_i u'_j}. \quad (4.16)$$

No entanto, a covariância $\bar{u}_i \bar{u}_j$ não pode ser calculada diretamente pois necessitaria que as equações de Navier-Stokes fossem filtradas novamente. Considerando um filtro espacial isotrópico e homogêneo, as propriedades de operações de filtragem, como $\bar{u}_i \neq \bar{u}_i$ e $\bar{u}' \neq 0$, dificultam o fechamento da equação. Para contornar isso, Leonard propôs uma segunda decomposição

$$\bar{u}_i \bar{u}_j = (\bar{u}_i \bar{u}_j - \bar{u}_i \bar{u}_j) + \bar{u}_i \bar{u}_j \quad (4.17)$$

$$= L_{ij} + \bar{u}_i \bar{u}_j. \quad (4.18)$$

O termo L_{ij} é o tensor de Leonard e representa as interações entre as grandes escalas. Com a nova decomposição, a equação da quantidade de movimento é expressa da seguinte forma:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + f_{F_i} + f_{V_i}. \quad (4.19)$$

O tensor de sub-malha τ_{ij} pode ser expresso pela tripla decomposição da seguinte forma

$$\tau_{ij} = L_{ij} + C_{ij} + R_{ij} = \bar{u}_i \bar{u}_j - \bar{u}_i \bar{u}_j. \quad (4.20)$$

No caso de a filtragem ser realizada por um operador de Reynolds, como nas metodologias RANS, os tensores C_{ij} e L_{ij} seriam iguais a zero, e a decomposição dupla resultaria apenas no tensor R_{ij} . Isso demonstra que a decomposição de Reynolds pode ser vista como um caso específico da decomposição de Leonard. Tal como acontece com os modelos que empregam médias de Reynolds, as equações de Navier-Stokes filtradas apresentam um problema de fechamento turbulento. O fechamento é alcançado modelando o tensor de sub-malha τ_{ij} , que será discutido na seção 4.1.2.

Utilizando a decomposição de Leonard na equação de transporte da Energia Cinética do campo resolvido $E_r^2 = \bar{u}_i \bar{u}_i$, observam-se vários termos de troca de energia entre as escalas do campo resolvido

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_r}{\partial t} &= \underbrace{-\frac{E_r \bar{u}_j}{\partial x_j}}_I + \underbrace{\tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}}_{II} - \underbrace{\nu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}}_{III} \\ &- \underbrace{\frac{\partial \bar{u}_i \bar{p}}{\partial x_i}}_IV + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial E_r}{\partial x_i} \right)}_V \\ &+ \underbrace{\bar{u}_i \bar{u}_j \frac{\bar{u}_i}{\partial x_j}}_{VI} - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_i \tau_{ij})}_{VII}, \end{aligned} \quad (4.21)$$

onde os termos são identificados como: I) termo advectivo, II) dissipação de sub-malha, III) dissipação por efeitos viscosos, IV) difusão por efeitos do campo de pressão, V) difusão por efeitos viscosos, VI) produção e VII) difusão por interação com as covariâncias de sub-malha.

A equação da quantidade de movimento para as pequenas escalas é obtida pela subtração da equação filtrada da quantidade de movimento pela equação não filtrada. Aplicando a decomposição tripla nesta operação, resulta

$$\frac{\partial u'_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} ((\bar{u}_i + u'_i)(\bar{u}_j + u'_j) - \bar{u}_i \bar{u}_j) = -\frac{\partial p'}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_i} \quad (4.22)$$

$$+ \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right), \quad (4.23)$$

A equação da energia cinética filtrada para as escalas de sub-malha $E_{sgs} = \overline{u'_k u'_k}/2$ é obtida pela multiplicação do campo de velocidade de sub-malha u'_i e a filtragem da Eq. 4.23, resultando em

$$\begin{aligned} \frac{E_{sgs}}{\partial t} &= -\underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} (E_{sgs} \bar{u}_j)}_{VIII} - \underbrace{\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_i u_i \bar{u}_j - \bar{u}_j \bar{u}_i \bar{u}_i)}_{IX} - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{p} u_j - \bar{p} \bar{u}_j)}_{X} \\ &+ \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial E_{sgs}}{\partial x_j} \right)}_{XI} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{ij} \bar{u}_i)}_{XII} \\ &- \underbrace{\nu \left(\frac{\bar{u}_i \bar{u}_i}{x_j x_j} - \frac{\bar{u}_i \bar{u}_i}{x_j x_j} \right)}_{XIII} - \underbrace{\tau_{ij} \frac{\bar{u}_i}{\partial x_j}}_{XIV}, \end{aligned} \quad (4.24)$$

Identificando cada termo como: VIII) advecção, IX) transporte turbulento, X) difusão por efeitos de pressão, XI) difusão por efeitos viscosos, XII) difusão por modos de sub-malha, XIII) dissipação por efeitos viscosos, e XIV) dissipação de sub-malha. A partir da Eq. 4.24, observa-se que a taxa total de dissipação do escoamento pode ser calculada pela soma dos termos $\varepsilon_{ij} = XIII + XIV$.

4.1.2 Modelos de Escala de Sub-Malha

Conhecidos como modelos SGS (do inglês, *Subgrid Scale models*), os modelos de escala de sub-malha, ou somente de sub-malha, baseiam-se principalmente no conceito de viscosidade turbulenta, utilizando a hipótese de Boussinesq. Essa hipótese sugere que o comportamento das escalas de sub-malha é análogo ao movimento browniano, sobreposto ao movimento das escalas resolvidas. Assim, o mecanismo de cascata de energia deve ser modelado por um termo com formalismo matemático semelhante ao da difusão molecular, substituindo-se a viscosidade molecular por uma viscosidade turbulenta ([SAGAUT, 2006](#)). Nesse contexto, o tensor de tensões é representado em termos de sua parte deviatória como

$$\tau_{ij} = -2\nu_t \overline{S_{ij}} + \frac{1}{3}\delta_{ij}\tau_{kk}, \quad (4.25)$$

onde $\mu_t = \rho\nu_t$ é a viscosidade turbulenta SGS e $\overline{S_{ij}} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)$ é o tensor de taxa de deformação das escalas resolvidas. Substituindo a Eq. 4.25 na Eq. 4.19, obtemos

$$\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + 2(\nu + \nu_t) \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{S_{ij}}). \quad (4.26)$$

Para determinar a viscosidade turbulenta SGS, um dos modelos mais utilizados é o de Smagorinsky-Lilly, proposto originalmente por [Smagorinsky \(1963\)](#). Este modelo básico determina a viscosidade turbulenta SGS pela relação

$$\nu_t = C_s (\overline{\Delta})^2 S, \quad (4.27)$$

onde $S = (2\overline{S_{ij}}\overline{S_{ij}})^{1/2}$, $\overline{\Delta} = (\Delta_x \Delta_y \Delta_z)^{1/3}$ é a escala característica de filtragem e C_s é a constante de Smagorinsky, variando tipicamente entre 0,1 ([ZHIYIN, 2015](#)) e 0,2 ([MASON; CALLEN, 1986](#)). Alternativamente, o modelo pode ser expresso utilizando um comprimento de mistura L_s , definido como:

$$\nu_t = L_s^2 S, \quad \text{com} \quad L_s = \min(\kappa d, C_s \overline{\Delta}), \quad (4.28)$$

onde κ é a constante de Von Karman e d é a distância da parede ou centroide da malha mais próxima.

Embora amplamente utilizado, o modelo Smagorinsky clássico apresenta limitações importantes devido ao uso de uma constante C_s fixa. Essa abordagem pode não capturar adequadamente as variações locais da turbulência, levando frequentemente a uma dissipação excessiva de energia cinética. Para superar essa limitação, foi desenvolvido o modelo Smagorinsky-Lilly Dinâmico ([GERMANO et al., 1991](#); [LILLY, 1992](#)), que calcula dinamicamente a constante C_s durante a simulação com base nas escalas resolvidas do escoamento. Essa abordagem utiliza um filtro teste $\tilde{\Delta}$ adicional nas equações de Navier-Stokes filtradas, permitindo determinar C_s dinamicamente através de uma relação direta entre tensores filtrados e tensores resolvidos, dada por:

$$C_s = \frac{L_{ij} M_{ij}}{M_{ij} M_{ij}}, \quad (4.29)$$

onde L_{ij} é o tensor de Leonard calculado diretamente a partir das escalas resolvidas. Essa estratégia permite ao modelo Smagorinsky dinâmico ajustar localmente a viscosidade SGS, resultando em uma melhor representação das trocas de energia entre as escalas resolvidas e as sub-malha. Valores negativos de C_s , que indicam uma transferência reversa de energia das escalas sub-malha para as maiores, são controlados para evitar instabilidade numérica.

Apesar das vantagens do modelo dinâmico, certas situações específicas, como em simulações complexas envolvendo dosséis vegetativos, exigem uma abordagem ainda mais precisa na representação das escalas turbulentas menores. Para isso, destaca-se o modelo LDKM (*Localized Dynamic Kinetic Model*), proposto por [Kim e Menon \(1997\)](#). Este modelo é baseado na resolução de uma equação de transporte adicional para a energia cinética das escalas de sub-malha (k_{sgs}), permitindo representar com maior fidelidade a dinâmica local das estruturas turbulentas e os fluxos turbulentos no interior de regiões complexas, como o escoamento em dosséis de vegetação. Assim, o modelo LDKM oferece uma descrição mais robusta e detalhada da turbulência sub-malha, especialmente em casos em que a interação entre escalas é particularmente intensa e variável.

Modelo de uma Equação de Transporte da Energia Cinética de Sub-Malha Dinâmico

O modelo Localized Dynamic Kinetic Model (LDKM), proposto por ([KIM; MENON, 1997](#)), é um modelo baseado em uma única equação de transporte para a energia cinética de sub-malha. A energia cinética de sub-malha, k_{sgs} , é definida a partir do tensor de

tensões de sub-malha como

$$k_{sgs} = \frac{1}{2} (\bar{u}_k \bar{u}_k - \bar{u}_k \bar{u}_k), \quad (4.30)$$

sendo obtida pela resolução da equação de transporte

$$\frac{\partial k_{sgs}}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial k_{sgs}}{\partial x_i} = \underbrace{-\tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}}_I - \underbrace{C_\varepsilon \frac{k_{sgs}^{3/2}}{\Delta_f}}_{II} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\nu_t \frac{\partial k_{sgs}}{\partial x_i} \right)}_{III}, \quad (4.31)$$

onde o termo de produção é representado por $-\tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}$, a dissipação turbulenta por $-C_\varepsilon \frac{k_{sgs}^{3/2}}{\Delta_f}$, e a difusão de k_{sgs} pelo último termo.

Neste contexto, o tensor de sub-malha τ_{ij} é expresso por

$$\tau_{ij} - \frac{2}{3} k_{sgs} \delta_{ij} = -2 C_k k_{sgs}^{1/2} \Delta_f \bar{S}_{ij}, \quad (4.32)$$

com Δ_f sendo o volume do filtro espacial ($\Delta_f = V^{1/3}$) e \bar{S}_{ij} o tensor de taxa de deformação filtrado

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right). \quad (4.33)$$

A viscosidade cinemática turbulenta, segundo a Eq. 4.32, é calculada como

$$\nu_t = C_k k_{sgs}^{1/2} \Delta_f. \quad (4.34)$$

As constantes do modelo, C_ε e C_k , são determinadas dinamicamente, seguindo a metodologia proposta por (GERMANO et al., 1991). Essa abordagem permite ajustar as constantes localmente, adaptando-se às variações espaciais e temporais do escoamento. Detalhes de outros modelos de sub-malha podem ser visto no anexo B.2.

4.1.3 Modelagem dos Termos de Força de Arrasto em um Dossel Vegetativo

Na simulação de grandes escalas, a modelagem dos termos de força de arrasto f_{F_i} e f_{V_i} segue uma abordagem análoga à utilizada pelo modelo $k - \varepsilon$ (ver Seção 4.2.2). Para representar o arrasto da floresta, adicionam-se aos termos de força de arrasto de pressão e

viscosidade na equação de momento e um termo sumidouro na equação de transporte de energia cinética de sub-malha, com o objetivo de representar a aceleração da dissipação turbulenta dos vórtices na escala inercial. Os termos fonte adicionados são dados por (DUPONT; BRUNET, 2007):

$$S_u = -C_d a \sqrt{u_j u_j} u_i, \quad (4.35)$$

onde C_d é o coeficiente de arrasto e a é a densidade de área foliar (ver Figura 5.1b). Na equação 4.31, adiciona-se o termo de arrasto da floresta $S_{k_{sgs}}$, calculado por:

$$S_{k_{sgs}} = -2C_d a \sqrt{u_j u_j} k_{sgs}. \quad (4.36)$$

Reescrevendo as equações do momento sem o termo difusivo (Equação 4.19) tem-se

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + S_u, \quad (4.37)$$

e para a equação de transporte de energia cinética de sub-malha

$$\frac{\partial k_{sgs}}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial k_{sgs}}{\partial x_i} = -\tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - C_\varepsilon \frac{k_{sgs}^{3/2}}{\Delta_f} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\nu_t \frac{\partial k_{sgs}}{\partial x_i} \right) + S_{k_{sgs}}. \quad (4.38)$$

É importante observar que os termos fonte nas Equações 4.37 e 4.38 se anulam nas regiões do domínio fora da floresta, pois a densidade de área foliar tem valor igual a zero nessas áreas.

Nesta pesquisa, a LES constitui a principal abordagem para capturar as estruturas turbulentas de maior relevância no escoamento sobre dosséis vegetativos. Entretanto, para garantir estabilidade e consistência no estado inicial da simulação LES, opta-se por uma solução média obtida via RANS (modelo $k-\epsilon$). Essa etapa prévia fornece um campo inicial mais próximo do regime de equilíbrio, reduzindo o custo computacional e facilitando a transição para o regime plenamente tridimensional da LES. No próximo tópico,

apresentamos a formulação RANS utilizada.

4.2 Modelagem RANS do escoamento do vento em um dossel de floresta

As equações de Navier-Stokes oferecem uma descrição completa dos fluxos, tanto laminar quanto turbulento, sem a necessidade de parâmetros adicionais. Contudo, a simulação direta de fluxos turbulentos para números de Reynolds realistas, que abrangem amplas escalas de comprimento e tempo turbulentos, enfrenta desafios significativos. Para esses fluxos, o estudo discretizado torna-se impraticável devido à necessidade de volumes finitos extremamente pequenos em uma malha. Realizar uma simulação direta de tais fluxos exigiria um poder de computação muito além dos recursos atualmente disponíveis, e até mesmo no futuro previsível ([ANSYS, 2016](#)).

Uma das abordagens mais amplamente adotadas para lidar com fluxos turbulentos é a modelagem RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes), que envolve a decomposição de Reynolds. Nesta técnica, o campo de velocidade é decomposto em uma parte média e uma parte flutuante, expressa como

$$u(\vec{x}, t) = \bar{u}(\vec{x}) + u'(\vec{x}, t), \quad (4.39)$$

onde $\vec{x}(x, y, z)$ representa as coordenadas espaciais e $u(\vec{x}, t)$ as velocidades nas três direções u, v , e w . Aqui, \bar{u} é a parte do escoamento que passou por uma filtragem temporal, e u' é a parte flutuante do escoamento médio. Aplicando a decomposição de Reynolds às equações de Navier-Stokes para um fluido newtoniano incompressível, obtemos a forma indicial

$$\rho \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \rho \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = \rho \bar{f}_i + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[-\bar{p} \delta_{ij} + \mu_{ef} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \rho \bar{u}'_i \bar{u}'_j \right]. \quad (4.40)$$

A decomposição de Reynolds introduz um termo adicional nas equações de Navier-Stokes,

conhecido como tensão de cisalhamento de Reynolds ($\overline{u'_i u'_j}$). Este termo adiciona uma camada de complexidade, criando o que é conhecido como o problema de fechamento em turbulência. Para resolver isso, modelos de turbulência são necessários para expressar a tensão de cisalhamento de Reynolds. Nesta seção, abordaremos o modelo $k - \varepsilon$, que representa ($\overline{u'_i u'_j}$) em duas equações separadas, uma para a energia cinética turbulenta (ECT) e outra para a taxa de dissipação ε .

4.2.1 Modelo $k - \varepsilon$

O modelo $k - \varepsilon$ é uma abordagem fundamental na modelagem de fluxos turbulentos, particularmente na simulação do escoamento do vento em dosséis de florestas. A energia cinética turbulenta (ECT), denotada por k , é definida pelas variâncias de flutuação da velocidade e tem unidades de m^2/s^2 . A dissipação da turbulência de redemoinho, ε , que representa a taxa na qual as flutuações de velocidade dissipam, tem dimensões de k por unidade de tempo, ou m^2/s^3 .

A equação da continuidade no modelo $k - \varepsilon$ é expressa por

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (4.41)$$

Enquanto a equação da quantidade de movimento, mantendo similaridade com a forma apresentada na Equação 4.2, utiliza a viscosidade efetiva conforme o conceito de viscosidade turbulenta

$$\mu_{ef} = \mu + \mu_t \quad (4.42)$$

Neste contexto, μ_t é a viscosidade de turbulência, e $\nu_t = \mu_t/\rho$ representa a viscosidade cinemática turbulenta. O modelo $k - \varepsilon$ adota a pressão modificada, calculada como

$$\bar{p} = p + \frac{2}{3}k + \frac{2}{3}\nu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \quad (4.43)$$

A viscosidade de turbulência é proporcional ao quadrado da energia cinética turbulenta e inversamente proporcional à dissipação da turbulência de redemoinho

$$\mu_t = C_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (4.44)$$

Aqui, C_μ é uma constante adimensional (ver Tabela 4.1). As quantidades k e ε são obtidas por meio das equações de transporte da energia cinética turbulenta e da taxa de dissipação, respectivamente

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial(ku_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + 2\nu_t S_{ij} S_{ij} - \varepsilon \quad (4.45)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial(\varepsilon u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma \varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{\varepsilon_1} \frac{\varepsilon}{k} 2\nu_t S_{ij} S_{ij} - C_{\varepsilon_2} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (4.46)$$

Onde C_{ε_1} , C_{ε_2} , σ_k e σ_ε são constantes (Tabela 4.1). A turbulência produzida devido à viscosidade e às forças flutuantes é definida a partir dos termos das Equações 4.45 e 4.46

$$P_k = 2\nu_t S_{ij} S_{ij} \quad (4.47)$$

Tabela 4.1: Constantes para a equação de transporte do modelo $k - \varepsilon$

Constantes	Valores Adimensionais
C_{ε_1}	1,44
C_{ε_2}	1,92
C_μ	0,09
σ_k	1
σ_ε	1,3

4.2.2 Modelo RANS para o Escoamento através de uma floresta

Para modelar efetivamente o escoamento do vento em um dossel de floresta, o modelo $k - \varepsilon$ é enriquecido com termos fonte adicionais: S_u , S_k e S_ε . Estes representam, respectivamente, o momento, a energia cinética turbulenta (ECT) e a taxa de dissipação turbulenta

absorvidos pela floresta. As equações de balanço no modelo $k - \varepsilon$ são modificadas da seguinte forma:

$$\rho \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \rho \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = \rho \bar{f}_i + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[-\bar{p} \delta_{ij} + \mu_{ef} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \rho \bar{u}'_i \bar{u}'_j \right] + S_u. \quad (4.48)$$

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial (k u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + 2\nu_t S_{ij} S_{ij} - \varepsilon + S_k \quad (4.49)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial (\varepsilon u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma \varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{\varepsilon_1} \frac{\varepsilon}{k} 2\nu_t S_{ij} S_{ij} - C_{\varepsilon_2} \frac{\varepsilon^2}{k} + S_\varepsilon \quad (4.50)$$

A floresta é tratada como um meio poroso, onde o termo fonte S_u é expresso como:

$$S_u = -\rho C_d a(x, y, z) |\mathbf{u}| u_i \quad (4.51)$$

Nesta expressão, ρ é a densidade do ar, C_d é o coeficiente de arrasto da floresta, e $a(x, y, z)$ é a densidade de área foliar. A densidade de área foliar, cuja integral na altura da floresta corresponde ao índice de área foliar $LAI = \int_0^h a(x, y, z) dy$, onde h é a altura da floresta. Os termos fonte para as equações de k e ε são propostos por ([KATUL et al., 2004](#)):

$$S_k = \rho C_d a(x, y, z) [\beta p |\mathbf{u}|^3 - \beta p k |\mathbf{u}|] \quad (4.52)$$

$$S_\varepsilon = \frac{\rho C_d a(x, y, z) \varepsilon}{k} [C_\varepsilon 4\beta p |\mathbf{u}|^3 - C_\varepsilon 3\beta_p k |\mathbf{u}|] \quad (4.53)$$

As constantes do modelo $k - \varepsilon$ precisam ser ajustadas para representar adequadamente o escoamento atmosférico sobre a floresta. Conforme mostrado na Tabela 4.2, estas constantes são derivadas das razões do desvio padrão da velocidade e da velocidade de fricção da camada superficial neutra da atmosfera.

Tabela 4.2: desvio padrão das componentes de velocidade adimensionalizada pela velocidade de fricção da camada superficial de uma atmosfera neutra.

σ_u/u_*	σ_v/u_*	σ_w/u_*
2,4	2,1	1,25

Fonte: ([GARRATT, 1994](#))

Utilizando esses dados, C_μ e σ_ε são recalculados. Com β_p considerado igual a 1 ([KO-BAYASHI et al., 1994](#); [LIU et al., 1996](#)), as outras constantes dos termos fonte são calculadas conforme ([SANZ, 2003](#)). As constantes modificadas para o modelo $k - \varepsilon$ são apresentadas na Tabela 4.3.

Tabela 4.3: Constantes modificadas para a equação de transporte do modelo $k - \varepsilon$

Constantes	Valores Adimensionais
C_{ε_1}	1,44
C_{ε_2}	1,92
C_μ	0,03
σ_k	1
σ_ε	2,12
$C_{\varepsilon 4}$	0,78
$C_{\varepsilon 4}$	0,78

Capítulo 5

Metodologia

Neste capítulo, são apresentadas as metodologias experimentais e numéricas empregadas na investigação do escoamento turbulento em florestas fragmentadas. A introdução contempla os experimentos de referência utilizados para validação das simulações, com destaque para os estudos de [Irvine et al. \(1997\)](#), que analisaram a transição de uma clareira para uma floresta, e de [Markfort et al. \(2014\)](#), que examinaram a transição inversa em túnel de vento. Em seguida, detalham-se os domínios computacionais adotados nos cenários clareira-floresta e floresta-clareira, incluindo a descrição das malhas e os critérios de refinamento aplicados nas regiões de maior interesse, como as interfaces de transição de rugosidade.

Na sequência, são discutidas as condições iniciais e de contorno empregadas nas simulações RANS e LES, com ênfase na preservação das estruturas turbulentas relevantes para o problema estudado. A metodologia numérica é então apresentada, especificando os esquemas utilizados na resolução das equações de Navier-Stokes, bem como a técnica de análise condicional baseada no método Q-H, essencial para identificar e quantificar as estruturas coerentes envolvidas na troca de quantidade de movimento entre o dossel e a atmosfera. Assim, o capítulo estabelece os fundamentos metodológicos que sustentam a análise dos resultados, oferecendo uma base sólida para o aprofundamento da compreensão sobre os efeitos de descontinuidades de rugosidade no escoamento atmosférico sobre florestas.

5.1 Experimentos e Domínios Computacionais

5.1.1 Experimentos Utilizados

A validação de simulações computacionais com dados experimentais é um passo fundamental no estudo do escoamento de vento em ambientes florestais. Os dados coletados por [Irvine et al. \(1997\)](#) e [Markfort et al. \(2014\)](#) desempenham um papel crucial neste contexto, oferecendo uma base sólida para a comparação entre resultados experimentais e simulados.

Experimento clareira-floresta ([Irvine et al. \(1997\)](#))

Os dados de campo utilizados para a validação das simulações do vento na borda da floresta, tanto em LES quanto em RANS, foram obtidos de [Irvine et al. \(1997\)](#). Para capturar a mudança abrupta de rugosidade, foram instalados quatro mastros de coleta (M1 a M4) de 15 m de altura, distanciados em termos de múltiplos da altura média do dossel (h): $-6,1h$, $0h$, $3,6h$ e $14,5h$, conforme ilustrado na Figura 5.1. Cada mastro contava com anemômetros tri-componente (modelos “Gill propeller” e “Leda”) montados nas alturas de $0,5h$, h e $2h$. Em algumas campanhas, houve ainda instrumentação extra a $1,5h$. Esses anemômetros registraram as componentes u , v e w da velocidade do vento a 10 Hz (no caso dos anemômetros analógicos, a taxa de amostragem era maior, sendo posteriormente reduzida ou filtrada para 10 Hz), o que permitiu o cálculo de estatísticas de turbulência como variâncias, covariâncias e espectros de energia. Um resumo dos dados utilizados nessa tese pode ser visto na Tabela 5.1.

Tabela 5.1: Sumário da Configuração Experimental e da Densidade de Área Foliar (LAD)

Mastro	Posição (h)	Localização	Características da LAD
M1	-6.1	Clareira	
M2	0	Borda	Dossel denso,
M3	3.6	Zona de Transição	LAI = 2,15
M4	14.5	Esc. Total. Desenv.	

A campanha de medições conduzida por [Irvine et al. \(1997\)](#) foi realizada em Harwood Forest, Northumberland (Inglaterra), em uma área levemente ondulada (inclinação de aproximadamente 2°) e a cerca de 260 m de altitude. O experimento teve como foco a

transição de rugosidade entre uma vegetação de pequena altura (moorland), cujo comprimento de rugosidade (z_0) é da ordem de 0,0028 m, e o dossel florestal de *Sitka spruce*, com altura média variando de 5,5 a 8 m. Nesse regime, estima-se z_0 para a floresta como sendo $\sim 0,075 h$ (aproximadamente 0,56 m), tendo sido adotado $d \approx 0,65 h$ como altura de deslocamento.

Além da velocidade do vento, alguns mastros contavam com sensores de radiação (radiômetro de balanço), termopares para medir temperatura rápida e placas de fluxo de calor no solo. As coletas ocorreram entre maio–junho de 1993 e outubro–novembro de 1993, priorizando períodos nos quais a direção do vento estava dentro de $\pm 15^\circ$ a $\pm 60^\circ$ da normal à borda da floresta, de modo a caracterizar efetivamente o “salto” de rugosidade. Para o tratamento dos dados, realizaram-se rotações de eixo para alinhar o escoamento médio com a componente u , mantendo a orientação vertical em relação à gravidade (sem inclinar para anular W), preservando, assim, efeitos de eventuais movimentos médios ascendentes ou descendentes provocados pela borda.

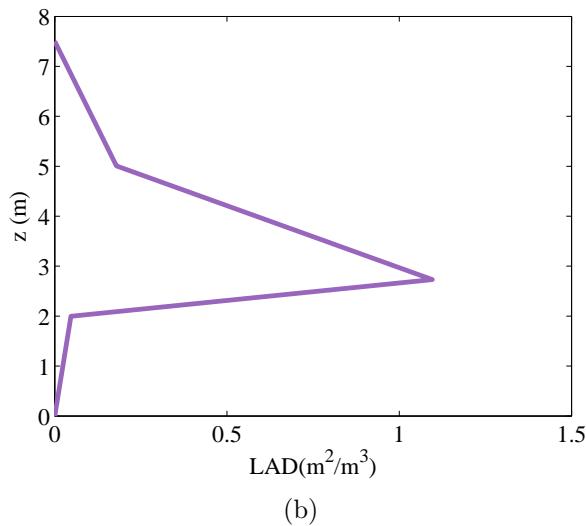
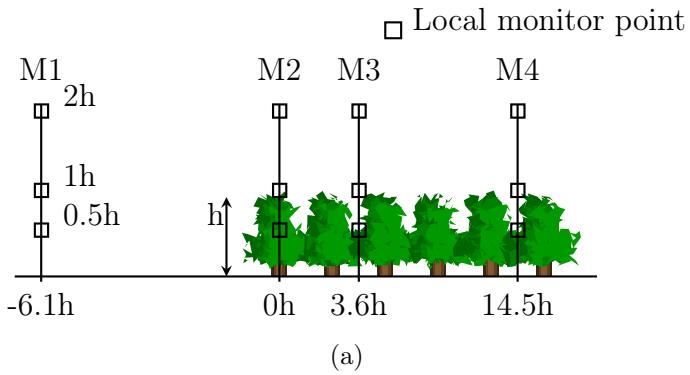


Figura 5.1: (a) Disposição das estações meteorológicas no experimento. Fonte: ([IRVINE et al., 1997](#)). (b) Densidade de área foliada.

A densidade de área foliada, utilizada para calcular o arrasto das árvores ou a resistência ao fluxo de vento, é dada pela Figura 5.1b. A maior resistência ao escoamento é esperada nas áreas onde a densidade é mais elevada. A resistência das folhas afeta diretamente a distribuição de velocidades do vento dentro e ao redor da área florestal, influenciando assim a geração de turbulência e o transporte de massa e energia no ecossistema. Vale destacar que a representação da densidade foliar apresentada na Figura 5.1b assume homogeneidade horizontal na área ocupada pela floresta. Tal simplificação é considerada razoável para florestas maduras, e contribui para um entendimento mais claro de seu efeito sobre o escoamento, que constitui o foco deste trabalho. Em florestas em processo de regeneração, entretanto, essa suposição pode não se sustentar. Os modelos empregados neste estudo, por serem tridimensionais, permitem simulações que contemplam a heterogeneidade espacial da cobertura vegetal. No entanto, tal abordagem implicaria em maior complexidade do escoamento, o que dificultaria a análise pretendida.

Os resultados de [Irvine et al. \(1997\)](#) evidenciaram a formação de uma camada-limite interna (IBL) no lado da floresta, ao longo da qual o campo de velocidades e as estatísticas turbulentas se ajustam gradualmente à nova rugosidade. Observou-se que o regime de equilíbrio, em que os fluxos turbulentos refletem plenamente as condições do dossel, requer um “fetch” de aproximadamente 25 vezes a altura de medição acima da superfície (da ordem de 25 h), o que realça a importância de se considerar essa distância de adaptação ao planejar medições ou simulações numéricas (LES ou RANS) na interface entre clareiras e florestas. As medições ao longo dos mastros (M1 a M4) fornecem, portanto, um conjunto robusto de dados experimentais, inclusive perfis de velocidade e tensões de Reynolds, permitindo a validação e comparação dos modelos de escoamento em condições de transição de rugosidade.

Experimento floresta-clareira ([Markfort et al. \(2014\)](#))

Para validação desta simulação, foram utilizados dados de um experimento de túnel de vento realizado por [Markfort et al. \(2014\)](#), que simulou a transição de uma floresta para uma clareira. Este experimento fornece resultados quantitativos dos termos da equação de Navier-Stokes e dos tensores normais de Reynolds, essenciais para o estudo do efeito de borda, no qual se avalia a importância dos termos advectivos no fluxo de momento, calor e massa entre o sistema floresta, corpo de água e atmosfera.

O experimento foi realizado no túnel de vento de larga escala e termicamente estratificado do Laboratório St. Anthony Fall da Universidade de Minnesota. O túnel possui uma seção de teste de 16 m x 1,7 m x 1,7 m nas direções x, z e z, respectivamente, longitudinal, vertical e transversal. Operado em loop fechado, a camada limite foi gerada por estacas de 8 cm na entrada da seção de teste. O modelo de dossel ou floresta consistiu em um arranjo escalonado e uniforme de cilindros de madeira de 6,3 mm de diâmetro, com 25,4 mm de espaçamento entre eles, inseridos em uma base rígida de 7 mm de espessura.

Tabela 5.2: Características do experimento no túnel de vento

h (cm)	H_{tv}/h	δ/h	L/h	a (m^{-1})	Re_h
10	17	6	25	1,0	$1,5 \times 10^5$

fonte: ([MARKFORT et al., 2014](#))

Na Tabela 5.2, h é a altura do dossel, H_{tv} é a altura da seção do túnel de vento, δ é a

altura da camada limite, L é o comprimento da região de floresta, a a densidade de área foliar, e Re_h é o número de Reynolds baseado na altura do dossel.

O experimento consistiu na medição do campo de velocidade utilizando PIV e anemômetro de fio quente (Figura 5.2). Foram realizadas 7 janelas de medição com o PIV antes e depois da borda do dossel, em termos da altura da floresta do túnel. Para caracterizar o escoamento desenvolvido dentro do dossel, uma janela foi centralizada a uma distância $x/h = -5$. Não foram removidos elementos do dossel, e houve um espaço de 1,4 cm no centro da janela, totalizando 12 vetores. Uma janela de medição acima do dossel foi realizada para analisar o escoamento turbulento e a camada limite nessa região. Outras quatro janelas foram realizadas, uma centralizada a $x/h = -0,2$ da borda do dossel, capturando a transição para a região sem dossel, e outras três que vão até a distância de $x/h = 4$ a partir da borda, no limite do início da região de separação do escoamento (Figura 5.2a). Os perfis verticais no anemômetro de fio quente foram coletados a distâncias $x/h = -5, -2, 0, 2, \dots, 12, 16, 20, 25, 30, 40, 50$ (Figura 5.2b). Para a medida do perfil desenvolvido longe do dossel, foram realizadas medições sobre a superfície lisa sem o modelo de floresta. Mais detalhes são apresentados em ([MARKFORT et al., 2014](#)).

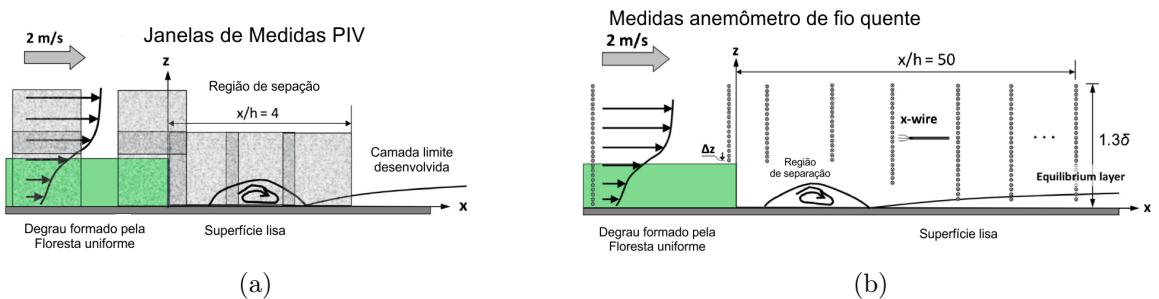


Figura 5.2: (a) Esquema das janelas de medição do PIV, em cinza, à $x/h = -5$ e as janelas de medição cobrindo a região de $x/h = 4$ da borda da floresta até o início da região em que o equilíbrio do escoamento inicia; (b) Esquema de medição do anemômetro de fio quente dos perfis verticais de velocidade que cobrem a região do dossel até a região em que o escoamento é desenvolvido, $x/h = -5$ até $x = 50h$ e $y = 0$ até $y = 8h$ (foram extraídos 16 perfis ao longo do eixo x). Adaptado de: ([MARKFORT et al., 2014](#)).

Na Figura 5.2, nota-se que o domínio é dividido em três regiões principais: região de perfil desenvolvido dentro da floresta, região de separação na borda da floresta com a clareira e região de equilíbrio. As características do modelo de floresta podem ser vistas na Tabela 5.3, onde LAI_{exp} é o índice de área foliar do experimento, LAI_{campo} é o índice de área foliar no campo, u_* é a velocidade de fricção, U_h é a velocidade no topo do dossel, d é a altura do plano zero de deslocamento, z_0 é a rugosidade, e C_D é o coeficiente de arrasto.

Tabela 5.3: Características do modelo de floresta no túnel de vento

LAI_{exp}	LAI_{campo}	u_*/U_h	d/h	z_0/h	C_D
1,0	5,0	0,38	0,7	0,12	1,0

fonte: ([MARKFORT et al., 2014](#))

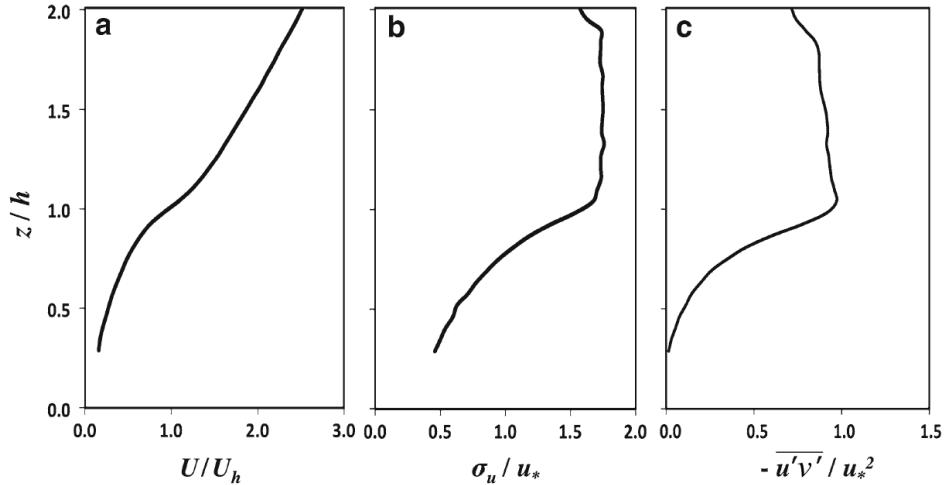


Figura 5.3: Estatísticas médias turbulentas dos Perfis medidos na região da floresta obtidas pelo PiV: (a) Velocidade média normalizada pela velocidade no topo do dossel U_h ; (b) RMS das flutuações de velocidade normalizada pela velocidade de fricção u_* ; (c) Tensor de Reynolds $\overline{u'w'}$ normalizado por u_*^2 . Adaptado de: ([MARKFORT et al., 2014](#))

Na Figura 5.3, são mostrados os perfis estatísticos de turbulência média, obtidos usando o método PiV. Observa-se o perfil da velocidade média normalizada pela velocidade no topo da floresta, que será utilizada como referência para o perfil de entrada da simulação. Além do perfil de velocidade média, são apresentadas as médias estatísticas da raiz quadrada média das flutuações de velocidade e do tensor de Reynolds.

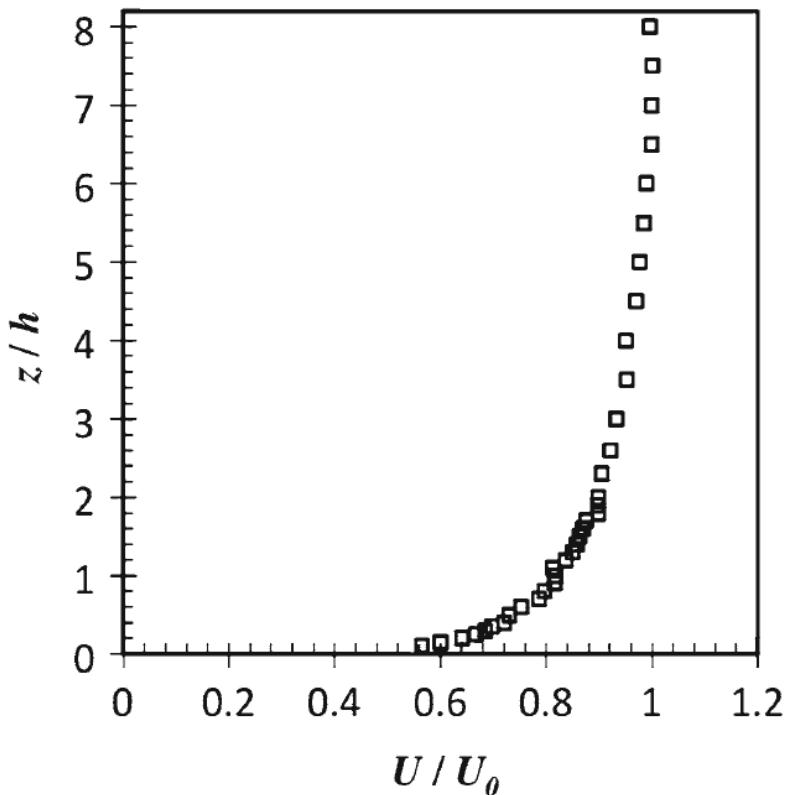


Figura 5.4: Perfil de velocidade médio completamente desenvolvido distante da borda da floresta, normalizado pela velocidade na região de escoamento livre $U_0 = 2\text{m/s}$. Adaptado de: ([MARKFORT et al., 2014](#))

O perfil de velocidade na região sem floresta foi normalizado pela velocidade de escoamento livre $U_0 = 2\text{m/s}$. A rugosidade efetiva $z_0 = 0,03 \text{ mm}$ e a velocidade de fricção $u_* = 0.082 \text{ m/s}$ foram obtidas pelo método de ajuste de curva de Clauser (Figura 5.4). A região sem floresta é caracterizada por ser uma superfície lisa de alumínio que simula o escoamento sobre a superfície de uma clareira. Para mais detalhes do experimento, ver [Markfort et al. \(2014\)](#).

5.1.2 Domínios Computacionais

A configuração detalhada do domínio de cálculo, incluindo a representação precisa da topologia e da vegetação, é essencial para capturar as complexidades do escoamento do vento nestas áreas. A inclusão de zonas específicas, como a atmosfera, a floresta, e as

regiões de solo com e sem floresta, permite uma modelagem detalhada das interações entre o vento e a superfície terrestre.

Caso clareira-floresta

O domínio de estudo consiste em uma região de clareira (300 m) e floresta (1000 m) na direção longitudinal, estendendo-se até 800 m na direção vertical e englobando uma região de 70 m na direção transversal. Foi dividido em 5 zonas: topo, atmosfera, floresta, clareira e solo floresta.

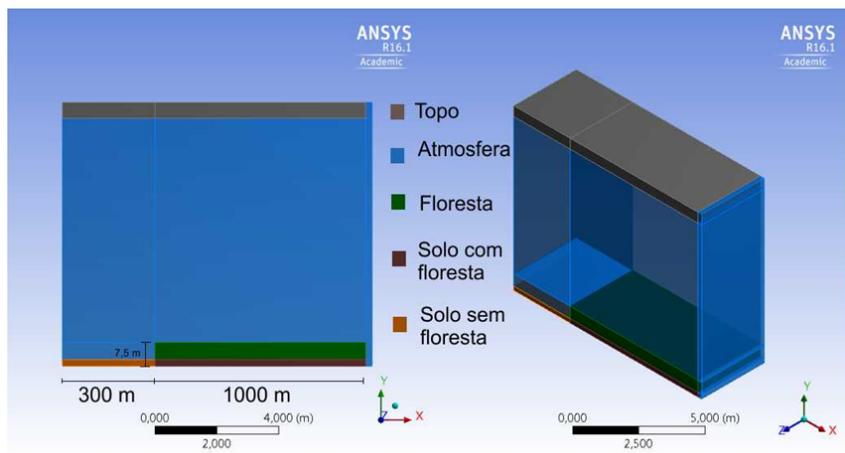


Figura 5.5: Domínio de cálculo dividido em zonas: topo, atmosfera, floresta, solo com floresta e solo sem floresta.

Caso floresta-clareira

O domínio computacional foi concebido seguindo a metodologia da subseção 5.1, dividido em 5 zonas: topo, atmosfera, floresta, lago (clareira) e solo floresta. No entanto, para este estudo, foram utilizados dois domínios computacionais para que as condições de contorno fossem estabelecidas de forma adequada. Primeiramente, foi criado um domínio computacional sem clareira para obter os perfis de velocidade, energia cinética turbulenta e taxa de dissipação de energia cinética turbulenta completamente desenvolvidos na região dentro da floresta, denominado Domínio de escoamento permanente. O segundo domínio, que possui a descontinuidade da floresta e recebeu os perfis resultantes da simulação do primeiro caso, foi denominado Domínio degrau, devido às características dos escoamentos turbulentos em degraus(BANERJEE et al., 2013). A Figura 5.6 mostra com detalhes

os domínios e as zonas criadas em cada caso. Ambos os domínios possuem as mesmas dimensões totais, altura da floresta e altura das regiões rugosas (Solo com floresta e clareira).

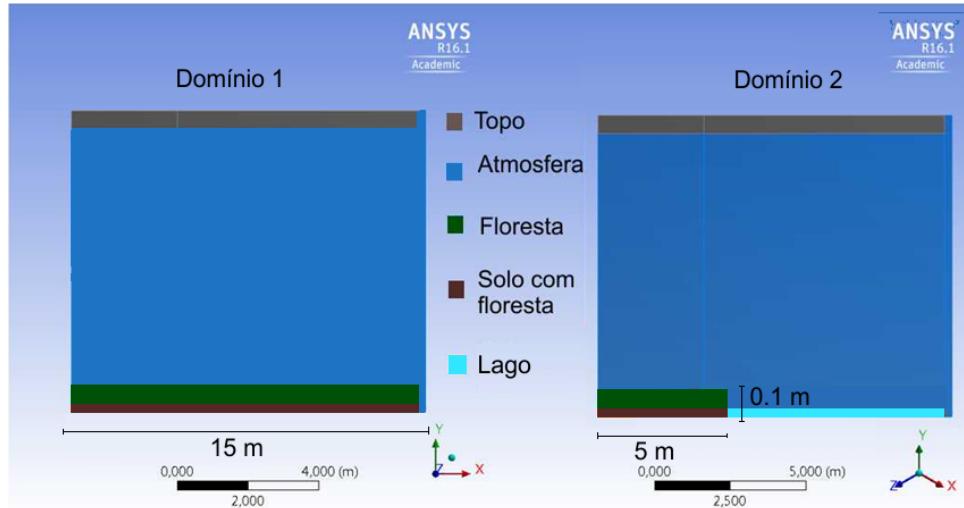


Figura 5.6: Da esquerda para a direita: Domínio para simulação do escoamento permanente dentro da floresta e obtenção dos perfis desenvolvidos das condições de contorno; e Domínio para simulação do escoamento do vento saindo da floresta para a região ocupada pela clareira.

5.2 Malhas Computacionais

O refinamento da malha nas bordas da floresta e na base do domínio constitui um aspecto fundamental para a resolução adequada dos gradientes de velocidade do vento e de outros parâmetros relevantes com elevada precisão. Nesse sentido, garantiu-se a utilização de dez elementos de malha distribuídos ao longo da altura h de cada domínio computacional investigado. Tal escolha de refinamento foi realizada com o intuito de representar as principais escalas de comprimento das estruturas turbulentas, que são aproximadamente comparáveis às dimensões dos elementos individuais do dossel superior, $L_w \approx L_u \approx h/3$ ([FINNIGAN, 2000](#); [KANANI-SÜHRING FARAH; RAASCH, 2017](#)).

Malha clareira-floresta

A malha do domínio computacional é composta por 200 elementos na direção x, 70 na direção y e 103 na direção z, formando elementos hexaédricos não-uniformes. No total, a malha conta com 1.484.184 nodos e 1.442.000 elementos. Os menores elementos encontram-se na borda da floresta e na base do domínio, onde foram realizados os maiores refinamentos, conforme ilustrado na Figura 5.7. Na tabela são resumidos características da malha e domínio computacional.

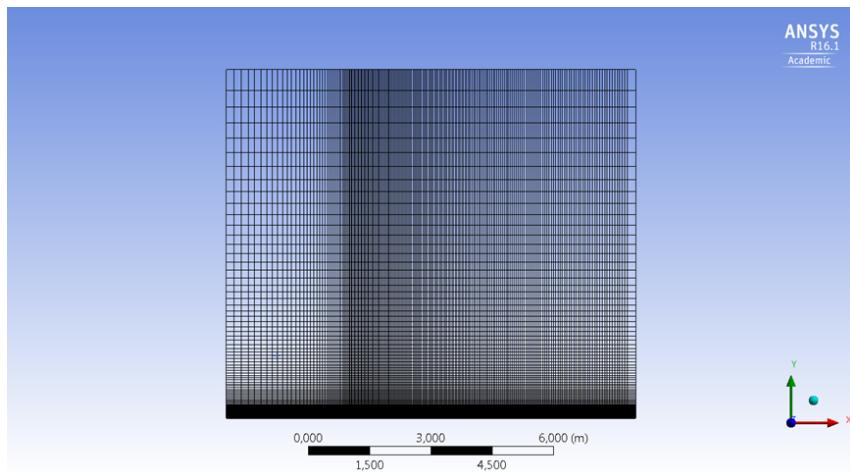


Figura 5.7: Malha computacional. Os maiores refinamentos na direção x encontram-se na borda da floresta e, na direção y, na região mais próxima à parede de base do domínio. Não houve refinamento na direção z.

Tabela 5.4: Domínio Computacional e Parâmetros da Malha

Parâmetro	Valor/Descrição
Dimensões do Domínio (LES)	$173h \times 9h \times 106h$ m ³
Altura do Dossel (h)	7,5 m
Pontos da Malha	$103 \times 82 \times 70$ (x, y, z)
Alongamento da Malha	Horizontal (a montante e a jusante) e Vertical (para cima)
Zonas do Domínio	Clareira (40h) e Floresta (133h)

Malha Floresta-clareira

Para o domínio de floresta homogênea e para floresta com clareira, foi utilizada a mesma malha computacional, o que é necessário para evitar problemas com a interpolação dos

perfis coletados no Domínio de escoamento homogêneo (Domínio 1 da Figura 5.6). A malha computacional empregada possui 1.472.256 nodos e 1.430.590 elementos, sendo 191 elementos na direção x, 70 na direção y e 107 na direção z, formando elementos hexaédricos não-uniformes. Os maiores refinamentos estão localizados próximos à parede e na transição de floresta para clareira.

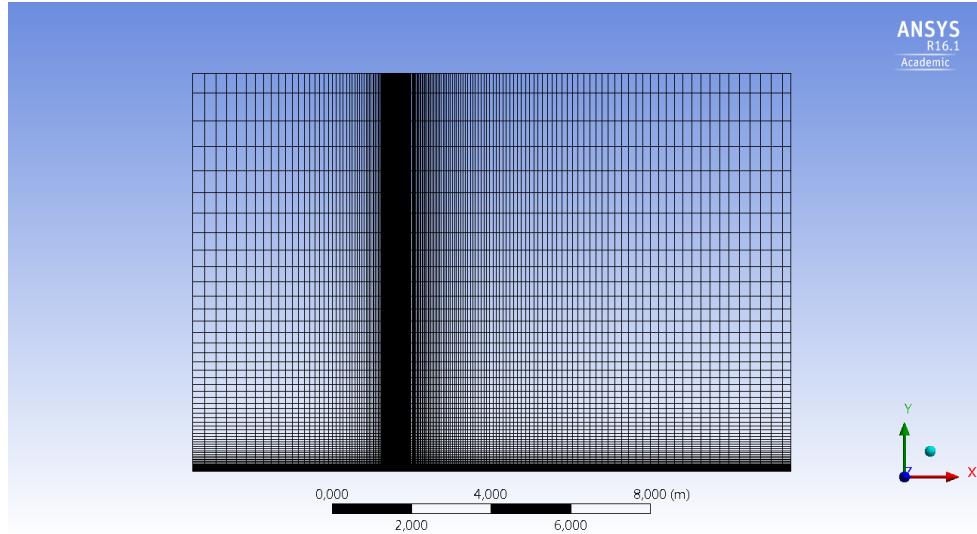


Figura 5.8: Da esquerda para a direita: Malha computacional para o Domínio de escoamento permanente e para o Domínio degrau. Os maiores refinamentos estão próximos à parede e na transição de floresta para clareira.

Tabela 5.5: Detalhes do domínio computacional e da malha

Propriedade	Valor/Descrição
Domínio homogêneo de Escoamento	Simula o escoamento totalmente desenvolvido dentro da floresta.
Domínio de Degrau	Simula a transição do escoamento do vento da floresta para a clareira.
Tamanho do Domínio	150h × 17h × 17h
Pontos da Malha	191 × 70 × 107 (x, y, z)
Total de Nós	1 472 256
Total de Elementos	1 430 590
Tipo de Elemento	Hexaédrico não uniforme
Maiores Refinamentos	Perto da parede e na transição floresta-clareira

5.3 Condições iniciais e de Contorno

5.3.1 Modelagem RANS

Domínio de escoamento clareira-floresta

Como indicado na Figura 5.5, o domínio foi dividido em zonas nas quais foram impostas condições de contorno necessárias para a solução do problema. Na zona do topo, foi imposta a velocidade de escoamento livre. Na zona atmosfera, foram impostos perfis de velocidade, energia cinética turbulenta e taxa de dissipação de turbulência. Na floresta, foram especificados os termos fonte de arrasto, caracterizando-a como um meio poroso. Nas zonas de solo sem floresta e de solo coberto pela floresta, conservou-se a mesma forma logarítmica dos perfis empregada na atmosfera (u, k, ε). Entretanto, cada região possui seus próprios parâmetros:

- no solo sem floresta, a rugosidade $z_{0,\text{sol}}_o$ e a velocidade de fricção local $u_{*,l}$ são recalculadas com base na velocidade do centroide imediatamente acima, conforme a Eq. 5.4;
- no solo com floresta, a condição de deslizamento e o coeficiente de transição f (Eq. 5.12) ajustam a contribuição entre o perfil rugoso e o perfil em deslizamento.

Assim, a estrutura matemática dos perfis permanece a mesma, mas os valores se adequam às características de rugosidade e dinâmica de cada trecho do solo, garantindo continuidade e estabilidade numérica (ver descrição pormenorizada a seguir).

Na entrada do domínio, como condições de contorno, foram impostos perfis de velocidade logarítmica, energia cinética turbulenta e taxa de dissipação de turbulência propostos por (PANOFSKY; DUTTON, 1984)

$$u = \frac{u_*}{k_v} \ln \left(\frac{z}{z_0} \right) \quad (5.1)$$

$$k = \frac{u_*^2}{C_\mu^{1/2}} \quad (5.2)$$

$$\varepsilon = \frac{u_*^3}{k_v z} \quad (5.3)$$

onde z_0 é a rugosidade representativa do solo sem floresta. A velocidade de fricção u_* é calculada a partir da velocidade de referência no topo (u_{top}) e da altura do topo (z_{top}), dada pela equação

$$u_* = \frac{k_v u_{top}}{\ln\left(\frac{z_{top}}{z_0}\right)} \quad (5.4)$$

Na saída foi escolhida a condição de contorno outflow, a qual considera o fluxo de difusão nulo de todas as variáveis do escoamento e uma correção de balanço de massa ([PATANKAR, 1980](#)).

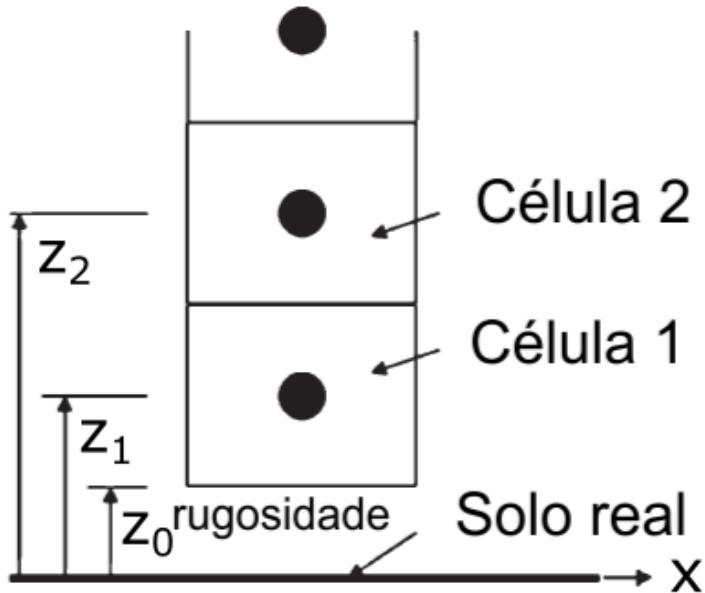


Figura 5.9: Células próximas à parede do domínio. Adaptado de ([DALPÉ; MASSON, 2008](#)).

Na zona do solo sem floresta, foi utilizada a aproximação de [RICHARDS e HOXEY \(1993\)](#). Nessa aproximação, a velocidade de fricção é calculada localmente utilizando os

valores dos centroides das células adjacentes localizadas logo acima na fronteira entre a zona da atmosfera e a zona do solo sem floresta (Ver Figura 5.5). Usando a velocidade do centroide da célula 2 (u_2) e a altura da célula 2 (z_2), define-se uma velocidade de fricção local para toda a região da zona do solo sem floresta como (Figura 5.9)

$$u_{*,l} = \frac{k_v u_2}{\ln \left(\frac{z_2}{z_0} \right)} \quad (5.5)$$

Dessa forma, os perfis de velocidade logarítmica, de energia cinética turbulenta e de taxa de dissipação turbulenta são calculados na célula 1 usando as mesmas equações anteriores, mas agora são valores locais, dados por

$$u_1 = \frac{u_{*,l}}{k_v} \ln \left(\frac{z_1}{z_0} \right) \quad (5.6)$$

$$k_1 = \frac{u_{*,l}^2}{C_\mu^{1/2}} \quad (5.7)$$

$$\varepsilon_1 = \frac{u_{*,l}^3}{k_v z_1} \quad (5.8)$$

Na zona solo com floresta, foi utilizada uma função de transição com a zona solo sem floresta na borda da floresta com a clareira. A função de transição foi desenvolvida originalmente por [Dalpé e Masson \(2009\)](#). Segundo [Katul et al. \(2004\)](#), longe da borda, as tensões de cisalhamento perto do solo coberto pela floresta podem ser negligenciadas, assim caracterizando um escoamento com condição de deslizamento nesta zona. A função transição ajuda na mudança de uma região rugosa (zona solo sem floresta) para uma região com condição de deslizamento na parede da floresta (zona solo com floresta), para evitar acelerações do escoamento próxima ao solo dentro da floresta. As equações de transições para velocidade, energia cinética turbulenta e taxa de dissipação turbulenta são dadas por

$$u_1 = f u_{z_0} + (1 - f) u_{fs} \quad (5.9)$$

$$k_1 = fk_{z_0} + (1 - f)k_{fs} \quad (5.10)$$

$$\varepsilon_1 = f\varepsilon_{z_0} + (1 - f)\varepsilon_{fs} \quad (5.11)$$

onde f é um coeficiente de transição definido como

$$f = \begin{cases} 0, & \text{se } u_{*,l} \leq 0 \\ \frac{u_{*,l}}{u_{*,l,\text{borda}}}, & \text{se } 0 < u_{*,l} < u_{*,l,\text{borda}} \\ 1, & \text{se } u_{*,l} \geq u_{*,l,\text{borda}} \end{cases} \quad (5.12)$$

$u_{*,l,\text{borda}}$ é o valor da velocidade de fricção local $u_{*,l}$ na borda da floresta. Assim, f é igual a 0 dentro da floresta e 1 fora da floresta, ambos longe da borda. Os perfis de velocidade, energia cinética turbulenta e taxa de dissipação turbulenta são calculados análogos na zona solo sem floresta

$$u_{z_0} = \frac{u_{*,l}}{k_v} \ln \left(\frac{z_1}{z_0} \right) \quad (5.13)$$

$u_{fs} = u_2$, $k_{fs} = k_2$ e $\varepsilon_{fs} = \varepsilon_2$ são calculados usando a condição de deslizamento na parede.

Domínio de escoamento floresta-clareira

Para o escoamento permanente, foram impostos os mesmos perfis logarítmicos das equações da subseção 5.3 de [Panofsky e Dutton \(1984\)](#), com exceção dos perfis no topo que seguiram a metodologia empregada em [Dalpé e Masson \(2009\)](#). No topo do domínio, foi imposto que o perfil logarítmico do vento fosse calculado com a velocidade u_n desejada e uma velocidade de fricção ($u_{*,\text{topo}}$) constante. Dessa forma, a velocidade de fricção é calculada a partir do centroide de duas células adjacentes no topo do domínio (u_n e u_{n-1}), isto é, entre a última célula no topo e a célula adjacente logo abaixo (Figura 5.10). Sendo

a velocidade u_n pré-determinada e u_{n-1} resultante da convergência do modelo, $u_{*,\text{topo}}$ é calculado a cada iteração da seguinte maneira

$$u_{*,\text{topo}} = \frac{k_v(u_n - u_{n-1})}{\ln\left(\frac{z_n}{z_{n-1}}\right)}. \quad (5.14)$$

Usando $u_{*,\text{topo}}$, os perfis de k_{topo} e ϵ_{topo} são calculados seguindo as condições de Panofsky e Dutton (1984)

$$k_{\text{topo}} = \frac{u_{*,\text{topo}}^2}{C_\mu^{1/2}} \quad (5.15)$$

$$\epsilon_{\text{topo}} = \frac{u_{*,\text{topo}}^3}{k_v z_1} \quad (5.16)$$

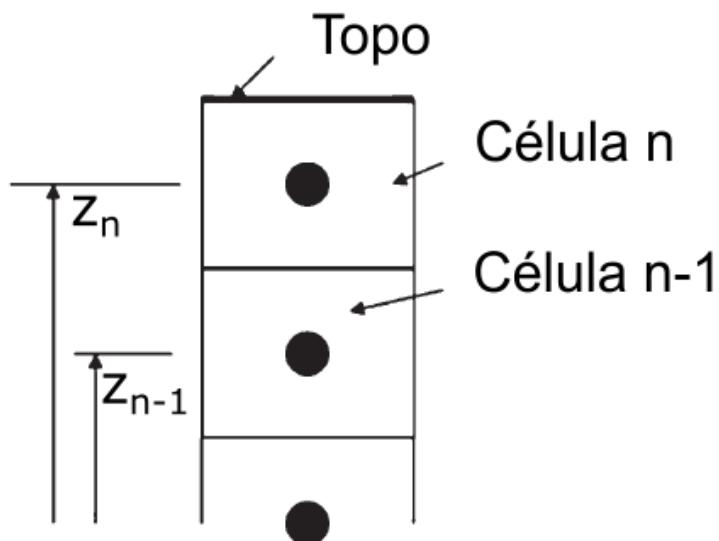


Figura 5.10: Células próximas do topo do domínio. Adaptado de (DALPÉ; MASSON, 2008).

Na saída do domínio foi escolhida a condição de contorno *outlet*, e nas laterais do domínio, periodicidade. Na base e no topo do domínio, foram escolhidas condições de parede sólida com condição de não deslizamento.

As condições de contorno no caso degrau consistem em utilizar os perfis de velocidade $u(z)$, energia cinética turbulenta k e taxa de dissipação turbulenta ϵ , retirados de uma linha vertical distante da entrada do caso permanente, onde foi verificada a convergência e o desenvolvimento do escoamento. Com essas condições de entrada de fluido, as outras condições de contorno foram mantidas iguais. Na saída, utilizou-se a condição *outlet*; nas laterais, a condição de periodicidade; e no topo e na base, paredes sólidas com condição de não deslizamento, como nos demais casos anteriores.

A escolha das condições de contorno nos dois casos levou em consideração a natureza física e geométrica dos problemas estudados, além das boas práticas em simulações numéricas de escoamentos turbulentos atmosféricos. Na saída, utilizou-se a condição *outlet* para permitir que o escoamento deixe o domínio sem introduzir perturbações artificiais ou reflexões que poderiam afetar a região de interesse. Nas laterais, optou-se por condições periódicas para simular um domínio representativo, garantindo que não houvesse influência espúria de paredes laterais, condição amplamente utilizada em estudos da camada limite atmosférica para representar a continuidade lateral do escoamento. No topo e na base, foram aplicadas condições de paredes sólidas com condição de não deslizamento, consistentes com os demais casos analisados anteriormente e adequadas para representar, respectivamente, a interface atmosférica superior e a superfície rugosa inferior, garantindo coerência física entre os casos simulados.

5.3.2 Modelagem LES

Domínio de escoamento clareira-floresta

Como condição inicial, utilizou-se o resultado do modelo $k-\varepsilon$ e uma ferramenta do ANSYS FLUENT que gera um campo instantâneo de velocidade a partir do campo de velocidade resultante da simulação RANS convergida. As simulações LES foram inicializadas com os resultados do modelo RANS devido à necessidade de uma solução inicial realista para a dinâmica do escoamento. Isso reduz o tempo de estabilização e garante uma melhor representação das grandes escalas turbulentas desde os primeiros instantes da simulação. Foram realizadas duas simulações: uma para atingir a estabilização do escoamento e outra para realizar os cálculos das variáveis estatísticas. O tempo de estabilização é obtido por $t = L/U$, onde L é o comprimento característico do domínio e U é a velocidade no escoamento livre.

Na entrada do domínio, foram impostos os mesmos perfis de velocidade, energia cinética turbulenta e taxa de dissipação turbulenta RANS. A diferença é que não são calculadas velocidades de fricção locais para cada passo de tempo.

Para assegurar uma correta representação da turbulência na entrada das simulações LES, utilizou-se o método dos vórtices([MATHEY et al., 2006](#)). Este método gera pequenas perturbações aleatórias, essenciais para reproduzir realisticamente a turbulência e compensar o excesso de dissipação numérica em regiões próximas às fronteiras. Devido à alta dissipação do modelo de submalha no escoamento sobre paredes planas, é necessário garantir a manutenção da turbulência para que o escoamento não se dissipasse ([DHAMANKAR et al., 2015](#)). O método dos vórtices é baseado na forma lagrangiana da equação 2D de evolução dos vórtices e na lei de Bio-Savart. Nesse contexto, os vórtices pontuais são considerados como partículas e são convectados de maneira randômica, carregando informações sobre o campo de vorticidade. Se N é o número de vórtices e A é a área de entrada de fluido (*inlet*), a quantidade de vorticidade carregada por uma dada partícula i é representada por uma circulação e uma distribuição espacial assumida, calculadas respectivamente como ([MATHEY et al., 2006](#))

$$\Gamma_i(z, y) = 4\sqrt{\frac{\pi Ak(z, y)}{3N[2\ln(3) - 3\ln(2)]}}, \quad (5.17)$$

$$\eta(\vec{x}) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \left(2e^{-|x|^2/2\sigma^2} - 1 \right) 2e^{-|x|^2/2\sigma^2}, \quad (5.18)$$

onde k é a energia cinética turbulenta. O parâmetro σ permite o controle do tamanho dos vórtices. A velocidade discretizada na entrada do domínio é dada por

$$\vec{u}(\vec{x}) = \frac{1}{2\pi} \sum_{i=1}^N \Gamma_i \frac{((\vec{x}_i - \vec{x}) \times \hat{e}_x)(1 - e^{|\vec{x} - \vec{x}'|^2/2\sigma^2})}{|\vec{x} - \vec{x}'|^2}, \quad (5.19)$$

onde \hat{e}_x é o vetor unitário na direção do fluxo. σ é calculado a partir do perfil de energia cinética turbulenta (Eq. 4.45) e taxa de dissipação média (Eq. 4.46) na entrada, dado por

$$\sigma = \frac{ck^{3/2}}{2\epsilon}, \quad (5.20)$$

com $c = 0.16$.

Na saída, foi imposta a condição de *outflow*, na qual os fluxos difusivos são nulos. Nas laterais do domínio, foi imposta a condição de periodicidade.

Domínio de escoamento floresta-clareira

As condições de contorno no caso LES seguem o aplicado na subseção 5.3.2. O escoamento foi inicializado a partir do resultado gerado pela simulação RANS, aplicando-se a função do ANSYS Fluent® que perturba o escoamento e cria uma condição inicial baseada na solução do escoamento médio da simulação RANS, com as instabilidades típicas de uma simulação LES. Na entrada, foram impostos os perfis verticais utilizados na simulação RANS do caso degrau e fontes de instabilidade utilizando o método dos vórtices apresentado anteriormente. As condições na saída de fluido, laterais, base e topo do domínio seguem o mesmo esquema apresentado anteriormente.

5.4 Modelagem Numérica

5.4.1 Metodologia Numérica RANS

Para resolver as equações governantes do modelo $k - \varepsilon$ apresentadas anteriormente, utilizou-se o pacote comercial Ansys Fluent® 2016. O Fluent discretiza as equações utilizando o método de volumes finitos, convertendo-as em um sistema de equações algébricas resolvidos numericamente. Para auxiliar na convergência, foi utilizado o método de acoplamento pressão-velocidade SIMPLEC. Para a interpolação do campo de pressão, utilizou-se o método PRESTO, o qual possui melhor convergência em escoamentos em meio poroso ([FLUENT, 1996](#)). Para momento, energia cinética turbulenta e taxa de dissipação turbulenta, foram utilizados esquemas de interpolação de segunda ordem.

5.4.2 Metodologia Numérica LES

Para as discretizações temporais, utilizou-se o algoritmo NITA, baseado no método de passo de tempo fracionado com esquema de segunda ordem para as aproximações. Os termos convectivos na equação do momento foram aproximados com o método de diferença central de segunda ordem, e para interpolação das variáveis nas faces de cada célula de controle, utilizou-se o método Green-Gauss. Para o esquema de interpolação de pressão, selecionou-se a opção Standard.

5.5 Análise Condisional do Escoamento

Os fluxos de quantidade de movimento do vento que passam por um dossel vegetativo podem ser caracterizados quanto ao seu sentido em ascendentes e descendentes. Em estudos de transferência de momento entre os dosséis e a atmosfera, observa-se uma dominância de fluxos descendentes em relação aos ascendentes na região interna do dossel ([DUPONT et al., 2013](#); [GARDINER, 1994](#); [MEYERS, 1988](#); [KATUL, 2007](#)). Os fluxos descendentes são caracterizados por estruturas coerentes turbulentas, chamadas aqui de jatos ejetores e jatos varredores (*ejections* e *sweeps*, respectivamente), em que a estrutura responsável pela maior parte do transporte de quantidade de movimento são os jatos de varredura (*sweeps*). Por outro lado, os fluxos ascendentes são caracterizados por estruturas chamadas de interações internas e externas (*inward* e *outward interactions*, respectivamente), e, como já mencionado, têm uma pequena contribuição para o transporte de quantidade de momento.

Uma técnica utilizada em diversos tipos de dosséis vegetativos é a Análise Q-H (*Quadrant-Hole Analysis*) ([FINNIGAN, 2000](#)). Essa técnica foi introduzida inicialmente por ([LU S. S.; WILLMARTH, 1973](#)) para investigar estruturas turbulentas. Consiste em decompor as flutuações de velocidade em quatro domínios quadrantes (Q):

- Quadrante I: $u' > 0$ e $w' > 0$, denominado interações externas;
- Quadrante II: $u' < 0$ e $w' > 0$, denominado ejeções;
- Quadrante III: $u' < 0$ e $w' < 0$, denominado interações internas;

- Quadrante IV: $u' > 0$ e $w' < 0$, denominado varreduras.

Cada quadrante, identificado por sua combinação única de sinais de flutuações de velocidade horizontal (u') e vertical (w'), representa um tipo diferente de movimento e interação dentro do escoamento turbulento:

- **Quadrante I (Interações Externas):** Neste quadrante, tanto as flutuações de velocidade horizontal (u') quanto as verticais (w') são positivas. Isso indica um movimento do fluido para cima e para frente. As interações externas são assim chamadas porque o movimento do fluido parece estar 'empurrando' contra a superfície externa do dossel, contribuindo para o transporte ascendente de momentum e escalares do dossel para a atmosfera superior.
- **Quadrante II (Ejeções):** Com u' negativo e w' positivo, este quadrante caracteriza-se por movimentos do fluido para cima, mas em direção contrária ao fluxo principal. As ejeções são eventos em que o fluido é 'ejetado' do dossel para a atmosfera. Embora este movimento possa parecer contraproducente, ele é crucial para o transporte de momentum, calor e escalares do dossel para a atmosfera.
- **Quadrante III (Interações Internas):** Aqui, tanto u' quanto w' são negativos, indicando um movimento do fluido para baixo e para trás. Estas interações internas representam o movimento do fluido que 'mergulha' de volta para dentro do dossel ou para áreas de baixa velocidade dentro do dossel, contribuindo minimamente para o transporte global de momentum, mas podendo afetar a mistura interna e a homogeneização de escalares dentro do dossel.
- **Quadrante IV (Varreduras):** Com u' positivo e w' negativo, os movimentos neste quadrante são caracterizados por um fluxo para baixo e para frente, 'varrendo' para o dossel. Este movimento é responsável pela maior parte do transporte de momentum para o dossel e contribui significativamente para as trocas dinâmicas entre a atmosfera e o dossel, trazendo ar fresco e escalares da atmosfera superior para o dossel.

Essa caracterização quadridimensional permite uma compreensão mais profunda dos mecanismos de troca entre a atmosfera e dosséis vegetativos, enfatizando a importância de estruturas coerentes turbulentas no transporte de momentum e escalares.

5.5.1 Frações de contribuição e tempo de duração das contribuições

O termo H ('hole', ou lacunas) refere-se à exclusão de valores de $|u'w'|$ relativos a movimentos quiescentes, menores que um limiar H. O tamanho da lacuna associada à região excluída pode ser expresso como

$$|u'w'| = H|\overline{u'w'}|. \quad (5.21)$$

Essa abordagem segue a metodologia utilizada para análises da ocorrência de eventos que caracterizam qual estrutura turbulenta de cada quadrante é mais frequente dentro do limiar H escolhido (YUE et al., 2007). Essas análises não devem ser confundidas com a análise de estruturas coerentes de vórtices, que necessitam uma caracterização tridimensional completa de uma parcela de fluido (DUPONT; BRUNET, 2009). A média temporal dos eventos de cada quadrante, em função de H, tal que as tensões de Reynolds $\overline{u'w'}_{i,H} = S_{i,H}$, é dada por

$$\overline{S}_{i,H} = \frac{1}{T} \int_0^T u'(x, z, t) w'(x, z, t) I_{i,H,t}(u', w') dt, \quad (5.22)$$

onde i indica o quadrante, T é o período de tempo em que as médias estatísticas foram realizadas, e $I_{i,H,t}(u', w')$ é a função condicional de amostra, definida como

$$I_{i,H,t}(u', w') = \begin{cases} 1 & \text{se } (u', w') \text{ está no quadrante } i \text{ e } |u'w'| \geq H|\overline{u'w'}|, \\ 0 & \text{caso contrário.} \end{cases} \quad (5.23)$$

Assim, a fração de cada quadrante do tensor de Reynolds $S_{i,H}$ pode ser calculada como

$$S_{i,H} = \frac{\overline{S}_{i,H}}{\overline{u'w'}}. \quad (5.24)$$

Note que, para um limiar $H = 0$, a soma das contribuições de cada quadrante é igual a

um, ou seja,

$$S_{1,0} + S_{2,0} + S_{3,0} + S_{4,0} = 1. \quad (5.25)$$

Para quantificar a duração das contribuições das frações dos Tensões de Reynolds de cada quadrante, realiza-se o cálculo do tempo de duração dos eventos para cada quadrante, dado por

$$D_{i,H} = \frac{1}{T} \int_0^T I_{i,H,t} dt. \quad (5.26)$$

Esta metodologia de Análise Q-H, complementada pela determinação das frações de contribuição $S_{i,H}$ e pela duração $D_{i,H}$ dos eventos em cada quadrante, fornece observações valiosos sobre a natureza dos fluxos turbulentos dentro de dosséis vegetativos e sobre a interação dinâmica entre a vegetação e a atmosfera. Ao aplicar um limiar H , é possível filtrar movimentos menores e focar nas estruturas turbulentas que têm impactos significativos na transferência de momento e na mistura dentro do dossel.

Essa abordagem permite identificar não apenas a predominância de fluxos descendentes sobre ascendentes na região interna do dossel, mas também oferece uma maneira quantitativa de medir a contribuição específica de diferentes tipos de estruturas turbulentas para o transporte de momento. Por exemplo, a identificação de uma maior frequência de jatos de varredura (*sweeps*) pode indicar um mecanismo eficiente de transporte de momento do escoamento superior para o interior do dossel, o que é crucial para a compreensão dos processos de troca de gases e de energia entre a terra e a atmosfera.

Além disso, o cálculo do tempo de duração $D_{i,H}$ para cada tipo de evento ajuda a entender a estabilidade dessas estruturas turbulentas e sua persistência no tempo, o que é fundamental para modelar a dispersão de poluentes, sementes, ou qualquer escalar passivo dentro e acima do dossel vegetativo. Por exemplo, a identificação de uma maior frequência de jatos de varredura (*sweeps*) pode indicar um mecanismo eficiente de transporte de momento do escoamento acima do dossel para o seu interior, o que seria crucial para a compreensão dos processos de troca de gases e energia entre a superfície terrestre e atmosfera.

Portanto, a análise condicional do escoamento, através da técnica Q-H e suas extensões, emerge como uma ferramenta poderosa para desvendar a complexidade dos processos físicos que ocorrem no limite entre dosséis vegetativos densos e a atmosfera, promovendo um avanço significativo na modelagem desses sistemas e na compreensão de seu papel no sistema climático global.

Capítulo 6

Resultados

Neste capítulo são apresentados e discutidos os resultados obtidos a partir das simulações numéricas realizadas com o modelo de Simulação de Grandes Escalas (LES), implementado no software ANSYS Fluent, visando analisar detalhadamente os impactos das mudanças abruptas de rugosidade na dinâmica turbulenta em regiões de transição floresta-clareira-floresta. Os resultados são organizados em subseções correspondentes aos objetivos específicos da tese, abordando desde a avaliação quantitativa e qualitativa da eficiência do método numérico até a identificação e análise detalhada das estruturas coerentes e dos mecanismos físicos responsáveis pelas trocas de quantidade de movimento, com ênfase nos efeitos de borda observados nessas regiões.

6.1 Análise do Escoamento de Clareira para Floresta

Nesta seção, apresentam-se os resultados da simulação do escoamento do vento que transita de uma clareira para uma floresta. Os parâmetros principais da clareira e do dossel são mostrados na Tabela 6.1. Inicialmente, discute-se o resultado da simulação com o modelo $k-\varepsilon$, conforme a Seção 6.1.1, que fornece o campo inicial necessário à Simulação de Grandes Escalas (LES). Em seguida, avaliam-se os perfis de velocidade e intensidade turbulenta, comparando-se com dados experimentais de [Irvine et al. \(1997\)](#), a fim de verificar a qualidade da inicialização na LES.

Tabela 6.1: Dados do experimento (IRVINE et al., 1997). Para referência, o dossel possui altura $h = 7,5$ m e quatro mastros foram instalados a distâncias adimensionais distintas da borda.

Propriedade	Valor Médio	Método
z_0 da clareira	0,00028 m	Estimado (Gash, 1986)
z_0 da floresta	0,563 m	Estimado (Jarvis, 1976)
d da floresta	4,88 m	Medido (Raupach e Thom, 1971)
h da floresta	7,5 m	Medido
LAI	2,15	Estimado (Sinclair, 1994)
C_d	0,2	Estimado (Gardiner, 1994)

Breve Recapitação Experimental

No trabalho de Irvine et al. (1997), foram instalados quatro mastros meteorológicos ao longo de um gradiente clareira-floresta, com distâncias normalizadas pela altura do dossel (x/h). O primeiro mastro (M1) situa-se em $-6,1h$, na clareira, enquanto o mais afastado (M4) encontra-se a $14,5h$ no interior da floresta (Ver Capítulo 5 Metodologia). Cada mastro mediu velocidade do vento (componentes longitudinal e vertical), bem como outros parâmetros turbulentos, em várias alturas, possibilitando a comparação com os resultados numéricos discutidos a seguir.

Configuração Computacional Sumária

As simulações transientes empregam um passo de tempo $\Delta t = 0,1$ s e totalizam 46.144 passos de tempo (37.001 passos de tempo para estabilização e 9.144 para as estatísticas do campo de velocidade). Esses dados foram utilizados para o cálculo das estatísticas turbulentas por média temporal, considerando as 9.144 amostras coletadas em cada ponto fixo.

O *hardware* consiste em um servidor com processador Intel® Xeon® E5-2643 v2 a 3,50 GHz, contando com 12 núcleos físicos distribuídos em dois processadores. A inicialização do campo instantâneo na LES foi realizada com o comando "*init-instantaneous-vel*" do Ansys Fluent®, que perturba a solução média $k-\varepsilon$ para gerar campos com flutuações iniciais.

A seguir, discute-se primeiramente o resultado do escoamento médio gerado pelo modelo $k-\varepsilon$ (Seção 6.1.1), examinando-se os perfis de velocidade e intensidade turbulenta nos

mastros M1 a M4. Em seguida, são apresentados os resultados completos obtidos pela LES e comparados com os dados experimentais, destacando a dinâmica turbulenta na transição clareira-floresta e as respectivas estatísticas associadas.

6.1.1 Resultados do Campo Inicial Médio de Velocidade da Simulação RANS

Neste item, apresentam-se os resultados da simulação RANS. O campo de velocidade resultante serviu como inicialização para a simulação LES, que é o foco deste trabalho e cujos resultados serão detalhados posteriormente.

Na Figura 6.1, são expostos os resultados relativos aos pontos de coleta dos mastros

- M1, com $x/h = -6,1$, situado na clareira da floresta;
- M2, com $x/h = 0$, localizado na borda da floresta;
- M3, com $x/h = 3,6$, próximo à borda da floresta;
- M4, com $x/h = 14,5$, distante da borda da floresta,

onde x representa a distância da borda e h é a altura da floresta. Para cada mastro, os resultados da simulação são confrontados com os dados experimentais nas alturas $0,5h$, h e $2h$.

À direita da figura, estão os resultados para os perfis de velocidade normalizados pela velocidade à altura de $2h$ da torre M1 em função da altura normalizada pela altura do dossel (z/h). Essa altura ($2h$) foi escolhida como referência por representar condições próximas do escoamento atmosférico livre, fora da influência direta da vegetação, permitindo assim uma comparação mais consistente entre pontos diferentes dentro do domínio. À esquerda, observam-se os resultados para os perfis de intensidade de turbulência (TI).

Observa-se que o modelo $k - \varepsilon$ representa de forma satisfatória o campo de velocidade médio do escoamento, evidenciando uma boa conformidade com os dados experimentais. Na Figura 6.1c, o perfil de velocidade começa a inflexionar devido à proximidade da borda

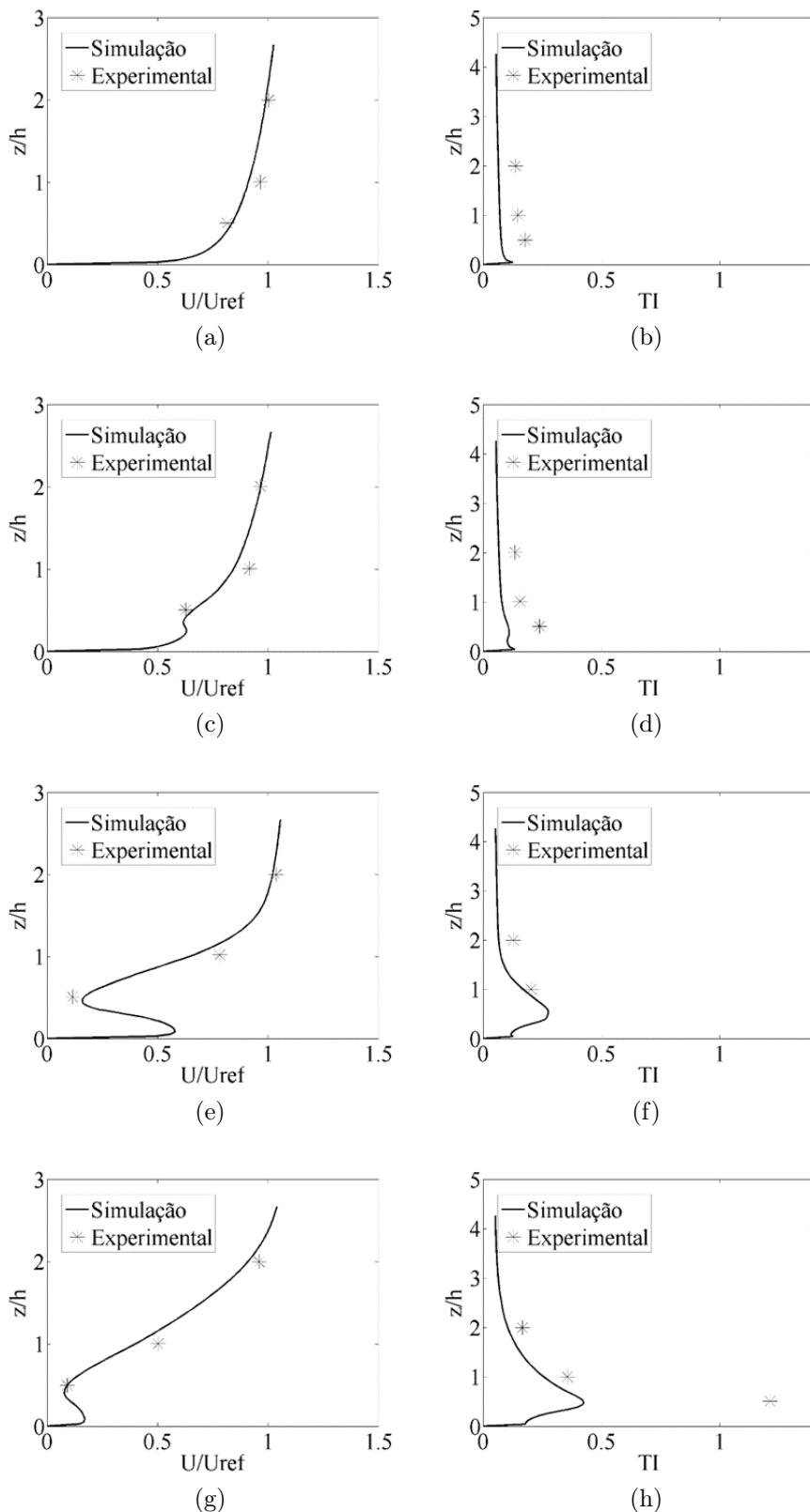


Figura 6.1: À direita, perfis de velocidade e à esquerda, perfis de intensidade de turbulência. (a) e (b) para a torre M1 ($x/h = -6, 1$); (c) e (d) para a torre M2 ($x/h = 0$); (e) (f) para a torre M3 ($x/h = 3, 6$); (g) e (h) para torre M4 ($x/h = 14, 15$).

florestal. Adentrando a floresta (Figuras 6.1e e 6.1g), o processo de inflexão do perfil de velocidade é mais notável na zona de deslocamento da floresta.

Entretanto, abaixo da altura $0,5h$, observam-se valores elevados de velocidade na torre M3 devido ao baixo valor da densidade foliar nesta altura, o que favorece a formação de jatos dentro do dossel. A ocorrência desses jatos será discutida nas análises de eventos turbulentos na Seção 6.1.3. Na última torre (Figura 6.1g), o escoamento atinge um equilíbrio, com valores de velocidade baixos próximos ao solo da floresta ($h < 0,5$). O erro médio relativo para os perfis de velocidade está na ordem de 11,7%, calculado como a média dos erros absolutos normalizados em todas as alturas.

A intensidade de turbulência da simulação e dos dados experimentais é calculada, respectivamente, por

$$Ti = \frac{\sqrt{\frac{2}{3}k}}{\bar{u}} \quad (6.1)$$

$$Ti = \frac{\sqrt{\frac{1}{3}(\sigma_u^2 + \sigma_v^2 + \sigma_w^2)}}{\bar{u}}, \quad (6.2)$$

onde σ_u^2 , σ_v^2 e σ_w^2 são os desvios padrões das velocidades nos sentidos longitudinal, transversal e vertical, respectivamente. A energia cinética turbulenta k utilizada para calcular Ti da simulação é dada pela equação de transporte (Eq. 4.45) descrita na subseção 4.2.1.

Observa-se que os valores obtidos na simulação são subestimados em todos os mastros quando comparados aos dados experimentais, conforme ilustrado na Figura 6.1. À medida que o escoamento se aproxima da floresta (Figuras 6.1b e 6.1d), os perfis de Ti apresentam pouca variação. No ponto localizado na clareira, os valores são subestimados, mas próximos dos experimentais. Na borda, é perceptível um aumento da intensidade turbulenta devido ao contato com a floresta e, somente dentro dela, a intensidade aumenta significativamente (Figuras 6.1f e 6.1h). Esse aumento é observado, mas os resultados permanecem subestimados na simulação.

Existem duas razões principais para a maior incerteza desses resultados. A primeira é a ausência de medições do desvio padrão da velocidade transversal no estudo de [Irvine et al.](#)

(1997), devido a limitações dos sensores da época, sendo assumido o valor de $\sigma_v^2/u_* = 2,1$ para a camada limite superficial neutra e plana, conforme Garratt (1994), o que pode elevar os valores experimentais. A segunda razão decorre das limitações da modelagem RANS em capturar adequadamente o desenvolvimento das estruturas turbulentas em superfícies complexas (MENTER et al., 2010), exigindo maior refinamento da malha, leis de parede mais robustas e maior capacidade de lidar com efeitos não estacionários (PIOMELLI, 2008). Em relação à intensidade de turbulência, os erros relativos médios alcançam valores da ordem de 48%.

Por fim, apesar das limitações inerentes ao modelo RANS na previsão detalhada das estruturas turbulentas, os resultados apresentados cumprem o papel essencial de fornecer um campo inicial físico e consistente para a simulação LES. A partir desse campo médio, é possível promover a transição para o regime transitório e o desenvolvimento das estruturas turbulentas capturadas pela modelagem de grandes escalas, garantindo estabilidade e realismo ao processo de simulação.

6.1.2 Estatísticas Turbulentas da Simulação LES

Os resultados apresentados nesta seção foram obtidos a partir da simulação LES, iniciada a partir do campo médio RANS, e posterior perturbação por *init-instantaneous-vel*. Após atingido o regime estatístico estacionário, os campos instantâneos foram amostrados em pontos fixos no domínio, a cada passo de tempo, totalizando 9.144 amostras (entre os passos de tempo 37.001 e 46.144). Esses dados foram utilizados para o cálculo das estatísticas turbulentas por média temporal.

Velocidade Média

Os perfis de velocidade média obtidos na simulação LES são apresentados na Figura 6.2. O perfil médio de velocidade em cada altura foi calculado por média temporal das componentes instantâneas da velocidade longitudinal $u(t)$, segundo

$$\bar{u}(z) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u_i(z) \quad (6.3)$$

onde N é o número total de amostras instantâneas no ponto considerado. A altura foi normalizada pela altura do dossel (z/h) e a velocidade do vento pela velocidade medida a $2h$ na torre M1 ($x/h = -6, 1$). Essa altura ($2h$) foi escolhida como referência por representar condições próximas do escoamento atmosférico livre, fora da influência direta da vegetação, permitindo assim uma comparação mais consistente entre pontos diferentes dentro do domínio. Observa-se na simulação um ponto de inflexão em $z/h = 0,5$ na torre M3, marcando a transição entre a clareira e a floresta. A velocidade desacelera até essa altura e, em seguida, acelera até o topo do dossel, alcançando o máximo em $z/h = 2$. Esse comportamento é consistente com o gradiente de pressão identificado na região entre a borda da floresta e o interior (M3), conforme descrito por ([DALPé; MASSON, 2009](#)).

A simulação mostra também uma redução progressiva da velocidade nas torres M3 e M4 ao longo da floresta. Quando comparados aos dados experimentais, os perfis obtidos apresentam boa concordância, com erro médio relativo de 9%, calculado como a média dos erros absolutos normalizados em todas as alturas. Tal resultado demonstra a capacidade da simulação LES em reproduzir adequadamente o escoamento médio nesta configuração complexa.

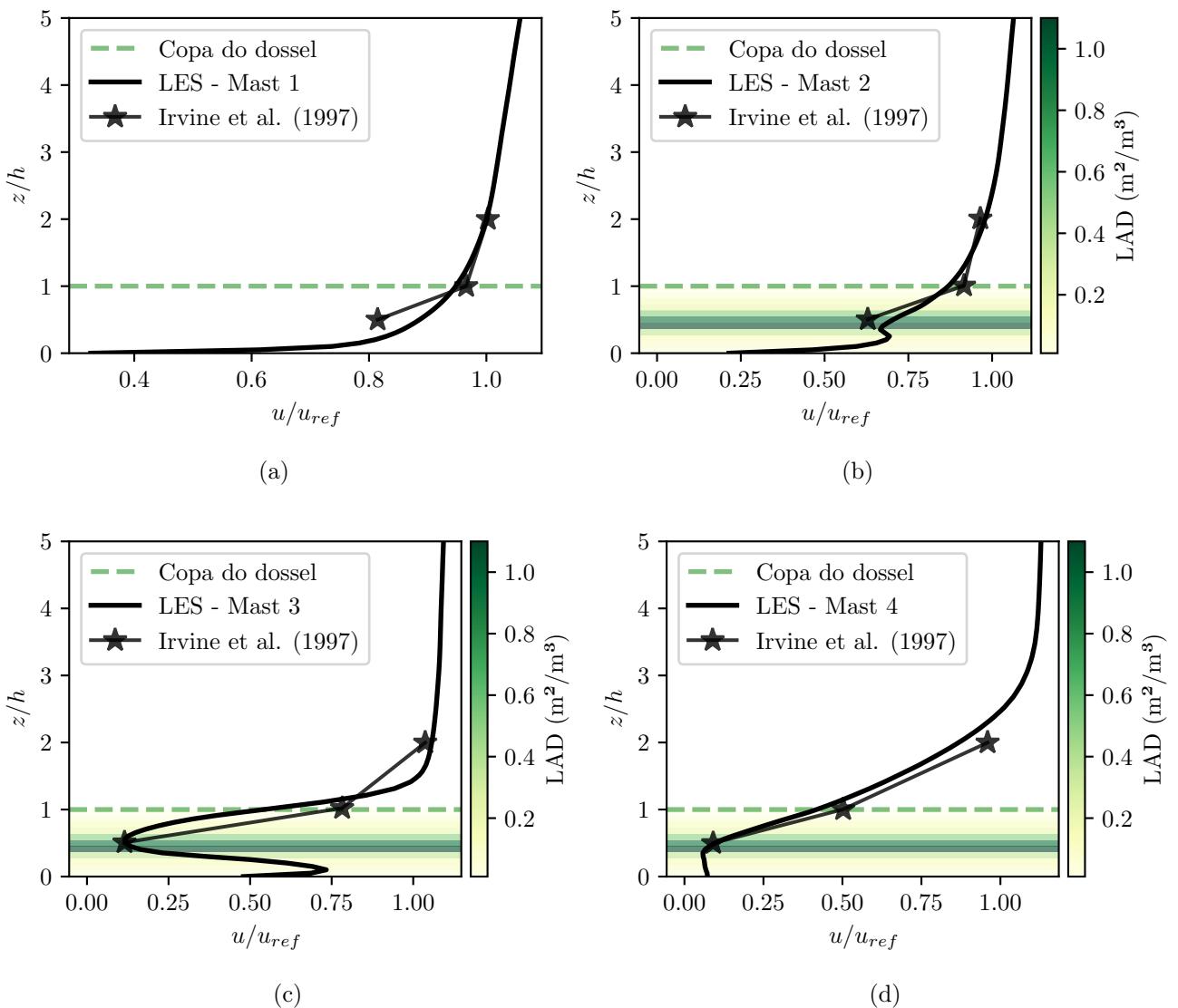


Figura 6.2: Perfis de velocidade adimensionalizados pela altura do dossel h e pela velocidade u_{ref} coletada a $2h$ na torre M1. A linha preta contínua representa os resultados da LES para cada mastro; os símbolos estrelas indicam as medidas de referência de [Irvine et al. \(1997\)](#); a linha tracejada verde marca a altura média da copa do dossel; o sombreamento em escala de verdes mostra o perfil de densidade de área foliar (LAD, m^2/m^3). (a) Mastro 1 na clareira , (b) Mastro 2 na borda $x/h=0$, (c) Mastro 3 perto da borda $\approx 3h$ e (d) Mastro 4 longe da borda $\approx 115h$.

Fenômenos observados na simulação, como a presença de recirculações na borda e jatos subdossel em regiões de baixa densidade foliar, corroboram as análises experimentais e estudos prévios ([CASSIANI et al., 2008](#); [DUPONT; BRUNET, 2007](#); [YANG et al., 2006b](#); [DUPONT et al., 2010](#)). Destaca-se que o arrasto imposto na floresta influencia diretamente o perfil de velocidade, criando zonas de desacoplamento e ajustando o escoamento

às condições de rugosidade e densidade do dossel.

A análise dos perfis de velocidade média obtidos forma a base para as próximas subseções, em que serão avaliadas as estatísticas turbulentas, fluxos turbulentos e eventos de transporte de quantidade de movimento. Esses resultados confirmam que o campo médio gerado pela simulação LES representa fielmente o escoamento observado experimentalmente e fornece uma base robusta para a investigação detalhada dos mecanismos turbulentos envolvidos na transição clareira-floresta.

Intensidade Turbulenta

A intensidade de turbulência Ti foi calculada a partir das séries temporais das componentes instantâneas da velocidade coletadas nos pontos de monitoramento. Para cada altura, a intensidade foi obtida por média temporal das flutuações de velocidade, de acordo com:

$$Ti(z) = \frac{\sqrt{\frac{1}{3}(\sigma_u^2(z) + \sigma_v^2(z) + \sigma_w^2(z))}}{\bar{u}(z)} \quad (6.4)$$

onde σ_u^2 , σ_v^2 e σ_w^2 são as variâncias das componentes de velocidade nas direções longitudinal, transversal e vertical, respectivamente, e \bar{u} é a velocidade média do escoamento em cada altura.

Os resultados para a intensidade de turbulência (Ti) obtidos na simulação LES são apresentados na Figura 6.3, com um erro médio relativo de 19%, calculado como a média dos erros absolutos normalizados em todas as alturas. O perfil na clareira (Figura 6.3a) mostra valores próximos dos experimentais no topo do dossel e em $2h$, no entanto subestimados em todas as alturas. Na torre M2 (borda), o comportamento é similar (Figura 6.3b), com subestimação em $0,5h$. No mastro M3 (região de transição, Figura 6.3c), os valores simulados são próximos dos experimentais no topo e em $2h$, porém continuam subestimados em $0,5h$. Por fim, na torre M4 (distante da borda, Figura 6.3d), há superestimação nos níveis superiores e subestimação nas camadas mais próximas ao solo.

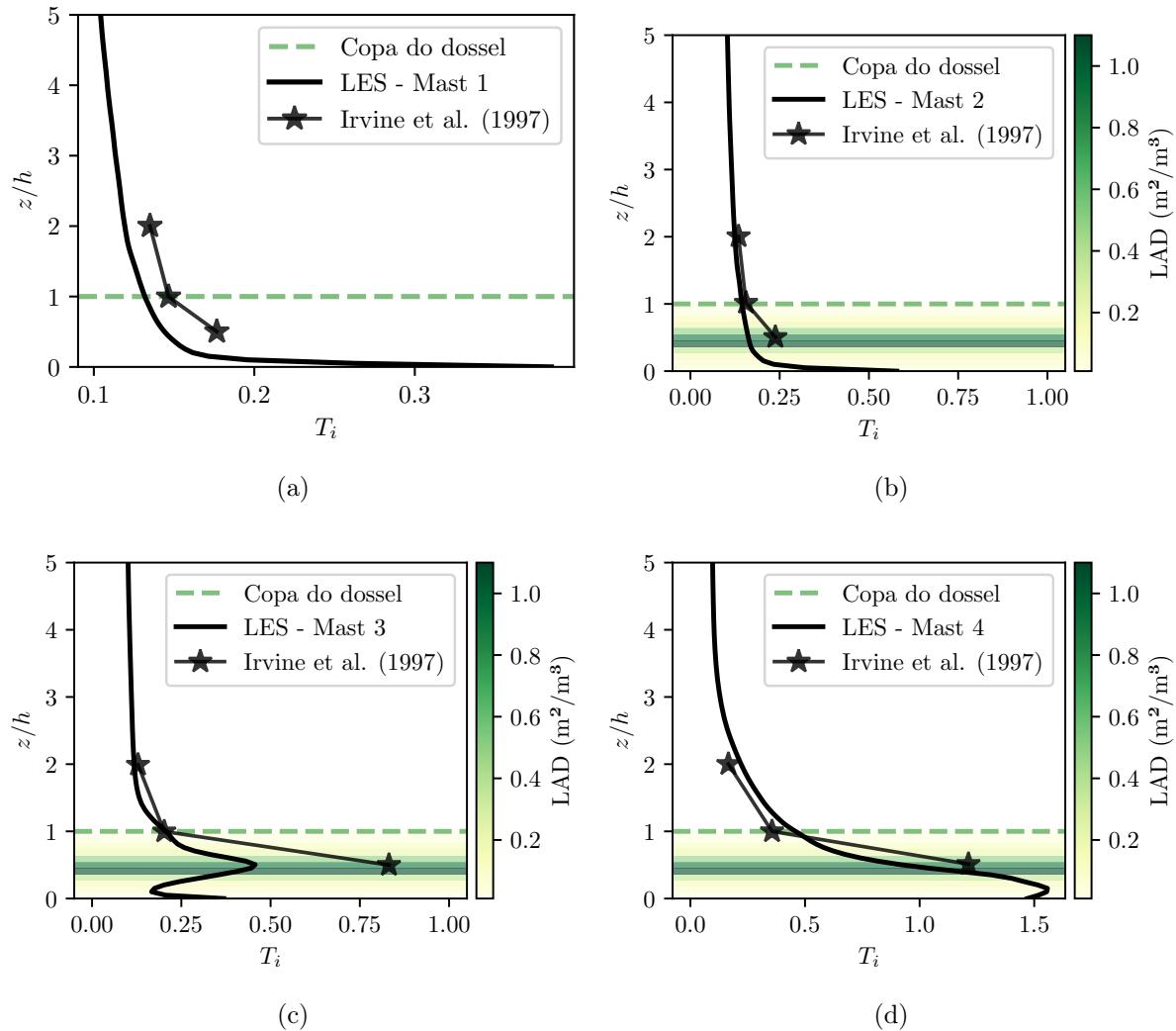


Figura 6.3: Perfis de intensidade de turbulência T_i normalizados pela altura relativa z/h em quatro posições ao longo da clareira–floresta. A linha preta contínua representa os resultados da LES para cada mastro; os símbolos estrelas indicam as medidas de referência de [Irvine et al. \(1997\)](#); a linha tracejada verde marca a altura média da copa do dossel; o sombreamento em escala de verdes mostra o perfil de densidade de área foliar (LAD, m^2/m^3). (a) Mastro 1 na clareira , (b) Mastro 2 na borda $x/h=0$, (c) Mastro 3 perto da borda $\approx 3h$ e (d) Mastro 4 longe da borda $\approx 115h$.

A análise dos perfis de intensidade de turbulência obtidos na simulação LES evidencia o desafio de capturar adequadamente as flutuações de velocidade dentro e acima do dossel. Embora a simulação mantenha níveis de turbulência coerentes com os dados experimentais no topo do dossel e a $2h$, nota-se uma subestimação consistente na altura de $0,5h$. Esse comportamento pode ser atribuído à simplificação adotada na modelagem do desvio padrão da componente transversal da velocidade, fixado em $\sigma_v/u_* = 2,1$. Essa aproximação, embora usual na literatura, não representa adequadamente as condições locais de

anisotropia e pode induzir incertezas, especialmente em regiões de transição e dentro da vegetação, onde pequenas variações na estrutura do dossel influenciam significativamente a geração e dissipação da energia turbulenta(HANNA et al., 2007; CLARK et al., 2007). Além disso, limitações no modelo subgrid utilizado e na resolução espacial da malha contribuem para essas discrepâncias(YANG et al., 2006a). Se a resolução não for adequada (ou o domínio for pequeno demais), essas estruturas acabam parcialmente "caíndo" na faixa de sub-malha. Nesse caso, o modelo de sub-malha terá que lidar com processos que ele não foi projetado para representar, levando a erros na simulação da transferência de energia(INAGAKI; KOBAYASHI, 2023).

De forma geral, os resultados obtidos demonstram que a geração de turbulência sintética na entrada do domínio e o forçamento aplicado na simulação são eficientes em manter o nível de turbulência até a borda da floresta. Contudo, as variações observadas dentro do dossel indicam a necessidade de ajustes finos na modelagem. Essas variações estão intimamente ligadas à posição dos mastros em relação à borda da floresta. Na clareira (M1) o escoamento ainda não sofreu o aumento de rugosidade e apresenta T_i relativamente baixo perto do solo. Na borda (M2) o contraste de rugosidade gera uma camada de cisalhamento que eleva T_i acima do topo do dossel, mas o forte arrasto foliar suprime as flutuações em 0,5h. Na zona de dossel perto da borda (M3) a camada de mistura aumenta seu tamanho: o pico de T_i suaviza-se e parte da energia penetra no dossel, embora continue subestimada no interior. Já no interior da floresta (M4) o fluxo aproxima-se do equilíbrio dossel-atmosfera; a LES tende a superestimar a T_i nas camadas superiores(sensível ao modelo de sub-malha) e a subestimar nos níveis mais baixos, onde a dissipação domina. Esses padrões reafirmam a importância de refinar a malha na zona de transição e de calibrar o coeficiente de arrasto foliar para capturar corretamente a redistribuição vertical da energia turbulenta. Esta compreensão é fundamental para a continuidade da análise, uma vez que as próximas subseções irão tratar das flutuações turbulentas mais detalhadas, através dos desvios padrão das componentes de velocidade, fluxos turbulentos de quantidade de movimento e a identificação dos eventos de ejeção e varredura que governam o transporte turbulento na interface dossel-atmosfera.

Desvio Padrão σ_u e σ_w

Os desvios padrão das componentes de velocidade na direção longitudinal (σ_u) e vertical (σ_w) foram calculados a partir das séries temporais coletadas nos pontos fixos do domínio, conforme metodologia descrita anteriormente. Cada desvio padrão foi obtido a partir da

variância da respectiva componente de velocidade instantânea, de acordo com:

$$\sigma_u = \sqrt{u'^2} \quad \text{e} \quad \sigma_w = \sqrt{w'^2} \quad (6.5)$$

Esses valores foram posteriormente normalizados pela velocidade de fricção calculada a $z = 2h$,

$$u_* = \sqrt{\overline{u'w'}}_{z=2h}$$

permitindo a comparação direta entre regiões da clareira, borda e interior da floresta.

A Figura 6.4 apresenta os perfis de σ_u/u_* . Na clareira (Figura 6.4a), os valores são superestimados pela simulação, embora sigam a tendência experimental, evidenciando forte presença de flutuações turbulentas na direção do escoamento. Na borda (Figura 6.4b), os desvios acompanham o perfil experimental, com leve crescimento até $z = 2h$. No interior do dossel próximo à borda (Figura 6.4c), observa-se redução do desvio próximo ao solo, crescimento até o topo e um gradiente acentuado. Mais distante da borda (Figura 6.4d), o padrão se repete, com valores elevados próximos ao solo e variações até o topo, indicando ajuste do escoamento à nova rugosidade.

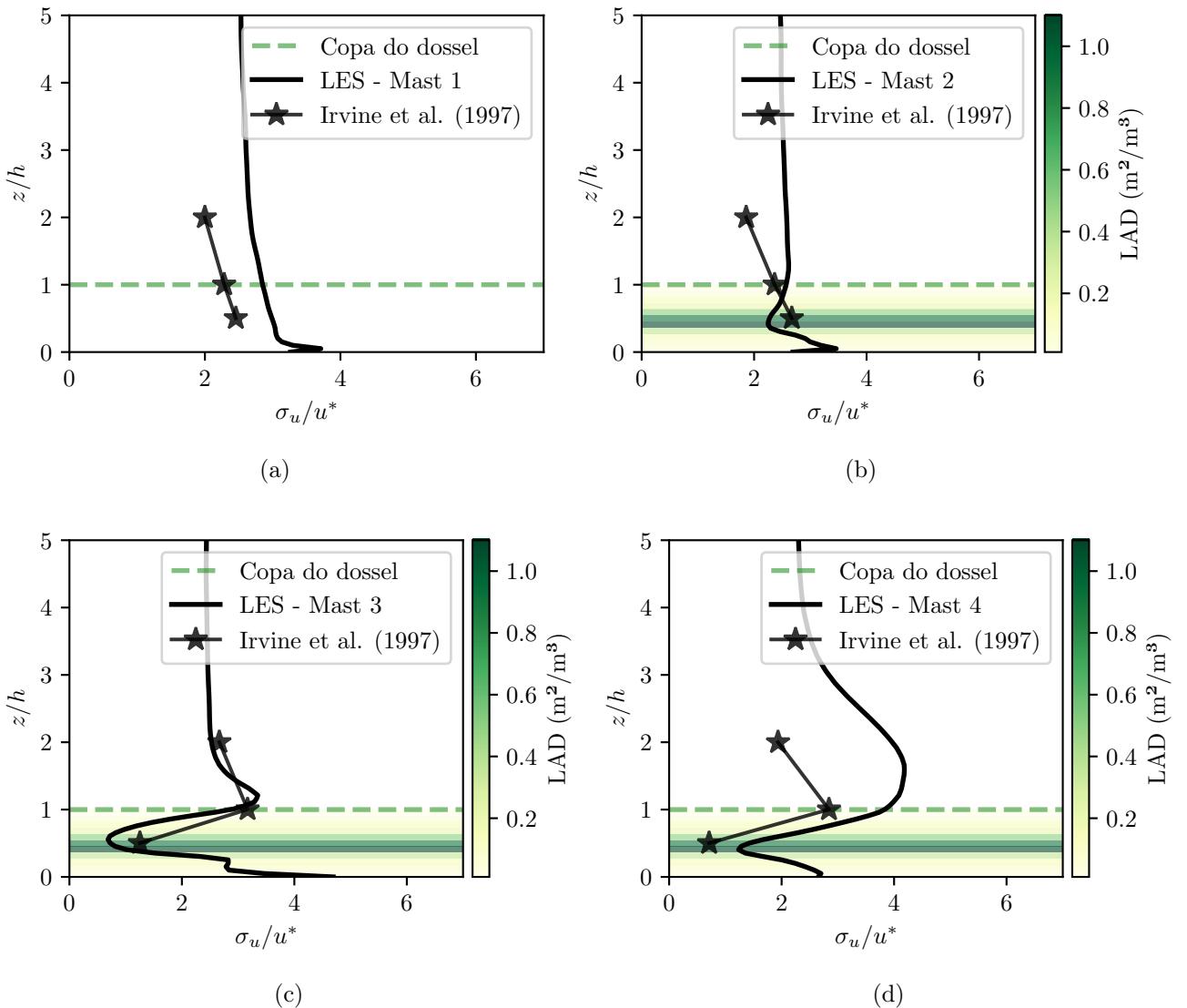


Figura 6.4: Desvio padrão na direção longitudinal normalizado pela velocidade de fricção u_* . A linha preta contínua representa os resultados da LES para cada mastro; os símbolos estrelas indicam as medidas de referência de [Irvine et al. \(1997\)](#); a linha tracejada verde marca a altura média da copa do dossel; o sombreamento em escala de verdes mostra o perfil de densidade de área foliar (LAD, m^2/m^3). (a) Mastro 1 na clareira , (b) Mastro 2 na borda $x/h=0$, (c) Mastro 3 perto da borda $\approx 3h$ e (d) Mastro 4 longe da borda $\approx 115h$.

A Figura 6.5 apresenta os perfis de σ_w/u_* . Na clareira (Figura 6.5a), os valores são subestimados, mas acompanham a tendência dos dados experimentais. Na borda (Figura 6.5b), o perfil simulado segue a forma experimental, embora também subestime valores em algumas alturas. Dentro da floresta (Figura 6.5c), surgem oscilações inesperadas, enquanto mais adiante (Figura 6.5d) os valores são superestimados, mas coerentes com o comportamento experimental.

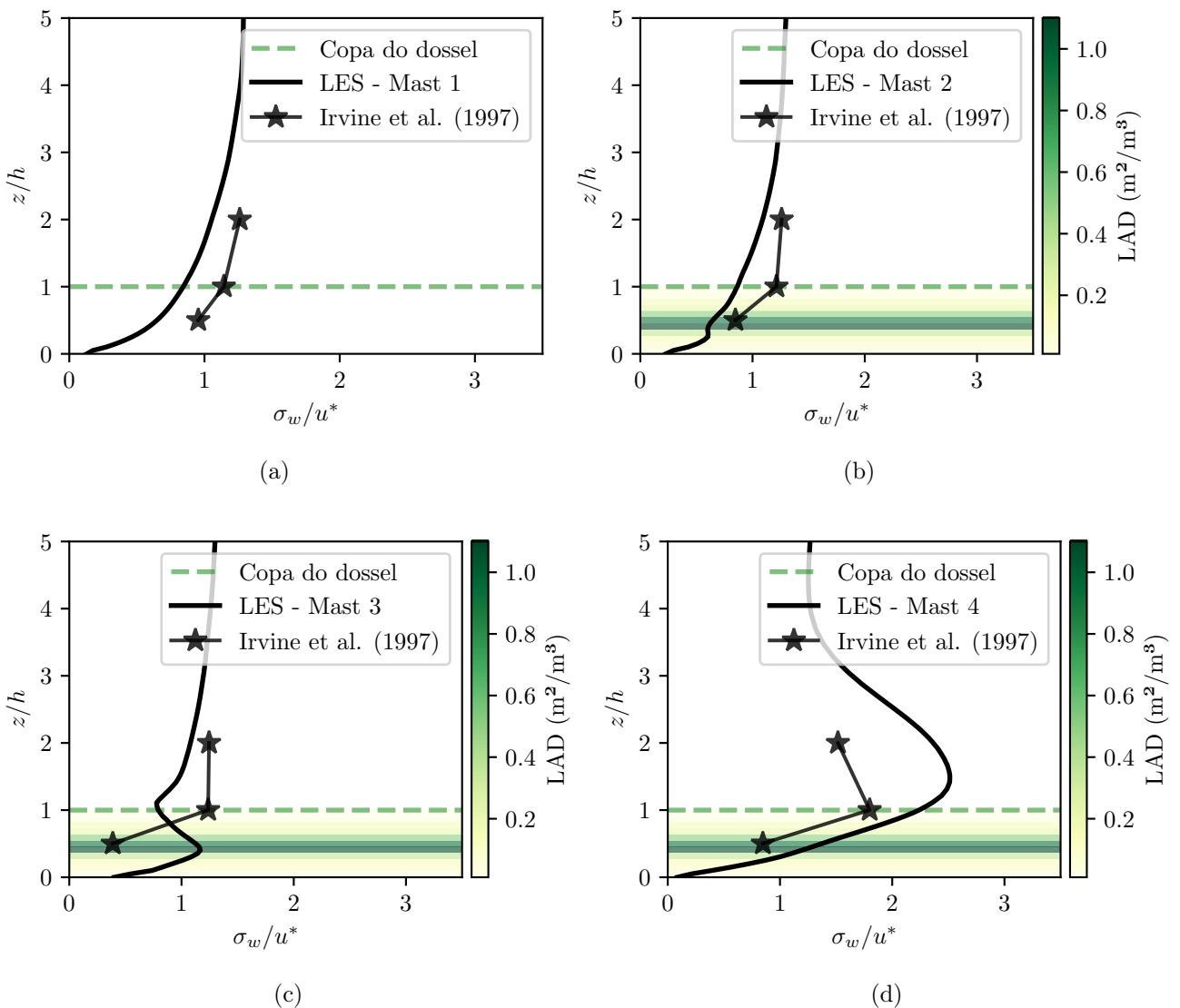


Figura 6.5: Desvio padrão na direção vertical normalizado pela velocidade de fricção u_* . A linha preta contínua representa os resultados da LES para cada mastro; os símbolos estrelas indicam as medidas de referência de [Irvine et al. \(1997\)](#); a linha tracejada verde marca a altura média da copa do dossel; o sombreamento em escala de verdes mostra o perfil de densidade de área foliar (LAD, m^2/m^3). (a) Mastro 1 na clareira , (b) Mastro 2 na borda $x/h=0$, (c) Mastro 3 perto da borda $\approx 3h$ e (d) Mastro 4 longe da borda $\approx 115h$.

A análise dos desvios padrão evidencia que regiões de fortes gradientes verticais de velocidade, como a interface entre clareira e floresta, favorecem o aumento das flutuações turbulentas. [Sharma e García-Mayoral \(2019\)](#) demonstram que, em florestas esparsas, o cisalhamento imposto pelo perfil médio define diretamente a escala e a intensidade dessas flutuações. Esse efeito contribui para o comportamento observado na simulação, em que variações abruptas nos desvios padrão ocorrem próximas ao topo do dossel e nas regiões

de transição. Além disso, as discrepâncias encontradas, especialmente próximas à borda, ressaltam limitações da resolução da malha empregada, das condições de entrada e da modelagem de sub-malha. Esses fatores influenciam diretamente os valores obtidos para os desvios padrão, particularmente em regiões com fortes gradientes verticais de velocidade.

Os resultados confirmam que o ajuste das flutuações turbulentas à nova rugosidade florestal não ocorre de maneira uniforme nas direções longitudinal e vertical, conforme também observado por Yang et al. (2006a) e Kruijt et al. (1995). Valores elevados de σ_u e σ_w próximos ao solo, seguidos de ajustes graduais, indicam a presença de jatos subdossel e zonas de desacoplamento do escoamento. Além disso, as diferenças entre simulação e experimento, especialmente próximas à borda, ressaltam limitações de modelagem, condições de entrada e resolução de malha. Essas análises reforçam a importância da representação correta das flutuações turbulentas, preparando o terreno para a próxima subseção, na qual será avaliado o comportamento da tensão de Reynolds e os mecanismos de transporte de quantidade de movimento turbulento no interior do dossel.

Tensão de Reynolds $-\overline{u'w'}$

A tensão de Reynolds $-\overline{u'w'}$ representa o transporte turbulento vertical de quantidade de movimento longitudinal, sendo uma das variáveis-chave para caracterizar o escoamento sobre superfícies rugosas, como florestas. Os resultados do fluxo de quantidade de movimento, normalizados pelo valor de referência na altura $2h$ da torre M1 ($x/h = -6,01$), são apresentados na Figura 6.6.

Na clareira (Fig. 6.6a), a LES recupera o fato de o transporte aumentar com a altura, mas o faz de forma muito mais suave e com intensidade sistematicamente menor do que a observada: o mínimo em $z \approx 0,5h$ e, sobretudo, o pico logo acima do topo da copa ($z \approx h$) aparecem atenuados e deslocados para altitudes ligeiramente superiores, de modo que a curvatura pronunciada do perfil experimental não é reproduzida. Na borda imediata (Fig. 6.6b), o modelo acerta o sinal negativo em torno de $0,5h$ — indício de varreduras descendentes —, mas subestima sua magnitude e, em contrapartida, acelera o crescimento positivo acima da copa, superestimando o fluxo a partir de $z \gtrsim 1,5h$.

Já no interior da floresta, no mastro M3 (Fig. 6.6c), a LES exagera o escoamento descendente no sub-dossel ($-u'w'$ chega a ser o dobro do valor medido), recupera-se para valores positivos no topo, mas não capta a redução experimental entre $1h$ e $2h$, resultando num

perfil demasiadamente íngreme. Por fim, a grande distância da borda (M4, Fig. 6.6d), o cálculo mantém o aumento monotônico do fluxo com z , porém superestima toda a coluna — em cerca de 50 % entre $1h$ e $2h$ —, sugerindo que o cisalhamento imposto pela distribuição de área foliar foi amplificado no modelo (ver gradiente de LAD em $0,5h < z < h$ ([CASSIANI et al., 2008](#); [DUPONT et al., 2011](#))).

Em conjunto, esses desvios indicam que, embora a LES capture alguns mecanismos qualitativos (sinal e posição dos extremos), ela ainda não reproduz com fidelidade a amplitude e a forma dos perfis experimentais ao longo da transição clareira-floresta.

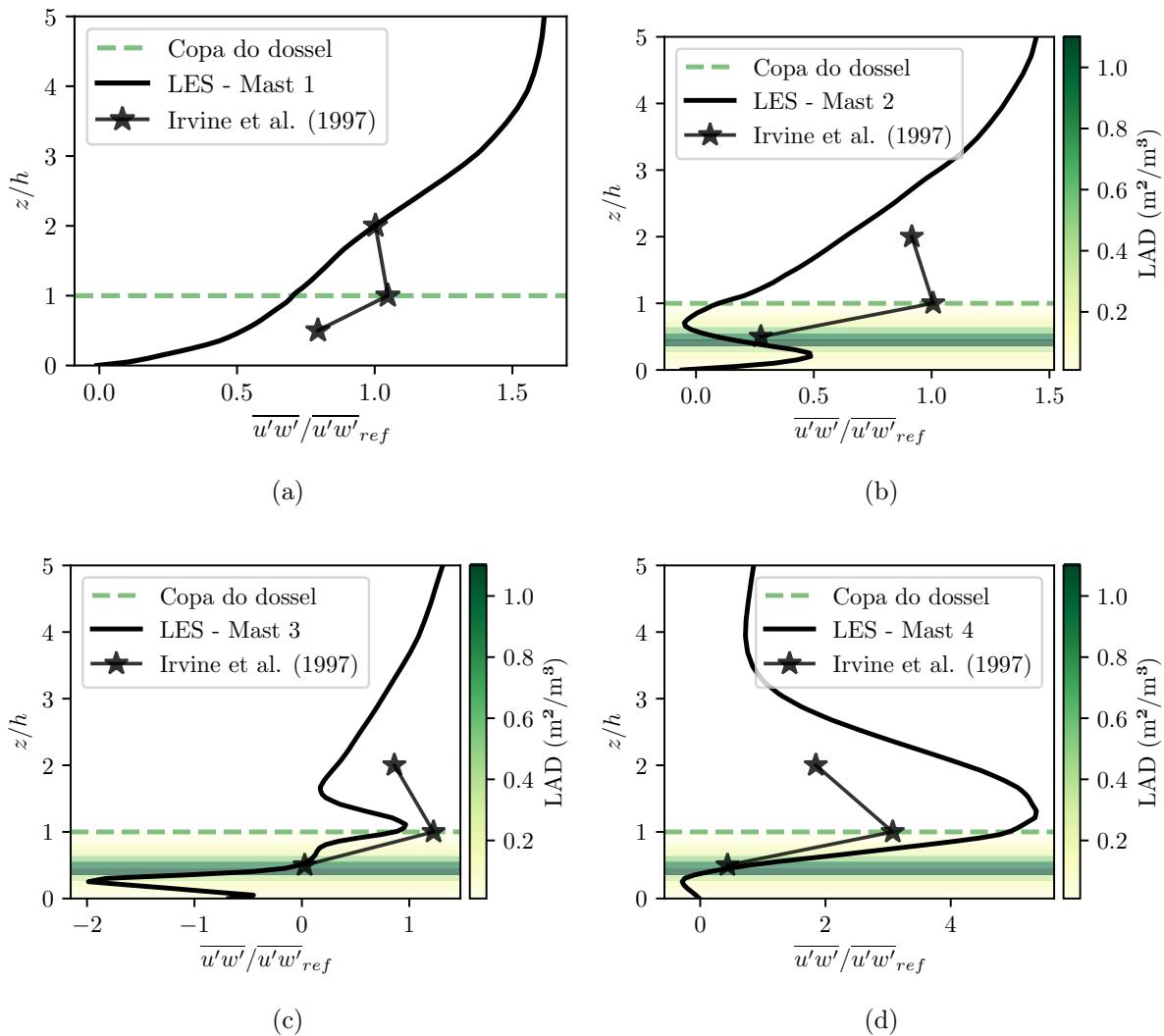


Figura 6.6: Fluxo de quantidade de movimento de fluido $-\overline{u'w'}/\overline{u'w'}_{ref}$ normalizado pelo valor de referência medido na torre M1 à altura de $2h$. A linha preta contínua representa os resultados da LES para cada mastro; os símbolos estrelas indicam as medidas de referência de [Irvine et al. \(1997\)](#); a linha tracejada verde marca a altura média da copa do dossel; o sombreamento em escala de verdes mostra o perfil de densidade de área foliar (LAD, m^2/m^3). (a) Mastro 1 na clareira , (b) Mastro 2 na borda $x/h=0$, (c) Mastro 3 perto da borda $\approx 3h$ e (d) Mastro 4 longe da borda $\approx 115h$.

Na figura ele quer saber se: Não foi apenas na torre M1, certo? O comportamento ascendente do fluxo em $0 < z < 0.5h$ na torre M3 sugere o desacoplamento do escoamento entre o subdossel e o topo, fenômeno associado à presença de jatos sub-dossel causados pelo espaçamento entre troncos ([KANANI-SÜHRING; RAASCH, 2015](#); [IRVINE et al., 1997](#); [FREUNDORFER et al., 2019](#); [NICHOLAS et al., 2023](#)). Esses jatos afetam a redistribuição de energia e dificultam a conexão vertical do escoamento. Na região distante da borda (Figura 6.6d), valores elevados indicam influência combinada de baixa densidade

de área foliar, presença de jatos e possíveis limitações numéricas relacionadas à malha computacional (REZAEIRAVESH; LIEFVENDAHL, 2018; PELTOLA et al., 2021).

As discrepâncias observadas nos perfis simulados de tensão de Reynolds podem ser atribuídas, em grande parte, aos fortes gradientes de velocidade presentes na transição entre clareira e floresta, como já discutido na subseção dos desvios padrão. Estudos como os de Jelly e Busse (2019) e Lopes et al. (2021), reforçam que regiões de alto cisalhamento, especialmente na interface do dossel, favorecem a formação de vórtices e zonas de transporte intenso de quantidade de movimento. Esses efeitos podem superar a contribuição turbulenta clássica e gerar tensões dispersivas significativas (tensões induzidas por formas ou irregularidades do dossel), não plenamente capturadas em simulações LES sem ajustes adicionais. Essas tensões dispersivas, relacionadas às formas ou irregularidades do dossel, não foram explicitamente modeladas na simulação LES atual, o que pode explicar algumas das discrepâncias observadas.

Estudos recentes reforçam que a modelagem da tensão de Reynolds pode ser aprimorada utilizando estratégias avançadas, como técnicas de aprendizado de máquina (LI et al., 2022) e o uso de modelos de viscosidade turbulenta, como o WALE, que reproduzem melhor a intermitência da turbulência em zonas de transição (ALAM; FITZPATRICK, 2018). Além disso, a densidade do dossel e a rugosidade da vegetação são determinantes na configuração dos padrões turbulentos e na intensidade do transporte de quantidade de movimento e energia (MARCHIS et al., 2019).

Assim, a análise do perfil de $-\overline{u'w'}$ complementa as análises anteriores de intensidade turbulenta e desvios padrão, oferecendo uma visão detalhada dos mecanismos de transferência de quantidade de movimento na transição clareira-floresta. Os comportamentos identificados, especialmente os fluxos ascendentes próximos à borda e a influência dos jatos sub-dossel, destacam a complexidade desse escoamento e a importância de um refinamento cuidadoso da modelagem e das condições de contorno. Esses aspectos conectam-se diretamente à subseção seguinte, dedicada à análise das assimetrias das componentes de velocidade, aprofundando o entendimento das estruturas turbulentas e seus efeitos sobre o transporte de quantidade de movimento no dossel.

Assimetria das Componentes de Velocidade Longitudinal e Vertical SK_u e SK_w

A assimetria (ou *skewness*) das flutuações das componentes longitudinais (SK_u) e verticais (SK_w) da velocidade foi calculada a partir das séries temporais obtidas nos pontos de monitoramento, por meio das seguintes expressões:

$$SK_u = \frac{\overline{u'^3}}{\sigma_u^3}, \quad SK_w = \frac{\overline{w'^3}}{\sigma_w^3}, \quad (6.6)$$

onde σ_u e σ_w representam os desvios padrão das velocidades u e w , respectivamente. O valor da assimetria fornece informações sobre a distribuição das flutuações turbulentas, indicando tendências a eventos extremos positivos (se $SK > 0$) ou negativos (se $SK < 0$), e se aproximando de zero em caso de distribuição simétrica (gaussiana). Essas assimetrias são fundamentais para entender processos ambientais práticos, como a dispersão localizada de poluentes e a ocorrência de rajadas fortes que podem influenciar a estabilidade estrutural da vegetação(DUPONT et al., 2024; SU et al., 2019; SHNAPP et al., 2023).

Os resultados para a assimetria da velocidade longitudinal (SK_u) estão apresentados na Figura 6.7. Na clareira (Figura 6.7a), os valores obtidos pela simulação acompanham a tendência dos dados experimentais (exceto nos pontos em que $z/h = 2$), com valores próximos de zero ao longo da altura, indicando uma distribuição quase simétrica das flutuações de velocidade. Na borda (Figura 6.7b), o perfil mostra variações acentuadas nas alturas de $0,5h$ e h , com valores superestimados pela simulação em comparação com os experimentos. Acima do topo do dossel, observa-se uma redução gradual, sinalizando o processo de ajuste do escoamento às novas condições de rugosidade. No interior da floresta, próximo à borda (Figura 6.7c), a assimetria cresce até $z = 0,5h$ e decresce até o topo do dossel, com oscilações entre valores positivos e negativos, refletindo a presença de estruturas turbulentas complexas. Na torre mais distante (Figura 6.7d), o experimento mostra um pico em $z = 0,5h$ não completamente capturado pela simulação, mas a tendência de redução acima dessa altura é mantida.

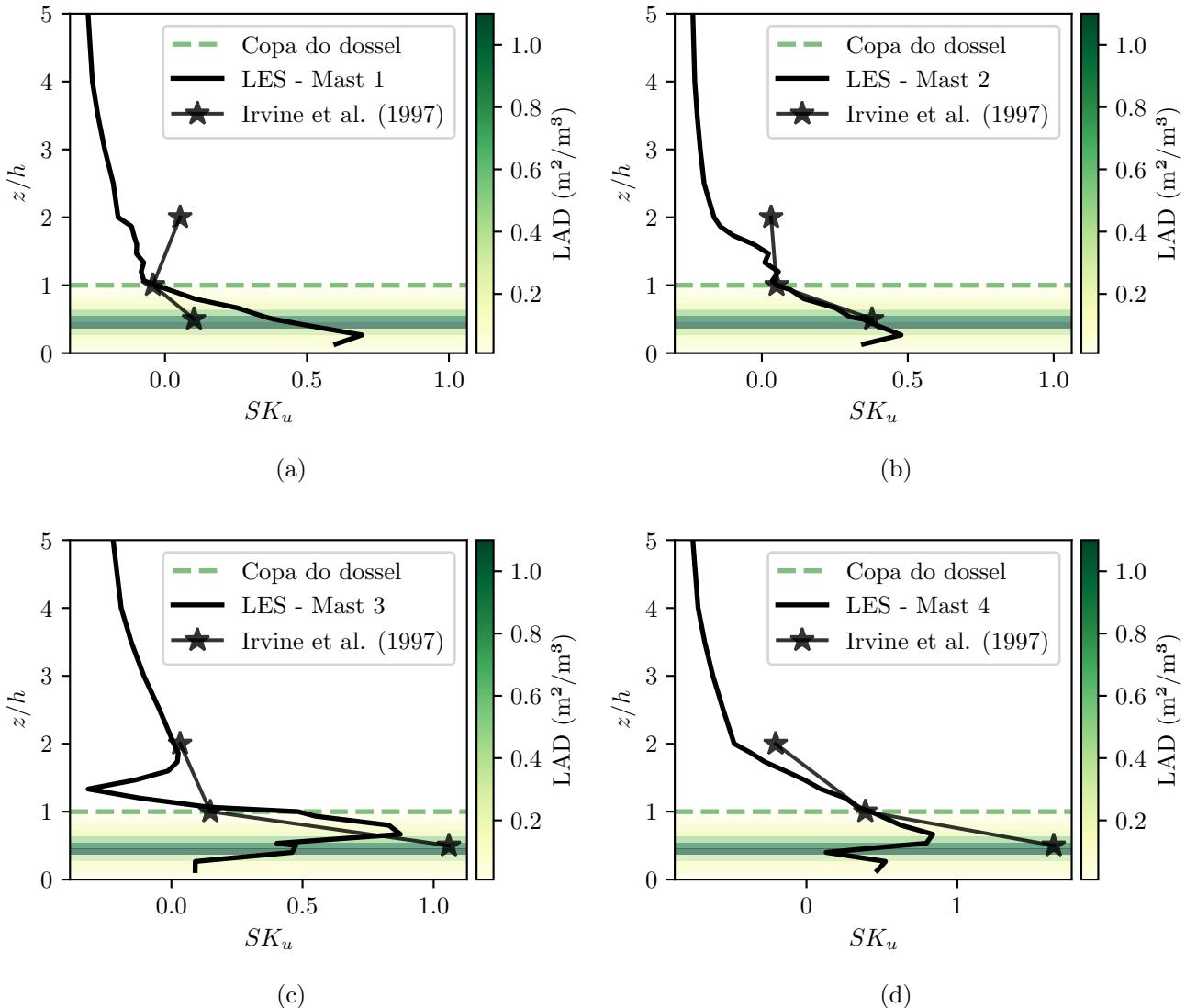


Figura 6.7: Assimetria da velocidade na direção longitudinal. A linha preta contínua representa os resultados da LES para cada mastro; os símbolos estrelas indicam as medidas de referência de [Irvine et al. \(1997\)](#); a linha tracejada verde marca a altura média da copa do dossel; o sombreamento em escala de verdes mostra o perfil de densidade de área foliar (LAD, m^2/m^3). (a) Mastro 1 na clareira , (b) Mastro 2 na borda $x/h=0$, (c) Mastro 3 perto da borda $\approx 3h$ e (d) Mastro 4 longe da borda $\approx 115h$.

A assimetria na direção vertical (SK_w), ilustrada na Figura 6.8, apresenta maior variabilidade, especialmente próximo à borda (Figura 6.8c), onde o escoamento transita da clareira para a floresta. Na clareira (Figura 6.8a), o perfil simulado mostra crescimento de SK_w com a altura, mas sem reproduzir a queda observada nos dados experimentais em $z = 2h$. No interior do dossel, observa-se alternância entre valores positivos e negativos de SK_w , indicando a presença de rajadas ascendentes e descendentes associadas a

jatos sub-dossel. Na região distante da borda (Figura 6.8d), a simulação reproduz bem o comportamento experimental, exceto em $z = 0,5h$, onde há uma superestimação.

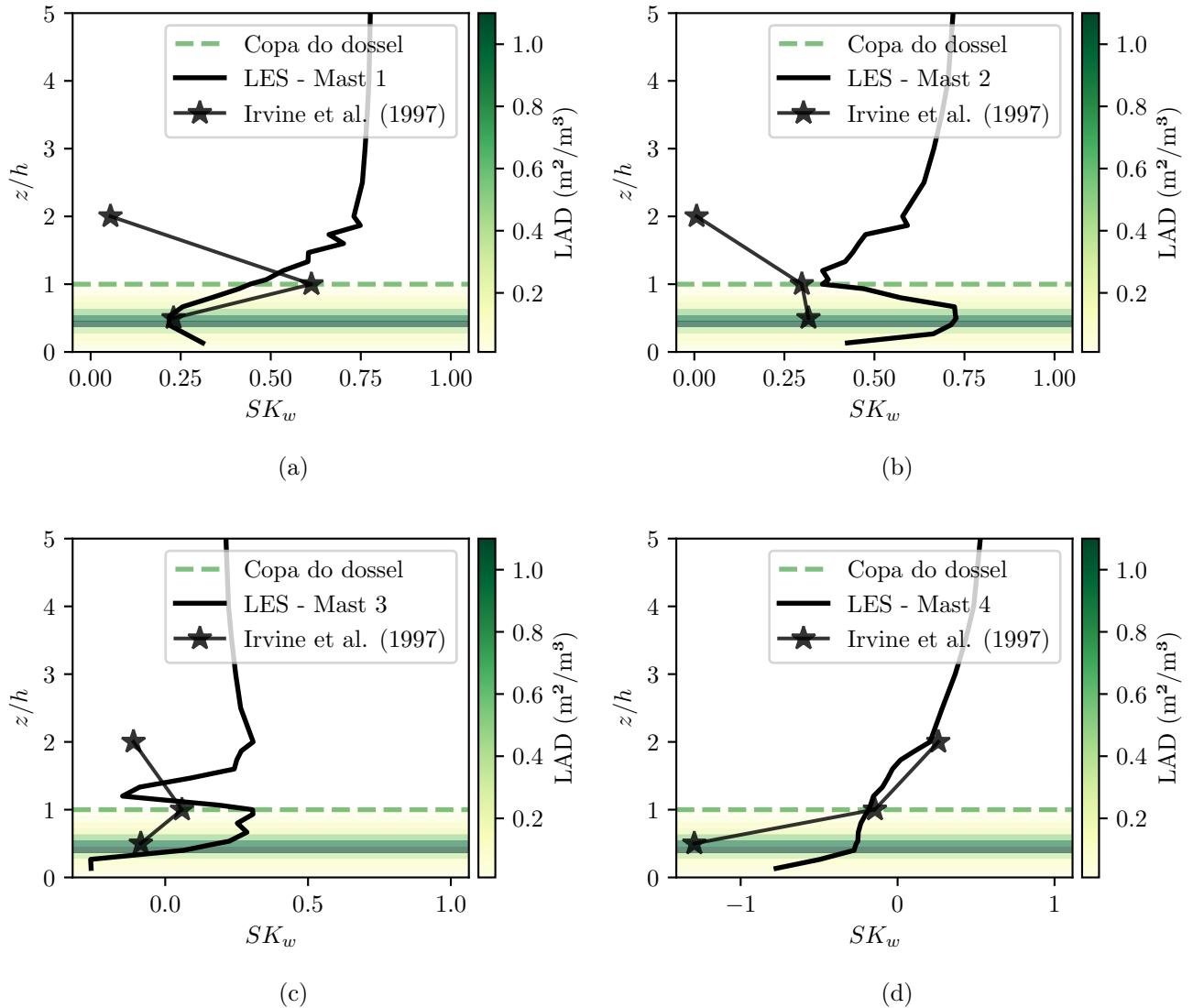


Figura 6.8: Assimetria da velocidade na direção vertical. A linha preta contínua representa os resultados da LES para cada mastro; os símbolos estrelas indicam as medidas de referência de [Irvine et al. \(1997\)](#); a linha tracejada verde marca a altura média da copa do dossel; o sombramento em escala de verdes mostra o perfil de densidade de área foliar (LAD, m^2/m^3). (a) Mastro 1 na clareira , (b) Mastro 2 na borda $x/h=0$, (c) Mastro 3 perto da borda $\approx 3h$ e (d) Mastro 4 longe da borda $\approx 115h$.

Esses resultados mostram que, enquanto os momentos de segunda ordem (como desvios padrão) apresentam um ajuste mais rápido à mudança de rugosidade, os momentos de terceira ordem, como a skewness, têm maior sensibilidade às estruturas turbulentas locais e à presença de jatos próximos à superfície. Em particular, a altura $z = 0,5h$ se destaca

como uma região crítica, com elevada variabilidade e perturbações assimétricas que não transportam grandes valores de quantidade de movimento, mas influenciam significativamente o comportamento local do escoamento.

As discrepâncias observadas entre simulação e experimento, principalmente em SK_u e SK_w , podem ser atribuídas à complexidade do ajuste das estruturas turbulentas após uma transição abrupta de rugosidade. A presença de jatos sub-dossel e fluxos ascendentes e descendentes no entorno de $z = 0,5h$ provoca flutuações não simétricas, influenciando diretamente a skewness observada. Estudos como o de [Abdelaziz et al. \(2023\)](#) demonstram que a rugosidade superficial assimétrica intensifica as variações nos momentos de terceira ordem, enquanto [Flack et al. \(2020\)](#) reforçam que mudanças de rugosidade impactam diretamente os perfis de skewness em regiões de transição turbulenta. Além disso, [Busse e Jelly \(2023\)](#) mostram que adaptações lentas das variáveis turbulentas a novas condições de rugosidade contribuem para essas assimetrias. A interpretação dos resultados obtidos na simulação, portanto, é coerente com essas observações da literatura, reforçando a importância de modelagens refinadas e condições de contorno ajustadas para capturar adequadamente as variações de skewness em zonas de transição dossel-clareira.

Esses resultados destacam que a assimetria das flutuações turbulentas influencia significativamente a organização das estruturas turbulentas e, consequentemente, a eficiência do transporte vertical de quantidade de movimento. Essa conexão será explorada em detalhe na próxima subseção, onde o coeficiente de correlação entre as flutuações de velocidade será analisado para esclarecer o grau de acoplamento entre os movimentos verticais e longitudinais dentro do dossel.

Coeficiente de Correlação

O coeficiente de correlação r_{uw} foi calculado a partir das séries temporais obtidas nos pontos de amostragem, utilizando médias temporais das flutuações de velocidade longitudinal e vertical, conforme:

$$r_{uw} = -\frac{\overline{u'w'}}{\sigma_u \sigma_w}. \quad (6.7)$$

Essa métrica permite avaliar a eficiência do transporte turbulento de quantidade de mo-

vimento, indicando o grau de acoplamento entre as componentes do escoamento. Valores próximos a 1 representam forte correlação e transporte eficiente; valores próximos de zero sugerem desacoplamento ou fluxo desorganizado. A adequada representação deste acoplamento é essencial para modelos ambientais, afetando diretamente previsões sobre trocas de gases, dispersão de poluentes e interações atmosfera-floresta.

Na Figura 6.9, são apresentados os perfis de r_{uw} em função da altura normalizada z/h . Na clareira (Figura 6.9a), a simulação mostra um crescimento de r_{uw} até 2h, diferindo do comportamento experimental, que indica estabilização do coeficiente após o topo do dossel, como observado em ([RAUPACH; FINNIGAN, 1995](#)). Esse crescimento excessivo pode estar relacionado à persistência de altos gradientes de velocidade e à influência das condições de contorno sintéticas, que mantêm a coerência do fluxo além do esperado.

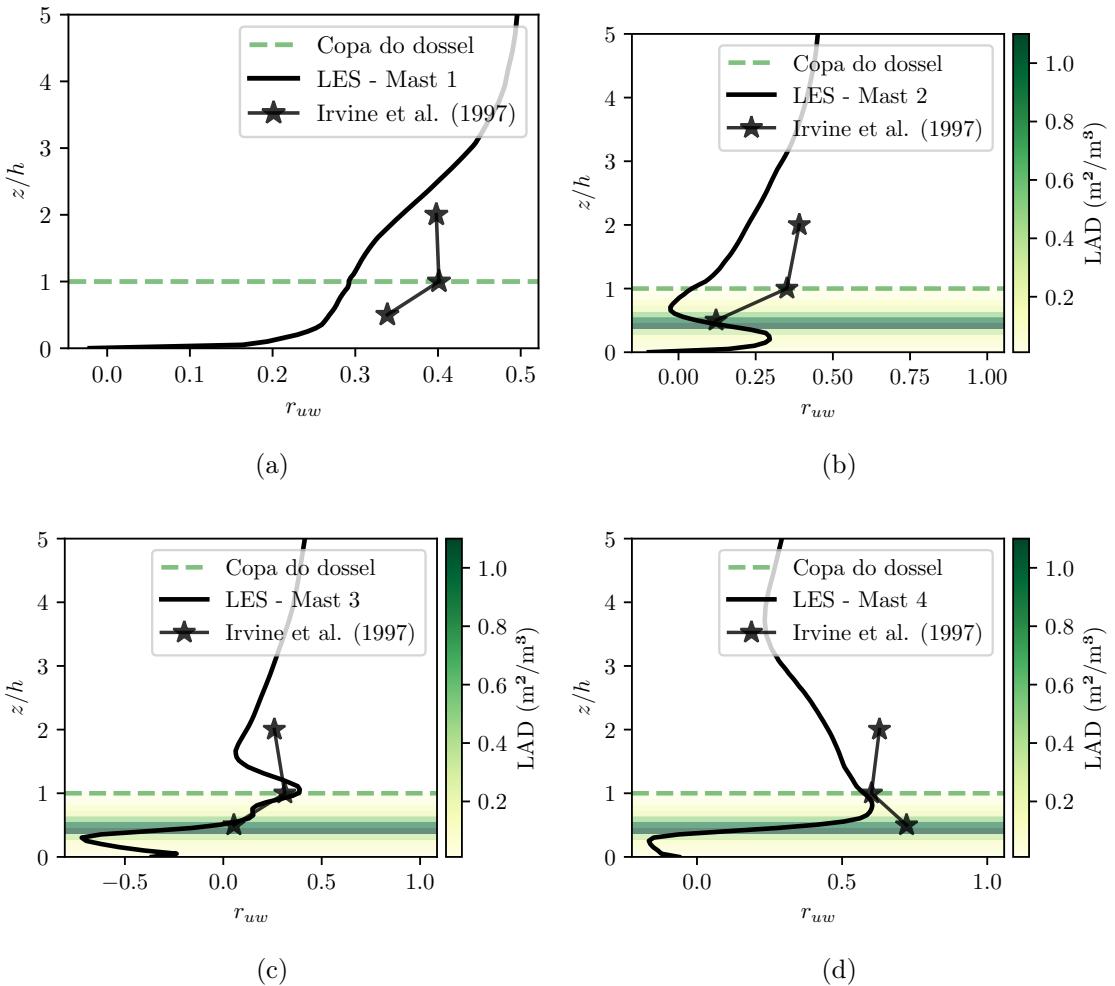


Figura 6.9: Coeficiente de correlação $r_{uw} = -\frac{\overline{u'w'}}{\sigma_u \sigma_w}$. A linha preta contínua representa os resultados da LES para cada mastro; os símbolos estrelas indicam as medidas de referência de [Irvine et al. \(1997\)](#); a linha tracejada verde marca a altura média da copa do dossel; o sombreamento em escala de verdes mostra o perfil de densidade de área foliar (LAD, m^2/m^3). (a) Mastro 1 na clareira , (b) Mastro 2 na borda $x/h=0$, (c) Mastro 3 perto da borda $\approx 3h$ e (d) Mastro 4 longe da borda $\approx 115h$.

Na borda (Figura 6.9b), observa-se um aumento acentuado de r_{uw} próximo à superfície (até $z = 0,5h$), indicando que o transporte turbulento ocorre de forma eficiente nessa região. No entanto, acima do topo do dossel, os valores simulados são subestimados, ainda que apresentem tendência semelhante aos dados experimentais. Essa diferença sugere que o modelo capta o padrão geral, mas não reproduz completamente o acoplamento entre as flutuações verticais e longitudinais, possivelmente devido a limitações na representação dos jatos sub-dossel e das zonas de recirculação.

Na região de transição (torre M3, Figura 6.9c), a simulação segue o comportamento

experimental até o topo, mas apresenta diminuição acentuada de r_{uw} acima de $z = h$. Esse efeito indica que, embora o transporte turbulento seja bem capturado dentro do dossel, há uma quebra na conexão entre o topo do dossel e a camada livre acima. Por fim, distante da borda (Figura 6.9d), o perfil apresenta um leve desacoplamento abaixo de $0,5h$, com crescimento progressivo até o meio do dossel e leve redução até o topo. Esses resultados se aproximam das observações feitas por (DIAS-JUNIOR et al., 2015) em florestas densas.

As discrepâncias observadas são, em grande parte, atribuídas à forte variação do gradiente de velocidade no interior da floresta e à complexidade do ajuste do escoamento às mudanças de rugosidade. Além disso, a densidade foliar variável na vertical influencia a formação de jatos sub-dossel, que alteram localmente as covariâncias e impactam o coeficiente de correlação. Tais efeitos são consistentes com as observações de (BHATTACHARJEE et al., 2020) e (JOSHI; ANDERSON, 2022), que destacam o papel das estruturas coerentes e do espaçamento da vegetação na modulação de r_{uw} .

Portanto, a análise do coeficiente de correlação complementa as discussões anteriores sobre intensidade turbulenta, desvios padrão e tensões de Reynolds, reforçando a importância da interação entre o escoamento e a estrutura do dossel para o transporte de quantidade de movimento. Esses resultados evidenciam a necessidade de modelagens cuidadosas das condições de contorno e da rugosidade para uma melhor previsão do acoplamento turbulento em regiões de transição entre clareira e floresta.

Considerações Finais da Subseção 6.1.2

Nesta subseção, foram analisadas as principais estatísticas turbulentas obtidas da simulação LES do escoamento na transição clareira-floresta. A simulação conseguiu reproduzir satisfatoriamente os perfis médios de velocidade, intensidade turbulenta, desvios padrão, tensão de Reynolds, embora algumas discrepâncias tenham sido observadas em regiões com altos gradientes de velocidade e interação intensa com a vegetação, como no caso dos resultados de assimetrias e coeficiente de correlação. Tais diferenças foram atribuídas principalmente às limitações de resolução numérica, simplificações das condições de contorno e à representação aproximada da anisotropia turbulenta.

Um resultado importante foi a identificação de regiões críticas dentro do dossel, associadas à presença de estruturas coerentes, como jatos sub-dossel. Esses jatos têm papel

fundamental na modulação das flutuações turbulentas e no transporte vertical de quantidade de movimento, justificando uma análise mais detalhada sobre suas características. Assim, a próxima subseção abordará especificamente os eventos turbulentos associados a esses jatos, aprofundando o entendimento dos processos físicos envolvidos no transporte turbulento em ambientes florestais.

6.1.3 Frações de quadrantes da tensão de Reynolds e duração dos jatos turbulentos

Os resultados desta subseção baseiam-se nos dados coletados no mastro M4, localizado na região de equilíbrio turbulento ($x/h=14,5$), onde as estruturas coerentes estão plenamente desenvolvidas (DUPONT; BRUNET, 2007; BELCHER et al., 2012). As frações dos quadrantes foram calculadas utilizando os métodos descritos na metodologia (Capítulo 5), estabelecendo limiares de intensidade para identificar eventos significativos, permitindo analisar quantitativamente a distribuição e duração dos eventos turbulentos característicos de ejeções e varreduras.

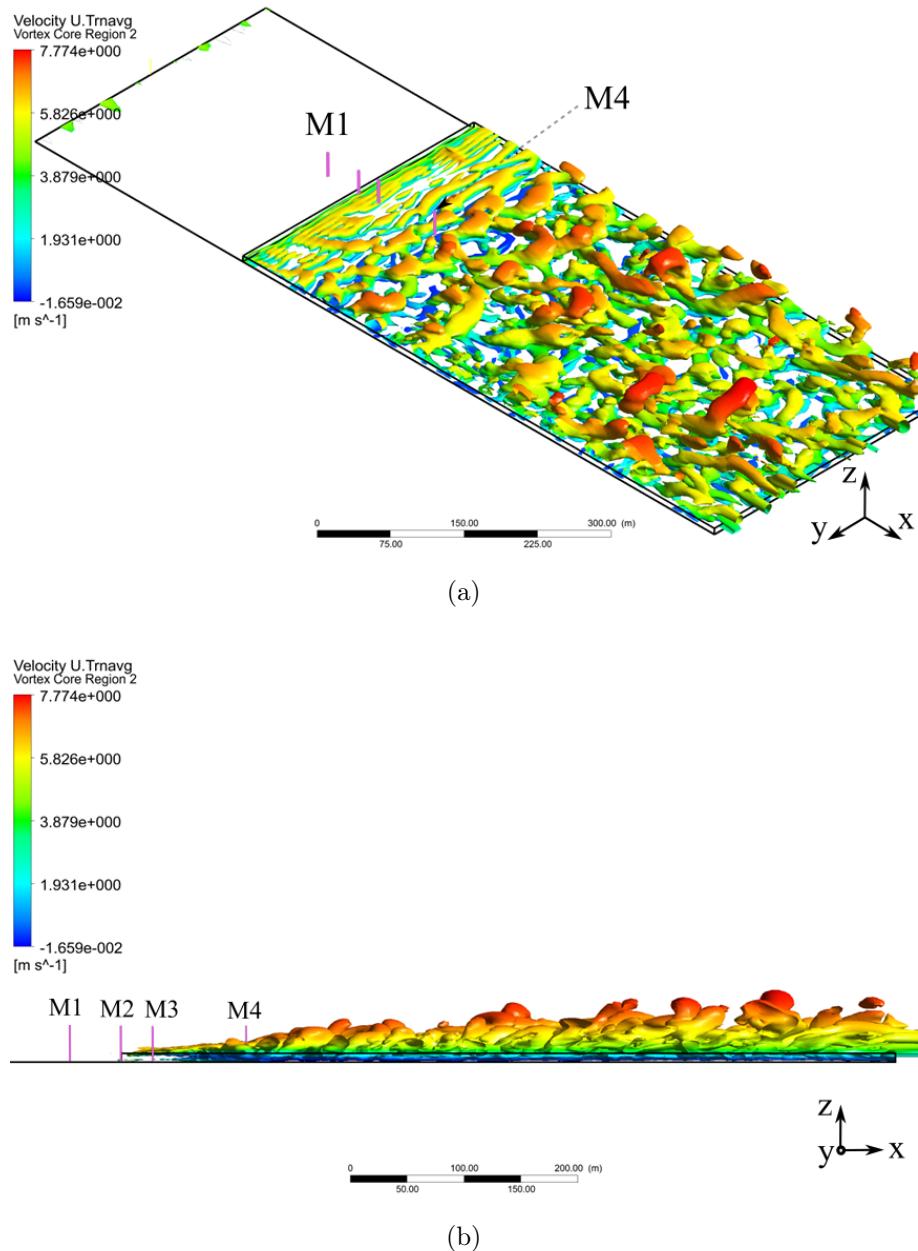


Figura 6.10: Iso-superfícies de velocidade ilustrando a turbulência e a variação espacial da velocidade do escoamento sobre um dossel florestal. (a) Vista tridimensional que demonstra a distribuição das velocidades no escoamento, com cores que indicam a intensidade da velocidade. (b) Vista lateral que destaca a estratificação vertical da velocidade, mostrando a influência da floresta na dinâmica da turbulência.

A Figura 6.10 ilustra as iso-superfícies de velocidade, permitindo visualizar todo o desenvolvimento da turbulência do escoamento ao entrar na floresta. A Figura 6.10a evidencia os estágios de desenvolvimento do escoamento turbulento sobre o dossel, desde instabilidades de Kelvin-Helmholtz (ROGERS; MOSER, 1992) até estruturas complexas ao longo

da floresta (DUPONT; BRUNET, 2007). As iso-superfícies de velocidade mostram a complexidade tridimensional da turbulência em escoamento florestal, com cores quentes representando altas velocidades. Na vista superior (Figura 6.10a), observam-se zonas de intensificação da velocidade, associadas a vórtices de Kelvin-Helmholtz e trocas de energia. A vista lateral (Figura 6.10b) ilustra a distribuição vertical da velocidade, destacando a influência da estrutura florestal na turbulência em várias alturas.

As visualizações qualitativas das Figuras 6.10a e 6.10b revelam regiões intermitentes de cisalhamento pronunciado e a formação de vórtices alongados, características que sustentam jatos turbulentos ascendentes (ejeções, quadrante Q2) e descendentes (varreduras, quadrante Q4) à medida que o escoamento se ajusta à rugosidade da copa. Para estabelecer um elo quantitativo entre essas estruturas coerentes e o transporte de quantidade de movimento, a subseção que segue aplica a análise de frações de quadrantes à série temporal medida no mastro M4, convertendo as manifestações espaciais observadas nas iso-superfícies em estatísticas de ocorrência e duração de eventos. Dessa forma, a caracterização tridimensional apresentada na Figura 6.10 é complementada pela avaliação objetiva do papel das ejeções e varreduras no balanço turbulento de quantidade de movimento sobre o dossel.

Análise de Quadrantes

A análise de quadrantes utiliza as flutuações das componentes longitudinal u' e vertical w' das velocidades, categorizando eventos turbulentos em:

- Quadrante I ($u' > 0, w' > 0$): Interações internas;
- Quadrante II ($u' < 0, w' > 0$): Ejeções;
- Quadrante III ($u' < 0, w' < 0$): Interações externas;
- Quadrante IV ($u' > 0, w' < 0$): Varreduras.

A dominância dos quadrantes é avaliada pela contribuição para o fluxo turbulento vertical $-\overline{u'w'}$, enfatizando a intensidade dos eventos em relação à frequência de ocorrência. Eventos dos quadrantes II (ejeções) e IV (varreduras) são os principais responsáveis por esse transporte, enquanto Quadrante I e Quadrante 2 são considerados pouco efetivos.

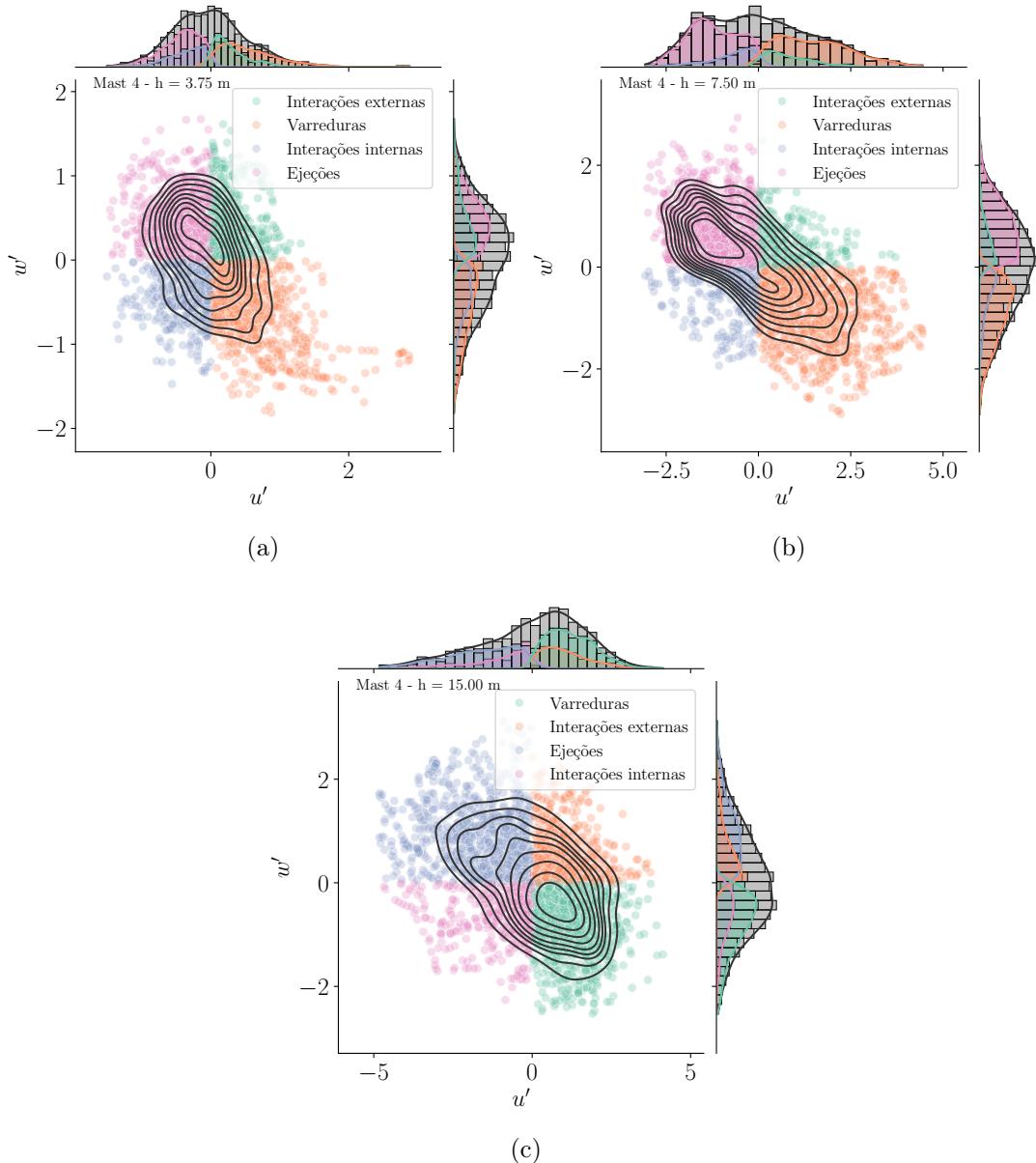


Figura 6.11: Análise de quadrantes da turbulência a uma altura de (a) $0,5h$, (b) h e (c) $2h$. Os pontos representam eventos turbulentos categorizados como interações externas (azul), varreduras (roxo), interações internas (verde) e ejeções (vermelho). As linhas de contorno indicam a densidade de ocorrência no plano das flutuações de velocidade.

A Figura 6.11 apresenta a distribuição dos eventos para três alturas da torre M4, região de escoamento plenamente desenvolvido sob regime estacionário.

Em $z = 0,5h$ (Figura 6.11a), observa-se um equilíbrio entre ejeções (34%) e varreduras (29%), com contornos compactos e centrados, indicando flutuações de baixa magnitude.

Apesar da proximidade nas frequências, as varreduras contribuem com cerca de 86% do fluxo turbulento $-\overline{u'w'}$, mais que o dobro das ejeções (48%). Isso revela que eventos descendentes são mais eficientes em transportar quantidade de movimento mesmo sendo ligeiramente menos frequentes. Essa configuração sugere um regime de turbulência moderada e estável no subdossel, com influência direta da rugosidade da vegetação e do amortecimento promovido pelo dossel([CHOWDHURI et al., 2021](#); [MO et al., 2022](#)).

No topo do dossel ($z = h$, Figura 6.11b), as ejeções passam a ocorrer com maior frequência (42%), ultrapassando as varreduras (35%), com contornos mais alongados no quadrante II. A contribuição para o fluxo de Reynolds segue a mesma tendência: 60% para varreduras e 49% para ejeções. Esse padrão indica a emergência de estruturas ascendentes intensas, consistentes com a geração de jatos subdossel e com o aumento do cisalhamento vertical nesta região de transição entre a vegetação e a camada livre superior([BRUNET, 2020](#); [BHUIYAN; ALAM, 2020b](#)).

Acima do dossel, em $z = 2h$ (Figura 6.11c), as varreduras ainda são ligeiramente mais frequentes (37%) do que as ejeções (30%), mas a contribuição destas últimas para o fluxo de Reynolds se destaca, atingindo 72% contra 58% das varreduras. Este comportamento revela a atuação dominante de eventos ascendentes altamente energéticos, associados à saída de pacotes de ar da floresta para a camada acima. A maior dispersão dos pontos e o alargamento dos contornos indicam um regime turbulento intenso e variável, típico da zona de mistura acima da copa([FREUNDORFER et al., 2019](#); [MO et al., 2020](#)).

Frações de contribuições e tempo de duração dos eventos turbulentos

Para quantificar a contribuição dos eventos de cada quadrante, utilizou-se a fração condicional $S_{i,H}$, com lacuna (*hole*) H , definindo um limiar de intensidade mínima. Eventos são considerados apenas se $|u'w'| \geq H|\overline{u'w'}|$, sendo:

$$\overline{S}_{i,H} = \frac{1}{N} \sum_{t=1}^N u'(t)w'(t)I_{i,H,t}, \quad \text{onde} \quad S_{i,H} = \frac{\overline{S}_{i,H}}{\overline{u'w'}}. \quad (6.8)$$

A Figura 6.12 mostra como as contribuições variam verticalmente no dossel. Varreduras dominam nas camadas inferiores, com $S_4 = 0,86$ em $z = 0,5h$, e as ejeções tornam-se

predominantes acima de $z = 1,7h$, chegando a $S_2 = 0,72$ em $z = 2,0h$. Quadrantes 1 e 3 têm contribuições negativas acima de $z = 0,4h$, sugerindo atuação contrária ao transporte médio, associado a recirculações [Cheng et al. \(2021\)](#), [Watanabe et al. \(2020\)](#).

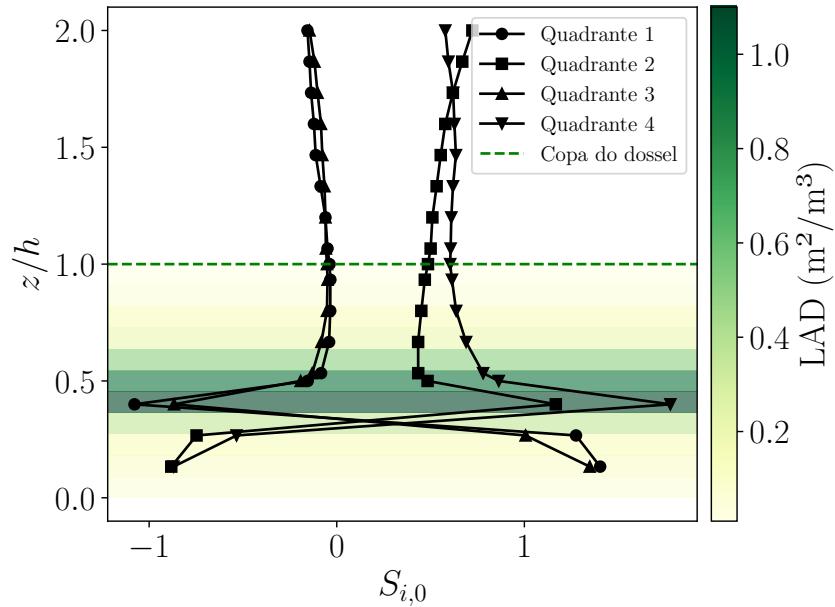


Figura 6.12: Frações das contribuições da tensão de Reynolds para cada quadrante, em função da altura normalizada pela altura da floresta z/h .

A Figura 6.13 apresenta razões importantes. Em 6.13a, a razão $(S_{1,0} + S_{3,0})/(S_{2,0} + S_{4,0})$ diminui verticalmente, indicando dominância progressiva dos quadrantes mais efetivos (quadrante II e quadrante IV). Em 6.13b, a razão $S_{4,0}/S_{2,0}$ evidencia a predominância das varreduras no interior do dossel (máximo de 1,80 em $z = 0,53h$) e das ejeções acima dele (mínimo de 0,71 em $z = 0,27h$).

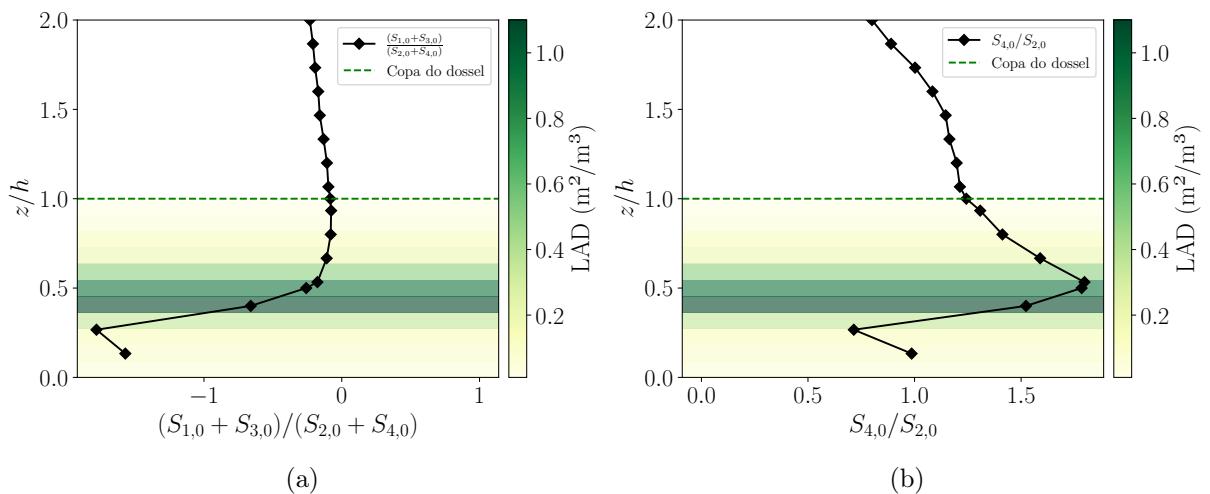


Figura 6.13: (a) Razão entre as somas dos quadrantes das interações internas e externas e a soma das contribuições de varreduras e ejeções; (b) razão entre as contribuições de intrusões e ejeções.

A Figura 6.14a apresenta a soma das frações de contribuição dos quadrantes $\sum_i S_{i,H}$ em função da lacuna H nas três alturas analisadas. Observa-se claramente que, em $z = 0,5h$, há uma manutenção prolongada das contribuições dos eventos turbulentos mais intensos ao longo de uma faixa maior de H . A soma das contribuições cai para valores abaixo de 90% somente em $H = 1,0$, chegando a menos de 50% em $H = 3,5$, e finalmente abaixo de 20% somente em $H = 7,0$. Em contraste, nas alturas superiores ($z = h$ e $z = 2h$), essa queda das contribuições é mais abrupta e ocorre para lacunas menores ($H = 0,5$ a $H = 2,5$). Tal comportamento indica que, enquanto eventos intensos e de maior contribuição são mais amplamente distribuídos dentro do dossel, acima do dossel esses eventos tornam-se rapidamente mais raros e espacialmente concentrados, reforçando a ideia de uma distribuição vertical distinta no transporte turbulento.

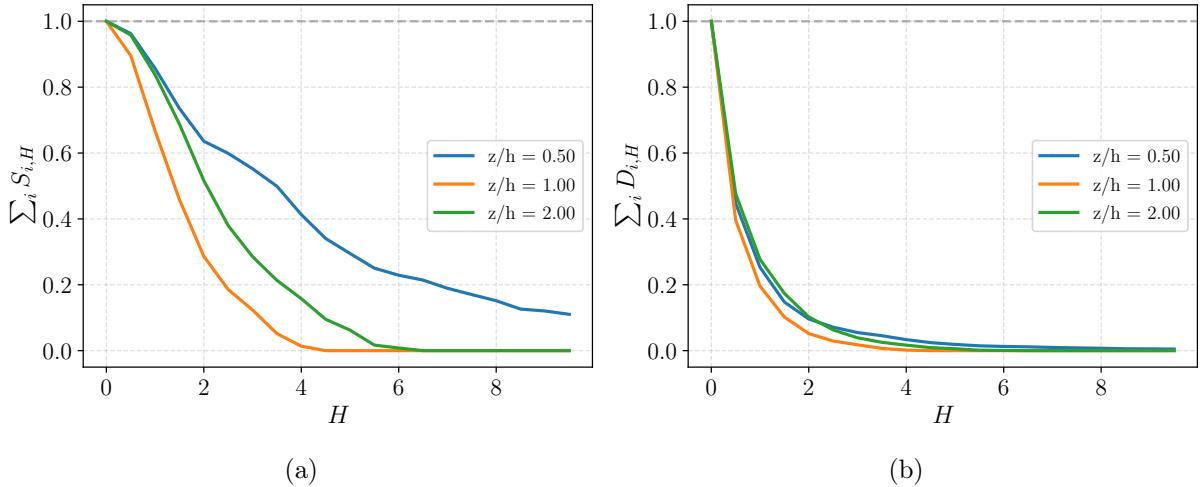
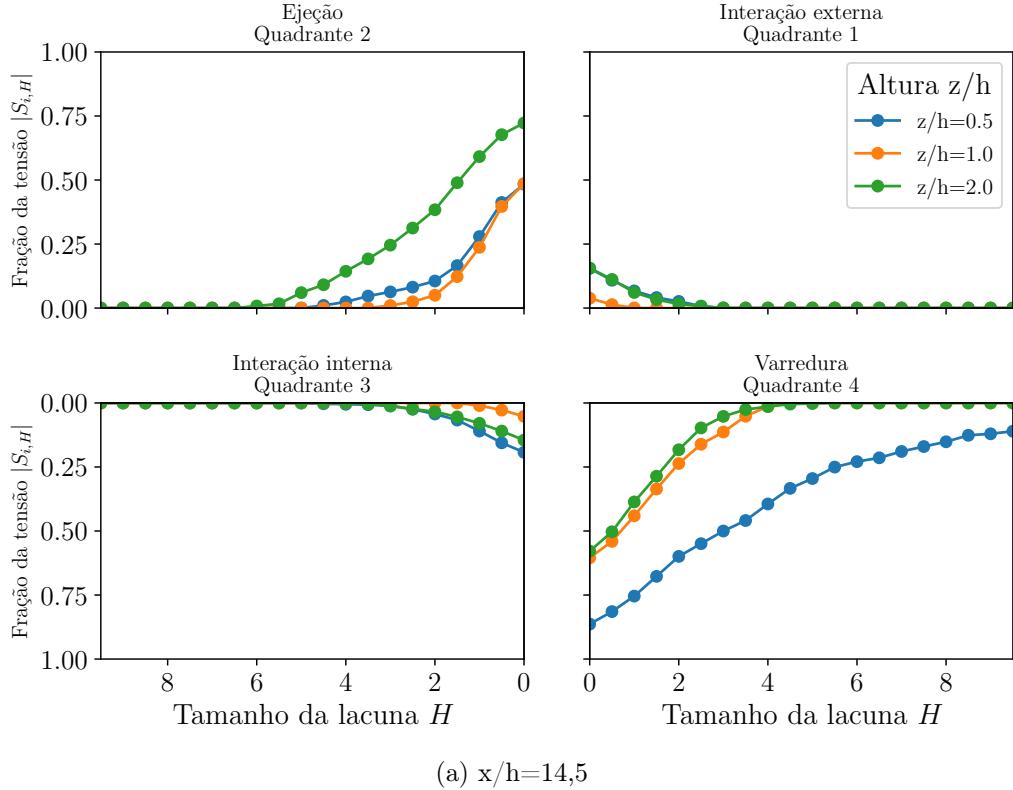


Figura 6.14: (a) Soma das frações de contribuição de cada quadrante para o fluxo $u'w'$ em função da lacuna H ; (b) Soma da duração relativa dos eventos em função de H .

A Figura 6.14b, por sua vez, evidencia que, mesmo eventos intensos que possuem contribuições significativas ($\sum_i S_{i,H}$), ocupam intervalos temporais relativamente curtos. Em todas as alturas analisadas, a soma das frações de tempo ($\sum_i D_{i,H}$) cai rapidamente abaixo de 90% já em $H = 0,5$, atingindo valores inferiores a 20% na faixa entre $H = 1,0$ e $H = 1,5$. Esse padrão evidencia que eventos com impacto considerável no transporte de quantidade de movimento ocorrem em períodos curtos e intermitentes, reforçando o papel das estruturas coerentes turbulentas como elementos fundamentais, embora episódicos, no transporte de quantidade de movimento, especialmente dentro do dossel. Esses detalhes permitem compreender melhor a distribuição da intensidade e duração dos eventos turbulentos, complementando as análises qualitativas realizadas anteriormente e fornecendo subsídios quantitativos robustos para modelagens futuras da dinâmica turbulenta em ambientes vegetados.

A Figura 6.15 apresenta as frações de contribuição $S_{i,H}$ para cada quadrante em função da lacuna H , considerando três alturas representativas do dossel: $z = 0,5h$, h e $2h$. Nota-se claramente que as varreduras (quadrante IV) dominam a fração da tensão dentro do dossel ($z = 0,5h$), especialmente para lacunas menores ($H < 3$), indicando a forte presença de eventos descendentes de moderada intensidade nesta região. À medida que a altura aumenta, as ejeções (quadrante II) passam a apresentar contribuição crescente, tornando-se dominantes no topo do dossel ($z = h$) e, sobretudo, acima dele ($z = 2h$), onde chegam a representar a maior fração da tensão turbulenta mesmo em lacunas elevadas. As interações internas (quadrante I) e externas (quadrante III) mantêm baixa contribuição

em todas as alturas, com suas curvas rapidamente decrescendo para valores próximos a zero com o aumento de H , reforçando o papel secundário desses eventos no transporte turbulento.



(a) $x/h=14,5$

Figura 6.15: Percentuais das frações de contribuição $S_{i,H}$ para os quadrantes nas alturas $z = 0,5h$, h e $2h$, em função da lacuna H .

Já a Figura 6.16 complementa esta análise mostrando a fração de tempo de duração dos eventos $D_{i,H}$ para cada quadrante em função de H . Destaca-se que os quadrantes de ejeções e varreduras apresentam maiores tempos relativos de ocorrência, sendo as ejeções ligeiramente mais frequentes acima da copa, enquanto as varreduras predominam no interior do dossel ($z = 0,5h$). Eventos dos quadrantes I e III possuem baixa duração relativa, evidenciando sua limitada importância na dinâmica global do transporte turbulento.

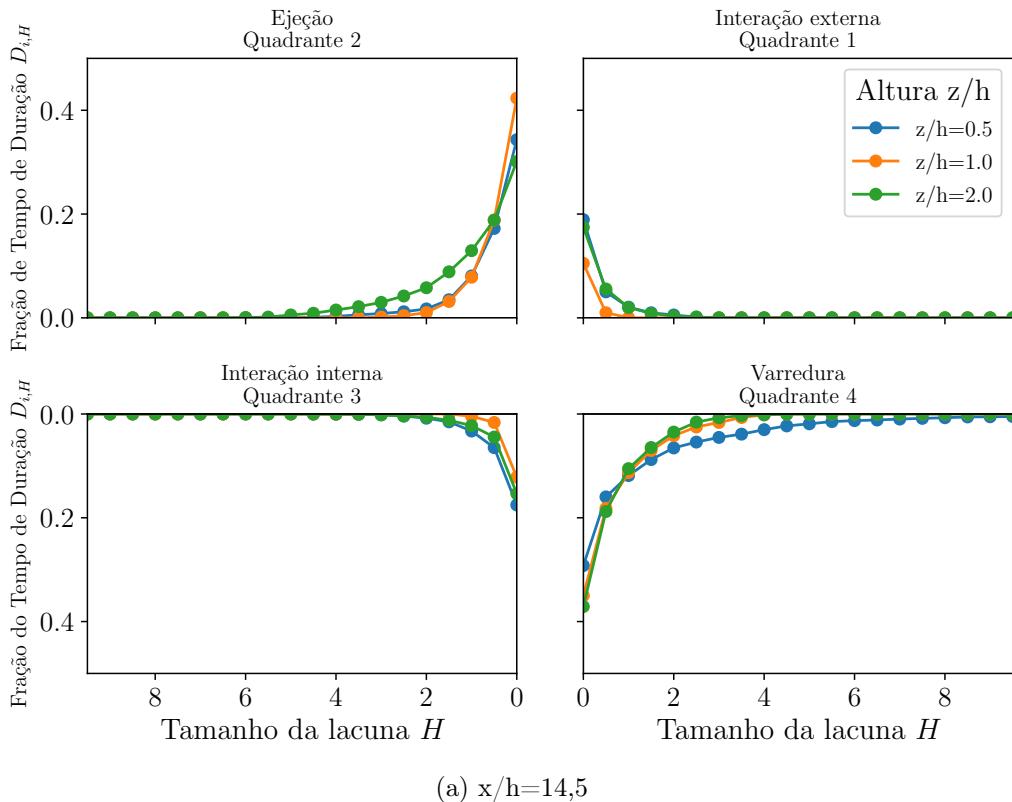


Figura 6.16: Porcentagem das frações de tempo de duração $D_{i,H}$ para as três alturas $z = 0,5h$, h e $2h$ em função da lacuna H .

Esses resultados quantitativos destacam claramente a natureza intermitente e seletiva da turbulência no interior e acima do dossel. Eventos de alta intensidade (altos valores de H) desempenham papel significativo no transporte de quantidade de movimento, mesmo sendo pouco frequentes e de curta duração. As diferenças observadas entre as frações $S_{i,H}$ e $D_{i,H}$ evidenciam a eficiência relativa das estruturas coerentes turbulentas, que são capazes de transportar quantidades significativas de quantidade de movimento em curtos intervalos temporais, consolidando a transição vertical de dominância entre varreduras e ejeções conforme se atravessa o dossel em direção à camada superior.

Essas observações são essenciais para a compreensão detalhada da dinâmica turbulenta em ambientes florestais, fornecendo subsídios importantes para modelos avançados de escoamento atmosférico em ecossistemas vegetados.

Eficiência dos eventos turbulentos (Razão $R_{i,H} = S_{i,H}/D_{i,H}$)

Para avaliar a eficiência dos eventos turbulentos dominantes, isto é, ejeções (quadrante II) e varreduras (quadrante IV), introduziu-se a razão $R_{i,H} = S_{i,H}/D_{i,H}$, que relaciona a contribuição desses eventos para o transporte turbulento à sua duração relativa. Essa métrica expressa, portanto, a intensidade média ou eficiência de cada evento na transferência vertical de quantidade de movimento.

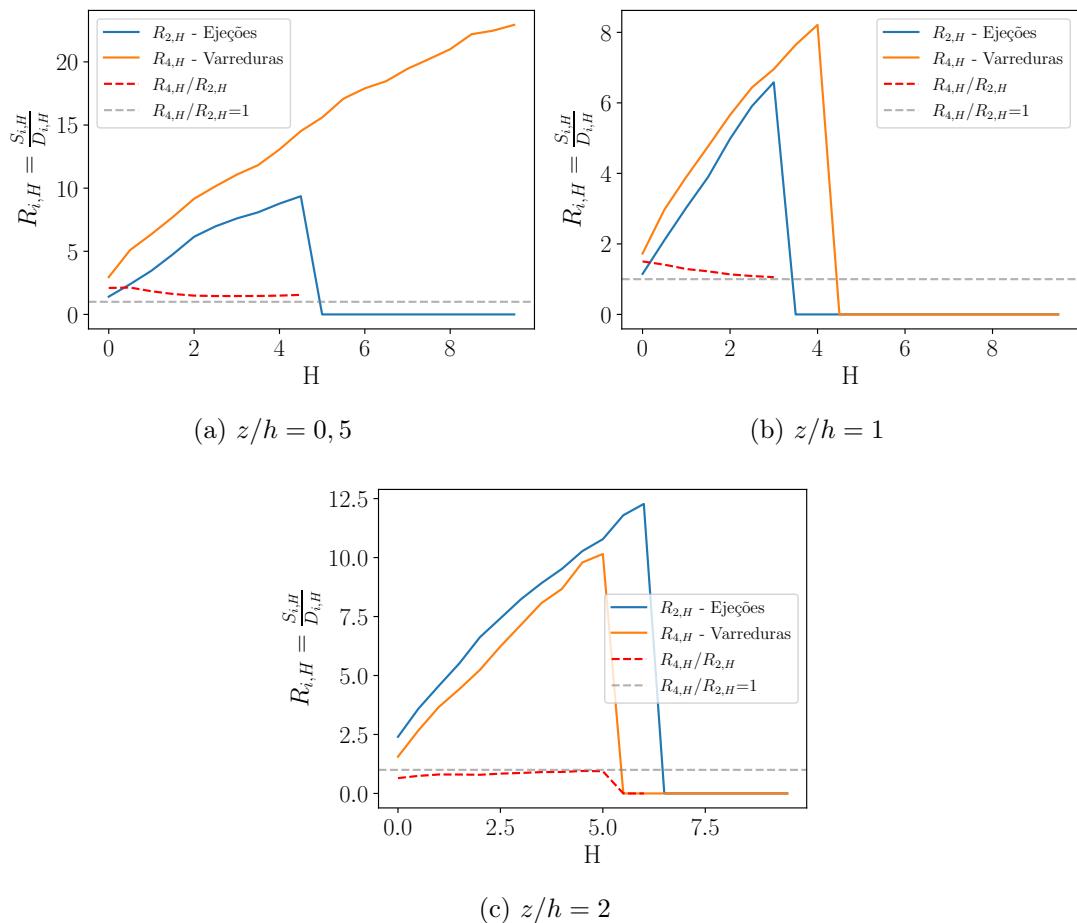


Figura 6.17: Razão $R_{i,H} = S_{i,H}/D_{i,H}$ das ejeções (quadrante II) e varreduras (quadrante IV) em função da lacuna H para alturas representativas do dossel: (a) $z = 0,5h$, (b) $z = h$ e (c) $z = 2h$.

A Figura 6.17 ilustra o comportamento da eficiência dos eventos em três alturas representativas ($z = 0,5h, h, 2h$). No interior do dossel ($z = 0,5h$), as varreduras claramente possuem maior eficiência que as ejeções, especialmente em intensidades elevadas (H maiores). Já no topo do dossel ($z = h$), embora as varreduras ainda sejam mais eficientes, a dife-

rença em relação às ejeções diminui significativamente. Acima do dossel ($z = 2h$), ocorre uma inversão: as ejeções tornam-se mais eficientes do que as varreduras, destacando-se na transferência vertical de quantidade de movimento para intensidades mais altas.

Além disso, a razão direta entre as eficiências das varreduras e ejeções ($R_{4,H}/R_{2,H}$) mostra claramente essa transição vertical. Dentro do dossel, as varreduras apresentam eficiência consistentemente superior às ejeções. Essa predominância reduz-se no topo da vegetação e, acima dela, as ejeções se consolidam como eventos mais eficientes.

Esses resultados complementam e reforçam a análise qualitativa anterior, demonstrando que embora as varreduras sejam eventos predominantes no interior do dossel, acima dele, são as ejeções que assumem protagonismo pela sua alta eficiência relativa. Tal transição ressalta a importância das estruturas ascendentes e sua dinâmica diferenciada ao longo da altura no escoamento atmosférico sobre florestas.

Considerações Finais da subseção 6.1.3

A análise detalhada das frações dos quadrantes e da duração dos eventos turbulentos revelou claramente uma transição vertical na dinâmica do transporte de quantidade de movimento no dossel. No interior da floresta ($z = 0,5h$), as varreduras predominam tanto em frequência quanto em eficiência, indicando a importância de eventos descendentes moderados na manutenção do transporte turbulento. Já no topo do dossel ($z = h$), embora as varreduras ainda sejam relevantes, as ejeções começam a se destacar em eficiência, refletindo a influência crescente das estruturas ascendentes nessa região de transição. Acima do dossel ($z = 2h$), as ejeções dominam significativamente em eficiência, reforçando o papel dessas estruturas em liberar quantidade de movimento da vegetação para a atmosfera livre.

A introdução e avaliação da razão de eficiência ($R_{i,H} = S_{i,H}/D_{i,H}$) proporcionaram uma contribuição importante à compreensão quantitativa dos mecanismos turbulentos. Essa métrica permitiu identificar claramente que, apesar de menos frequentes em alguns casos, as ejeções e varreduras podem ter alta eficiência, transportando grandes quantidades de quantidade de movimento em curtos períodos. A comparação direta das razões $R_{4,H}/R_{2,H}$ elucidou ainda mais essa transição vertical: no interior do dossel, as varreduras são mais eficientes, enquanto acima da copa, as ejeções tornam-se dominantes, sinalizando uma mudança fundamental na dinâmica dos eventos turbulentos ao longo da altura. Esses

resultados oferecem um aprofundamento na compreensão da dinâmica turbulenta sobre coberturas vegetadas, com implicações relevantes para modelos que buscam prever processos atmosféricos e dispersão de escalares nesses ambientes.

6.2 Análise de Escoamento em Zonas de Transição Floresta–Clareira

Nesta seção, são apresentados os resultados da simulação RANS para o caso permanente, onde se verificou o perfil de velocidade desenvolvido dentro da floresta e realizou-se comparação com os dados experimentais. Em seguida, discutem-se os resultados para o caso degrau, comparando-os com o experimento de (MARKFORT et al., 2014). Finalmente, apresentam-se os resultados para a simulação LES, procurando-se identificar detalhes mais apurados em comparação às simulações RANS, conforme sugerido por (DALPÉ; MASSON, 2009). As características da floresta utilizadas nas simulações de todos os casos estão resumidas na Tabela 6.2.

Tabela 6.2: Dados experimentais e calculados de (MARKFORT et al., 2014).

Propriedade	Valor Médio	Método
Altura da floresta (h)	0,1 m	Medido
Rugosidade da clareira (z_0/h)	0,003	Calculado
Rugosidade da floresta (z_0/h)	0,12	Medido
Deslocamento da floresta (d/h)	0,7	Medido
Índice de Área Foliar (LAI)	1	Medido
Coeficiente de Arrasto (C_d)	1	Medido

Recapitulação Experimental

Para validar a transição floresta–clareira, adotou-se como referência o experimento em túnel de vento de Markfort et al. (2014), no qual uma floresta simulada (cilindros de madeira de 10 cm de altura) foi submetida a medições de PIV e fio quente, caracterizando a mudança de escoamento entre o dossel e a clareira. As medições do escoamento foram em diferentes janelas de medição antes e depois da borda do dossel (entre $x/h = -5$ e $x/h = 4$), bem como perfis verticais coletados até $x/h = 50$. Esses dados capturam o

fluxo plenamente desenvolvido dentro da floresta, a transição para a região sem dossel e a zona de separação do escoamento, permitindo a análise completa da mudança brusca de rugosidade.

Como principais resultados, obteve-se o perfil de velocidade plenamente desenvolvido dentro do dossel, bem como estatísticas turbulentas (flutuações de velocidade e tensores de Reynolds) ao longo do escoamento. O índice de área foliar (LAI) foi determinado como 1,0 para o modelo de laboratório, em comparação ao valor de 5,0 no campo real, e o coeficiente de arrasto (C_D) adotado foi 1,0. Já na região de clareira, uma superfície lisa de alumínio simulou uma rugosidade reduzida, tendo sido estimada uma velocidade de fricção de $u_* = 0,082 \text{ m/s}$ e uma rugosidade de $z_0 = 0,03 \text{ mm}$ por meio de ajuste de curva de Clauser.

Configuração Computacional Sumária

Para as simulações transitórias, utilizou-se um passo de tempo de $dt = 0.1 \text{ s}$ e um tempo total de simulação de $t = 5000 \text{ s}$ para estudos de convergência ($t = 3000 \text{ s}$) e estatística de (2000 s). Esses dados foram utilizados para o cálculo das estatísticas turbulentas por média temporal, considerando as amostras coletadas em cada ponto fixo. A configuração computacional empregada incluiu um processador Intel® Xeon® CPU E5-2643 v2 @ 3.50GHz, com 2 processadores físicos totalizando 12 núcleos, como já mencionado antes.

Com base nas condições de contorno obtidas na fase inicial (perfil de velocidades, energia cinética turbulenta e taxa de dissipação), prosseguiu-se para a análise detalhada do escoamento na região de transição floresta–clareira. Na subseção seguinte, serão apresentados os resultados obtidos a partir dessas configurações e discutidas as comparações com os dados experimentais de [Markfort et al. \(2014\)](#).

6.2.1 Resultados do Campo Inicial Médio da Simulação RANS

A fim de investigar os efeitos da transição abrupta entre uma área florestada e uma clareira sobre o escoamento atmosférico, foram realizadas simulações numéricas utilizando um modelo em duas etapas. Inicialmente, simulou-se um domínio homogêneo contendo um dossel florestal com perfil constante de densidade de área foliar (LAD), por meio

de uma simulação em regime permanente com o modelo RANS. O objetivo foi obter um escoamento plenamente desenvolvido sobre a floresta, de modo a gerar perfis verticalmente equilibrados de velocidade média (u), energia cinética turbulenta (k) e taxa de dissipação turbulenta (ε).

Os perfis resultantes ao final desse domínio homogêneo foram utilizados como condição de contorno na entrada de um segundo domínio, representando a transição entre a floresta e a clareira. Esse segundo domínio é composto por uma região florestada de altura h , seguida por uma zona aberta, representando uma clareira, o que permite a análise da adaptação do escoamento ao encontrar uma mudança brusca na rugosidade do terreno.

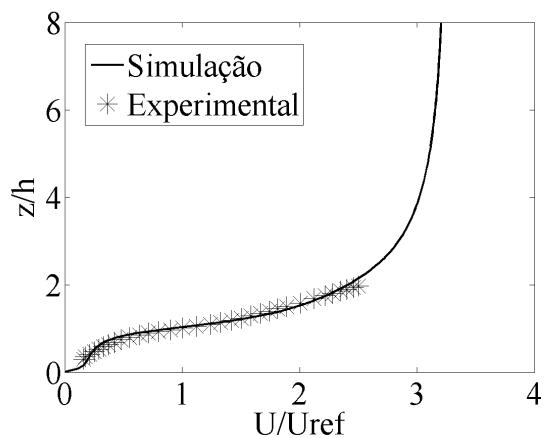


Figura 6.18: Perfil de velocidade do vento desenvolvido pela simulação RANS e os dados experimentais. A curva sólida representa os dados da simulação, enquanto os símbolos representam os dados experimentais.

A Figura 6.18 mostra a comparação entre o perfil simulado e os dados experimentais. Observa-se boa concordância na região próxima ao solo, indicando que a simulação RANS foi capaz de capturar adequadamente a distribuição vertical da velocidade média. Essa correspondência valida a utilização do campo de velocidades obtido como condição de entrada para a simulação LES.

A partir dessas condições iniciais, foram realizadas simulações LES transitórias para a configuração com transição clareira–floresta, visando analisar o comportamento detalhado das variáveis turbulentas ao longo do domínio. A seguir, são apresentados os resultados obtidos a partir dessas simulações.

6.2.2 Perfil vertical médio de velocidade e variáveis turbulentas

A Figura 6.19 apresenta os resultados dos perfis verticais de velocidade e das variáveis turbulentas na região da floresta. Os dados foram extraídos a uma distância de $-3h$ da borda da floresta. Um perfil adicional de velocidade foi obtido a $80h$ da borda, na região da clareira, com o objetivo de avaliar o desenvolvimento do escoamento ao longo da zona sem vegetação. Os perfis na floresta foram adimensionados pela velocidade no topo do dossel ($U_h = 0,64$ m/s) e pela velocidade de fricção obtida experimentalmente ($u_* = 0,082$ m/s). O perfil de velocidade na clareira foi normalizado pela velocidade do escoamento livre ($U_0 = 2,0$ m/s), conforme os dados de referência extraídos de (MARKFORT et al., 2014). A Tabela 6.3 resume os valores de referência aqui utilizados.

Tabela 6.3: Dados do Perfil Experimental

Parâmetro	Valor	Unidade
Velocidade do escoamento livre (U_0)	2	m/s
Rugosidade efetiva (z_0)	0,03	mm
Velocidade de fricção (u_*)	0,082	m/s
Velocidade de referência no topo do dossel (U_h)	Normalizada	-

Na Figura 6.19a, o perfil médio de velocidade dentro da floresta segue de forma satisfatória os dados experimentais, com leve subestimação nas camadas próximas ao solo e melhor concordância até aproximadamente $z/h = 2$. Acima desse valor, o modelo tende a suavizar os gradientes verticais, resultando em uma leve divergência em relação às medições.

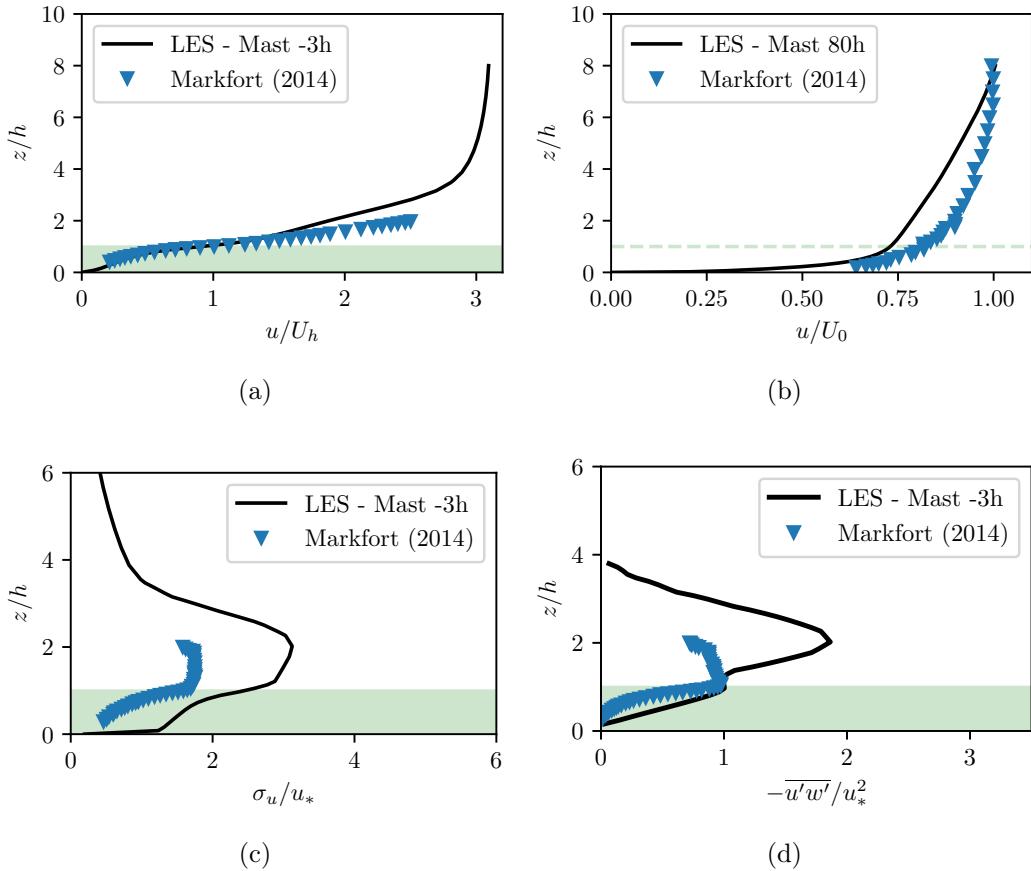


Figura 6.19: (a) Perfil de velocidade do vento na zona do dossel a uma distância de $-3h$ da borda do dossel adimensionalizada pela velocidade no topo do dossel; (b) perfil de velocidade do vento na região sem floresta medido a $150h$ no domínio computacional adimensionalizada pela velocidade de escoamento livre; (c) desvio padrão na região do dossel a $-3h$ da borda do dossel adimensionalizada pela velocidade de fricção; (d) perfil do tensor de Reynolds $\bar{u}'w'$ adimensionalizados pelo valor pela velocidade de fricção u_* .

O perfil na clareira, apresentado na Figura 6.19b, recupera a forma logarítmica típica de escoamentos sobre superfície rugosa uniforme. A simulação reproduz adequadamente a estrutura vertical da velocidade, confirmando a capacidade do modelo em representar o desenvolvimento do escoamento após a transição de rugosidade.

A Figura 6.19c mostra o desvio-padrão da velocidade longitudinal normalizado por u_* . Na LES com LAI uniforme, observa-se que σ_u/u_* mantém valores elevados desde o interior do dossel até cerca de $z/h \approx 3$, reflexo da turbulência produzida na camada de mistura que se forma sobre a copa. A Figura 6.19d apresenta o fluxo turbulento de quantidade de movimento $-\bar{u}'w'$, com um pico bem definido em $z/h \simeq 1$. A simulação acompanha adequadamente a tendência experimental dentro da floresta, mas superestima

os valores logo acima da copa. Essa diferença sugere que as condições de contorno na entrada do domínio podem ter engrossado artificialmente a camada de cisalhamento, aumentando a produção turbulenta nessa região.

Esse comportamento pode ser atribuído ao uso de um perfil constante de densidade de área foliar, que favorece o surgimento e a interação de estruturas coerentes dentro e ao redor do dossel (como jatos subdossel, conforme discutido na seção anterior). Como o arrasto imposto pelo modelo permanece uniforme ao longo da copa, não há atenuação do forçamento mecânico nas camadas superiores, o que contribui para a formação de zonas de aceleração, recirculação e cisalhamento acentuado ([WANNER et al., 2021](#); [ARTHUR et al., 2019](#)).

O aumento observado nas Figuras 6.19c e 6.19d também pode estar relacionado à combinação entre as flutuações turbulentas impostas na entrada do domínio por meio do método de vórtices ([\(MATHEY et al., 2006\)](#)) e o cisalhamento vertical induzido pelo dossel florestal. O perfil constante de densidade de área foliar intensifica o arrasto nas camadas superiores da vegetação, favorecendo a formação de estruturas coerentes associadas a instabilidades do tipo Kelvin–Helmholtz e à esteira de vórtices gerada no topo do dossel. A interação entre essas estruturas e a turbulência incidente amplifica a variância da velocidade longitudinal, gerando um campo de escoamento mais heterogêneo, com zonas de recirculação e altos gradientes de velocidade([BHUIYAN; ALAM, 2020a](#); [GARZA et al., 2019](#); [LOPES et al., 2021](#)).

A simulação LES representa com boa fidelidade os padrões médios do escoamento na região da floresta. A superestimação da variância está relacionada à alta produção local de energia cinética turbulenta, enquanto a subestimação de $\overline{u'w'}$ nas camadas superiores sugere suavização dos gradientes de transporte vertical de quantidade de movimento. Ainda assim, os resultados mostram boa consistência com os dados de [Markfort et al. \(2014\)](#) e oferecem um campo de escoamento que reflete intensa atividade turbulenta. Esse comportamento impacta diretamente a análise dos perfis horizontais dos termos da equação de balanço de quantidade de movimento, abordada na próxima subseção.

6.2.3 Perfilis horizontais dos termos da equação de quantidade de movimento turbulenta

Para fins de comparação com os resultados da simulação LES, foram utilizados os perfis experimentais dos termos resolvidos da equação de balanço de quantidade de movimento apresentados por Markfort et al. (2014). A análise experimental considera escoamento estatisticamente estacionário, com médias temporais aplicadas, o que elimina o termo transiente. Os termos exibidos correspondem aos principais mecanismos resolvidos de transporte de quantidade de movimento: advecção média, gradientes de tensões turbulentas e o gradiente de pressão, sendo este último estimado como o resíduo do balanço. Dessa forma, o gráfico resultante não apresenta fechamento exato da equação, o que é reconhecido pelos próprios autores. Ainda assim, a escolha por incluir apenas os termos resolvidos permite identificar os mecanismos dominantes em diferentes regiões do escoamento e avaliar a evolução do balanço ao longo da esteira do dossel, justificando seu uso como base comparativa neste estudo.

Termos advectivos

A Figura 6.20 apresenta os perfis horizontais dos termos advectivos da equação de quantidade de movimento, extraídos à altura $z/h = 0,2$, a partir da borda ($x/h = 0$) até um ponto a jusante no interior da floresta ($x/h = 25$), no sentido do escoamento. Os valores foram normalizados pela altura do dossel h e pela velocidade de atrito u_* (Tabela 6.3, de modo a permitir comparação direta com os dados experimentais. Os quatro termos avaliados são: $\bar{u} \partial \bar{u} / \partial x$ (Figura 6.20a), $\bar{w} \partial \bar{u} / \partial z$ (Figura 6.20b), $\bar{u} \partial \bar{w} / \partial x$ (Figura 6.20c) e $\bar{w} \partial \bar{w} / \partial z$ (Figura 6.20d).

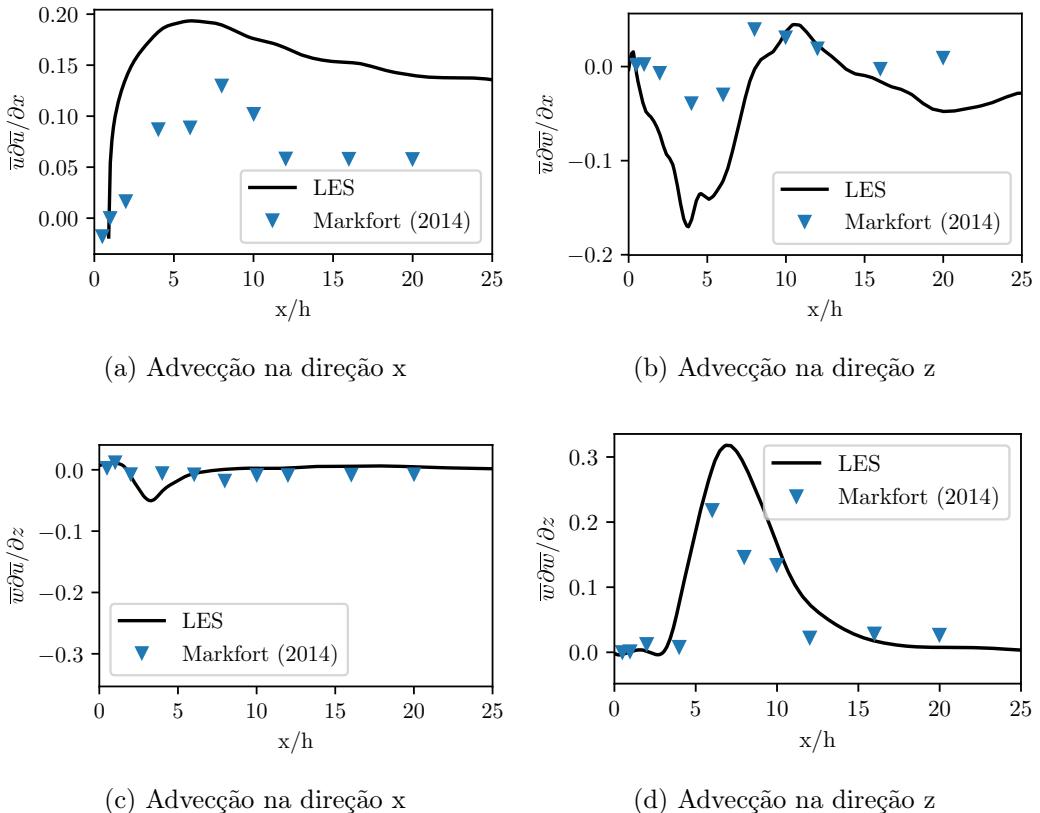


Figura 6.20: À direita, distribuição dos termos advectivos da equação da quantidade de movimento na direção z e à esquerda, distribuição dos termos advectivos da equação da quantidade de movimento na direção x . Os termos são normalizados pela altura do dossel h e pela velocidade de fricção u_* (h/u_*^2).

Na Figura 6.20a, o termo $\bar{u} \partial \bar{u} / \partial x$ apresenta valores negativos expressivos nas proximidades da borda florestal ($x/h < 5$), seguidos por uma recuperação gradual no sentido da clareira. Já o termo $\bar{w} \partial \bar{u} / \partial z$ (Figura 6.20b) exibe um vale acentuado na mesma região, com posterior oscilação ao longo do domínio. Em ambos os casos, observa-se que a LES reproduz as tendências principais dos dados experimentais, embora com amplitudes mais elevadas.

Os perfis horizontais dos termos $\bar{u} \partial \bar{w} / \partial x$ e $\bar{w} \partial \bar{w} / \partial z$ (Figuras 6.20c e 6.20d, respectivamente) também mostram variações significativas próximas à borda do dossel. O primeiro apresenta valores predominantemente negativos e estabilização após $x/h > 10$, enquanto o segundo possui um pico positivo em torno de $x/h = 6$, seguido de queda abrupta.

A análise dos resultados indica que os valores simulados são sistematicamente superestimados nas proximidades da borda da floresta, especialmente nos termos advectivos na

direção x . Esses picos acentuados nas adjacências da borda do dossel estão associados a zonas de intenso cisalhamento e reorganização do escoamento, como também observado por [Ma et al. \(2020\)](#), onde alterações nos termos advectivos foram atribuídas à presença de gradientes adversos de pressão, recirculação e ao arrasto da vegetação. Em ambos os casos, observa-se que a LES reproduz as tendências principais dos dados experimentais, embora com amplitudes mais elevadas. Essa superestimação também pode estar associada à sensibilidade do modelo às condições de contorno impostas, particularmente na presença de uma mudança abrupta de rugosidade.

Apesar dessas discrepâncias locais, a LES apresentou boa capacidade de representar as tendências gerais dos perfis experimentais, reproduzindo a forma e a distribuição espacial dos termos advectivos ao longo do domínio. Os resultados reforçam que os mecanismos de transporte de quantidade de movimento próximos à borda são altamente ativos e contribuem para a reorganização do escoamento na transição floresta–clareira. Na próxima subseção, serão analisados os termos de gradiente de pressão, cuja contribuição torna-se especialmente relevante na redistribuição vertical de quantidade de movimento nas proximidades da borda.

Termos de Pressão

Os termos de gradiente de pressão nas direções longitudinal $\left(-\frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle \bar{p} \rangle}{\partial x}\right)$ e vertical $\left(-\frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle \bar{p} \rangle}{\partial z}\right)$ não foram diretamente medidos no experimento de [Markfort et al. \(2014\)](#), mas estimados como resíduos da equação de balanço de quantidade de movimento, com base nos demais termos resolvidos. Nesse estudo experimental, os campos de velocidade e tensões foram obtidos por meio de médias temporais $\bar{\phi}$ seguidas de médias espaciais $\langle \phi \rangle$ ao longo da largura do túnel de vento, o que justifica a adoção da notação combinada $\langle \bar{\phi} \rangle$.

Considerando um escoamento bidimensional e estatisticamente estacionário, os termos de gradiente de pressão foram determinados pelas expressões:

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle \bar{p} \rangle}{\partial x} = -\langle \bar{u} \rangle \frac{\partial \langle \bar{u} \rangle}{\partial x} - \langle \bar{w} \rangle \frac{\partial \langle \bar{u} \rangle}{\partial z} + \frac{\partial \langle \bar{w}' \bar{w}' \rangle}{\partial z} + \frac{\partial \langle \bar{u}' \bar{u}' \rangle}{\partial x} \quad (6.9)$$

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle \bar{p} \rangle}{\partial z} = -\langle \bar{u} \rangle \frac{\partial \langle \bar{w} \rangle}{\partial x} - \langle \bar{w} \rangle \frac{\partial \langle \bar{w} \rangle}{\partial z} + \frac{\partial \langle \bar{w}' \bar{w}' \rangle}{\partial x} + \frac{\partial \langle \bar{u}' \bar{u}' \rangle}{\partial z} \quad (6.10)$$

Dessa forma, qualquer incerteza experimental ou erro na interpolação espacial dos dados influencia diretamente os valores estimados para os gradientes de pressão. Ainda assim, essa abordagem permite identificar as regiões em que os termos de pressão exercem papel relevante na redistribuição de quantidade de movimento ao longo e na direção vertical do escoamento.

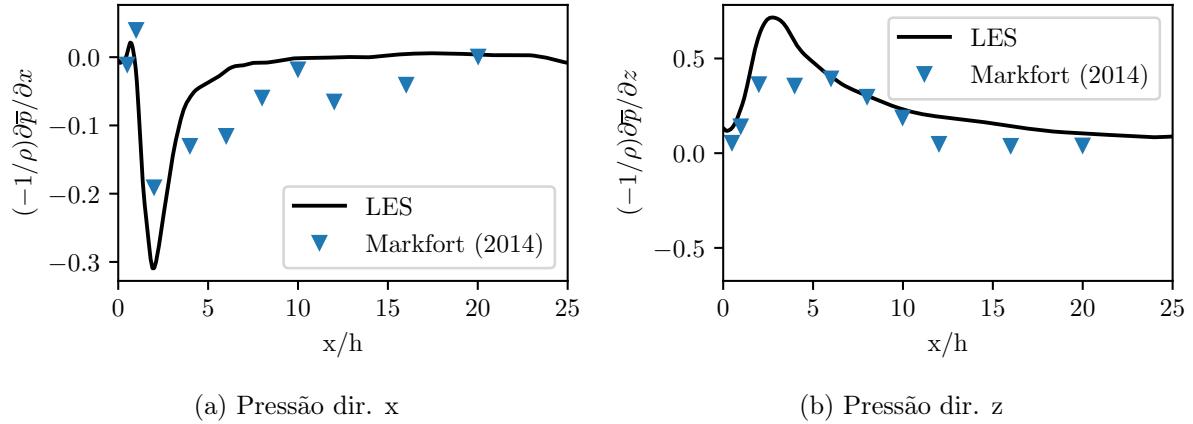


Figura 6.21: À esquerda distribuição dos termos de pressão da equação de quantidade de movimento na direção x e à direita na direção z. Os termos são normalizados pela altura do dossel h e pela velocidade de fricção u_* .

A Figura 6.21 apresenta os perfis dos termos de pressão da equação de quantidade de movimento, nas direções longitudinal (a) e vertical (b). Os valores foram normalizados por h e u_* (Tabela 6.3). Os dados foram extraídos ao longo do perfil que se estende da borda do dossel ($x/h = 0$) até um ponto distante no interior da clareira, representando o escoamento que emerge da floresta para a região aberta.

Na direção x , o termo $-\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x}$ apresenta um pico negativo acentuado logo após a saída da floresta, seguido por uma redução progressiva de intensidade ao longo da clareira, até atingir valores próximos de zero. Esse comportamento sugere que o gradiente de pressão atua como um mecanismo de aceleração localizado do escoamento ao emergir do dossel, perdendo influência à medida que o fluxo se ajusta às novas condições de rugosidade reduzida.

Na direção z , o termo $-\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z}$ apresenta um pico positivo na região próxima à borda, seguido por oscilações e posterior amortecimento em direção ao interior da clareira. Essa distribuição reflete a importância da pressão na redistribuição vertical de quantidade de

movimento, sobretudo na zona de transição, onde o escoamento passa por uma reorganização estrutural significativa.

Os picos acentuados nos termos de gradiente de pressão observados imediatamente após a transição floresta–clareira (especialmente até $x/h \approx 5$ para $\partial p/\partial x$ e $x/h \approx 6$ para $\partial p/\partial z$) indicam uma intensa reorganização do campo de escoamento na borda do dossel. Esse comportamento é consistente com os resultados do experimento TurbEFA de [Queck et al. \(2016\)](#), que demonstraram que clareiras promovem deflexão descendente do fluxo e induzem fortes gradientes de pressão locais, fundamentais na geração de fluxos sub-dossel e na modulação da turbulência próxima à interface. A magnitude elevada desses picos nas simulações pode estar associada à combinação entre a resolução do modelo LES, o método de entrada turbulenta utilizado e a abrupta mudança de rugosidade.

Os resultados indicam que a LES foi capaz de representar adequadamente a contribuição do gradiente de pressão na dinâmica do escoamento, com concordância qualitativa satisfatória em relação aos dados experimentais de ([MARKFORT et al., 2014](#)), especialmente na posição dos picos e na tendência de decaimento dos termos. As discrepâncias observadas em magnitude podem estar relacionadas à forma indireta de obtenção do termo de pressão no experimento, bem como à sensibilidade do modelo às condições de contorno e à representação da vegetação. A seguir, serão discutidos os termos relacionados aos tensores de Reynolds, que complementam a descrição da redistribuição turbulenta de quantidade de movimento ao longo da transição floresta–clareira.

Termos dos Tensores de Reynolds

A Figura 6.22 apresenta os perfis dos termos de divergência dos tensores de Reynolds que atuam na equação de quantidade de movimento, extraídos ao longo do eixo x a uma altura de $z/h = 0,5$. Os dados foram normalizados por h/u_*^2 . São considerados os termos cruzados $-\frac{\partial u'w'}{\partial z}$ (Figura 6.22a) e $-\frac{\partial u'w'}{\partial x}$ (Figura 6.22b), além dos termos normais $-\frac{\partial u'^2}{\partial x}$ (Figura 6.22c) e $-\frac{\partial w'^2}{\partial z}$ (Figura 6.22d).

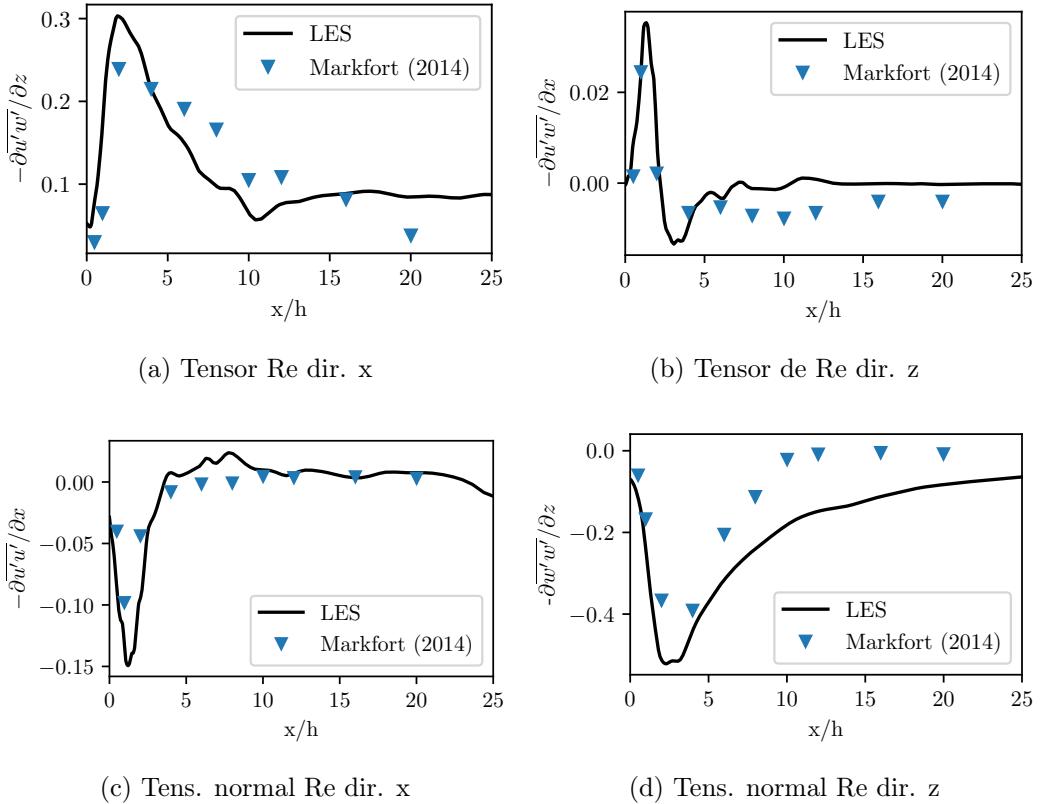


Figura 6.22: Distribuição dos termos de Reynolds. À esquerda, os termos na direção x ; à direita, os termos na direção z , normalizados por h/u_*^2 .

O termo cruzado na direção x (Figura 6.22a) apresenta um pico positivo logo após a borda do dossel ($x/h \approx 1$), seguido por um decaimento progressivo em direção à clareira, indicando que a transferência turbulenta de quantidade de movimento na direção vertical é mais intensa nas proximidades da borda, decrescendo à medida que o escoamento se desenvolve. Já o termo cruzado na direção z (Figura 6.22b) possui magnitude bem inferior e apresenta uma rápida estabilização, o que sugere menor influência da variação longitudinal do fluxo turbulento vertical no balanço de quantidade de movimento nesta região.

Em relação aos termos normais, o perfil de $-\frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial x}$ (Figura 6.22c) mostra um vale negativo acentuado logo após a borda, com posterior recuperação e estabilização para valores próximos de zero. Esse comportamento está associado à dissipaçāo de flutuações longitudinais logo após o escoamento emergir da floresta. Por sua vez, o termo $-\frac{\partial \overline{w'w'}}{\partial z}$ (Figura 6.22d) apresenta os maiores valores negativos entre todos os componentes, com um pico próximo à borda e posterior amortecimento gradual ao longo do domínio. Esse padrão reflete o papel dominante das flutuações verticais na redistribuição de quantidade de movimento

turbulento, especialmente nas zonas de intenso cisalhamento.

Os picos intensos observados nos gradientes das tensões de Reynolds imediatamente após a borda, em particular $-\partial\overline{u'w'}/\partial x$ e $-\partial\overline{w'w'}/\partial z$, revelam a forte reorganização do transporte turbulento de quantidade de movimento causada pela transição abrupta entre floresta e clareira. No caso do gradiente na direção longitudinal, o aumento brusco sugere que o fluxo vertical turbulento sofre uma desaceleração repentina ao emergir da floresta, redistribuindo energia de forma localizada na entrada da clareira. Já o pico negativo de $-\partial\overline{w'w'}/\partial z$ reflete o colapso das flutuações verticais intensas geradas no topo do dossel, caracterizando uma zona de dissipação turbulenta acentuada. A presença desses picos, e a rapidez com que decaem ao longo do domínio, indicam que a borda atua como um gatilho de instabilidades capazes de modificar temporariamente o balanço de quantidade de movimento. Esse tipo de resposta já foi associada, em LES com transições de rugosidade, à atuação combinada do cisalhamento vertical, da deflexão do escoamento e da reorganização das estruturas turbulentas na interface floresta–clareira ([MA et al., 2020](#); [MONTEIRO et al., 2024](#))

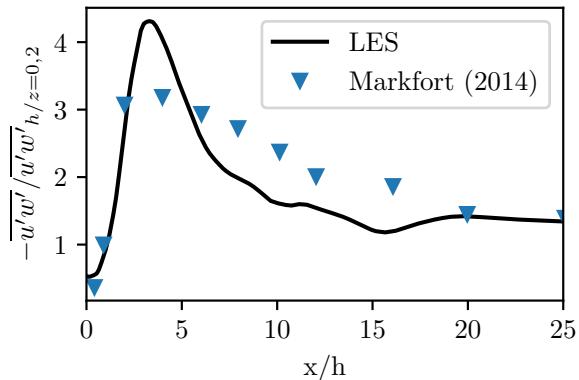


Figura 6.23: Distribuição do tensor de Reynolds $\overline{u'w'}$ até uma distância longe da borda, adimensionalizado por um valor de referência medido em $x/h = 6h$ na altura $z/h = 0,2$.

Como complemento à análise dos termos de transporte turbulento, a Figura 6.23 apresenta o perfil longitudinal da tensão de Reynolds cruzada $-\overline{u'w'}$, extraído na altura $z/h = 0,2$ e normalizado pelo valor de referência obtido em $z/h = 0,2$, conforme metodologia de ([MARKFORT et al., 2014](#)). O perfil apresenta um pico pronunciado logo após a borda da floresta, indicando a elevada intensidade da transferência turbulenta de quantidade de movimento vertical imposta pela transição abrupta de rugosidade da superfície. A partir de $x/h \approx 3$, observa-se uma redução progressiva da tensão, associada ao amortecimento das estruturas turbulentas dominantes à medida que o escoamento avança sobre a clareira.

O transporte intenso e concentrado de $-\overline{u'w'}$ em $x/h = 5$, mostra que essa resposta localizada é acompanhada por fortes gradientes longitudinais e verticais nos tensores de Reynolds, reforça que a borda atua como zona de reorganização das estruturas turbulentas dominantes. A intensidade e a extensão desses picos, observadas especialmente em $x/h < 5$, são indicativas de uma fase de adaptação forçada do escoamento, caracterizada por ejeções e varreduras intensas logo acima do dossel, fenômeno compatível com o papel dominante de estruturas coerentes no transporte de quantidade de momento em regiões de borda, como evidenciado em simulações e medições experimentais recentes([MA et al., 2020](#); [CHOWDHURI et al., 2021](#))

A persistência de valores elevados de $-\overline{u'w'}$ até aproximadamente $x/h = 10$ reforça o papel dominante da tensão de Reynolds cruzada na redistribuição turbulenta de quantidade de movimento vertical durante a transição floresta–clareira. Esse comportamento, coerente com os resultados anteriores, evidencia a sensibilidade da simulação LES às flutuações intensas induzidas pela descontinuidade de superfície, e destaca a importância da representação precisa desse termo para descrever corretamente a reorganização do escoamento na borda do dossel e capturar as principais estruturas turbulentas atuantes.

De modo geral, os perfis simulados apresentam boa concordância com os dados experimentais, com discrepâncias concentradas na magnitude de alguns picos, possivelmente associadas à resolução espacial da LES e ao modelo de sub-malha, que pode suavizar ou intensificar gradientes em regiões de transição abrupta. Os resultados confirmam o papel central dos termos dos tensores de Reynolds no transporte turbulento e na redistribuição de quantidade de movimento logo após a borda do dossel. A seguir, analisa-se a equação completa de balanço de quantidade de movimento, permitindo avaliar a interação conjunta entre os diferentes mecanismos resolvidos.

Análise conjunta dos termos da equação do quantidade de movimento

As Figuras 6.24a e 6.24b, a distribuição dos principais termos da equação de quantidade de movimento na direção x e sua soma (resíduo), respectivamente. Em 6.24a, observa-se que, nas proximidades da borda ($x/h < 5$), o gradiente de pressão se destaca em valor absoluto, acompanhado por picos nos termos advectivos. O termo de tensão de reynolds também atinge valores significativos na borda, porém tende a estabilizar mais rapidamente ao longo do domínio. Já na Figura 6.24b, a soma desses termos em comparação com o resíduo experimental mostra que, embora haja desvios consideráveis até aproximadamente

$x/h = 5$, o escoamento caminha para um balanço próximo de zero a partir de $x/h \approx 10$, sugerindo que os demais mecanismos não resolvidos são pouco relevantes na região mais distante da borda.

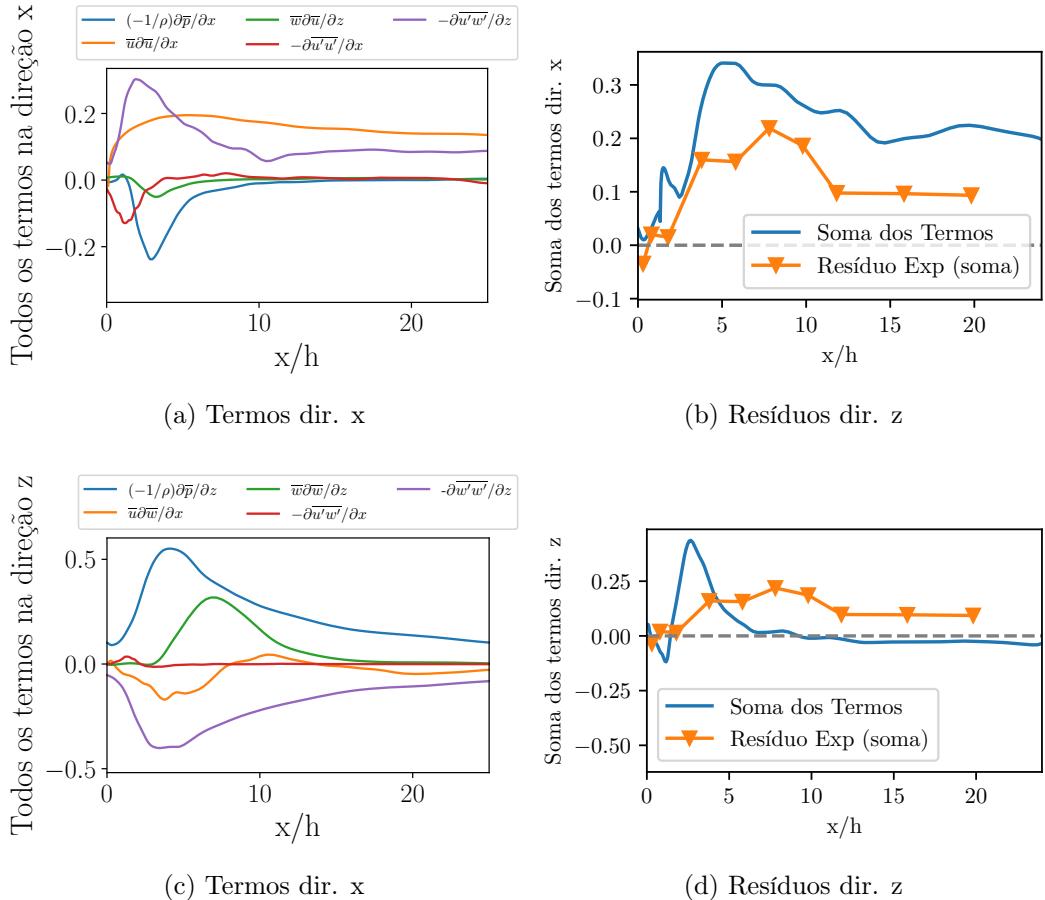


Figura 6.24: Distribuição dos termos de Reynolds. À esquerda, os termos na direção x; à direita, os termos na direção z, normalizados por h/u_*^2 .

As Figuras 6.24c e 6.24d, apresentam-se os termos na direção z e seu respectivo resíduo. A Figura 6.24c revela a dominância do gradiente de pressão vertical e do termo $(-\partial\bar{w}'\bar{w}'/\partial z)$ logo após a transição, com picos opostos que indicam forte redistribuição de quantidade de movimento na direção vertical. Os termos advectivos assumem magnitudes menores, mas ainda relevantes até cerca de $x/h = 5$. No Figura 6.24d, a soma dos termos segue próxima de zero após a zona inicial de adaptação, refletindo concordância qualitativa com o resíduo estimado experimentalmente, apesar de discrepâncias localizadas em torno dos picos iniciais. Esses resultados indicam que o modelo LES representa de modo consistente os principais mecanismos de transporte turbulento, e que o fechamento do balanço de quantidade de movimento é razoavelmente satisfatório para os termos principais da equação de balanço da quantidade de movimento em toda a faixa de x/h .

Os resíduos obtidos na região de transição evidenciam o desafio de alcançar o fechamento local da equação de quantidade de movimento em zonas de descontinuidade de rugosidade, como a borda floresta–clareira. Nas direções x e z , os principais termos — especialmente os gradientes de pressão e os termos de tensão de Reynolds — exibem picos de intensidade logo após a borda, que não se compensam imediatamente, resultando em desequilíbrios transitórios significativos até cerca de $x/h \approx 5$. Esses resultados indicam que, mesmo em simulações de alta resolução, a adaptação do escoamento à nova condição de superfície não é imediata, e a redistribuição de momento é dominada por mecanismos não uniformes e espacialmente concentrados. Esse comportamento é coerente com o que se espera fisicamente em transições abruptas de rugosidade, nas quais o arrasto e os gradientes de pressão não se ajustam de forma simultânea, dificultando o fechamento preciso da equação de balanço — especialmente quando os fluxos turbulentos são altamente anisotrópicos e concentrados em estruturas coerentes, como observado na região da borda ([SOGACHEV et al., 2020](#); [MA et al., 2020](#))

Em síntese, ainda que se verifiquem discrepâncias localizadas nos primeiros valores de x/h , a análise conjunta dos termos do balanço de quantidade de movimento e a avaliação do resíduo reforçam que a LES representa satisfatoriamente a dinâmica turbulenta na transição floresta–clareira. Esse fechamento razoável da equação de quantidade de movimento, sobretudo após $x/h \approx 10$, comprova a consistência do modelo e revela a importância das condições de contorno e parametrizações turbulentas na captura das estruturas de grande escala. A seguir, discute-se como esses resultados se articulam com as demais variáveis e como influenciam o transporte de quantidade de movimento em níveis verticais distintos.

Considerações Finais da Seção 6.2.3

A análise horizontal dos termos resolvidos da equação de quantidade de movimento, ao longo da transição floresta–clareira, confirmou que os mecanismos dominantes (advecção, gradiente de pressão e tensores de Reynolds) apresentam intensificações significativas nas proximidades da borda, onde o escoamento sofre forte cisalhamento e reconfiguração turbulenta. A comparação com dados experimentais de ([MARKFORT et al., 2014](#)) evidenciou, em geral, boa concordância qualitativa e localização adequada dos picos, embora com superestimações de magnitude em regiões próximas ao dossel. As discrepâncias podem ser atribuídas à combinação de limitações na resolução espacial da LES, representações sub-malha e incertezas na estimativa experimental dos gradientes de pressão.

Os termos advectivos mostraram-se altamente sensíveis às condições de contorno e à mudança abrupta de rugosidade, gerando picos pronunciados até $x/h \approx 5$. O gradiente de pressão, por sua vez, atuou como mecanismo relevante de aceleração e redistribuição de quantidade de movimento tanto na direção longitudinal quanto na vertical, sobretudo no estágio inicial de adaptação do escoamento. Já os termos dos tensores de Reynolds deixaram claro que a turbulência local, caracterizada por flutuações verticalmente intensas, tem papel-chave na dissipação e no transporte de quantidade de movimento ao emergir do dossel.

Ao somar esses mecanismos no balanço global, observou-se um fechamento razoavelmente satisfatório, com resíduos mais altos até aproximadamente $x/h = 5$ a 10, refletindo a complexidade das instabilidades na região de borda. Ainda assim, o balanço tende a zero na maior parte do domínio, indicando que a simulação LES foi capaz de capturar os principais processos físicos envolvidos. Em síntese, esses resultados reforçam a importância de tratar cuidadosamente a transição floresta–clareira na modelagem de escoamentos turbulentos e evidenciam o potencial da LES como ferramenta para prever e compreender a dinâmica de grandes estruturas turbulentas em superfícies com rugosidade variável.

6.2.4 Análise dos Perfis de Turbulência e Impacto no Escoamento

Na Figura 6.25, os perfis do tensor de Reynolds $\overline{u'w'}$ são apresentados para diferentes distâncias da borda da floresta (10h, 20h, 30h, 50h). Estes perfis foram adimensionalizados pelo valor medido em $x/h = 30h$ e $z/h = 0.2$, permitindo uma comparação direta entre a simulação LES e os dados experimentais de [Markfort et al. \(2014\)](#).

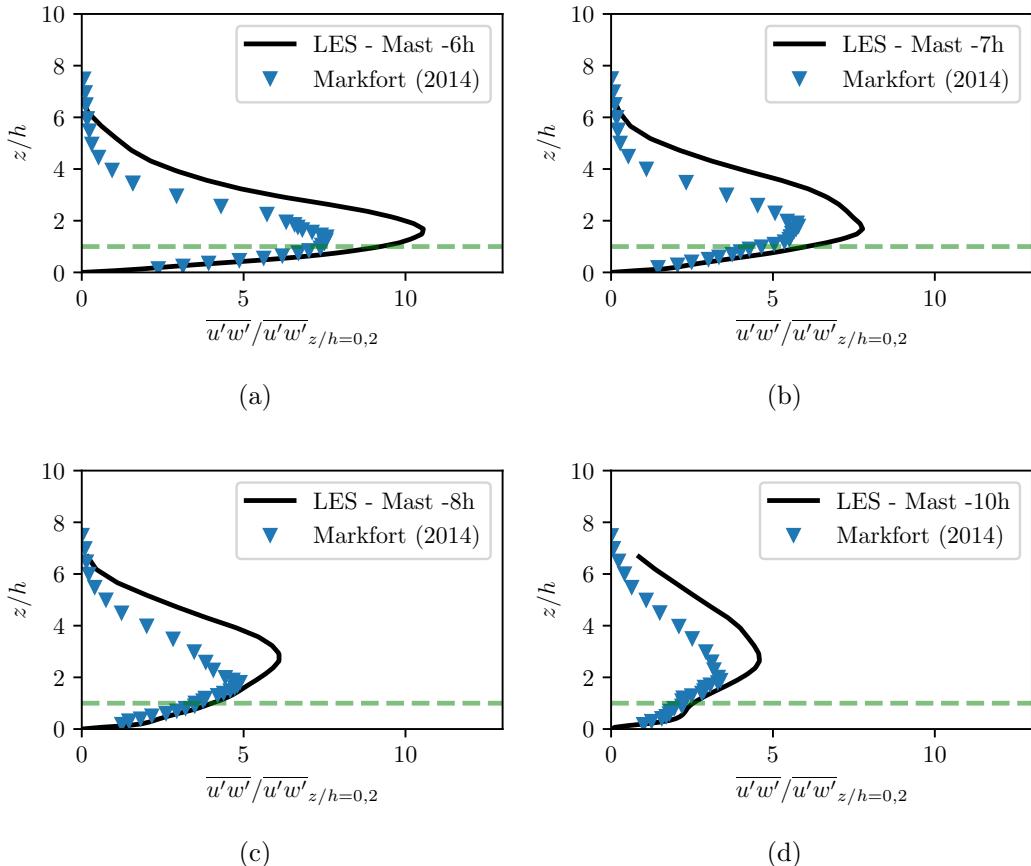


Figura 6.25: Perfis do tensor de Reynolds $\overline{u'w'}$ a distâncias (a) 10h, (b) 20h, (c) 30h e (d) 50h. Os tensores foram adimensionalizados pelo valor medido em $x/h = 30h$ e $z/h = 0.2$.

NA Figura 6.25 mostra que a simulação LES reproduz de certa forma o comportamento geral dos perfis. No entanto, observa-se uma tendência à superestimação da intensidade da tensão turbulenta em determinadas faixas de altura, quando comparada aos dados experimentais de [Markfort et al. \(2014\)](#). Percebe-se a discrepância dos perfis acima do nível do topo do dossel que se mantém ao longo da clareira, apesar da redução do pico de fluxo turbulento também no topo, observados na Figura 6.25a e 6.25b. Esses valores elevados em níveis acima de $z/h \approx 1$) confirmam a contribuição da intensa produção de turbulência relacionada à adaptação do fluxo a uma rugosidade significativamente menor na clareira, bem como à presença de instabilidades residuais oriundas da borda florestal. Dentro do dossel (abaixo de $z/h \approx 1$), a concordância tende a melhorar, indicando que, à medida que o escoamento se desenvolve sobre a área aberta, a LES consegue reproduzir o gradiente turbulento dominante de maneira mais coerente com o experimento. Assim, esses perfis evidenciam o impacto persistente da transição floresta–clareira nos primeiros metros da clareira, mas também mostram que, com o aumento de x/h , a turbulência

gradualmente se ajusta ao novo regime de rugosidade.

A comparação entre LES e dados experimentais revela que, embora o modelo reproduza adequadamente o formato geral dos perfis de $\bar{u'}\bar{w'}$, há superestimação sistemática da tensão turbulenta acima do dossel, que persiste mesmo a distâncias mais longas da borda. Essa tendência reforça que a adaptação da turbulência à nova condição de rugosidade não ocorre de forma imediata, e que a região acima do dossel mantém estruturas turbulentas energéticas que retardam esse relaxamento. Esse comportamento é coerente com simulações realizadas em configurações semelhantes, nas quais se observa que o escoamento sobre clareiras ainda carrega a assinatura da borda e da geometria do dossel, influenciando o perfil vertical da tensão de Reynolds muito além do topo da vegetação([LOPES et al., 2021](#))

Na Figura 6.26 observa-se, em vista superior (XY) de um plano a altura $z/h = 0,2$ e lateral (XZ), como o escoamento sai da floresta e adentra a clareira, destacando-se uma zona de transição que se estende até aproximadamente $x/h = 20$. Na vista superior, a região de alto cisalhamento aparece em tons quentes na interface, indicando maior velocidade relativa, enquanto a clareira exibe menores valores, em tons frios, devido ao rápido reajuste do campo de velocidades diante da mudança de rugosidade. Já na vista lateral, é possível identificar o padrão de saída do escoamento da floresta, com gradientes verticais intensos na altura do dossel e um escoamento mais homogêneo após $x/h \approx 20$. Esse comportamento é coerente com os perfis analisados anteriormente, onde a turbulência remanescente da borda ainda se faz presente na clareira inicial, mas decai gradualmente à medida que o escoamento se ajusta à nova condição superficial.

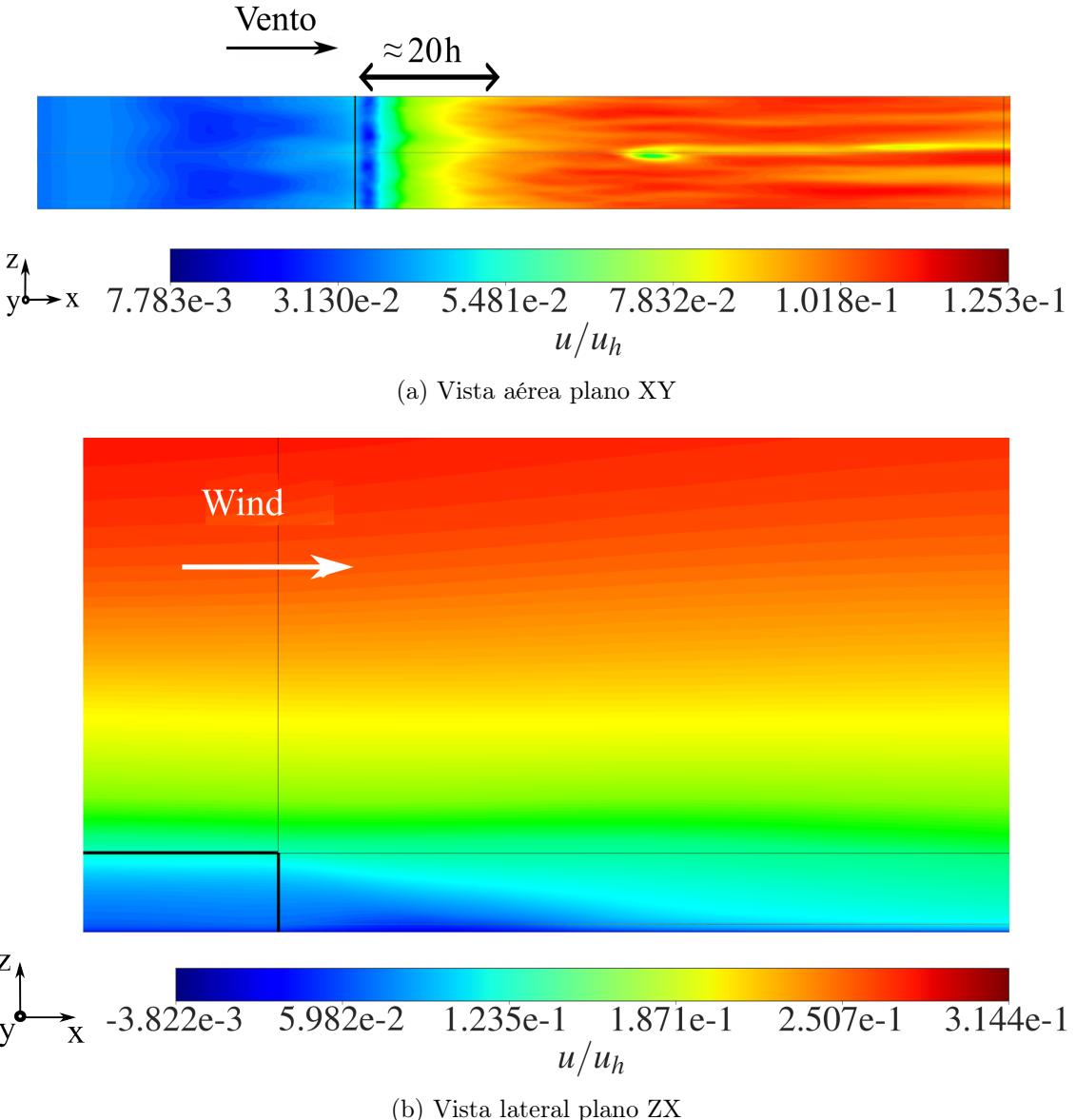


Figura 6.26: Contorno da média temporal da velocidade adimensionalizada por $U = 2$ m/s. (a) Esteira vista de cima do túnel de vento e (b) transição do escoamento da floresta para a região de clareira.

As visualizações bidimensionais do escoamento confirmam que a zona de transição entre floresta e clareira se estende muito além da borda, atingindo aproximadamente $x/h = 20$. Essa região é caracterizada por fortes gradientes de velocidade e cisalhamento, indicando que o escoamento requer uma distância considerável para se ajustar à nova rugosidade superficial. O comportamento observado é coerente com o desenvolvimento de uma camada limite interna induzida pela descontinuidade de rugosidade, que reorganiza o campo de

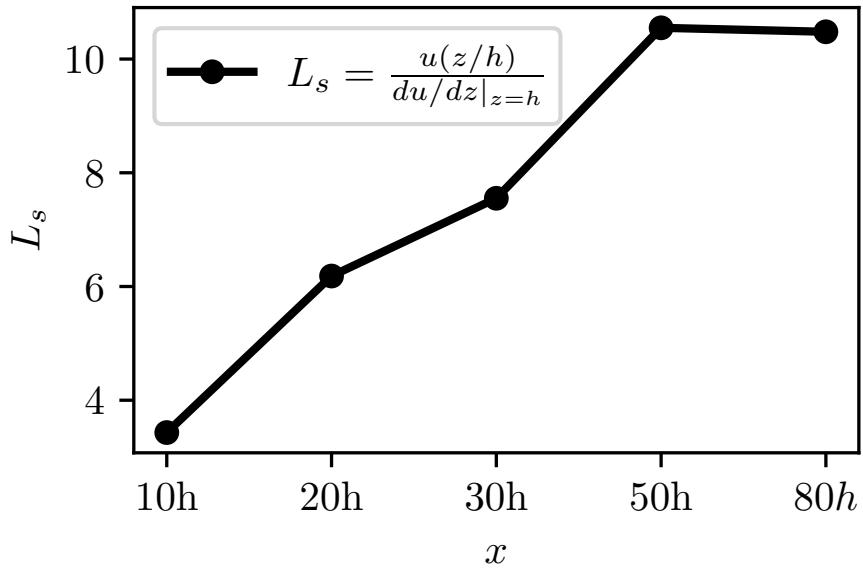


Figura 6.27: Perfil de L_s ao longo de pontos que se afastam da borda. Para cada posição (10h, 20h, 30h, 50h e 80h).

velocidades ao longo da clareira, como demonstrado em estudos de transições abruptas entre superfícies rugosas e lisas (ZHU et al., 2025). A persistência de estruturas turbulentas herdadas da borda ao longo dessa faixa corrobora a interpretação de que o escoamento não alcança equilíbrio instantâneo, mesmo em condições de estabilidade neutra.

Adicionalmente, avaliou-se a escala de comprimento turbulenta L_s ao longo das localizações indicadas na Figura 6.25 (10h, 20h, 30h, 50h e 80h), conforme ilustrado na Figura 6.27. O parâmetro L_s foi estimado pela Equação (3.8),

$$L_s = \frac{\bar{u}(h)}{\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}\right)_{z=h}},$$

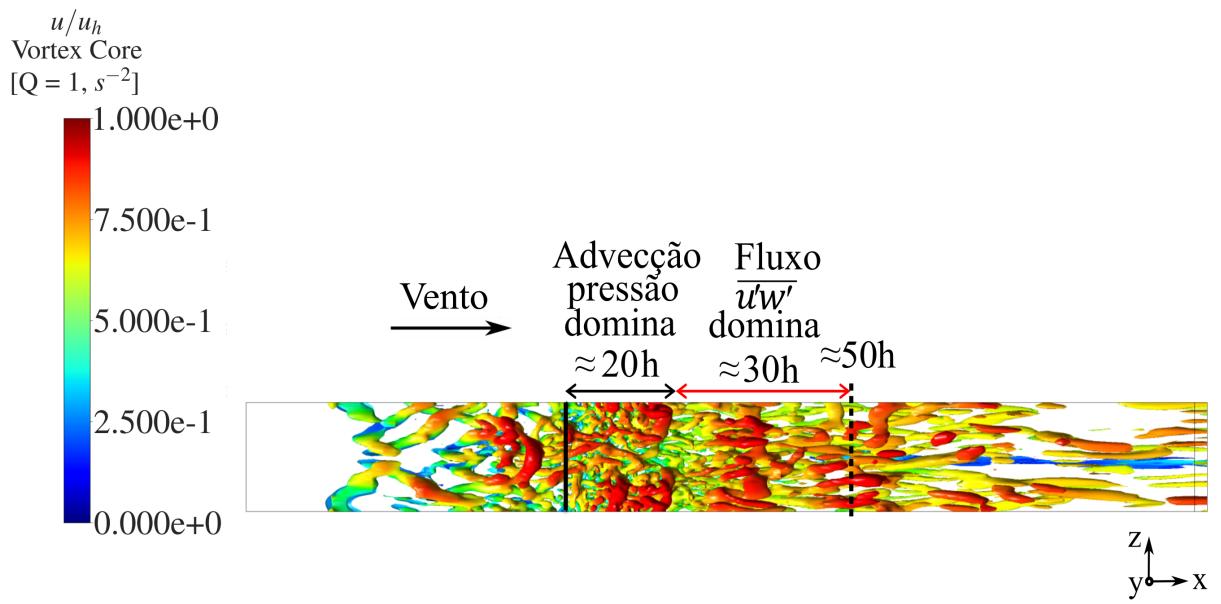
onde $\bar{u}(h)$ é a velocidade média em $z = h$. Ainda que essa formulação seja concebida para o topo do dossel, adotamos $z = h$ como plano de referência na clareira, onde se observa um gradiente de velocidade remanescente da transição floresta–clareira. Observa-se, pela Figura 6.27, que L_s cresce progressivamente à medida que se avança na clareira (de 10h até 80h), indicando que, após a saída da floresta, o escoamento passa a se organizar em vórtices de maior espessura, compatíveis com a redução do gradiente de velocidade vertical e o amortecimento das flutuações de alta frequência próximas à borda.

Os resultados mostram que o comprimento integral de escala turbulenta L_s — aqui definido como $u(z/h)/(du/dz)_{z=h}$ — cresce quase três vezes ao longo da clareira: parte de cerca de 3,5 h em $x = 10h$ e atinge um patamar próximo de 10 h entre $50h$ e $80h$, coerente com a relação $\Lambda_x \approx 8,1 L_s$. Logo após a borda, a turbulência ainda está “encaixotada” pelo forte cisalhamento imposto pela copa; à medida que o gradiente de velocidade diminui, as estruturas conseguem se alongar e ampliar a sua escala característica. Por volta de $20h$, a combinação de advecção e pressão reconfigura o escoamento, enquanto o máximo do fluxo vertical de quantidade de movimento $\overline{u'w'}$ se propaga até cerca de $50h$ (Ver Figura 6.28a). Assim, completa-se o ciclo de ajuste da clareira: o jato que emerge na borda gera um pico em σ_u , redistribui quantidade de movimento e, distante da borda, permite o desenvolvimento de estruturas cada vez maiores.

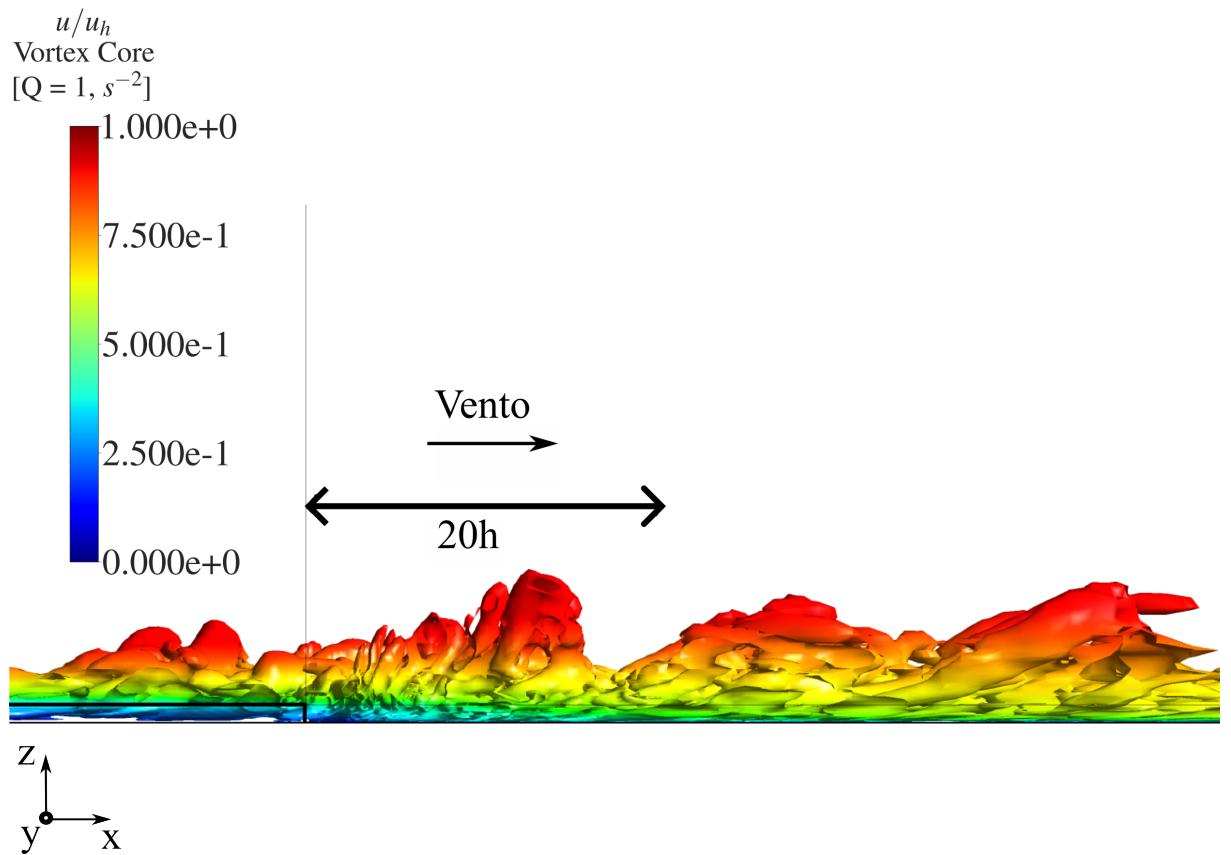
Em outras palavras, a evolução de L_s evidencia o ajuste gradual da turbulência à nova condição de rugosidade, resultando em escalas turbulentas crescentes à medida que o fluxo se distancia da borda e se consolida na clareira. Esse comportamento está em consonância com as observações dos perfis de $\overline{u'w'}$, que também apontam redução das flutuações mais energéticas em distâncias maiores, reforçando a interpretação de que o fluxo requer um “comprimento de adaptação” significativo para atingir um regime próximo ao de equilíbrio mesmo em condições neutras.

Vale ressaltar que o refinamento da malha numérica concentrou-se na região imediatamente próxima à borda ($\approx 10h$), conforme descrito no Capítulo de Metodologia, o que pode levar a incertezas adicionais na evolução do escoamento em pontos mais distantes da clareira. Ainda assim, os resultados mostram-se consistentes com as tendências experimentais, evidenciando a adequação do modelo LES para capturar a dinâmica turbulenta mesmo diante de limitações de resolução espacial.

Em síntese, os perfis de tensão de Reynolds e as visualizações bidimensionais demonstram que a transição floresta–clareira exerce influência significativa na turbulência, estendendo-se até cerca de $x/h = 20$. A borda funciona como uma fonte de instabilidades e cisalhamento intenso, mantendo valores elevados de $\overline{u'w'}$ acima do dossel e retardando o ajuste do escoamento à nova rugosidade. À medida que o fluxo avança pela clareira, observa-se progressivo amortecimento das flutuações turbulentas, embora persista um rastro das condições impostas pela vegetação. Os cálculos do comprimento característico de cisalhamento L_s confirmam que, ao longo do domínio, há crescimento gradual dessa escala turbulenta, indicando a necessidade de um “comprimento de adaptação” significativo para que o escoamento atinja condições mais próximas ao equilíbrio. Ressalte-se que o refina-



(a) Vista Superior



(b) Vista Lateral

Figura 6.28: Estruturas coerentes detectadas pelo critério- Q ($Q = 1 \text{ s}^{-2}$) em duas vistas, com vento da esquerda para a direita sobre a clareira. (a) Superior: vórtices compactos logo após a borda; até $x \approx 20h$ predomina advecção/pressão, e entre 30–50h o pico de $\overline{u'w'}$. (b) Lateral: a camada turbulenta espessa-se até $\sim 20h$, encerrando o ciclo jato - pico σ_u - redistribuição. Junto à Figura 6.27, confirma que L_s quase triplica ao longo da clareira.

mento da malha se concentrou majoritariamente na região da borda ($\approx 10h$), o que pode gerar incertezas adicionais à medida que x/h aumenta. Caso se deseje reduzir a incerteza associada ao "comprimento de adaptação", podem ser conduzidas simulações com refinamentos progressivamente mais abrangentes. Contudo, tal abordagem implicaria em custos computacionais significativamente elevados. Ainda assim, os resultados corroboram a ideia de que o relaxamento não é imediato, mesmo em condições de estabilidade neutra, enfatizando a relevância de representar adequadamente a geometria do dossel e a interação turbulenta em modelos de superfície heterogênea.

Considerações Finais da Subseção 6.2.4

Em linhas gerais, a análise dos perfis de turbulência, do mapeamento da zona de transição e dos valores de L_s evidenciou o papel determinante da borda florestal na organização do escoamento e na persistência de flutuações turbulentas significativas até cerca de $x/h = 20$. A simulação LES demonstrou boa capacidade de capturar tanto as intensas trocas de quantidade de movimento próximas à floresta quanto o progressivo amortecimento das estruturas turbulentas no interior da clareira, embora apresente superestimação localizada dos valores de $\overline{u'w'}$ acima do dossel. Esses resultados reforçam a relevância de se considerar a heterogeneidade da vegetação e a continuidade das superfícies rugosas em modelagens de escoamentos atmosféricos, sobretudo em regiões com transições abruptas, como clareiras e fragmentos florestais.

Do ponto de vista prático, os achados contribuem para aprimorar a compreensão dos impactos da fragmentação florestal na dinâmica de transporte turbulento, com implicações em áreas como dispersão de poluentes, conforto térmico e planejamento de uso do solo. A modelagem detalhada do dossel e a representação cuidadosa dos termos turbulentos mostraram-se fundamentais para prever corretamente as magnitudes e distâncias de adaptação do escoamento, incluindo o aumento progressivo de L_s na clareira. Assim, este estudo consolida a LES como uma ferramenta valiosa no desenvolvimento de parametrizações mais realistas para superfícies heterogêneas, avançando o estado da arte na área de micrometeorologia e dinâmica de fluidos aplicada aos ecossistemas florestais.

Capítulo 7

Conclusão

Nesta tese, objetivou-se caracterizar os impactos nas trocas de quantidade de movimento em regiões com mudança abrupta de rugosidade na interface floresta-clareira-floresta, utilizando Simulação de Grandes Escalas (LES) no software ANSYS Fluent, com validação por meio de dados experimentais disponíveis na literatura.

A seguir são apresentados, de forma sistemática, os resultados e conclusões alcançados para cada objetivo específico definido inicialmente.

Caracterização das Alterações Espaciais nos Perfis Médios de Velocidade e Variáveis Turbulentas

A LES reproduziu satisfatoriamente os perfis médios e o comportamento dinâmico observados experimentalmente nas transições clareira-floresta e floresta-clareira. Destacaram-se fenômenos significativos como desaceleração e posterior aceleração do escoamento ao atravessar a interface, além da presença de jatos subdossel e zonas de recirculação. Ajustes finos na modelagem da vegetação e refinamento espacial da malha poderiam aprimorar ainda mais a captura das flutuações turbulentas no interior do dossel. O modelo LES junto com o medelo de sub-malha LDKM demonstrou boa capacidade em reproduzir qualitativa e quantitativamente os perfis médios de velocidade, intensidade turbulenta, desvios padrão, tensão de Reynolds e coeficientes de correlação, com erros relativos médios em

torno de 9% para velocidade média e aproximadamente 19% para intensidade turbulenta. Observou-se que, em regiões específicas próximas às interfaces floresta-clareira, onde há altos gradientes de velocidade e forte interação com a vegetação, os resultados indicaram maior sensibilidade às condições de contorno e à resolução numérica adotada.

Identificação e Análise das Estruturas Coerentes Dominantes

As estruturas coerentes turbulentas, como jatos subdossel, varreduras e ejeções, mostraram-se fundamentais na dinâmica turbulenta próxima às transições superfície-floresta. A análise dos quadrantes revelou predominância clara das varreduras no transporte de quantidade de movimento nas camadas inferiores do dossel (superior a 80%), enquanto as ejeções dominam 1,5 h acima da copa. acima do dossel. Essa mudança vertical de estruturas dominantes destacou a complexidade do transporte turbulento em zonas de transição de rugosidade.

Análise Condisional e Identificação

A análise condicional baseada nos quadrantes permitiu identificar claramente os padrões estruturais dominantes e sua dinâmica ao longo da altura do dossel. Eventos turbulentos intensos e intermitentes desempenharam papel crucial no transporte vertical de quantidade de movimento. A razão de eficiência ($Si,H/Di,H$) mostrou mudança significativa na dinâmica dos eventos turbulentos, com varreduras predominantes no subdossel e ejeções mais eficientes acima dele. Esses resultados destacaram a importância de alta resolução espacial e representação detalhada da vegetação para previsões precisas. Esses dois tipos de evento contribuem de forma expressiva para o fluxo turbulento vertical de quantidade de movimento ($-u'w'$), mantendo-se persistentes ao longo de toda a região interna do dossel. Na borda da clareira, o transporte intensificado de varreduras e ejeções confirma seu papel decisivo como motores dos fluxos turbulentos eficazes, com picos de contribuição que atingem até cerca de $4 - 6 \times \overline{u'w'}$.

Impacto das Descontinuidades Superficiais nas Equações de Navier-Stokes e Avaliação da zona de influência da borda

A análise dos termos das equações de Navier-Stokes revelou fortes gradientes nas regiões próximas às interfaces floresta-clareira, particularmente nos termos advectivos, de pressão e tensores de Reynolds. A pressão destacou-se como mecanismo essencial na redistribuição da quantidade de movimento após a descontinuidade superficial. Apesar das limitações numéricas, houve fechamento satisfatório da equação de quantidade de movimento na região da clareira (após aproximadamente $x/h = 10$), indicando que a LES pode descrever adequadamente os mecanismos físicos dominantes do escoamento.

O escoamento necessita de comprimentos de adaptação expressivos até alcançar o equilíbrio. No caso clareira-floresta, o tensor de Reynolds se ajusta ao deixar a clareira e entrar na floresta em cerca de 15 h (≈ 115 m), enquanto, no sentido floresta-clareira, a influência da floresta se propaga na clareira até aproximadamente $x = 20$ h. Ainda no segundo caso estudado, dentro da clareira, a escala turbulenta integral (L_s) cresce gradualmente e só atinge um platô por volta de 50 h, evidenciando que o fluxo requer um longo percurso para desenvolver plenamente sua estrutura turbulenta e atingir condições próximas ao equilíbrio.

Contribuições Específicas do Trabalho

Dentre as principais contribuições deste trabalho destacam-se:

- Foi quantificada a extensão da região de influência da borda, e demonstrou-se que os jatos de varredura e ejeção transportam de forma eficiente o fluxo vertical de quantidade de movimento ($-\overline{u'w'}$) ao longo da transição clareira-floresta. Logo após a transição oposta (floresta-clareira), um pico combinado dos termos advectivo e de gradiente de pressão gera instabilidades, estabelecendo uma zona de adaptação prolongada até que o escoamento recupere o equilíbrio turbulento.

- A eficiência dos eventos de varredura e ejeção na transição floresta-clareira foi analisada em detalhe, evidenciando o papel dominante das estruturas coerentes no transporte turbulento local.
- Verificou-se elevada sensibilidade dos gradientes turbulentos na interface às condições de contorno impostas pelo método dos vórtices. Instabilidades geradas no topo do dossel desbalanceiam localmente a equação de quantidade de movimento e propagam-se a regiões distantes, alterando os perfis turbulentos previstos.

Essas quantificações são pré-requisito para melhorar parametrizações em modelos atmosféricos e para decisões de manejo em paisagens florestais fragmentadas. Esses resultados representam avanços específicos significativos em relação ao estado da arte e contribuem diretamente para aprimorar a compreensão dos processos físicos em interfaces abruptas de rugosidade. Em conjunto, eles atendem ao objetivo geral desta tese, oferecendo subsídios concretos para futuras investigações sobre modelagem atmosférica em ecossistemas vegetados.

Capítulo 8

Considerações Finais

8.1 Limitações do Estudo

Este trabalho contribuiu para o entendimento dos fenômenos turbulentos em regiões com mudança abrupta de rugosidade. A compreensão dessas limitações auxilia na interpretação correta dos resultados obtidos, indicando cautela nas generalizações e abrindo oportunidades para futuras melhorias.

Metodologia Numérica

As principais limitações identificadas na metodologia numérica relacionam-se à resolução espacial insuficiente, especialmente nas regiões críticas de transição superfície-floresta, onde ocorrem fortes gradientes e interações complexas com a vegetação. O modelo de vegetação adotado (modelo poroso homogêneo) também introduziu simplificações na representação estrutural do dossel, não capturando totalmente as características heterogêneas reais presentes nas florestas.

Condições de Contorno e Iniciais

A disponibilidade limitada de dados experimentais para uma comparação abrangente constitui uma restrição significativa, especialmente na validação detalhada dos fenômenos turbulentos locais. Além disso, simplificações nas condições de contorno e iniciais utilizadas nas simulações podem ter impactado a precisão dos resultados locais.

Análises Realizadas

A escolha específica dos parâmetros para as análises condicionais, tais como os limiares utilizados na análise de quadrantes, pode ter influenciado os resultados quantitativos apresentados. A captura detalhada das flutuações turbulentas também pode ter sido impactada pelas discretizações espaciais e temporais adotadas, limitando possivelmente a resolução das estruturas turbulentas mais finas.

Generalização dos Resultados

Os resultados apresentados neste estudo são restritos às condições específicas investigadas, exigindo cautela ao extrapolar as conclusões para outras situações ou configurações florestais com características estruturais e ambientais diferentes.

8.2 Sugestões para Trabalhos Futuros

Com base nas limitações e resultados obtidos, sugere-se que trabalhos futuros possam explorar os seguintes caminhos:

- Considerando as limitações da metodologia numérica identificadas anteriormente, sugere-se aprimorar o modelo numérico por meio da incorporação de modelos de vegetação mais detalhados, como representações discretas dos elementos vegetais, permitindo uma caracterização mais precisa da interação escoamento-vegetação.

- Refinamento adicional das malhas computacionais, especialmente em regiões de grandes gradientes, visando melhorar a captura das estruturas turbulentas detalhadas.
- Aplicação de técnicas avançadas, como aprendizado de máquina, para aprimorar os modelos sub-malha em simulações LES, possibilitando maior precisão nas previsões das flutuações turbulentas.
- Realização de investigações adicionais utilizando outras condições experimentais, como diferentes densidades foliares, configurações geométricas e tamanhos variados de clareiras, para uma análise mais ampla e comparativa da dinâmica turbulenta em regiões vegetadas.

8.3 Relevância Geral do Estudo

Este estudo oferece uma contribuição relevante para a compreensão da dinâmica turbulenta nas regiões de transição floresta-clareira-floresta, destacando a complexidade das interações existentes entre a vegetação e a atmosfera. Os resultados obtidos têm implicações importantes para futuras modelagens ambientais e estudos climáticos locais, além de fornecer subsídios para estratégias eficazes de manejo florestal ao disponibilizar informações detalhadas sobre os processos físicos dominantes responsáveis pelas trocas de quantidade de movimento em ecossistemas vegetados. Destaca-se particularmente a aplicação da Simulação de Grandes Escalas (LES), que demonstrou potencial significativo para representar os processos complexos inerentes à interação atmosfera-vegetação, contribuindo para avanços expressivos na modelagem ambiental detalhada.

Cabe ressaltar que, neste trabalho, a análise concentrou-se especificamente na camada superficial sob condições atmosféricas neutras, região onde se localiza o dossel fragmentado da floresta investigada. Essa camada, frequentemente referida como subcamada rugosa, é particularmente influenciada pela rugosidade e pela vegetação, resultando em efeitos intensos sobre o escoamento atmosférico. Em função disso, as transições floresta-clareira foram modeladas assumindo-se uma atmosfera neutra sem evolução diurna, o que permitiu dispensar a análise detalhada de outras camadas atmosféricas, como a camada noturna ou residual, onde as condições neutras ocorrem com menor frequência.

Referências Bibliográficas

- ABDELAZIZ, M. et al. Influence of skewed three-dimensional sinusoidal surface roughness on turbulent boundary layers. *Physics of Fluids*, 2023.
- ABRIL, G. et al. Wood decomposition in amazonian hydropower reservoirs: An additional source of greenhouse gases. *Journal of South American Earth Sciences*, v. 44, p. 104 – 107, 2013. ISSN 0895-9811. Hydrology, Geochemistry and Dynamic of South American Great River Systems.
- ALAM, J.; FITZPATRICK, L. P. J. Large eddy simulation of flow through a periodic array of urban-like obstacles using a canopy stress method. *Computers & Fluids*, 2018.
- ALENCARA, A. et al. *AMAZÔNIA EM CHAMAS: O NOVO E ALARMANTE PATA-MAR DO DESMATAMENTO NA AMAZÔNIA*. [S.l.], 2022.
- ANSYS. *ANSYS User's Manual for Rev. 16 - ANSYS FLUENT Guide*. [S.l.], 2016.
- ANTONINI, E. G. A.; ROMERO, D. A.; AMON, C. Optimal design of wind farms in complex terrains using computational fluid dynamics and adjoint methods. *Applied Energy*, v. 261, p. 114426, 2020.
- ARTHUR, R. S. et al. Using a canopy model framework to improve large-eddy simulations of the neutral atmospheric boundary layer in the weather research and forecasting model. *Monthly Weather Review*, American Meteorological Society, v. 147, n. 1, p. 31–52, jan 2019.
- BANERJEE, T. et al. Turbulent transport of energy across a forest and a semiarid shrubland. *Atmospheric Chemistry and Physics*, Copernicus GmbH, v. 18, n. 13, p. 10025–10038, jul 2018.
- _____. Mean flow near edges and within cavities situated inside dense canopies. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 149, n. 1, p. 19–41, 2013. ISSN 1573-1472.
- BANERJEE, T.; LINN, R. Effect of vertical canopy architecture on transpiration, thermoregulation and carbon assimilation. *Forests*, v. 9, p. 198, 2018.
- BANNISTER, E. J.; MACKENZIE, A. R.; CAI, X.-M. Realistic forests and the modeling of forest-atmosphere exchange. *Reviews of Geophysics*, American Geophysical Union (AGU), v. 60, n. 1, feb 2022.

- BELCHER, S. E.; FINNIGAN, J.; HARMAN, I. N. Flows through forest canopies in complex terrain. *Ecological applications : a publication of the Ecological Society of America*, v. 18 6, p. 1436–53, 2008.
- BELCHER, S. E.; HARMAN, I. N.; FINNIGAN, J. J. The wind in the willows: Flows in forest canopies in complex terrain. *Annual Review of Fluid Mechanics*, v. 44, n. 1, p. 479–504, 2012.
- BELCHER, S. E.; JERRAM, N.; HUNT, J. C. R. Adjustment of a turbulent boundary layer to a canopy of roughness elements. *Journal of Fluid Mechanics*, Cambridge University Press, Cambridge, UK, v. 488, p. 369–398, 07 2003.
- BHATTACHARJEE, S. et al. Anisotropy and multifractal analysis of turbulent velocity and temperature in the roughness sublayer of a forested canopy. *arXiv: Fluid Dynamics*, 2020.
- BHUIYAN, M. A. S.; ALAM, J. Scale-adaptive turbulence modeling for les over complex terrain. *Engineering with Computers*, v. 38, p. 1995 – 2007, 2020.
- BHUIYAN, M. A. S.; ALAM, J. M. Subgrid-scale energy transfer and associated coherent structures in turbulent flow over a forest-like canopy. out. 2020.
- BOUDREAU, L.-É. et al. How forest inhomogeneities affect the edge flow. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 162, n. 3, p. 375–400, Mar 2017. ISSN 1573-1472.
- BOUDREAU, L. Étienne et al. A lidar method of canopy structure retrieval for wind modeling of heterogeneous forests. *Agricultural and Forest Meteorology*, v. 201, p. 86–97, 2015.
- BOYSEN, L. et al. Global climate response to idealized deforestation in cmip6 models. *Biogeosciences*, 2020.
- BRUNET, M. I. Y. Wavelet analysis of coherent eddies in the vicinity of several vegetation canopies. *Physics and Chemistry of the Earth*, Elsevier Science, v. 21, 1996.
- BRUNET, Y. Turbulent flow in plant canopies: Historical perspective and overview. *Boundary-Layer Meteorology*, Springer Science and Business Media LLC, v. 177, n. 2-3, p. 315–364, sep 2020.
- BUSSE, A.; JELLY, T. Effect of high skewness and kurtosis on turbulent channel flow over irregular rough walls. *Journal of Turbulence*, v. 24, p. 57 – 81, 2023.
- CARNEIRO, R. et al. Nocturnal boundary layer erosion analysis in the amazon using large-eddy simulation during goamazon project 2014/5. *Atmosphere*, MDPI, v. 12, n. 2, p. 240, 2021.
- CASSIANI, M.; KATUL, G. G.; ALBERTSON, J. D. The effects of canopy leaf area index on airflow across forest edges: Large-eddy simulation and analytical results. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 126, n. 3, p. 433–460, 2008. ISSN 1573-1472.

- CELY-TORO, I. M. et al. Coherent structures detection within a dense alpine forest. *Agricultural and Forest Meteorology*, 2023.
- CHAMECKI, M. et al. Effects of vegetation and topography on the boundary layer structure above the amazon forest. *Journal of the Atmospheric Sciences*, American Meteorological Society, v. 77, n. 8, p. 2941–2957, aug 2020.
- CHEN, W. et al. Feedbacks of soil properties on vegetation during the green sahara period. *Quaternary Science Reviews*, 2020.
- CHEN, Y.-Y. et al. Simulation of the impact of environmental disturbances on forest biomass in taiwan. *Journal of Geophysical Research: Biogeosciences*, v. 127, 2022.
- CHENG, S. et al. On the wind turbine wake and forest terrain interaction. *Energies*, 2021.
- CHOWDHURI, S.; GHANNAM, K.; BANERJEE, T. A scale-wise analysis of intermittent momentum transport in dense canopy flows. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 942, 2021.
- CLARK, T.; MITCHELL, S.; NOVAK, M. Three-dimensional simulations and wind-tunnel experiments on airflow over isolated forest stands. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 125, p. 487–503, 2007.
- COLLINEAU, S.; BRUNET, Y. Detection of turbulent coherent motions in a forest canopy part ii: Time-scales and conditional averages. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 66, p. 49–73, 1993.
- CREECH, A.; FRÜH, W.-G.; MAGUIRE, A. E. Simulations of an offshore wind farm using large-eddy simulation and a torque-controlled actuator disc model. *Surveys in Geophysics*, v. 36, n. 3, p. 427–481, 2015. ISSN 1573-0956.
- DALPÉ, B.; MASSON, C. Numerical study of fully developed turbulent flow within and above a dense forest. *Wind Energy*, John Wiley & Sons, Ltd., v. 11, n. 5, p. 503–515, 2008. ISSN 1099-1824.
- _____. Numerical simulation of wind flow near a forest edge. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, v. 97, n. 5-6, p. 228 – 241, 2009. ISSN 0167-6105.
- DANÁČOVÁ, M. et al. Estimating the effect of deforestation on runoff in small mountainous basins in slovakia. *Water*, 2020.
- DEARDORFF, J. W. A numerical study of three-dimensional turbulent channel flow at large reynolds numbers. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 41, p. 453–480, 4 1970. ISSN 1469-7645.
- _____. he use of subgrid transport equations in a three-dimensional model of atmospheric turbulence. *Journal of Fluids Engineering-transactions of the Asme*, v. 95, p. 429–438, 1973.

- DEJOAN, A.; LESCHZINER, M. Large eddy simulation of periodically perturbed separated flow over a backward-facing step. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, v. 25, n. 4, p. 581 – 592, 2004. ISSN 0142-727X.
- DELLWIK, E.; BINGÖL, F.; MANN, J. Flow distortion at a dense forest edge. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, v. 140, 2012.
- DENISSEN, J. et al. Soil moisture signature in global weather balloon soundings. *npp Climate and Atmospheric Science*, v. 4, 2021.
- DESMOND, C.; WATSON, S.; HANCOCK, P. Modelling the wind energy resource in complex terrain and atmospheres. numerical simulation and wind tunnel investigation of non-neutral forest canopy flow. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, v. 166, p. 48–60, 2017.
- DHAMANKAR, N. S.; BLAISDELL, G. A.; LYRINTZIS, A. S. 22nd aiaa computational fluid dynamics conference (2015). In: _____. [S.l.]: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2015. (AIAA AVIATION Forum), chap An Overview of Turbulent Inflow Boundary Conditions for Large Eddy Simulations (Invited), p. 1–28.
- DIAS-JUNIOR, C. Q.; FILHO, E. P. M.; Sá, L. D. A large eddy simulation model applied to analyze the turbulent flow above amazon forest. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Elsevier Science, v. 147, 12 2015.
- DOORMAAL, J. V.; RAITHBY, G. Enhancements of the simple method for predicting incompressible fluid flows. *Numerical heat transfer*, Taylor & Francis, v. 7, n. 2, p. 147–163, 1984.
- DUPONT, S. A simple wind-tree interaction model predicting the probability of wind damage at stand level. *Agricultural and Forest Meteorology*, v. 224, p. 49 – 63, 2016. ISSN 0168-1923.
- DUPONT, S. et al. Modelling saltation intermittency. *Journal of Geophysical Research*, Kluwer Academic Publishers, v. 121, n. 2, p. 283–311, 2013. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1007/s10546-006-9072-6>>.
- _____. Long-distance edge effects in a pine forest with a deep and sparse trunk space: In situ and numerical experiments. *Agricultural and Forest Meteorology*, v. 151, p. 328–344, 2010.
- _____. _____. *Agricultural and Forest Meteorology*, v. 151, n. 3, p. 328 – 344, 2011. ISSN 0168-1923.
- DUPONT, S.; BRUNET, Y. Edge flow and canopy structure: A large-eddy simulation study. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 126, n. 1, p. 51–71, 2007. ISSN 1573-1472.
- _____. Influence of foliar density profile on canopy flow: A large-eddy simulation study. *Agricultural and Forest Meteorology*, v. 148, p. 976–990, 2008.

- _____. Coherent structures in canopy edge flow: a large-eddy simulation study. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 630, p. 93 – 128, 2009.
- DUPONT, S.; IRVINE, M. R.; BIDOT, C. Morning transition of the coupled vegetation canopy and atmospheric boundary layer turbulence according to the wind intensity. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 2024.
- DUPONT, S. et al. Turbulent structures in a pine forest with a deep and sparse trunk space: Stand and edge regions. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 143, n. 2, p. 309–336, 2012. ISSN 1573-1472.
- DUPONT, S.; PIVATO, D.; BRUNET, Y. Wind damage propagation in forests. *Agricultural and Forest Meteorology*, v. 214–215, p. 243 – 251, 2015. ISSN 0168-1923.
- DUTRA, D. J. et al. Fire dynamics in an emerging deforestation frontier in southwestern amazonia, brazil. *Fire*, MDPI AG, v. 6, n. 1, p. 2, dec 2022.
- FEARNSIDE, P. M. Brazil's balbina dam: Environment versus the legacy of the pharaohs in amazonia. *Environmental Management*, v. 13, n. 4, p. 401–423, 1989. ISSN 1432-1009.
- FERRANTE, L.; FEARNSIDE, P. M. The amazon's road to deforestation. *Science*, American Association for the Advancement of Science (AAAS), v. 369, n. 6504, p. 634–634, aug 2020.
- FERSCH, B. et al. High-resolution fully coupled atmospheric–hydrological modeling: a cross-compartment regional water and energy cycle evaluation. *Hydrology and Earth System Sciences*, v. 24, p. 2457–2481, 2020.
- FINNIGAN, J. Turbulence in plant canopies. *Annual review of fluid mechanics*, Annual Reviews 4139 El Camino Way, PO Box 10139, Palo Alto, CA 94303-0139, USA, v. 32, n. 1, p. 519–571, 2000.
- _____. An introduction to flux measurements in difficult conditions. *Ecological Applications*, Ecological Society of America, v. 18, n. 6, p. 1340–1350, 2008. ISSN 1939-5582.
- FINNIGAN, J. et al. Boundary-layer flow over complex topography. *Boundary-Layer Meteorology*, Springer Science and Business Media LLC, v. 177, n. 2-3, p. 247–313, oct 2020.
- _____. First-order turbulence closure for modelling complex canopy flows. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, John Wiley & Sons, Ltd, v. 141, n. 692, p. 2907–2916, 2015. ISSN 1477-870X.
- FLACK, K.; SCHULTZ, M.; VOLINO, R. The effect of a systematic change in surface roughness skewness on turbulence and drag. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, v. 85, p. 108669, 2020.
- FLUENT. *Fluent, User's guide*. [S.l.], 1996.

- FREUNDORFER, A. et al. Forest wind regimes and their implications on cross-canopy coupling. *Agricultural and Forest Meteorology*, v. 279, p. 107696, 2019.
- FRÖHLICH, J. et al. Highly resolved large-eddy simulation of separated flow in a channel with streamwise periodic constrictions. *Journal of Fluid Mechanics*, Cambridge Univ Press, v. 526, p. 19–66, 2005.
- FU, L.; FAN, Q.; HUANG, Z. Wind speed acceleration around a single low solid roughness in atmospheric boundary layer. *Scientific Reports*, v. 9, 2019.
- GARCÍA, V. R. et al. Long- and short-run forest dynamics: An empirical assessment of forest transition, environmental kuznets curve and ecologically unequal exchange theories. *Forests*, v. 12, n. 4, 2021. ISSN 1999-4907.
- GARDINER, B. A. Wind and wind forces in a plantation spruce forest. *Boundary-Layer Meteorology*, Springer, v. 67, 01 1994.
- GARRATT, J. R. *The Atmospheric Boundary Layer*. [S.l.]: Cambridge, 1994. 316 p. (Cambridge Atmospheric and Space Science Series). ISBN 9780521467452.
- GARZA, V. G. M. et al. Evaluating the accuracy of rans wind flow modeling over forested terrain—part 1: Canopy model validation. *Journal of Solar Energy Engineering*, 2019.
- GERMANO, M. et al. A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. *Physics of Fluids A*, v. 3, n. 7, p. 1760–1765, 1991.
- GOBBI, M. F.; DORWEILER, R. P. Simulation of wind over a relatively complex topography: application to the askervein hill. *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, SciELO Brasil, v. 34, n. 4, p. 492–500, 2012.
- HANNA, S.; WHITE, J.; ZHOU, Y. Observed winds, turbulence, and dispersion in built-up downtown areas of oklahoma city and manhattan. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 125, p. 441–468, 2007.
- HARGREAVES, D.; WRIGHT, N. On the use of the k-e model in commercial cfd software to model the neutral atmospheric boundary layer. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, v. 95, n. 5, p. 355–369, 2007. ISSN 0167-6105.
- HERMOSILLA, T. et al. Impact of time on interpretations of forest fragmentation: Three-decades of fragmentation dynamics over canada. *Remote Sensing of Environment*, Elsevier BV, v. 222, p. 65–77, mar 2019.
- HUANG, J.; CASSIANI, M.; ALBERTSON, J. D. Coherent turbulent structures across a vegetation discontinuity. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 140, n. 1, p. 1–22, 2011. ISSN 1573-1472.
- ILIES, G. et al. Integrating forest windthrow assessment data in the process of windscape reconstruction: Case of the extratropical storms downscaled for the gutai mountains (romania). *Frontiers in Environmental Science*, v. 10, 2022. ISSN 2296-665X.

- INAGAKI, K.; KOBAYASHI, H. Analysis of anisotropic subgrid-scale stress for coarse large-eddy simulation. *Physical Review Fluids*, 2023.
- IRVINE, M. R.; GARDINER, B. A.; HILL, M. K. The evolution of turbulence across a forest edge. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 84, n. 3, p. 467–496, 1997. ISSN 1573-1472.
- JELLY, T. O.; BUSSE, A. Reynolds number dependence of reynolds and dispersive stresses in turbulent channel flow past irregular near-gaussian roughness. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Elsevier, v. 80, p. 108485, 2019.
- JOSHI, P.; ANDERSON, W. Surface layer response to heterogeneous tree canopy distributions: roughness regime regulates secondary flow polarity. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 946, 2022.
- JUNIOR, C. H. L. S. et al. The Brazilian Amazon deforestation rate in 2020 is the greatest of the decade. *Nature Ecology & Evolution*, v. 5, n. 2, p. 144–145, fev. 2021. ISSN 2397-334X.
- JUNK, W. J.; MELLO, J. A. S. N. d. Impactos ecológicos das represas hidrelétricas na bacia amazônica brasileira. *Estudos Avançados*, scielo, v. 4, p. 126 – 143, 04 1990. ISSN 0103-4014.
- KAIMAL, J. J. F. J. C. *Atmospheric Boundary Layer Flows: Their Structure and Measurement*. [S.l.]: Oxford University Press, 1994. ISBN 0-19-506239-6,9780195062397.
- KANANI-SÜHRING, F.; RAASCH, S. Spatial variability of scalar concentrations and fluxes downstream of a clearing-to-forest transition: A large-eddy simulation study. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 155, n. 1, p. 1–27, 2015. ISSN 1573-1472.
- KANANI-SÜHRING FARAH; RAASCH, S. Enhanced scalar concentrations and fluxes in the lee of forest patches: A large-eddy simulation study. *Boundary-Layer Meteorology*, Springer, v. 164, 7 2017.
- KATUL, D. P. G. The ejection-sweep cycle over bare and forested gentle hills: a laboratory experiment. *Boundary-Layer Meteorology*, Springer, v. 122, 03 2007.
- KATUL, G. G. et al. One- and two-equation models for canopy turbulence. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 113, n. 1, p. 81–109, 2004. ISSN 1573-1472.
- KIM, W. W.; MENON, S. *Application of the localized dynamic subgrid-scale model to turbulent wall-bounded flows*. Reno, 1997.
- KISLOV, D.; KORZNIKOV, K. Automatic windthrow detection using very-high-resolution satellite imagery and deep learning. *Remote. Sens.*, v. 12, p. 1145, 2020.
- KOBAYASHI, M.; PEREIRA, J.; SIQUEIRA, M. Numerical study of the turbulent flow over and in a model forest on a 2d hill. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, v. 53, n. 3, p. 357 – 374, 1994. ISSN 0167-6105.

- KRUIJT, B.; KLAASSEN, W.; HUTJES, R. Edge effects on diffusivity in the roughness layer over a forest. *Wind and Trees*, Cambridge University Press Cambridge, UK, p. 60–70, 1995.
- KRUIJT, B. et al. Turbulence statistics above and within two amazon rain forest canopies. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 94, p. 297–331, 2000.
- LAPOLA, D. M. et al. The drivers and impacts of amazon forest degradation. *Science*, American Association for the Advancement of Science (AAAS), v. 379, n. 6630, jan 2023.
- LAURANCE, W. F. et al. Apparent environmental synergism drives the dynamics of amazonian forest fragments. *Ecology*, Wiley, v. 95, n. 11, p. 3018–3026, nov 2014.
- LEBLOND, J. Revisiting forest transition explanations: The role of “push” factors and adaptation strategies in forest expansion in northern phetchabun, thailand. *Land Use Policy*, 2019.
- LEGG, M. R. R. P. A. C. B. J. Experiments on scalar dispersion within a model plant canopy part i: The turbulence structure. *Boundary-Layer Meteorology*, Springer, v. 35, 04 1986.
- LEONARD, A. Energy cascade in large-eddy simulations of turbulent fluid flows. In: FRENKIEL, F.; MUNN, R. (Ed.). *Turbulent Diffusion in Environmental PollutionProceedings of a Symposium held at Charlottesville*. [S.l.]: Elsevier, 1975. Volume 18, Part A, p. 237–248.
- LHOMME, J.-P.; CHEHBOUNI, A.; MONTENY, B. Effective parameters of surface energy balance in heterogeneous landscape. *Boundary-Layer Meteorology*, Springer, v. 71, n. 3, p. 297–309, 1994.
- LI, J. ping et al. Data-augmented turbulence modeling by reconstructing reynolds stress discrepancies for adverse-pressure-gradient flows. *Physics of Fluids*, 2022.
- LILLY, D. K. The representation of small-scale turbulence in numerical simulation experiments. In: *Proceedings of the IBM scientific computing symposium on environmental sciences*. Yorktown-Heights, USA: [s.n.], 1967. p. 195–210.
- _____. A proposed modification of the germano subgrid-scale closure method. *Physics of Fluids A*, v. 4, n. 3, p. 633–635, 1992.
- LIU, J. et al. E- ϵ modelling of turbulent air flow downwind of a model forest edge. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 77, n. 1, p. 21–44, 1996. ISSN 1573-1472.
- LIU, W.; ZOU, Y.; LI, X. Study of interscale interactions for turbulence over the obstacle arrays from a machine learning perspective. *Physics of Fluids*, 2023.
- LIU, Z. et al. {LES} study on the turbulent flow fields over complex terrain covered by vegetation canopy. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, v. 155, p. 60 – 73, 2016. ISSN 0167-6105.

- LOPES, A.; PALMA, J.; PIOMELLI, U. On the determination of effective aerodynamic roughness of surfaces with vegetation patches. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 156, p. 113–130, 2015.
- LOPES, J. M. V. P.; PALMA, J. M. L. M.; LOPES, A. S. Modelling the flow within forests: the canopy-related terms in the reynolds-averaged formulation. *Journal of Fluid Mechanics*, Cambridge University Press (CUP), v. 910, jan 2021.
- LU S. S.; WILLMARTH, W. W. Measurements of the structure of the reynolds stress in a turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, Cambridge University Press, v. 60, 9 1973.
- LUTHER, D. A. et al. Tropical forest fragmentation and isolation: Is community decay a random process? *GLOBAL ECOLOGY AND CONSERVATION*, v. 23, SEP 2020.
- MA, Y. et al. The effects of canopy morphology on flow over a two-dimensional isolated ridge. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, American Geophysical Union (AGU), v. 125, n. 19, sep 2020.
- _____. Influence of forest-edge flows on scalar transport with different vertical distributions of foliage and scalar sources. *Boundary-Layer Meteorology*, Springer Science and Business Media LLC, v. 174, n. 1, p. 99–117, sep 2019.
- MAKARIEVA, A. et al. Vegetation impact on atmospheric moisture transport under increasing land-ocean temperature contrasts. *Heliyon*, v. 8, 2021.
- MANGAN, M. et al. Evaluating the nature of turbulent coherent structures in orchards using integrated quadrant analysis. *Agricultural and Forest Meteorology*, 2024.
- MANN, J.; DELLWIK, E. Sudden distortion of turbulence at a forest edge. *Journal of Physics: Conference Series*, v. 524, p. 012103, 2014.
- MARCHIS, M.; MILICI, B.; NAPOLI, E. Large eddy simulations on the effect of the irregular roughness shape on turbulent channel flows. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, v. 80, p. 108494, 2019.
- MARKFORT, C. D.; PORTÉ-AGEL, F.; STEFAN, H. G. Canopy-wake dynamics and wind sheltering effects on earth surface fluxes. *Environmental Fluid Mechanics*, v. 14, n. 3, p. 663–697, 2014. ISSN 1573-1510.
- MASON, P. J.; CALLEN, N. S. On the magnitude of the subgrid-scale eddy coefficient in large-eddy simulations of turbulent channel flow. *Journal of Fluid Mechanics*, Cambridge University Press, Cambridge, UK, v. 162, p. 439–462, 04 1986.
- MATHEY, F. et al. Assessment of the vortex method for large eddy simulation inlet conditions. *Progress in Computational Fluid Dynamics, an International Journal*, v. 6, n. 1-3, p. 58–67, 2006.
- MCNICHOL, B. H. et al. Topographically driven microclimatic gradients shape patterns of forest structure, diversity, and composition at a forest-grassland transition zone. *bioRxiv*, 2022.

- MENTER, F. R. et al. Scale-adaptive simulation with artificial forcing. In: _____. *Progress in Hybrid RANS-LES Modelling: Papers Contributed to the 3rd Symposium on Hybrid RANS-LES Methods, Gdansk, Poland, June 2009*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2010. p. 235–246. ISBN 978-3-642-14168-3.
- MENTER, F. R.; SCHÜTZE, J.; GRITSKEVICH, M. Global vs. zonal approaches in hybrid rans-les turbulence modelling. In: _____. *Progress in Hybrid RANS-LES Modelling: Papers Contributed to the 4th Symposium on Hybrid RANS-LES Methods, Beijing, China, September 2011*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2012. p. 15–28. ISBN 978-3-642-31818-4.
- MEYERS, D. D. B. T. P. Turbulence structure in a deciduous forest. *Boundary-Layer Meteorology*, Springer, v. 43, 06 1988.
- MO, Z. et al. Roughness sublayer over vegetation canopy: A wind tunnel study. *Agricultural and Forest Meteorology*, 2022.
- MO, Z.; LIU, C.-H.; HO, Y. Roughness sublayer flows over real urban morphology: A wind tunnel study. *Building and Environment*, p. 107463, 2020.
- MONTEIRO, H. et al. Assessing canopy models across forest edges on flat terrain. In: *Journal of Physics: Conference Series*. IOP Publishing, 2024. v. 2854, n. 1, p. 012035. Disponível em: <<https://doi.org/10.1088/1742-6596/2854/1/012035>>.
- MUSCARELLA, R. et al. Effects of topography on tropical forest structure depend on climate context. *Journal of Ecology*, v. 108, p. 145 – 159, 2019.
- NEVES, T.; FISCH, G.; RAASCH, S. Local convection and turbulence in the amazonia using large eddy simulation model. *Atmosphere*, MDPI, v. 9, n. 10, p. 399, 2018.
- NICHOLAS, S. et al. The role of the in-plane solidity on canopy flows. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 975, 2023.
- NICOUD, F.; DUCROS, F. Subgrid-scale stress modelling based on the square of the velocity gradient tensor. *Flow, Turbulence and Combustion*, v. 62, n. 3, p. 183–200, 1999. ISSN 1573-1987.
- OLIVARES-ESPINOSA, H.; ARNQVIST, J. Modelling of wind turbine wakes over forests along the diurnal cycle. *Journal of Physics: Conference Series*, v. 2505, 2023.
- PANOFSKY, H.; DUTTON, J. *Atmospheric turbulence: models and methods for engineering applications*. [S.l.]: Wiley, 1984. (A Wiley interscience publication). ISBN 9780471057147.
- PATANKAR, S. *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*. [S.l.]: Taylor & Francis, 1980. (Series in computational methods in mechanics and thermal sciences). ISBN 9780891165224.

- PELTOLA, O. et al. Suitability of fibre-optic distributed temperature sensing for revealing mixing processes and higher-order moments at the forest–air interface. *Atmospheric Measurement Techniques*, Copernicus GmbH, v. 14, n. 3, p. 2409–2427, mar 2021.
- PIMONT, F. et al. A specific large-scale pressure gradient forcing for computation of realistic 3d wind fields over a canopy at stand scale. 2018.
- PINHEIRO, L. A. dos R. et al. Turbulent flow across a clearing-forest transition: a large eddy simulation study. *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, Springer, v. 46, n. 5, p. 289, 2024.
- PIOMELLI, U. Wall-layer models for large-eddy simulations. *Progress in Aerospace Sciences*, v. 44, n. 6, p. 437 – 446, 2008. ISSN 0376-0421. Large Eddy Simulation - Current Capabilities and Areas of Needed Research.
- PIOMELLI, U.; MOIN, P.; FERZIGER, J. Model consistency in large-eddy simulation of turbulent channel flows. *Physics of Fluids*, v. 31, p. 1884–1894, 1988.
- POPE, S. B. The scales of turbulent motion. In: _____. *Turbulent Flows*. [S.I.]: Cambridge University Press, 2000. p. 182–263.
- POËTTE, C. et al. The impact of landscape fragmentation on atmospheric flow: A wind-tunnel study. *Boundary-Layer Meteorology*, Springer, v. 163, 6 2017.
- PRZYBOROWSKI Łukasz; ŁOBODA, A. M. Identification of coherent structures downstream of patches of aquatic vegetation in a natural environment. *Journal of Hydrology*, v. 596, p. 126123, 2021.
- QUECK, R. et al. The turbefa field experiment—measuring the influence of a forest clearing on the turbulent wind field. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 160, p. 397–423, 2016. Disponível em: <<https://doi.org/10.1007/s10546-016-0151-z>>.
- RAUPACH, M.; FINNIGAN, J.; BRUNET, Y. Coherent eddies and turbulence in vegetation canopies: The mixing-layer analogy. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 78, p. 351–382, 01 1996.
- RAUPACH, M. R.; FINNIGAN, J. J. Scale issues in boundary-layer meteorology: Surface energy balances in heterogeneous terrain. *Hydrological Processes*, John Wiley & Sons, Ltd, v. 9, n. 5-6, p. 589–612, 1995. ISSN 1099-1085.
- REZAEIRAVESH, S.; LIEFVENDAHL, M. Effect of grid resolution on large eddy simulation of wall-bounded turbulence. *Physics of Fluids*, AIP Publishing, v. 30, n. 5, 2018.
- RICHARDS, P.; HOXEY, R. Appropriate boundary conditions for computational wind engineering models using the $k - \varepsilon$ turbulence model. In: MURAKAMI, S. (Ed.). *Computational Wind Engineering 1*. Oxford: Elsevier, 1993. p. 145 – 153. ISBN 978-0-444-81688-7.

- RODRIGUES, A. A. et al. Cerrado deforestation threatens regional climate and water availability for agriculture and ecosystems. *Global Change Biology*, v. 28, n. 22, p. 6807–6822, 2022. Disponível em: <<https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1111/gcb.16386>>.
- ROGERS, M. M.; MOSER, R. D. The three-dimensional evolution of a plane mixing layer: the kelvin-helmholtz rollup. *Journal of Fluid Mechanics*, Cambridge University Press, Cambridge, UK, v. 243, p. 183–226, 04 1992.
- ROLAND, S. The atmospheric boundary layer. *Wind Effects on Structures*, 2019.
- ROMANIC, D.; HANGAN, H. Experimental investigation of the interaction between near-surface atmospheric boundary layer winds and downburst outflows. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, v. 205, p. 104323, 2020.
- ROY, L.; MACPHEE, D. Meso-scale cfd simulation for wind resources: A case study of complex mountainous terrain. *Energies*, v. 11, p. 1366, 2018.
- RUDEL, T. et al. Whither the forest transition? climate change, policy responses, and redistributed forests in the twenty-first century. *Ambio*, v. 49, p. 74–84, 2019.
- SAGAUT, P. *Large Eddy Simulation for Incompressible Flows: An Introduction*. [S.l.]: Springer Berlin Heidelberg, 2006.
- SANZ, C. A note on k - ϵ modelling of vegetation canopy air-flows. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 108, n. 1, p. 191–197, 2003. ISSN 1573-1472.
- SCHMIDT, M.; LISCHEID, G.; NENDEL, C. Microclimate and matter dynamics in transition zones of forest to arable land. *Agricultural and Forest Meteorology*, 2019.
- SCHUMANN, U. Subgrid scale model for finite difference simulations of turbulent flows in plane channels and annuli. *Journal of Computational Physics*, v. 18, n. 4, p. 376–404, 1975. ISSN 0021-9991.
- SHARMA, A.; GARCÍA-MAYORAL, R. Scaling and dynamics of turbulence over sparse canopies. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 888, 2019.
- SHAW, R. H. et al. A wind tunnel study of air flow in waving wheat: Two-point velocity statistics. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 76, n. 4, p. 349–376, Dec 1995. ISSN 1573-1472. Disponível em: <<https://doi.org/10.1007/BF00709238>>.
- SHNAPP, R. et al. On local isotropy and scale dependence of pair dispersion in turbulent canopy flows. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 978, 2023.
- SHUR, M. L. et al. A hybrid rans-les approach with delayed-des and wall-modelled {LES} capabilities. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, v. 29, n. 6, p. 1638 – 1649, 2008. ISSN 0142-727X.
- SIERRA, J. et al. Deforestation impacts on amazon-andes hydroclimatic connectivity. *Climate Dynamics*, v. 58, p. 2609 – 2636, 2021.

- SILVA, H. J. F. et al. Analysis of the influence of deforestation on the microphysical parameters of clouds in the amazon. *Remote. Sens.*, v. 14, p. 5353, 2022.
- SMAGORINSKY, J. General circulation experiments with the primitive equations. *Mon. Wea. Rev.*, American Meteorological Society, v. 91, n. 3, p. 99–164, mar. 1963. ISSN 0027-0644.
- SOGACHEV, A. et al. Numerical modelling of the wind over forests: roughness versus canopy drag. *Advances in Science and Research*, v. 17, p. 53–61, 2020.
- STIPERSKI, I.; CALAF, M. Generalizing monin-obukhov similarity theory (1954) for complex atmospheric turbulence. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 130, p. 124001, Mar 2023. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.130.124001>>.
- STOY, P. C. et al. A data-driven analysis of energy balance closure across {FLUXNET} research sites: The role of landscape scale heterogeneity. *Agricultural and Forest Meteorology*, v. 171 - 172, p. 137 – 152, 2013. ISSN 0168-1923.
- STULL, R. *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*. [S.l.]: Springer Netherlands, 2012. (Atmospheric and Oceanographic Sciences Library). ISBN 9789400930278.
- SU, H.-B.; SHAW, R.; U, K. T. P. Two-point correlation analysis of neutrally stratified flow within and above a forest from large-eddy simulation. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 94, p. 423–460, 03 2000.
- SU, J. et al. Effects of real trees and their structure on pollutant dispersion and flow field in an idealized street canyon. *Atmospheric Pollution Research*, 2019.
- TAKEMI, T.; ITO, R. Benefits of high-resolution downscaling experiments for assessing strong wind hazard at local scales in complex terrain: a case study of typhoon songda (2004). *Progress in Earth and Planetary Science*, v. 7, p. 1–16, 2020.
- TEMMERMAN, L. et al. Investigation of wall-function approximations and subgrid-scale models in large eddy simulation of separated flow in a channel with streamwise periodic constrictions. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, v. 24, n. 2, p. 157 – 180, 2003. ISSN 0142-727X.
- VASATURO, R. et al. Large eddy simulation of the neutral atmospheric boundary layer: performance evaluation of three inflow methods for terrains with different roughness. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, v. 173, p. 241–261, 2018.
- VIEGAS, L. M. D. et al. We're building it up to burn it down: fire occurrence and fire-related climatic patterns in brazilian biomes. *PeerJ*, PeerJ, v. 10, p. e14276, oct 2022.
- WANG, G.; LIU, Y. A grid-adaptive simulation model for turbulent flow predictions. *Physics of Fluids*, 2022.

- WANG, Y. et al. Triple doppler wind lidar observations during the mountain terrain atmospheric modeling and observations field campaign. *Journal of Applied Remote Sensing*, v. 10, n. 2, p. 026015, 2016.
- WANNER, L. et al. How does the choice of the lower boundary conditions in large-eddy simulations affect the development of dispersive fluxes near the surface? *Boundary-Layer Meteorology*, Springer Science and Business Media LLC, v. 182, n. 1, p. 1–27, aug 2021.
- WATANABE, T. et al. Large-eddy simulation of neutrally-stratified turbulent flow within and above plant canopy using the central-moments-based lattice boltzmann method. *Boundary-Layer Meteorology*, Springer Science and Business Media LLC, v. 176, n. 1, p. 35–60, apr 2020.
- _____. Coherent eddies transporting passive scalars through the plant canopy revealed by large-eddy simulations using the lattice boltzmann method. *Boundary-Layer Meteorology*, Springer Science and Business Media LLC, v. 181, n. 1, p. 39–71, jul 2021.
- WEBB, R. W. et al. Within-stand boundary effects on snow water equivalent distribution in forested areas. *Water Resources Research*, v. 56, n. 10, p. e2019WR024905, 2020.
- YAHIAOUI, T. et al. Experimental and cfd investigations of turbulent cross-flow in staggered tube bundle equipped with grooved cylinders. *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, Springer, v. 38, n. 1, p. 163–175, 2016.
- YAN, C. et al. Multiscale modeling of the atmospheric environment over a forest canopy. *Science China Earth Sciences*, Springer Science and Business Media LLC, v. 63, n. 6, p. 875–890, feb 2020.
- YANG, B. et al. Large-eddy simulation of turbulent flow across a forest edge. part ii: Momentum and turbulent kinetic energy budgets. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 121, n. 3, p. 433–457, 2006. ISSN 1573-1472.
- _____. Large-eddy simulation of turbulent flow across a forest edge. part i: Flow statistics. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 120, n. 3, p. 377–412, 2006. ISSN 1573-1472.
- YUAN, K. et al. Deforestation reshapes land-surface energy-flux partitioning. *Environmental Research Letters*, v. 16, 2021.
- YUE, W. et al. A comparative quadrant analysis of turbulence in a plant canopy. *Water Resources Research*, American Geophysical Union, v. 43, 05 2007.
- ZHANG, G. et al. Impact of near-surface wind speed variability on wind erosion in the eastern agro-pastoral transitional zone of northern china, 1982–2016. *Agricultural and Forest Meteorology*, 2019.
- ZHANG, W. et al. Ecosystem structural changes controlled by altered rainfall climatology in tropical savannas. *Nature Communications*, v. 10, 2019.

ZHIYIN, Y. Large-eddy simulation: Past, present and the future. *Chinese Journal of Aeronautics*, v. 28, n. 1, p. 11 – 24, 2015. ISSN 1000-9361.

ZHOU, Z. et al. Quantifying wind erosion at landscape scale in a temperate grassland: Nonignorable influence of topography. *Geomorphology*, v. 370, p. 107401, 2020.

ZHU, J. et al. Analytical modeling of wind-turbine wakes behind an abrupt rough-to-smooth surface roughness transition. *Physics of Fluids*, 2025.

Apêndice A

ESTUDO CONVERGÊNCIA DE MALHA DA SIMULAÇÃO LES

A.1 Resolução da Malha computacional e do passo de tempo

A.1.1 Resolução da malha

Dada a variabilidade da escala de vórtices importantes para o transporte turbulento de quantidade de movimento, as simulações de grandes escalas necessitam de malhas e passos de tempo refinados para que seja possível a melhor aproximação da turbulência pelo modelo LES. A resolução da malha na simulação LES determina que fração da Energia Cinética Turbulenta será resolvida. Na figura A.1 é mostrado que a resolução da malha depende do tamanho do elemento de malha δ_f que define o tamanho do filtro da modelagem LES. Assim, uma malha refinada com tamanho de elementos pequenos consegue resolver uma maior parte do espectro de turbulência local em um domínio de estudo.

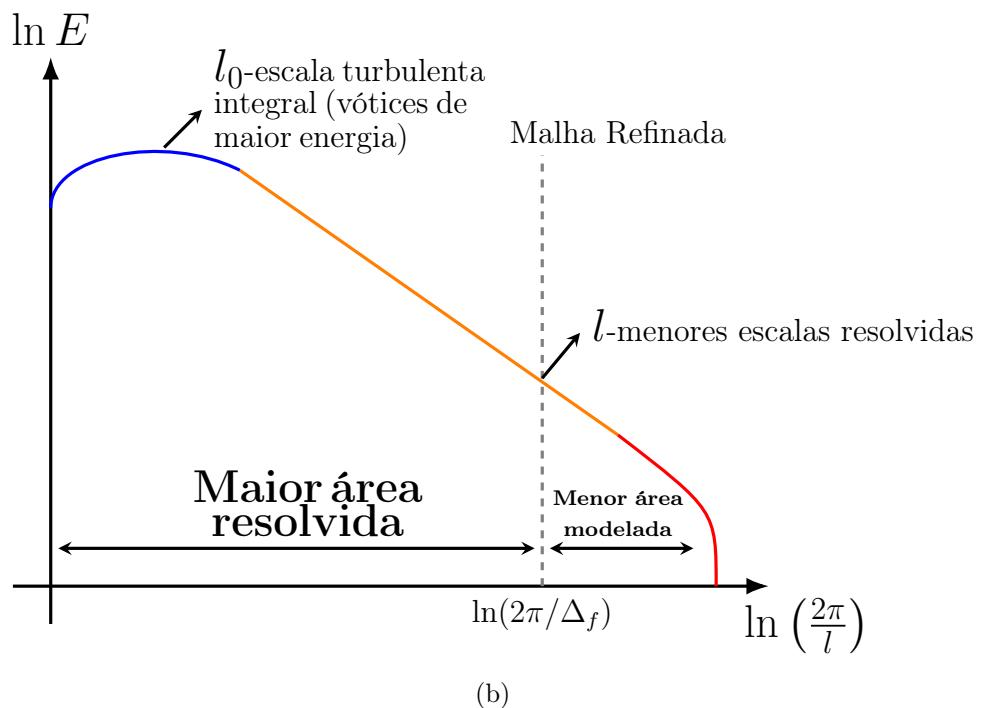
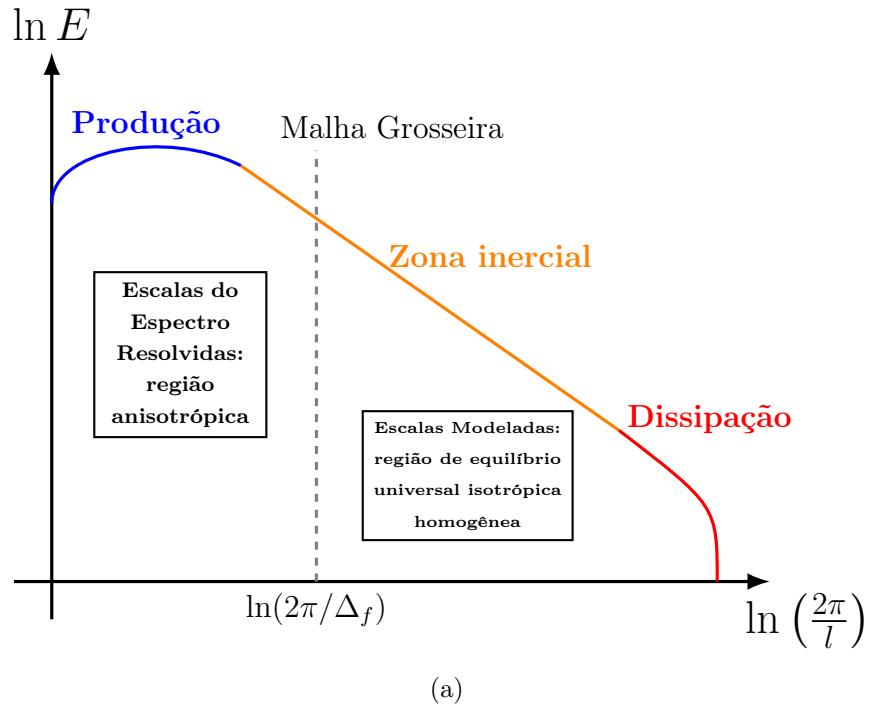


Figura A.1: Áreas do Espectro da energia da turbulência que podem ser resolvidas por uma malha grosseira ou refinada.

Uma forma de definir a resolução da malha mais adequada no Ansys Fluent é a partir das escalas integrais de turbulência. Essas escalas contêm os vórtices de maior energia cinética turbulenta e precisam ser resolvidas. Uma aproximação das escalas integrais

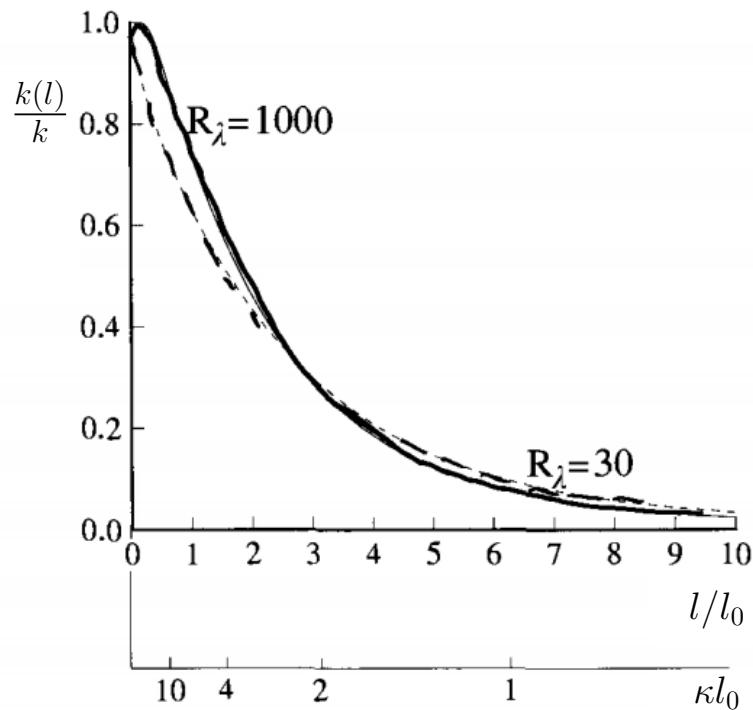


Figura A.2: Energia Cinética Turbulenta Cumulativa $k(l)/k$ em função do comprimento de onda (comprimento de escala turbulenta) l/l_0 e do numero de onda κl_0 normalizados pelo comprimento de escala turbulenta integral l_0 . Adaptado de ([POPE, 2000](#))

pode ser realizada a partir da simulação RANS precursora a simulação LES, pode ser calculada como ([FLUENT, 1996](#))

$$l_0 = \frac{k^{1.5}}{\varepsilon} \quad (\text{A.1})$$

ou

$$l_0 = \frac{k^{0.5}}{C_\mu \omega} \quad (\text{A.2})$$

onde $C_\mu = 0,03$ em escoamentos turbulentos em dosséis vegetativos ([KATUL et al., 2004](#)). Dessa forma, é necessário uma quantidade de elementos de malha suficientemente pequenos em cada direção do escoamento para resolver os vórtices das menores escalas resolvidas l (Figura A.1) calculadas pelas equações acima.

A figura A.2 mostra a energia cinética cumulativa $k(l)/k$ calculada por (POPE, 2000)

$$k(l) = \int_0^{k=2\pi/l} E(\kappa') d\kappa' \quad (\text{A.3})$$

em função do comprimento de escala turbulento $l/l_0 = 2\pi/\kappa l_0$. Na figura é mostrado que 80 % da energia está contida em escalas cujo o comprimento de onda é entorno de $l/l_0 = 0,42$ ou um número de onda $\kappa l_0 \approx 5$, o que significa que é necessário aproximadamente um número mínimo de 5 volumes de malha para que os comprimentos de escalas integrais sejam adequadamente resolvidos, ou seja, a razão entre as escalas integrais e a quantidade de elementos é calculada como $l_0/Delta \approx 5$.

A.1.2 Resolução do passo de tempo

A resolução temporal da simulação LES pode ser obtido por meio do volume de malha $\delta = (\Delta x \Delta y \Delta z)^{1/3}$ e a magnitude da velocidade do escoamento local do domínio computacional $U = \sqrt{u^2 + v^2 + w^2}$. O passo de tempo precisa ser pequeno o suficiente para que faça uma representação adequada do escoamento que passa através do volume de malha. Logo dizemos que o passo de tempo é da ordem de

$$\Delta t < \frac{(\Delta x \Delta y \Delta z)^{1/3}}{U} \quad (\text{A.4})$$

visto que a velocidade instantânea pode ser maior que a velocidade média local que passa por Δ . Para determinação do passo de tempo Δt foi utilizada a simulação RANS precursora usada para iniciar a simulação LES. Na simulação LES uma forma de avaliar o passo de tempo determinado na simulação RANS é por meio do Número de Courant(NC), o qual o ideal é da ordem de $NC = U\Delta t/\Delta x \approx 0,5$.

A.2 Estudo de convergência da Malha

O estudo de convergência de malha consiste em duas etapas: a primeira na analise da melhor resolução de malha e passo de tempo por meio da metodologia empregada na

seção A.1, na qual o critério de escolha será a resolução com melhores resultados e menor custo computacional. A segunda etapa consiste na análise da convergência das médias estatísticas turbulentas da simulação LES de subintervalos de tempo de um intervalo total de 45 minutos de simulação com passo de tempo escolhido de $dt=0.1s$.

A.2.1 Resolução da malha e do passo de tempo do domínio de estudo

Na tabela A.1 são apresentadas as malhas computacionais utilizadas para realizar o estudo da resolução e convergência de malha. Primeiramente analisou-se a resolução de cada malha a partir do parâmetro de razão de comprimento de escala integrais de turbulência e o volume de malha $l_0/Delta$.

Tabela A.1: Malhas utilizadas no estudo de convergência

Malha	N_x	N_y	N_z	Número de Elementos
$M1$	200	70	60	840000
$M2$	200	70	80	1120000
$M3$	200	70	103	1442000
$M4$	200	70	200	2800000

A.3 Estabilização das médias estatísticas da simulação LES

A estabilização das médias estatísticas em simulações de Large Eddy Simulation (LES) é essencial para garantir a precisão dos resultados obtidos, especialmente ao analisar momentos de segunda ordem, como os tensores de Reynolds, que são cruciais para a compreensão das flutuações turbulentas no escoamento.

A Figura A.3 apresenta os perfis de velocidade normalizados pela velocidade de referência u_{ref} , em função da altura normalizada pela altura do dossel z/h , para quatro diferentes posições ao longo do domínio: M1 (a -6,1h da borda da floresta), M2 (0h, na borda), M3 (a 3,6h dentro da floresta) e M4 (a 14,5h dentro da floresta). Esses perfis foram

obtidos em diferentes intervalos de tempo durante a simulação, permitindo a avaliação da estabilidade temporal das médias.

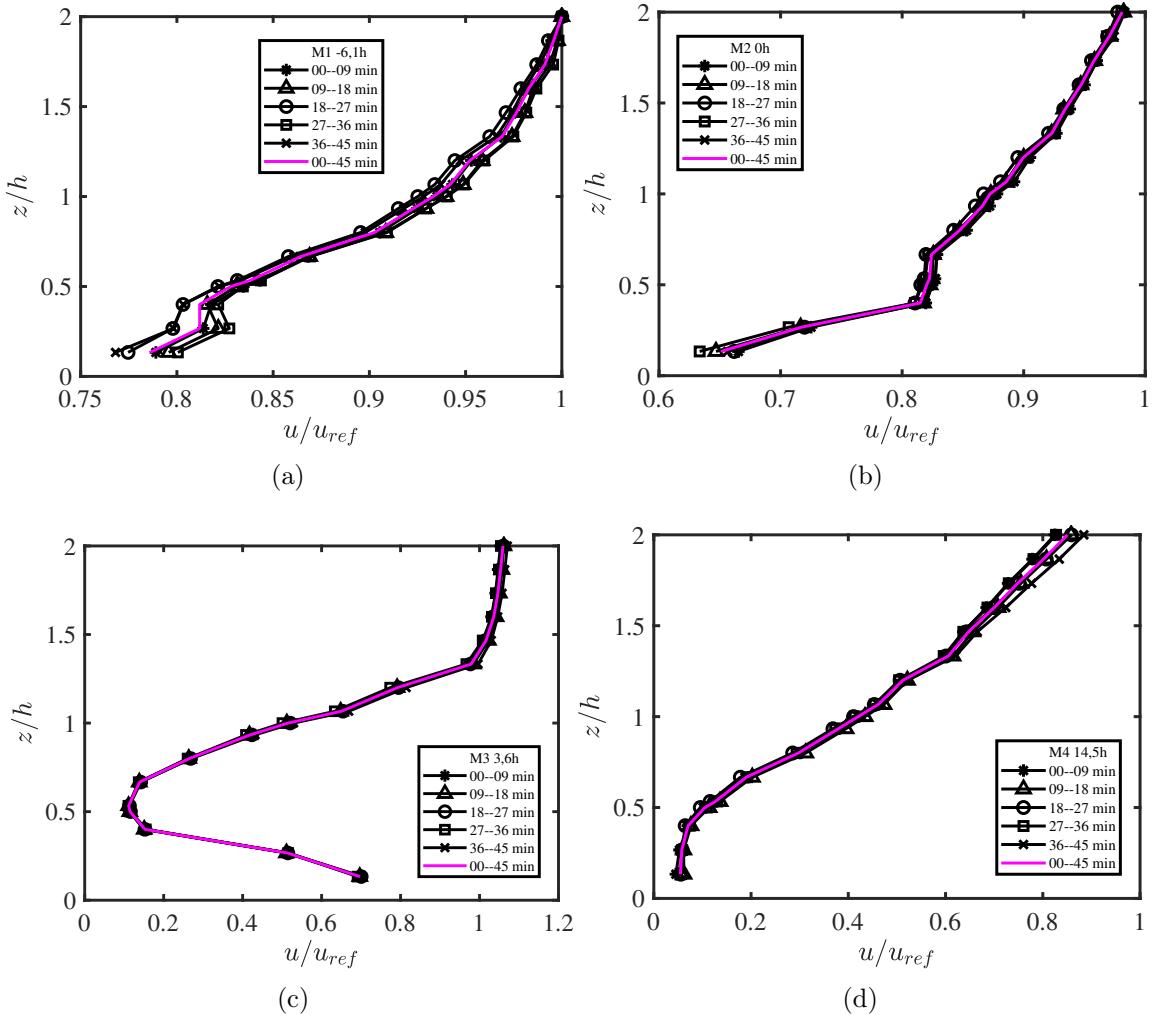


Figura A.3: Perfis de Velocidade normalizados velocidade u_{ref} em função da altura normalizada pela altura do dossel.

Os resultados mostraram que, nas proximidades da borda da floresta, o tempo necessário para a estabilização foi maior em comparação com regiões mais afastadas da borda, tanto no interior da floresta quanto na clareira. Isso pode ser atribuído à complexidade do escoamento nessas regiões, onde a interação entre o fluxo turbulento da clareira e a resistência oferecida pela floresta gera estruturas de vórtices e flutuações de velocidade mais intensas. Apesar das variações temporais observadas nas primeiras fases da simulação, as médias estatísticas começaram a se estabilizar após um período de aproximadamente 45 minutos de simulação, como pode ser observado pela convergência dos perfis em cada posição ao longo do tempo.

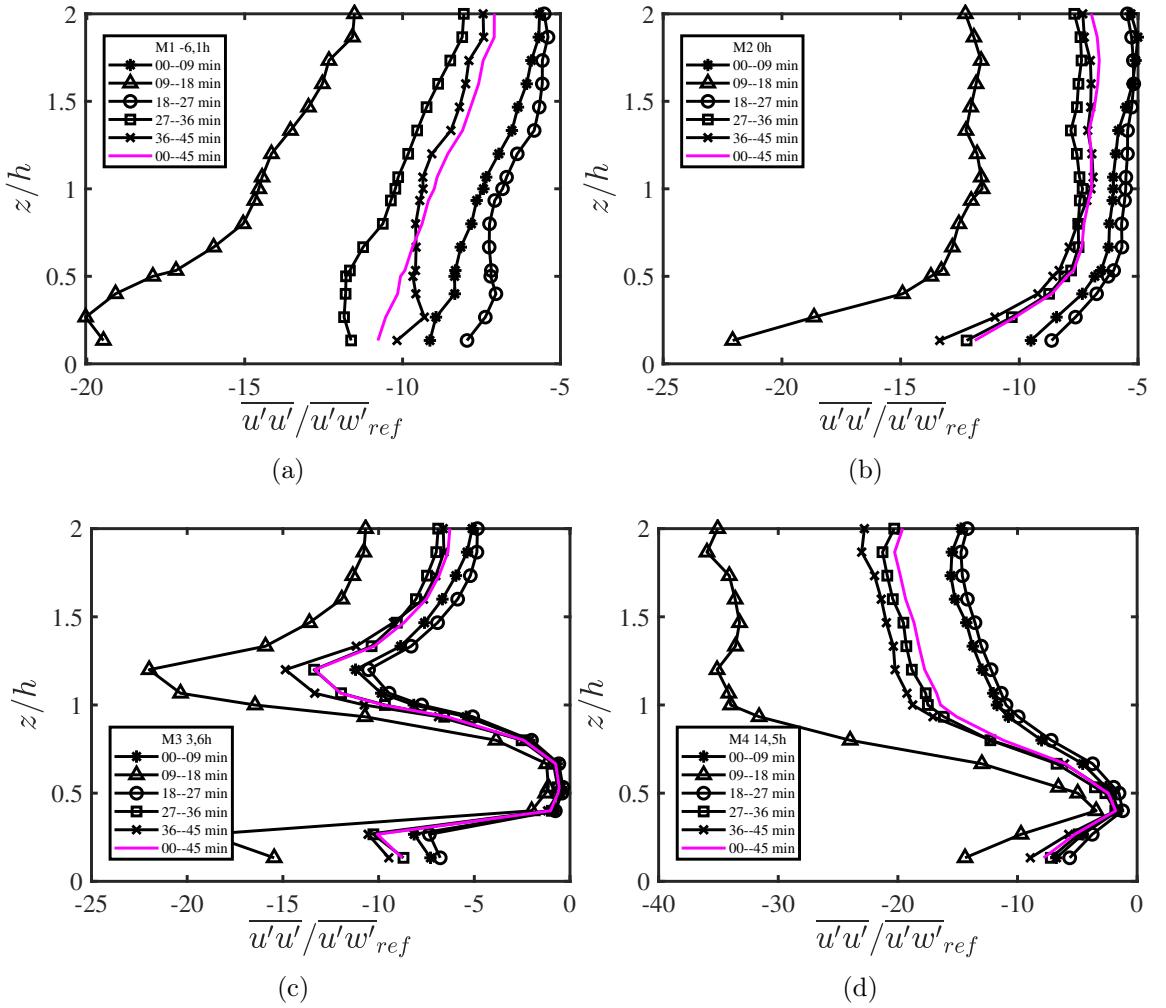


Figura A.4: Perfis do momento de segunda ordem na direção axial normalizados pelo tensor de reynolds $\overline{u'w'}_{ref}$ coletada a 2h na torre M1 em função da altura normalizada pela altura do dossel h .

A Figura A.4 mostra os perfis do momento de segunda ordem na direção axial, normalizados pelo tensor de Reynolds $u'u'$ em função da altura normalizada pela altura do dossel z/h . Esses perfis foram coletados ao longo de diferentes intervalos de tempo nas torres de monitoramento M1, M2, M3 e M4. As figuras indicam que a estabilização das médias estatísticas para o tensor $u'u'$ requer um tempo de simulação considerável, especialmente nas regiões próximas à borda da floresta (M2 e M3). Os perfis demonstram variações significativas nos primeiros minutos da simulação, mas tendem a convergir após aproximadamente 45 minutos.

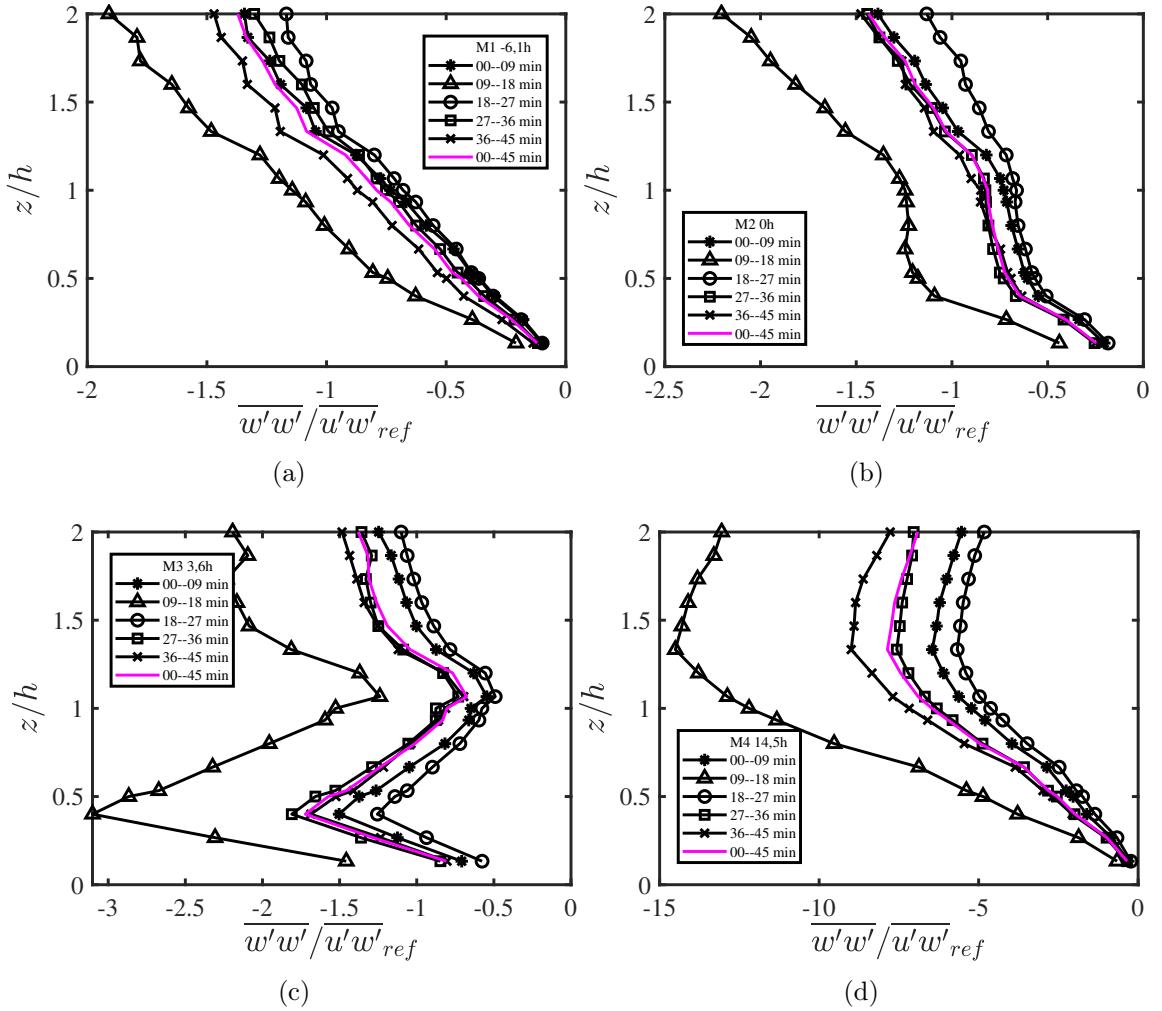


Figura A.5: Perfis do momento de segunda ordem na direção vertical normalizados pelo tensor de reynolds $\overline{u'u'}_{ref}$ coletada a 2h na torre M1 em função da altura normalizada pela altura do dossel h

Na Figura A.5, são apresentados os perfis do momento de segunda ordem na direção vertical $w'w'$. Assim como observado para $u'u'$, as flutuações nas médias estatísticas são mais pronunciadas nas primeiras fases da simulação, com estabilização ocorrendo após um período prolongado de simulação. O comportamento de $w'w'$ reflete a interação complexa entre o fluxo de ar e a superfície florestal, especialmente em áreas de alta densidade foliar, como indicado na torre M3.

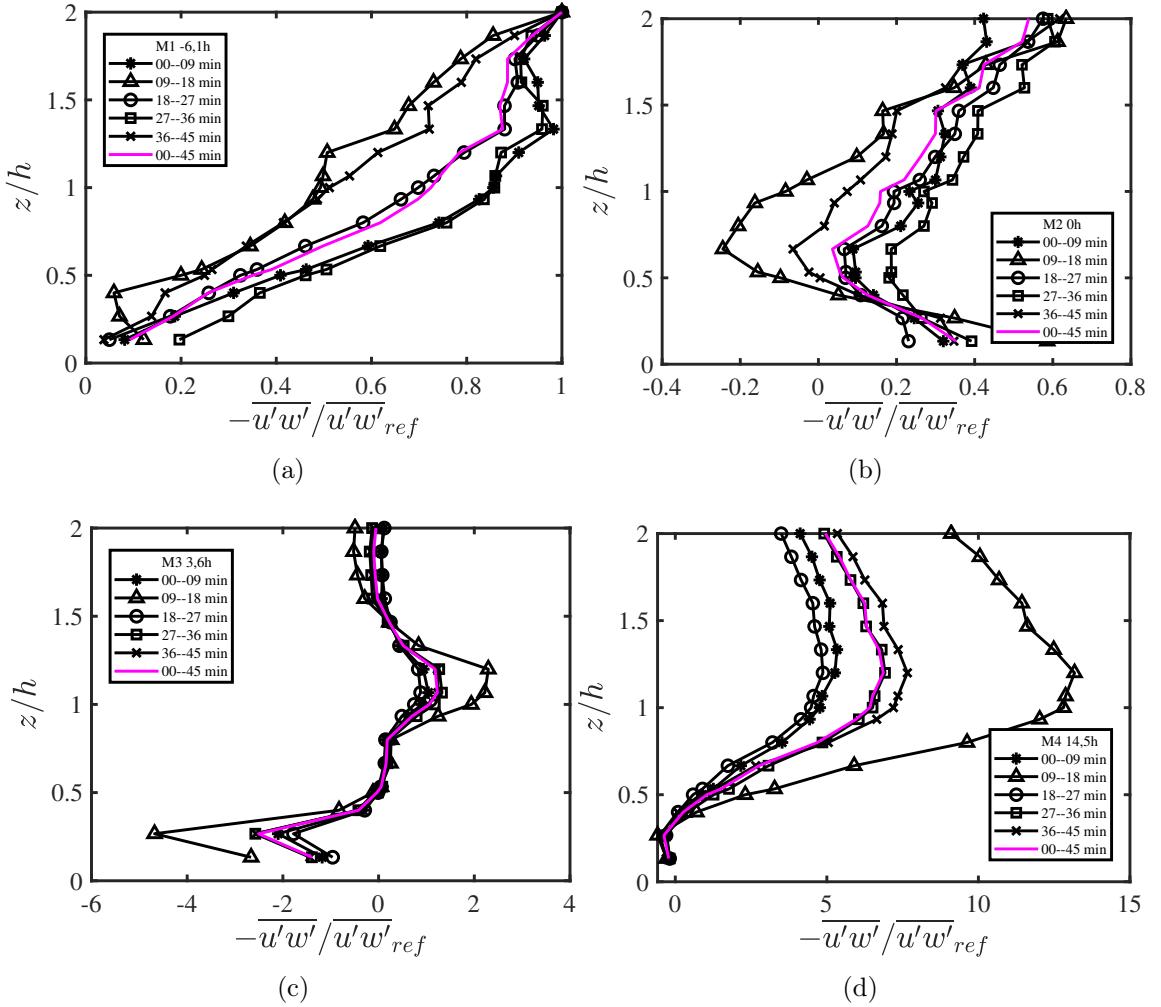


Figura A.6: Perfis do fluxo de quantidade de movimento na direção vertical normalizados pelo tensor de reynolds $\overline{u'w'}_{ref}$ coletada a 2h na torre M1 em função da altura normalizada pela altura do dossel h

Por fim, a Figura A.6 ilustra os perfis do fluxo de quantidade de movimento na direção vertical, representado por $-u'w'$. Esses perfis também foram normalizados pelo tensor de Reynolds e coletados ao longo dos mesmos intervalos de tempo. Observa-se que o fluxo de quantidade de movimento apresenta uma estabilização similar aos momentos de segunda ordem, com convergência das médias após aproximadamente 45 minutos de simulação. Esse comportamento é particularmente importante para a modelagem do transporte de momento e energia na interface clareira-floresta.

A.3.1 Considerações finais sobre a estabilização das médias estatísticas

A análise detalhada da estabilização das médias estatísticas ao longo das simulações LES demonstrou a importância de um período adequado de integração temporal para garantir a convergência das variáveis de interesse, como os perfis de velocidade, momentos de segunda ordem e fluxos de quantidade de movimento. A convergência dessas médias, observada através das diversas figuras apresentadas, assegura que as simulações capturam com precisão as características complexas do escoamento atmosférico na interface clareira-floresta.

Os resultados obtidos indicam que, embora as flutuações iniciais possam ser significativas, especialmente em regiões de alta complexidade como a borda da floresta, a estabilização ocorre após um tempo de simulação apropriado. Este processo é fundamental para validar os modelos utilizados e assegurar que as previsões de escoamento são representativas do comportamento real do vento nestes ecossistemas.

Além disso, a boa concordância entre os resultados simulados e os dados experimentais reforça a confiança nas simulações realizadas, validando as escolhas metodológicas e numéricas aplicadas neste estudo. A estabilização eficaz das médias estatísticas, portanto, não só confirma a precisão das simulações, mas também contribui para a compreensão dos processos físicos envolvidos na interação entre o fluxo de ar e as superfícies florestais.

Com esses resultados, é possível avançar para etapas subsequentes da pesquisa, que podem incluir a aplicação das simulações em cenários de planejamento ambiental ou o desenvolvimento de estratégias de manejo florestal baseadas nos padrões de escoamento identificados. Em suma, a estabilização das médias estatísticas constitui um pilar essencial para a robustez das conclusões obtidas neste estudo, assegurando a relevância e aplicabilidade dos resultados no contexto mais amplo da ciência ambiental e da engenharia eólica.

Apêndice B

Métodos numéricos e modelos de sub-malha

B.1 Métodos Numéricos no Ansys Fluent

Para a solução das equações de Navier-Stokes utilizando as modelagens RANS e LES, foi escolhido o código computacional ANSYS Fluent®. Esse código oferece uma variedade de métodos para resolver o acoplamento pressão-velocidade e para a discretização das equações de pressão, momento, energia cinética turbulenta, taxa de dissipação de energia cinética turbulenta e o termo transiente em simulações que envolvem evolução do escoamento no tempo. Conforme o manual do [Fluent \(1996\)](#), estão disponíveis:

- Acoplamento pressão-velocidade: *SIMPLE*, *SIMPLEC*, *PISO*, *Coupled*, *Fractional Step*, sendo este último disponibilizado na lista quando o método para problemas transientes NITA é ativado no sistema;
- Pressão: *Standard*, *PRESTO!*, *Linear*, *Second Order*, *Body Force Weighted*;
- Momentum, Energia, etc.: *First Order Upwind*, *Second Order Upwind*, *Power Law*, *QUICK*, *Third-Order MUSCL*;

Quando o modelo SGE é utilizado, a opção *Bounded Central Differencing* ou *Central Differencing* é disponibilizada para a solução das equações de advecção e difusão do

escoamento. Nos próximos itens, serão descritos os métodos utilizados no Ansys Fluent de interesse para este trabalho.

B.1.1 Discretização Espacial no Ansys Fluent

Para exemplificar a discretização das equações governantes no ANSYS Fluent 16.1, será exposto o exemplo da discretização de um escalar ϕ . As equações de transporte são convertidas em uma equação algébrica para resolução numérica, utilizando o método de volumes finitos, onde o nó da malha localiza-se no centro de cada volume de controle, conforme (FLUENT, 1996). A técnica integra a equação de transporte do escalar em cada volume de controle, resultando em uma equação discreta que respeita a lei de conservação nesse volume. A equação de conservação para um volume V na forma integral é

$$\int_V \frac{\partial \rho\phi}{\partial t} dV + \oint \rho\phi \vec{u} \cdot d\vec{A} = \oint \Gamma_\phi \nabla \phi \cdot d\vec{A} + \int_V S_\phi dV, \quad (\text{B.1})$$

onde ρ é a densidade, \vec{u} o vetor velocidade, \vec{A} o vetor de superfície de área, Γ_ϕ o coeficiente de difusão do escalar ϕ , $\nabla\phi$ o gradiente de ϕ e S_ϕ o termo fonte do escalar por unidade de volume. A aplicação desta equação a cada volume de controle no domínio computacional resulta na discretização

$$\frac{\partial \rho\phi}{\partial t} V + \sum_f^{N_{\text{faces}}} \rho_f \vec{u}_f \phi_f \cdot \vec{A}_f = \sum_f^{N_{\text{faces}}} \Gamma_\phi \nabla \phi_f \cdot \vec{A}_f + S_\phi V, \quad (\text{B.2})$$

onde N_{faces} é o número de faces da célula de controle, ϕ_f o valor do escalar sendo transportado através da face f , $\rho_f \vec{u}_f \cdot \vec{A}_f$ o fluxo de massa, e \vec{A}_f a área da face f . Os valores discretos do escalar ϕ são armazenados nos centroides dos volumes de controle, conforme ilustrado na Figura B.1.

A forma linearizada da equação pode ser expressa por

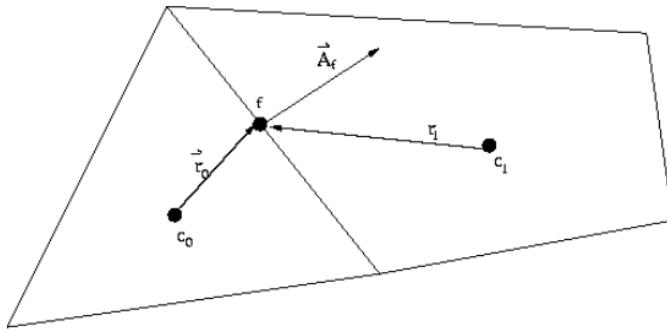


Figura B.1: Volume de controle demonstrando a discretização de um escalar sendo transportado.

$$a_p \phi_p = \sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + b, \quad (\text{B.3})$$

onde nb se refere às células vizinhas e a_p e a_{nb} são os coeficientes linearizados para ϕ_p e ϕ_{nb} . Para a interpolação nas faces dos volumes de controle, ϕ_f é calculado a partir de ϕ no centroide do volume, facilitando o cálculo do fluxo do escalar. Isso é feito usando o esquema de interpolação *Upwind*, que calcula os valores da face a partir de quantidades a jusante da célula em relação à velocidade normal à face.

Esquema de Interpolação QUICK

O método QUICK, bastante utilizado em malhas estruturadas na direção do escoamento, foi proposto por (LEONARD, 1975). Neste esquema de interpolação, o valor de ϕ_f é estimado por uma interpolação quadrática que envolve dois nós da malha a montante e um a jusante, na direção do escoamento sendo resolvido. Para a face leste, ϕ_e é calculado como

$$\phi_e = \theta \left[\frac{S_d}{S_c + S_d} \phi_P + \frac{S_c}{S_c + S_d} \phi_E \right] + (1 - \theta) \left[\frac{S_u + 2S_c}{S_u + S_c} \phi_P - \frac{S_c}{S_u + S_c} \phi_W \right], \quad (\text{B.4})$$

O esquema QUICK de interpolação quadrática se destaca na simulação de fluxos com variações rápidas de propriedades, oferecendo uma combinação eficaz de precisão e estabilidade numérica. Ideal para escoamentos onde a advecção predomina, este método

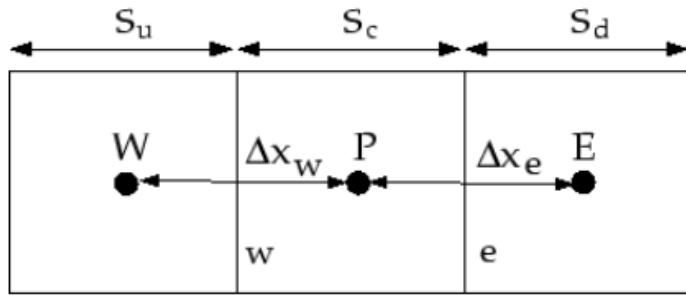


Figura B.2: Volume de controle unidimensional demonstrando o esquema QUICK.

aprimora a captura de gradientes de fluxo sem introduzir oscilações indesejadas perto de descontinuidades. Embora a seleção do esquema de interpolação dependa do tipo de fluxo, da geometria do problema e dos objetivos específicos da simulação, a implementação do QUICK no ANSYS Fluent® pode melhorar significativamente a qualidade dos resultados, especialmente em simulações de escoamentos turbulentos complexos, onde a resolução de pequenas escalas e a precisão na representação dos vórtices são cruciais.

Algoritmos Segregado, SIMPLEC e NITA

O pacote computacional ANSYS Fluent oferece dois tipos de solvers para a resolução das equações discretizadas: o método segregado, que resolve as equações sequencialmente, e o método acoplado, que resolve as equações simultaneamente. Neste trabalho, utilizou-se a solução segregada, ilustrada na Figura B.3.

Para o acoplamento do campo de pressão e velocidade, são disponibilizados quatro algoritmos diferentes: SIMPLE, SIMPLEC, PISO e NITA. O método SIMPLEC é empregado para simulações estacionárias, enquanto o método NITA é utilizado para simulações transientes.

O método SIMPLE Consistent (SIMPLEC) é uma evolução do método SIMPLE, quase idêntico a este último e discutido em várias referências de Mecânica dos Fluidos Computacional. O SIMPLEC, introduzido por ([DOORMAAL; RAITHBY, 1984](#)), utiliza a relação entre as correções de velocidade e pressão para reforçar a conservação da massa e obter o campo de pressão corrigido, facilitando a convergência em simulações estacionárias.

Os principais passos do algoritmo SIMPLEC, aplicados a um caso 2D, são os seguintes:

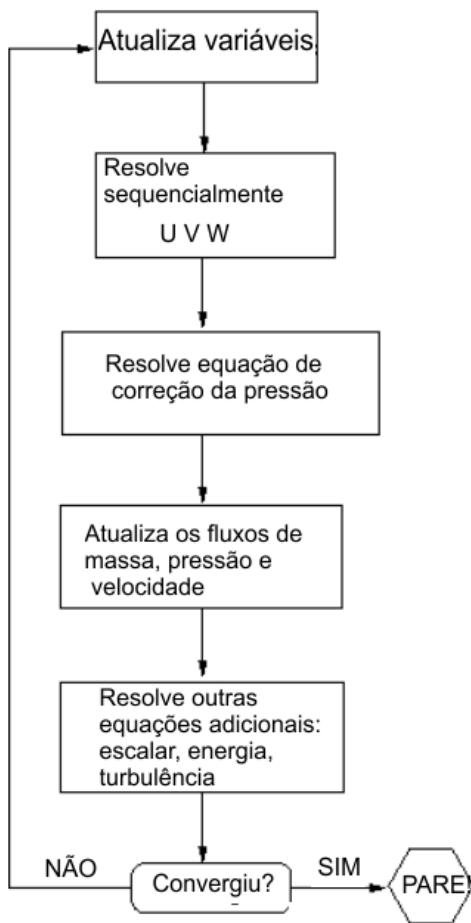


Figura B.3: Passos do esquema segregado.

1. Definir as condições de contorno e inicializar os valores.
2. Determinar os gradientes de velocidade e pressão.
3. Calcular as pseudo velocidades a partir das equações linearizadas.
4. Resolver a equação da pressão.
5. Estabelecer a condição de contorno para pressão.
6. Resolver as equações de momento discretizadas e calcular os valores intermediários de velocidade.
7. Calcular a correção de pressão.
8. Avaliar os campos de velocidades corrigidos e calcular os valores finais de pressão, velocidade e demais variáveis ϕ .
9. Resolver todas as equações de transporte do modelo.

10. Verificar a convergência das variáveis; se convergidas, parar; senão, atualizar os valores e iterar novamente.

Este método destaca-se pela sua capacidade de acoplar eficientemente os campos de pressão e velocidade, fornecendo resultados precisos para uma ampla gama de condições de contorno e configurações de escoamento.

B.1.2 Discretização Temporal no Ansys Fluent

A discretização espacial para equações dependentes do tempo segue o mesmo procedimento já apresentado anteriormente. Para a discretização temporal, cada termo das equações diferenciais é integrado sobre um passo de tempo ΔT , resultando em

$$\int_V \frac{\partial \rho\phi}{\partial t} dV + \oint \rho^{n+1} \phi^{n+1} \vec{v}^{n+1} \cdot d\vec{A} = \oint \Gamma_\phi^{n+1} \nabla \phi^{n+1} \cdot d\vec{A} + \int_V S_\phi^{n+1} dV. \quad (\text{B.5})$$

Na solução segregada baseada na pressão, o erro global depende se a discretização é de primeira ou segunda ordem, influenciando como a solução progride no tempo. Dois erros de truncamento são introduzidos pela discretização temporal: de primeira ordem $O(\Delta t)$ e de segunda ordem $O[(\Delta t)^2]$.

A integração do termo transiente, $\frac{\partial \rho\phi}{\partial t}$, é direta. Aplicando um operador de diferença para trás, obtemos para uma discretização de primeira ordem

$$\frac{\phi^{n+1} - \phi^n}{\Delta t} = F(\phi), \quad (\text{B.6})$$

e para segunda ordem

$$\frac{3\phi^{n+1} - 4\phi^n + \phi^{n-1}}{2\Delta t} = F(\phi), \quad (\text{B.7})$$

onde F representa qualquer discretização espacial. Com o termo transiente discretizado, o próximo passo é avaliar a função $F(\phi)$ em um tempo posterior

$$\frac{\phi^{n+1} - \phi^n}{\Delta t} = F(\phi^{n+1}), \quad (\text{B.8})$$

onde ϕ^{n+1} numa dada célula é relacionado a ϕ^{n+1} em uma célula vizinha por $F(\phi^{n+1})$, conforme (LIU et al., 2016)

$$\phi^{n+1} = \phi^n + \Delta t F(\phi^{n+1}), \quad (\text{B.9})$$

este método é conhecido como integração implícita e permite resolver a equação iterativamente para cada instante de tempo. Sua principal vantagem é a estabilidade incondicional para qualquer passo de tempo.

Esquema de Avanço no Tempo Não Iterativo - NITA

O Fluent disponibiliza dois esquemas de avanço no tempo: um iterativo, que resolve todas as equações a cada passo de tempo até atingir convergência, e o NITA, que reduz o custo computacional ao não requerer iterações externas para cada passo de tempo.

O método NITA propõe que, para manter a precisão na evolução temporal, não é necessário reduzir o erro de divisão a zero, mas mantê-lo na mesma ordem do erro de truncamento. O NITA, ilustrado na Figura B.4, mostra que a ausência de iterações externas para o cálculo do avanço do tempo aumenta a velocidade da simulação transiente, embora utilize iterações internas para resolver cada conjunto de equações do modelo.

Método de Diferenças Centrais

Para simulações transientes, o esquema de diferenças centrais é recomendado pela maior precisão dos resultados. O valor de um escalar na face de um volume de controle é dado por

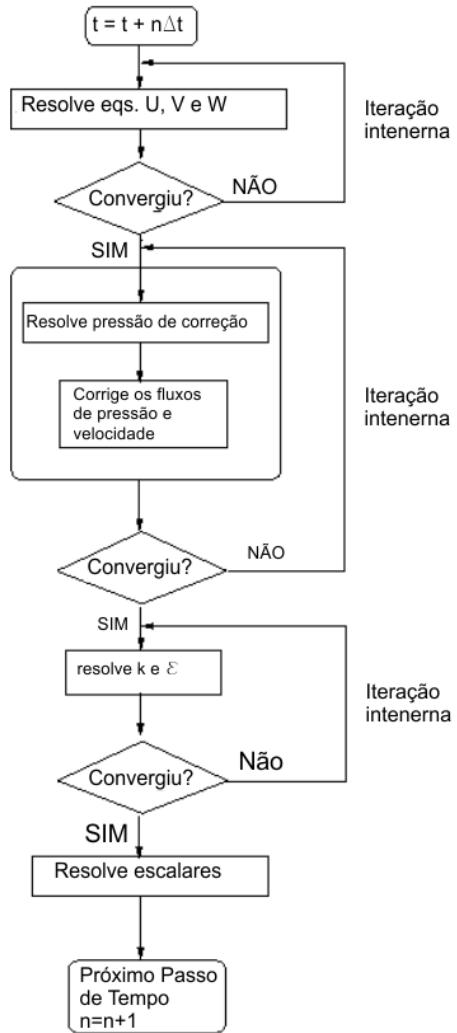


Figura B.4: Passos do esquema NITA.

$$\phi_{f,CD} = \frac{1}{2} (\phi_0 + \phi_1) + \frac{1}{2} (\nabla \phi_0 \cdot \vec{r}_0 + \nabla \phi_1 \cdot \vec{r}_1), \quad (B.10)$$

onde 0 e 1 indicam células adjacentes à face f , $\nabla \phi_{r,0}$ e $\nabla \phi_{r,1}$ são os gradientes nas células 0 e 1, respectivamente, e \vec{r} é o vetor direção do centroide da célula até o centroide da face.

B.2 Outros Modelos de Sub-malha

Modelo Smagorinsky-Lilly

Proposto originalmente em ([SMAGORINSKY, 1963](#)), este modelo representa a abordagem mais básica para os modelos de escala de sub-malha. Nele, a viscosidade turbulenta é calculada pela relação

$$\nu_t = C_s(\bar{\Delta})^2 S, \quad (\text{B.11})$$

onde $S = (2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij})^{\frac{1}{2}}$, $\bar{\Delta} = (\Delta_x\Delta_y\Delta_z)^{\frac{1}{3}}$ é o volume da célula computacional ou a escala de filtragem, e C_s é a conhecida constante de Smagorinsky, com valor variando entre 0.1 ([ZHIYIN, 2015](#)) para escoamentos isotrópicos próximos a paredes sólidas e 0.2 ([MASON; CALLEN, 1986](#)) para escoamentos isotrópicos em geral. A viscosidade cinemática turbulenta no modelo Smagorinsky-Lilly ([LILLY, 1967](#)) é modelada por

$$\nu_t = L_s^2 S, \quad (\text{B.12})$$

onde L_s é o comprimento de mistura para escalas de sub-malha. No código comercial Ansys Fluent®, L_s é calculado como

$$L_s = \min(\kappa d, C_s \Delta), \quad (\text{B.13})$$

com κ sendo a constante de Von Karman, variando entre 0.35 e 0.42, e d a distância do centroide do volume de controle mais próximo à malha.

B.2.1 Modelo Smagorinsky-Lilly Dinâmico

Desenvolvido por [Germano et al. \(1991\)](#) e aprimorado por [Lilly \(1992\)](#), o modelo Smagorinsky-Lilly dinâmico calcula dinamicamente a constante C_s a partir das grandes escalas do escoamento. O processo dinâmico envolve a aplicação de um filtro teste $\tilde{\Delta}$, que abrange tanto a filtragem normal quanto as escalas resolvidas menores. A aplicação do filtro $\tilde{\Delta}$ nas equações de Navier-Stokes resulta em

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{u}_i \tilde{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j}, \quad (\text{B.14})$$

onde T_{ij} , as tensões de escala de sub-malha do filtro de teste, são definidas por

$$T_{ij} = \widetilde{u_i u_j} - \widetilde{\bar{u}_i} \widetilde{\bar{u}_j}. \quad (\text{B.15})$$

Embora T_{ij} esteja associado com escalas maiores que τ_{ij} , eles são dinamicamente similares, permitindo que T_{ij} seja modelado de maneira semelhante à apresentada na Eq. 4.25, resultando em

$$T_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} T_{kk} = -2C_s \tilde{\Delta}^2 \tilde{\bar{S}} \tilde{\bar{S}}_{ij}, \quad (\text{B.16})$$

O coeficiente C_s é utilizado tanto para modelar τ_{ij} quanto T_{ij} . Assim, é possível relacionar os dois tensores por

$$T_{ij} - \tilde{\tau}_{ij} = \widetilde{u_i u_j} - \widetilde{\bar{u}_i} \widetilde{\bar{u}_j} - \left(\widetilde{\bar{u}_i u_j} - \widetilde{\bar{u}_i} \widetilde{\bar{u}_j} \right) \quad (\text{B.17})$$

$$= \widetilde{\bar{u}_i u_j} - \widetilde{\bar{u}_i} \widetilde{\bar{u}_j} \equiv L_{ij}, \quad (\text{B.18})$$

onde L_{ij} é o conhecido tensor de Leonard que relaciona as grandes escalas com as escalas menores resolvidas por meio da escala do filtro teste $\tilde{\Delta}$ e da escala de filtragem $\overline{\Delta}$. Como L_{ij} pode ser calculado diretamente a partir das escalas resolvidas, a constante do modelo é calculada seguindo([LILLY, 1992](#))

$$C_s = \frac{L_{ij} M_{ij}}{M_{ij} M_{ij}}, \quad (\text{B.19})$$

permitindo que a constante C_s seja calculada localmente, variando no espaço e no tempo, e assumindo valores tanto positivos quanto negativos. Valores negativos de C_s , que geram viscosidades turbulentas negativas, são interpretados como transferência de energia dos vórtices de escala de sub-malha para os vórtices das escalas resolvidas, sendo uma característica dos modelos dinâmicos. Valores negativos muito altos podem gerar instabilidade numérica, e uma prática comum é configurar $C_s = 0$ em tais casos.

B.2.2 Wall-Adapting Local Eddy-Viscosity - WALE

O modelo WALE, apresentado por ([NICOUD; DUCROS, 1999](#)), propõe calcular a viscosidade turbulenta baseando-se no quadrado do tensor de gradiente de velocidade, considerando os efeitos do tensor de taxa de deformação e de taxa de rotação das escalas

resolvidas menores. A viscosidade cinemática turbulenta é modelada como

$$\nu_t = L_s^2 \frac{(S_{ij}^d S_{ij}^d)^{3/2}}{(\bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij})^{5/2} + (S_{ij}^d S_{ij}^d)^{5/4}}, \quad (\text{B.20})$$

onde L_s é calculado conforme a Eq. B.13 e S_{ij}^d é dado por

$$S_{ij}^d = \frac{1}{2} \left(\left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)^2 \right) - \frac{1}{3} \delta_{ij} \left(\frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_k} \right)^2. \quad (\text{B.21})$$

O modelo WALE recupera o comportamento assintótico (y^3) próximo à parede sem necessidade de um tratamento dinâmico. No Fluent®, o valor padrão de C_w é 0.325, baseado em resultados satisfatórios de diversos trabalhos (CREECH et al., 2015; FRÖHLICH et al., 2005; TEMMERMANN et al., 2003; DEJOAN; LESCHZINER, 2004).

B.2.3 Wall-Modelled LES - WMLES

O WMLES oferece uma alternativa aos modelos SGE clássicos para reduzir a dependência do número de Reynolds na resolução da malha. Nos escoamentos turbulentos, os vórtices diminuem de tamanho à medida que se aproximam da parede e que o número de Reynolds aumenta, até serem dissipados na subcamada viscosa. A necessidade de resolver esses pequenos vórtices em uma modelagem SGE clássica pode acarretar um alto custo computacional. A metodologia WMLES combina modelos RANS e LES, modelando as pequenas escalas próximas à parede por meio da metodologia RANS e o restante do domínio por LES, como ilustrado na Figura B.5.

No ANSYS Fluent®, o WMLES é baseado na formulação de (SHUR et al., 2008), onde ν_t é calculada combinando os modelos RANS Prandtl-van Driest e o modelo de (SMAGORINSKY, 1963), expresso por

$$\nu_t = f_d \min [(\kappa y)^2, (C_s \Delta)^2] S, \quad (\text{B.22})$$

com y a distância da parede e f_d a função de amortecimento de parede de (PIOMELLI

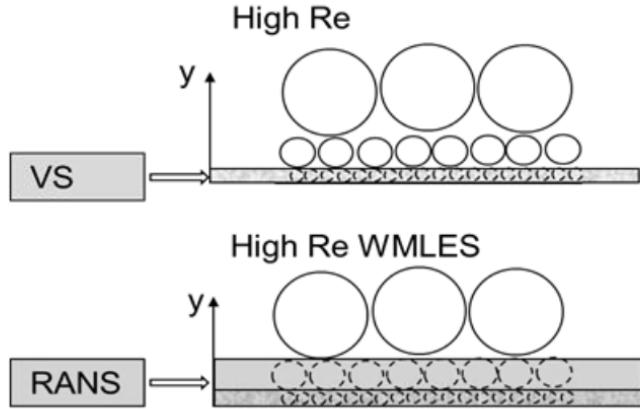


Figura B.5: (a) Acima, simulações SGE clássicas (*Wall-resolved LES*) onde apenas o escoamento da região da subcamada viscosa não tem vórtices resolvidos; (b) com WMLES, os vórtices próximos à parede são calculados por um modelo RANS. Fonte: ([MENTER et al., 2012](#)).

[et al., 1988](#)), dada por

$$f_D = 1 - \exp\left(-\left(\frac{y^+}{25}\right)^3\right). \quad (\text{B.23})$$

Próximo à parede, a função mínimo seleciona o modelo RANS de comprimento de mistura, e longe da parede muda para o modelo de ([SMAGORINSKY, 1963](#)). O modelo SGE é ajustado a uma escala de malha modificada Δ , necessária para mitigar efeitos de anisotropia em escoamentos com modelagem de parede, definida pelo tamanho da célula da malha como

$$\Delta = \min [\max (C_{wall}, d_{wall}, C_{wall}, h_{max}, h_{wn}), h_{max}], \quad (\text{B.24})$$

onde $C_{wall} = 0.15$ é uma constante empírica, h_{wn} é a altura do primeiro nó da malha, d_{wall} é a distância da parede, e h_{max} é o tamanho máximo local da malha, calculado como

$$h_{max} \equiv \max(h_x, h_y, h_z), \quad (\text{B.25})$$

com (h_x, h_y, h_z) os tamanhos locais da célula nas direções axial, normal à parede e lateral, respectivamente. Os resultados de ([SHUR et al., 2008](#)) demonstraram que a definição de Δ de acordo com o tamanho da malha melhora significativamente os resultados em comparação com $\bar{\Delta} = \Delta^{1/3}$.

Apêndice C

Produção científica

Durante o desenvolvimento desta tese, foram produzidos e publicados diversos artigos que complementam o trabalho aqui apresentado. Neste capítulo, reunimos esses artigos em formato de apêndice, acompanhados de breves descrições sobre seus conteúdos e resultados principais.

A seguir, estão listados os artigos em ordem cronológica de publicação, com destaque aos resumos (em especial, dos eventos COBEM) e ao contexto em que se inserem no presente trabalho.

Artigo 1: *Turbulent flow across a clearing-forest transition: a large eddy simulation study*

Referência:

PINHEIRO, L. A. R., MENDES, R. C. F., SIQUEIRA, M. B. B., BRASIL JR, A. C. P. *Turbulent flow across a clearing-forest transition: a large eddy simulation study*. Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering, 2024. doi: <https://doi.org/10.1007/s024-04834-w>

Este artigo investiga, por meio de Simulação de Grandes Escalas (LES), o fluxo turbulento na transição entre clareira e floresta, destacando o papel das trocas de quantidade de mo-

vimento e da formação de estruturas coerentes na interface. São apresentados resultados de comparação com dados experimentais de túnel de vento e discussões sobre o impacto das descontinuidades de rugosidade na modelagem atmosférica de micro e mesoescala.

Artigo 2: *RANS Simulation to Investigating the Effects of Wind Turbine Height and Proximity to Forest Edge*

Referência:

PINHEIRO, L. A. R., MENDES, R. C. F., SIQUEIRA, M. B. B., BRASIL JR, A. C. P., CUNHA, A. C. *RANS Simulation to Investigating the Effects of Wind Turbine Height and Proximity to Forest Edge*. ENCIT 2024.

Focado em análise via RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes), este artigo estuda o desempenho de turbinas eólicas posicionadas em diferentes alturas e distâncias da borda florestal. Os resultados permitem compreender a influência da transição floresta-clareira na distribuição do escoamento e na potência estimada para turbinas de diferentes configurações.

Artigo 3: *LES Simulation of Generic Scalar Dispersion in a Forest-Clearing Transition*

Referência:

PINHEIRO, L. A. R., MENDES, R. C. F., SIQUEIRA, M. B. B., BRASIL JR, A. C. P. *LES Simulation of Generic Scalar Dispersion in a Forest-Clearing Transition*. Trabalho submetido com resumo aprovado ao COBEM 2025.

Resumo COBEM: *Forest fragmentation leads to abrupt transitions between clearings and forested areas, significantly impacting atmospheric flow and scalar transport in the*

boundary layer. This study aims to analyze, through numerical simulations using Large Eddy Simulation (LES), the influence of the clearing-forest transition on the dispersion of a generic scalar, considering the forest as a sink. LES simulations were conducted from mean fields obtained via RANS, validated against experimental data from Irvine (1997). The computational domain consists of a 300 m clearing and a 1000 m forest, with mesh refinement at the forest edge and near the ground. Boundary conditions were defined from logarithmic velocity profiles, and synthetic vortex methods at the domain inlet ensured turbulence development. Results showed the formation of intense turbulent structures at the forest edge, scalar accumulation near the transition, and progressive depletion within the canopy, where the scalar concentration became uniform. Vertical and horizontal profiles indicated the dominance of advective terms near the edge and an increasing role of vertical diffusive terms at the canopy top. These findings contribute to advancing the understanding of scalar transport in forest-clearing transition regions, supporting improvements in atmospheric models and informing environmental management strategies.

Artigo 4: *Advances in the Manufacturing of Hydrokinetic Turbine Blades: A Review on Additive Manufacturing, Composite Materials, and Surface Roughness*

Referência:

PINHEIRO, L. A. R., MENDES, R. C. F., OLIVEIRA, T., BRASIL JR, A. C. P. *Advances in the Manufacturing of Hydrokinetic Turbine Blades: A Review on Additive Manufacturing, Composite Materials, and Surface Roughness*. Trabalho submetido com resumo aprovado ao COBEM 2025.

Resumo COBEM: *The growing demand for renewable energy sources has driven the development of hydrokinetic turbines, particularly for decentralized power generation in isolated communities and riverine regions. The blades of these turbines are critical components that directly influence hydrodynamic efficiency, and their manufacturing still faces challenges related to achieving optimized geometries, selecting suitable structural materials, and controlling surface roughness. This work presents a systematic literature review on current trends in hydrokinetic turbine blade manufacturing, focusing on additive*

manufacturing technologies, composite materials, and the impact of surface roughness. Future trends point toward the development of nanocomposites, surface finishing optimization using coatings and advanced polishing techniques, and the application of artificial intelligence for predictive modeling of hydrodynamic performance. It is concluded that integrating additive manufacturing technologies, advanced composite materials, and refined surface roughness control represents a promising pathway for the development of more efficient and economically viable hydrokinetic turbines.

Artigo 5: *Flow Dynamics in Forest-Clearing Transitions: An Approach with Large Eddy Simulation*

Referência:

PINHEIRO, L. A. R., MENDES, R. C. F., SIQUEIRA, M. B. B., BRASIL JR, A. C. P. *Flow Dynamics in Forest-Clearing Transitions: An Approach with Large Eddy Simulation.* (A SER SUBMETIDO EM REVISTA), 2025.

Este manuscrito aprofunda a análise do escoamento turbulento em transições floresta-clareira por meio de LES e de uma abordagem dinâmica localizada para as escalas de sub-malha. São comparados resultados numéricos com dados de túnel de vento, evidenciando limitações e potencialidades dos modelos de sub-malha na captura das estruturas coerentes dominantes e dos termos advectivos na interface.



Turbulent flow across a clearing-forest transition: a large eddy simulation study

Luis Aramis dos Reis Pinheiro¹ · Rafael Castilho Faria Mendes¹ · Mario Benjamim Baptista de Siqueira¹ · Antonio Cesar Pinho Brasil Junior¹

Received: 7 November 2023 / Accepted: 1 March 2024 / Published online: 9 April 2024

© The Author(s), under exclusive licence to The Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering 2024

Abstract

Forest fragmentation significantly impacts scalar concentration and momentum fluxes, introducing heterogeneity influencing mass, energy, and meteorological flows. This study focuses on instabilities from clearing-to-forest wind flow, emphasizing the crucial role of advective flows. Using large eddy simulation (LES) with tailored momentum drag, we capture turbulent profiles downstream of the forest. Findings highlight increased skewness near the forest border, indicating wind field variability. Maximum vertical momentum fluxes occur at the canopy top, with positive values at $z = 0.5$ signifying downward fluxes. Sweeps dominate within the canopy, driving momentum flux transport from wind to forest. Profiles are well-resolved, but high turbulence near the border introduces instabilities, increasing LES uncertainty. Addressing this requires refining clearing fetch and inflow conditions for accurate simulations. Core conclusions involve successful replication of turbulent statistics in clearings, transitions, and canopy turbulence. Intense turbulent structures in forests and occasional overestimations near the surface are observed, with the forest's edge identified as a significant impact zone. Organized turbulent structures, especially sweeps and ejections, contribute to momentum transport within forests. The positive feedback loop between clearing fetch and inflow conditions, amplifying turbulence at the forest edge, suggests a need for optimization. Acknowledging sub-grid modeling limitations, surface-near instabilities, and turbulent structure representation, future research involves improved sub-grid models, detailed surface-near instability analysis, exploration of organized turbulent structures, and optimization of clearing dimensions and inflow conditions. Addressing these aspects can improve wind flow simulations and enhance understanding of turbulence–canopy interactions.

Keywords Canopy flow · Large eddy simulation · Edge-flow · Turbulent flow

1 Introduction

The ongoing transformation of vegetation cover, driven by human activities, has emerged as a pivotal theme in environmental sciences and mechanical engineering. These

Technical Editor: Daniel Onofre de Almeida Cruz.

Luis Aramis dos Reis Pinheiro
aramisrp@gmail.com

Rafael Castilho Faria Mendes
rafael.mendes@unb.br

Mario Benjamim Baptista de Siqueira
mariosiqueira@unb.br

Antonio Cesar Pinho Brasil Junior
brasiljr@unb.br

¹ Energy and Environmental Laboratory, Mechanical Engineering Department, University of Brasilia, Brasília, DF 70910-900, Brazil

landscape changes not only alter terrestrial surface heterogeneity but also have significant implications for mass, energy, and meteorological flows across multiple spatial scales [13, 17, 18, 76, 82, 110]. Situated within this context, this study explores how alterations in vegetation cover affect wind dynamics and atmospheric exchanges, crucial for understanding climatic and environmental phenomena [26, 70, 82].

Understanding spatial wind distribution is essential for identifying regions with optimal energy supply potential [58, 67]. Previous research utilizing Computational Fluid Dynamics (CFD) has investigated wind flow across complex terrains within the lower atmospheric boundary layer [2, 11, 91], emphasizing the significance of spatial heterogeneity in regional flow predictions [39, 43, 89, 111]. Numerical simulations are crucial in exploring the impact of structured surface heterogeneity, characterized by variable surface roughness, on the turbulent structure of the atmospheric boundary layer. Insights from these studies indicate

RANS Simulation to Investigating the Effects of Wind Turbine Height and Proximity to Forest Edge

Luis Aramis Dos Reis Pinheiro

Rafael Castilho Faria Mendes

Mario Benjamin Baptista de Siqueira

Antonio Brasil Junior

University of Brasília

aramisrp@gmail.com, rafael.mendes@unb.br,mariosiqueira@unb.br,brasiljr@unb.br

Alan Cavalcanti da Cunha

Federal University of Amapá

alancunha@unifap.br

Abstract. This study presents an in-depth analysis of wind turbine efficiency in forest environments using numerical simulations based on RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes) models. We focus on two critical factors in analysing turbulent flow over the canopy of a fragmented forest: the height of the actuator disk and its proximity to the edge. Through a series of simulations, we investigate how these variables influence the estimated power of the turbines. We observe that the actuator disk height significantly impacts efficiency, with notable differences between positions closer and farther from the forest edge. Statistical analyses, including box plots, and correlation heatmaps, were employed to explore the relationship between the variables and the estimated power. The results indicate a threshold in disk height, above which the influence of forest proximity diminishes. This study contributes to the understanding of wind turbine dynamics in forested areas and can assist in the design and optimization of wind turbines for forest environments.

Keywords: RANS Simulation, Wind Turbine, Canopy flow, Actuator Disk

1. INTRODUCTION

The efficient harnessing of wind energy in forested environments is a significant challenge in renewable engineering (Kati *et al.*, 2021). This study investigates the correlation between wind turbine efficiency and environmental, design, and operational factors in modeled forest areas, focusing on variables such as turbine height and leaf area density (LAD) (Cheng *et al.*, 2021).

Although analyzing wind turbine performance in forest environments is crucial, it remains relatively unexplored in the scientific literature (Cheng *et al.*, 2021; Li *et al.*, 2023), contrasting with studies on other types of surface roughness, such as hills (Singh and Alam, 2023; Troldborg *et al.*, 2022). This work aims to bridge this gap by exploring how surface roughness impacts turbine performance, contributing to the optimization of energy efficiency and environmental sustainability.

We employ a numerical modeling methodology to simulate turbulent flow in forests, analyzing variables such as canopy height and LAD. The objectives include conducting statistical analyses to correlate estimated turbine power with forest physical characteristics and positional factors (Cheng *et al.*, 2021; Li *et al.*, 2023; Matsfelt and Davidson, 2021; Adedipe *et al.*, 2022). We hypothesize that systematically varying factors like turbine height and LAD can identify their specific influences on wind power, using linear regression and ANOVA to test the significance of the effects.

The expected results reinforce the feasibility of wind energy use in forest regions and propose strategies to optimize turbine location and configuration, contributing to sustainable development in fragmented forests.

2. Methodology

2.1 Design of the Numerical Experiment

This study employs an innovative approach through hypothetical numerical simulations to explore wind flow dynamics in forests equipped with wind turbines. A sophisticated actuator disk model is used to simulate turbine behavior, with a reference height set at 30 meters. Turbines are strategically positioned at two specific points, M1 and M2, as detailed in Figure 1. The study examines the impact of varying turbine heights, ranging from 0.16h to 1.66h, on wind flow behavior.

The analysis also considers Leaf Area Density (LAD) distribution along the vertical forest profile, using three distinct

Flow Dynamics in Forest-Clearing Transitions: An Approach with Large Eddy Simulation

L. A. R. Pinheiro Author^a, R. C. F. Mendes^a, M. B. Siqueira^a, A. C. P. Brasil Junior^a

^aEnergy and Environmental Laboratory, Mechanical Engineering Department, University of Brasília, Brasília, DF 70910-900, Brazil

ARTICLE HISTORY

Compiled November 28, 2024

Word count: 9.544 words

ABSTRACT

Forest-clearing transitions critically affect atmospheric dynamics, influencing microclimates, pollutant dispersion, and ecosystem management. Traditional models often fail to capture the complexity of turbulence and recirculating flows in these regions, limiting predictive accuracy. This study employs LES with the Localized Dynamic Kinetic model, integrating subgrid-scale turbulence modeling, pressure, and drag force terms to simulate vegetation-induced momentum absorption. Validation was conducted using wind tunnel experimental data. Results showed LES effectively captured wind flow dynamics near canopy edges, including shear production and energy dissipation. However, it struggled with turbulence anisotropy and momentum transport, underestimating Reynolds stresses above the canopy and overestimating variance. Vortex structures extending beyond the forest edge highlighted the importance of canopy geometry and boundary conditions in momentum transport. The findings highlight the need for refined LES models, hybrid approaches, and comprehensive experimental data integration to improve simulations of complex transition zones, advancing applications in environmental planning, meteorology, and ecosystem management.

KEYWORDS

Forest-Clearing Transitions; Large Eddy Simulation; Turbulent Flow Dynamics; Vegetation-Atmosphere Interactions; Surface Roughness Effects

1. Introduction

Wind flow dynamics in forest-to-clearing transition zones are critical for understanding vegetation-atmosphere interactions, impacting microclimates, pollutant dispersion, and ecosystem management [1–3]. These zones pose challenges for atmospheric modeling due to complex turbulence structures induced by vegetation [4–6]. Accurate models are essential for capturing wind and turbulence variations, influencing ecological and climate responses. However, traditional techniques struggle with the complexity of wind-forest flows, underscoring the need for advanced methodologies [7,8].

Wind transitions between dense forests and clearings pose challenges for atmospheric modeling due to abrupt ground cover changes, generating complex turbulent flows and recirculation zones influenced by pressure gradients and drag forces [9–11].