

UNIVERSIDADE FEDERAL DO PAMPA

EDUARDO ALMEIDA PORTO

**INTERMITÊNCIA GLOBAL NO ESCOAMENTO TURBULENTO EM UM CANAL
FECHADO ESTAVELMENTE ESTRATIFICADO: UM ESTUDO UTILIZANDO
SIMULAÇÕES DE GRANDES TURBILHÕES**

Alegrete

2019

EDUARDO ALMEIDA PORTO

**INTERMITÊNCIA GLOBAL NO ESCOAMENTO TURBULENTO EM UM CANAL
FECHADO ESTAVELMENTE ESTRATIFICADO: UM ESTUDO UTILIZANDO
SIMULAÇÕES DE GRANDES TURBILHÕES**

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Mestrado *Stricto sensu* em Engenharia da Universidade Federal do Pampa (UNIPAMPA, RS), como requisito parcial para obtenção do grau de Mestre em Engenharia.

Orientador: Prof. Felipe Denardin Costa

Alegrete

2019

Ficha catalográfica elaborada automaticamente com os dados fornecidos
pelo(a) autor(a) através do Módulo de Biblioteca do
Sistema GURI (Gestão Unificada de Recursos Institucionais) .

Porto, Eduardo Almeida

INTERMITÊNCIA GLOBAL NO ESCOAMENTO TURBULENTO EM UM CANAL
FECHADO ESTAVELMENTE ESTRATIFICADO: UM ESTUDO UTILIZANDO
SIMULAÇÕES DE GRANDES TURBILHÕES / Eduardo Almeida Porto.

64 p.

Dissertação(Mestrado)-- Universidade Federal do Pampa,
MESTRADO EM ENGENHARIAS, 2019.

"Orientação: Felipe Denardin Costa".

1. turbulência. 2. escoamento estratificado. 3. simulação
de grandes turbilhões. 4. túnel de vento. 5. engenharia. I.
Título.

©2019

Todos os direitos autorais reservados a Eduardo Almeida Porto. A reprodução de partes ou do todo deste trabalho só poderá ser feita mediante a citação da fonte.

End. Eletr.: ealmeidaporto@gmail.com

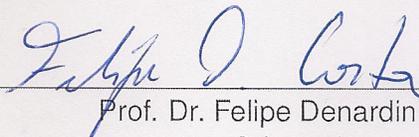
EDUARDO ALMEIDA PORTO

INTERMITÊNCIA GLOBAL NO ESCOAMENTO TURBULENTO EM UM CANAL
FECHADO ESTAVELMENTE ESTRATIFICADO: UM ESTUDO UTILIZANDO
SIMULAÇÕES DE GRANDES TURBILHÕES

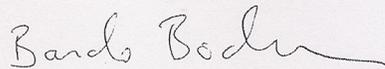
Dissertação de Mestrado apresentada ao
Programa de Mestrado *Stricto sensu* em
Engenharia da Universidade Federal do
Pampa (UNIPAMPA, RS), como requisito par-
cial para obtenção do grau de Mestre em En-
genharia.

Área de concentração: Fenômenos de Transporte

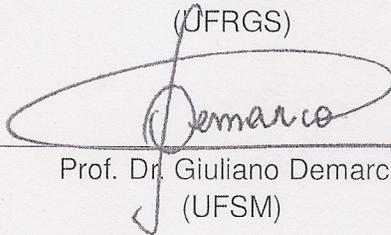
Dissertação de Mestrado defendida e aprovada em: 25 de abril de 2019.
Banca examinadora:



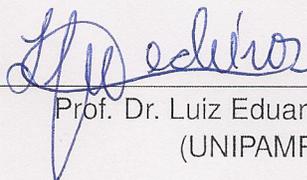
Prof. Dr. Felipe Denardin Costa
Orientador
(UNIPAMPA)



Prof. Dr. Bardo Ernst Josef Bodmann
(UFRGS)



Prof. Dr. Giuliano Demarco
(UFSM)



Prof. Dr. Luiz Eduardo Medeiros
(UNIPAMPA)

Aos meus pais José e Tânia, e aos meus irmãos Leonardo, Tanise e Vanessa

AGRADECIMENTOS

Agradeço de forma especial e carinhosa aos meus pais, José e Tânia, pelo amor, carinho e incentivo ao longo desses anos, por nunca desistirem de mim e contribuírem na minha formação de caráter, mostrar que devemos ser humildes sempre para alcançar nossos objetivos. Aos meus irmãos Tanise, Vanessa e Leonardo, pelo amor, companherismo e incentivo aos estudos. A minha namorada Luciana por ser uma pessoa a qual posso contar sempre, tanto pelo carinho, quanto pelo suporte emocional. Ao meu professor orientador Felipe, que estendeu sua mão no momento mais crítico para mim no mestrado, mostrando não ser somente um pesquisador com sua imensa capacidade intelectual e cognitiva, mas também uma grande pessoa. Aos meus colegas de sala do Grupo de Pesquisa GESCA e FENTA pela ajuda prestada em todo mestrado, tanto dentro, quanto fora da universidade. Em especial aos colegas Danilo e Luis Fernando, companheiros de OpenFoam, obrigado pelo auxílio e ajuda nessa caminhada.

“Nunca deixe ninguém te dizer que não pode fazer alguma coisa. Se você tem um sonho tem que correr atrás dele. As pessoas não conseguem vencer e dizem que você também não vai vencer. Se você quer uma coisa corre atrás”.

À Procura da Felicidade

RESUMO

A descrição adequada do escoamento noturno por modelos numéricos ainda é um grande desafio, um dos principais aspectos é a reprodução do acoplamento atmosférico. Como o objetivo do trabalho visa estudar os efeitos da estratificação estável sobre o escoamento turbulento, foi utilizado o *solver* para escoamentos turbulentos, transientes, com transferência de energia na forma de calor para fluidos incompressíveis através do modelo de turbulência LES (do inglês "*Large Eddy Simulation*"). O escoamento é mantido por um gradiente de pressão fixo, o qual mantém a vazão no canal constante. Na superfície inferior são impostas temperaturas mais baixas que a temperatura do escoamento e da superfície superior do canal. As simulações mostram que em condições de velocidade baixa e com grande gradiente vertical de temperatura, a turbulência do escoamento é reduzida pelos efeitos de empuxo. Além disso, os efeitos da estratificação manifestam-se mesmo na camada limite gerada pela interação do escoamento com a superfície superior. É importante destacar que apenas as características médias do escoamento foram analisadas até o presente momento, sendo necessária uma investigação mais aprofundada das propriedades do escoamento em função dos forçantes, bem como os limites de aplicabilidade dos resultados. Como exemplo de aplicação em mecânica de fluidos e na engenharia, temos o túnel de vento, aplicações com válvulas de orifício empregadas na indústria de petróleo, de termohidráulica em reatores nucleares e operadores de perfuração na indústria de petróleo e gás, entre outros.

Palavras-chave: turbulência; escoamento estratificado; simulação de grandes turbilhões

ABSTRACT

The adequate description of the nocturnal flow by numerical models is still a great challenge, one of the main aspects is the reproduction of the atmospheric coupling. As the objective of this work is to study the effects of stable stratification on turbulent flow and transient, using a solver with energy transfer in form of heat for incompressible fluids by a LES (Large Eddy Simulation) model. The flow is maintained at a fixed pressure gradient, which maintains the flow constant in the channel. On the lower surface lower temperatures are imposed than the flow temperature and the upper channel surface. The simulations show that in low speed conditions and with a large vertical temperature gradient, the flow turbulence is reduced by buoyancy effects. In addition, the effects of stratification are manifest even in the boundary layer generated by the interaction of the flow with the upper surface. It is important to note that only the average flow characteristics were analyzed until the present moment, and a more in-depth investigation of the properties of the flow as a function of the forcing is required, as well as the limits of applicability of the results. As an example of application in fluid mechanics and engineering, we have the wind tunnel, applications with orifice valves used in the oil industry, thermohydraulics in nuclear reactors and drilling operators in the oil and gas industry, among others.

Keywords: turbulence; stratified flow; large eddy simulation

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 – Medidas de temperatura, a partir de medidas com thermocouple, nas alturas indicadas junto às séries temporais, na noite do dia 18 de outubro de 1999, durante o experimento CASES-99, próximo à cidade de Leon no estado do Kansas nos Estados Unidos.	21
Figura 2 – Evolução temporal da velocidade vertical turbulenta (painéis superiores) e do fluxo de calor sensível (painéis inferiores) para duas diferentes noites: uma caracterizada por turbulência intermitente (a), e a outra por turbulência bem desenvolvida (b).	22
Figura 3 – Visualização do escoamento em túnel de vento, utilizando fumaça, em três condições de estabilidade diferentes: camada limite neutra (painel superior); WSBL (painel do meio); e VSBL (painel inferior).	23
Figura 4 – Escoamento fortemente estratificado simulado utilizando DNS (RORAI; MINNI; POUQUET, 2014). O grau de estratificação do escoamento é medido pela frequência de Brunt-Väisälä (N) e pelo número de Froud ($Fr = U/(NL)$) que quantifica a razão entre os efeitos lineares e não lineares no escoamento. No caso mostrado na figura 4, $N = 12$ e $Fr = 0.03$	26
Figura 5 – Características do domínio utilizado.	31
Figura 6 – Condições de contorno do domínio utilizado.	32
Figura 7 – Série temporal com resfriamento inferior da placa para S1, S4, S7 e S10 para o nível 0,02 m.	34
Figura 8 – Mesmo que a Figura 7, para S2, S5, S8 e S11 para o nível 0,02 m.	35
Figura 9 – Mesmo que a Figura 7, para S3, S6, S9 e S12 para o nível 0,02 m.	35
Figura 10 – Série temporal de temperatura para as simulações S1, S2 e S3 para o nível 0,02 m.	36
Figura 11 – Mesmo que a Figura 10, para S4, S5 e S6.	37
Figura 12 – Mesmo que a Figura 10, para S7, S8 e S9.	37
Figura 13 – Mesmo que a Figura 10, para S10, S11 e S12.	38
Figura 14 – Série temporal da TKE para S1, S2 e S3 para o nível 0,02 m.	38
Figura 15 – Mesmo que a Figura 14, para S4, S5 e S6 para o nível 0,02 m.	39
Figura 16 – Mesmo que a Figura 14, para S7, S8 e S9 para o nível 0,02 m.	39
Figura 17 – Mesmo que a Figura 14, para S10, S11 e S12 para o nível 0,02 m.	40
Figura 18 – Perfil médio de fluxo de momento na direção a jusante do escoamento para velocidade com cada caso mostrado na legenda do canto inferior direito.	41
Figura 19 – Perfil médio de intensidade turbulenta na direção a jusante do escoamento para velocidade com cada caso indicado na legenda do canto inferior direito.	42

Figura 20 – Perfis médios de velocidade, à jusante do escoamento, para diferentes casos, indicados na legenda do canto inferior esquerdo, através da temperatura da superfície inferior do canal.	43
Figura 21 – Perfis médios de TKE para diferentes gradientes de temperatura prescritos ao escoamento, indicados na legenda do canto inferior direito, através da temperatura da superfície inferior do canal.	44
Figura 22 – Perfis médios de temperatura, indicados na legenda do canto inferior esquerdo, através da temperatura da superfície inferior do canal.	45
Figura 23 – Espectro de Hilbert-Huang para o nível de 0,02 m para S2, em vermelho, representa o sub-intervalo inercial, em verde o filtro de sub-grade e em azul é a escala de Kolmogorov ($5/3$).	47
Figura 24 – Mesmo que a Figura 23 para S12.	47
Figura 25 – Fator de Intermitência - Relação entre o Fluxo de Calor Cumulativo Normalizado e Tempo Cumulativo. Coulter e Doran (2002).	48
Figura 26 – Séries temporais de TKE para os níveis 0,02 m, 0,06 m, 0,1 m, 0,14 m e 0,2 m para S2.	49
Figura 27 – Séries temporais de TKE para os níveis 0,22 m, 0,26 m, 0,3 m, 0,34 m e 0,4 m para S2.	50
Figura 28 – Séries temporais de TKE para os níveis 0,42 m, 0,46 m, 0,5 m, 0,7 m e 0,9 m para S2.	50
Figura 29 – Transformada de Wavelet Morlet para a série temporal de TKE no nível 0,02 m, para S2 (painel superior (a)) e Escalogramas em Wavelets para a série temporal de TKE no nível 0,02 m, para S2 (painel inferior (b)).	52
Figura 30 – Mesmo que a Figura 29 para 0,04 m.	53
Figura 31 – Mesmo que a Figura 29 para 0,06 m.	54
Figura 32 – Mesmo que a Figura 29 para 0,08 m.	55
Figura 33 – Mapa de Eventos de S2 para a escala de velocidade da Energia Cinética Turbulenta para os níveis de 0,02 m à 0,5 m.	56

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Simulações utilizadas com suas respectivas condições iniciais.....	33
Tabela 2 – Continuação Tabela 1.....	33

LISTA DE SIGLAS

<i>CLE</i>	Camada Limite Estável
<i>CFD</i>	Computational Fluid Dynamics
<i>CLA</i>	Camada Limite Atmosférica
<i>CLC</i>	Camada Limite Convectiva
<i>DNS</i>	Direct Numerical Simulation
<i>ECT</i>	Energia Cinética Turbulenta
<i>FOAM</i>	Field Operation and Manipulation
<i>HHT</i>	Hilbert Huang Transform
<i>LES</i>	Large Eddy Simulation
<i>LLJ</i>	Low Level Jet
<i>OpenFOAM</i>	Open Field Operation and Manipulation
<i>PISO</i>	Pressure Implicit With Splitting of Operator
<i>RANS</i>	Reynolds Averaged Navier-Stokes
<i>SGS</i>	Sub-Grid Scale
<i>SIMPLE</i>	Semi Implicit Method for Pressure-Linked Equations
<i>TKE</i>	Turbulent Kinetic Energy
<i>WSBL</i>	Weakly Stable Boundary Layer
<i>VSBL</i>	Very Stable Boundary Layer

LISTA DE SÍMBOLOS

p	Pressão Atmosférica, [Pa]
ρ	Densidade do Fluido, [g/d ³]
R	Constante dos Gases
T	Temperatura, [K]
ΔT	Intervalo de Temperatura, [K]
V_{TKE}	Escala de velocidade da Energia Cinética Turbulenta, [m ² s ⁻²]
U	Vetor Velocidade, [ms ⁻¹]
\bar{U}	Vetor Velocidade Média, [ms ⁻¹]
σ	Tensão de Reynolds
Ri	Número de Richardson
Θ	Temperatura de Referência, [K]
v	Componente da Velocidade, [ms ⁻¹]
ν	Viscosidade Cinemática do Fluido, [m ² s ⁻¹]
Re	Número de Reynolds
η	Coeficiente de Viscosidade, [Pa.s]
k	Energia Cinética Calculada, [m ² s ⁻²]
\bar{u}	Componente da Velocidade Zonal do vento, [ms ⁻¹]
\bar{v}	Componente da Velocidade Meridional do vento, [ms ⁻¹]
\bar{w}	Componente da Velocidade Vertical do vento, [ms ⁻¹]
ρ_k	Densidade Efetiva da Condução, [kg m ³]
β	Coeficiente de Expansão Térmica, [° C]
Fi	Forças Inerciais
Fg	Forças Gravitacionais
Fr	Número de Froud
μ_{eff}	Soma da viscosidade molecular e turbulenta

g	Aceleração da Gravidade, [ms^{-2}]
k	Condutividade Térmica, [$\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$]
c_p	Calor Específico, [$\text{kJ kg}^{-1} \text{C}^{\circ-1}$]
h	Entalpia por Unidade de Massa, [J Kg^{-1}]
μ	Viscosidade Dinâmica, [$\text{Kg m}^{-1}\text{s}^{-1}$]
ν_t	Viscosidade Cinemática Turbulenta, [m^2s^{-1}]
Pr	Número de Prandtl
Pr_t	Número de Prandtl Turbulento
τ_{ij}	Tensão de Cisalhamento da Sub-Grade, [Pa]
D_{ij}	Tensor Taxa Deformação das Escalas Resolvidas
k_{SGS}	Energia Cinética Turbulenta das Escalas de Sub-Grade, [m^2s^{-2}]
ν_{SGS}	Viscosidade Turbulenta das Escalas de Sub-Grade, [m^2s^{-1}]
I	Intensidade Turbulenta
C_o	Número de Courant
C_{omax}	Número de Courant Máximo

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	16
2	REVISÃO CONCEITUAL: FENOMENOLOGIA	18
2.1	Regimes de escoamento na CLE e intermitência global	18
2.1.1	Observações na CLE	19
2.1.2	Experimentos em túnel de vento	22
2.1.3	Modelos numéricos	24
3	MODELAGEM DO FENÔMENO TURBULENTO	28
3.1	Equações governantes	28
3.2	O modelo de turbulência	29
3.3	Discretização e critério de estabilidade	30
3.4	Condições de contorno e iniciais	32
4	RESULTADOS	34
4.1	Séries Temporais	34
4.2	Análise dos perfis verticais médios	40
4.3	Análise espectral da turbulência	45
4.4	Efeitos da Estratificação	48
4.4.1	Estrutura vertical da intermitência global	51
5	CONSIDERAÇÕES FINAIS	57
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	59

1 INTRODUÇÃO

Na camada limite atmosférica (CLA) existem variações de temperatura entre diferentes níveis atmosféricos de acordo com a velocidade do vento (ACEVEDO; FITZJARRALD, 2003). Elas oscilam entre dois estados de equilíbrio: um equilíbrio quente e um equilíbrio frio, quando a velocidade do vento e a mistura turbulenta restringem-se aos níveis mais próximos da superfície e a temperatura do ar tende a um valor de equilíbrio próximo à temperatura superficial mais fria. À medida que a velocidade do vento aumenta, a turbulência do escoamento aumenta, alcançando níveis mais elevados transportando o ar quente dos níveis mais altos até próximo à superfície, fazendo com que a camada de ar junto ao solo fique mais quente. A distinção entre os estados de equilíbrio térmico da CLA noturna é conhecido como acoplamento atmosférico (MCNIDER et al., 1995; DERBYSHIRE, 1999; ACEVEDO; COSTA; DEGRAZIA, 2012).

A partir do acoplamento atmosférico, é possível definir os regimes de escoamento na camada limite estável (CLE). Em condições turbulentas os diferentes níveis da atmosfera mantêm-se conectados, e o gradiente de temperatura é reduzido, representando dessa forma o estado acoplado. Esse estado geralmente coincide com a classificação proposta por Mahrt (1998) para o regime de escoamento fracamente estável (ou WSBL, do inglês "*Weakly Stable Boundary Layer*"). Por outro lado, o estado desacoplado coincide com o regime fortemente estável (ou VSBL, do inglês "*Very Stable Boundary Layer*"), quando a superfície tende a desacoplar dos níveis atmosféricos superiores, devido ao fraco forçante mecânico e aos forçantes radiativos e de empuxo, que reduzem a intensidade turbulenta a ponto de quase provocar a laminarização do escoamento (WIEL et al., 2002; ANSORGE; MELLADO, 2014, entre outros).

À medida que ocorre a transição de regimes de escoamento na CLE, e o escoamento fica mais estratificado, o escoamento deixa de ter turbulência homogênea e isotrópica. Na VSBL, à medida que o escoamento fica mais estável a turbulência é suprimida, devido à ação da força de empuxo, podendo acarretar na laminarização do escoamento. Foi desprezada a influência da rugosidade na superfície, diferentemente de um experimento real em um túnel de vento onde essa condição é levada em conta. Durante esse estado, de forma aparentemente aleatória tanto no tempo quanto no espaço, a turbulência ressurgue intermitentemente na forma de explosões localizadas, dando origem a um fenômeno que é conhecido como intermitência global (MAHRT, 1999).

A reprodução do comportamento intermitente da turbulência na VSBL é um dos grandes desafios para modelos numéricos. Em grande parte dos modelos que utilizam médias de Reynolds (RANS) (do inglês "*Reynolds Averaged Navier–Stokes Equations*"), uma vez que a turbulência é suprimida, pelos forçantes externos, ela não mais se reestabelece. Em modelos de simulação de grandes turbilhões (LES) (do inglês "*Large Eddy Simulation*"), a simulação de escoamentos estratificados pode levar a laminarização do es-

coamento, impondo a esses modelos de turbulência limites de validade. Geralmente, são utilizadas simulações numéricas diretas (DNS) (do inglês "*Direct Numerical Simulation*") para a reprodução de escoamentos em condições muito estáveis. Todavia, as simulações em DNS somente podem ser operadas em casos idealizados, com pequenos domínios e baixos números de Reynolds, devido à limitações computacionais.

Por outro lado, nos últimos anos o desenvolvimento computacional tem permitido a realização de experimentos numéricos para o estudo do escoamento na VSBL. Nesses estudos, são utilizados modelos RANS (COSTA et al., 2011; Van de Wiel et al., 2017; MARONEZE et al., 2019), LES (CUXART, 2007; ZHOU; CHOW, 2011) e DNS (ANSORGE; MELLADO, 2014; HE; BASU, 2015; HOOIJDONK, 2017). Tais estudos, mostram claramente a distinção entre os regimes de escoamento e as técnicas mais precisas. LES e DNS, são capazes de reproduzir a ocorrência de intermitência global. Apesar dos problemas dos modelos LES em simular situações muito estáveis, trabalhos recentes têm mostrado que a utilização de um filtro de sub-grade adequado (ZHOU; CHOW, 2011), ou o aumento da resolução da malha (SCHUSTER et al., 2016), permitem a simulação de escoamento sob condições de intensa estratificação.

Dessa forma, o presente trabalho tem como objetivo simular, utilizando um modelo LES, os efeitos da estratificação estável em um escoamento turbulento até o limite da ocorrência de intermitência global. A utilização de um modelo LES visa identificar as limitações na aplicabilidade e também as possíveis potencialidades, tendo em vista que é uma técnica bem mais barata computacionalmente quando comparada à DNS. A partir da simulação de diferentes condições de escoamento, procurar-se-á identificar similaridades entre o regime simulado e a CLE. Essa caracterização visa permitir a utilização dos resultados de experimentos similares na construção de parametrizações para modelos RANS, que podem ser utilizados em diferentes áreas da Engenharia e da Física.

Essa dissertação está estruturada da seguinte forma: inicialmente é apresentada uma breve revisão conceitual (Capítulo 2), que trata do tema abordado pelo trabalho, bem como a evolução do estudo numérico em camadas limites estratificadas nos últimos anos. O experimento numérico, assim como os métodos utilizados e a descrição das simulações numéricas realizadas estão presentes no Capítulo 3. Os resultados estão presentes no capítulo 4. Por fim, no capítulo 5, são apresentadas as considerações finais, assim como, algumas propostas para projetos futuros.

2 REVISÃO CONCEITUAL: FENOMENOLOGIA

A transição de regime de escoamento laminar-turbulento é importante na maioria das áreas de aplicação em mecânica dos fluidos e na engenharia, como exemplo temos o túnel de vento, aplicações com válvulas de orifício empregadas na indústria de petróleo (SANTOS, 2015), termohidráulica em reatores nucleares (KRUSCHE, 2015) e operações de perfuração na indústria de petróleo e gás (COLMANETTI; RODRIGUEZ; CASTRO, 2016). Na camada limite atmosférica (CLA), o escoamento é predominantemente turbulento, porém existem condições nas quais a turbulência do escoamento é suprimida pelos efeitos de empuxo. Nessas condições, a superfície encontra-se mais fria que as camadas de ar acima dela, e portanto, o perfil de temperatura, para a camada estável, resulta em um gradiente vertical de temperatura positivo. Essa condição do escoamento na CLA é conhecida como camada limite estável (CLE).

2.1 Regimes de escoamento na CLE e intermitência global

Na CLE a geração de turbulência dá-se unicamente pelo cisalhamento do vento. A ocorrência da CLE é mais comum durante à noite, quando a superfície é resfriada através da emissão de onda longa, que consiste no fluxo radiante de energia oriundos da emissão de gases atmosféricos e de superfícies líquidas e sólidas da terra. Geralmente, o escoamento na CLE é caracterizado como sendo fracamente estável (WSBL, do inglês "*Weakly Stable Boundary Layer*"), onde a mistura turbulenta é suficiente para manter os níveis atmosféricos, na camada limite, acoplados ou conectados. Em noites de céu claro e ventos fracos, a CLE torna-se muito estável, e o forçante mecânico, não é suficiente para sustentar a turbulência contínua no escoamento (Van de Wiel et al., 2012). Assim, devido à supressão da turbulência, os diferentes níveis atmosféricos tendem a tornar-se desacoplados, ou desconectados (DERBYSHIRE, 1999; ACEVEDO; FITZJARRALD, 2003; ACEVEDO; COSTA; DEGRAZIA, 2012), dando origem a uma camada limite muito estável (VSBL, do inglês "*Very Stable Boundary Layer*"). O fenômeno, que caracteriza a transição do regime de escoamento na CLE de WSBL para VSBL, ou vice-versa, é conhecido como acoplamento atmosférico. Ainda hoje, apesar dos grandes avanços nos últimos anos (Van de Wiel et al., 2012; ANSORGE; MELLADO, 2014; HOOIJDONK, 2015; ACEVEDO et al., 2016), a descrição completa dos mecanismos responsáveis por essa transição, é um dos grandes desafios no estudo da CLA.

Uma das principais assinaturas do escoamento na VSBL é a variação intermitente da intensidade da turbulência, a qual alterna períodos de fraca intensidade com explosões de turbulência que ocorrem de forma abrupta no tempo e no espaço (MAHRT, 1999). A intermitência que ocorre no escoamento na CLE, difere-se da intermitência que ocorre na transferência de energia entre os turbilhões, e por isso, também é conhecida como intermitência global (MAHRT, 1999). Neste trabalho, quando o termo intermitência for

usado, esse se referirá à intermitência global que ocorre na VSBL.

As causas da intermitência geralmente estão associadas a instabilidades geradas por ondas de gravidade (NAPPO, 1991; BALSLEY et al., 2002; FRITTS; ALEXANDER, 2003; SUN, 2004; MEILLIER et al., 2008), correntes de densidade (SUN et al., 2002; DARBY; ALLWINE; BANTA, 2006), jatos de baixos níveis (BANTA et al., 2002; BANTA; PICHUGINA; NEWSOM, 2003; SUN, 2004; BANTA et al., 2007; SUN; AL., 2012) entre outros fenômenos físicos externos ao escoamento da CLE, como efeitos de contorno “não geométricos”. Wiel et al. (2002) sugerem que a intermitência seja consequência das rápidas trocas de energia entre a atmosfera e a superfície. Por outro lado, Costa et al. (2011) apontam que o comportamento intermitente da turbulência, além de ser causado pelos fenômenos citados anteriormente, pode ser um modo natural do sistema, não dependendo somente desses para ocorrer. Essa proposição é de acordo com o proposto por Kadanoff (1993) e como observado por Rorai, Mininni e Pouquet (2014), enquanto o primeiro postula que a intermitência do escoamento é uma característica da transição para turbulência, os segundos observaram utilizando simulação numérica direta, que a turbulência surge no escoamento intermitentemente, na forma de explosões, ou como comumente utilizado o termo em inglês “*bursts*”.

2.1.1 Observações na CLE

Assim como a transição de escoamentos na CLE, a intermitência tem papel fundamental no transporte de quantidades na CLE, pois em noites com forte estratificação o transporte turbulento dá-se quase que totalmente através dos eventos intermitentes (COULTER; DORAN, 2002; ACEVEDO; MORAES, 2006). Dessa forma, o entendimento dos mecanismos responsáveis pelo aumento e redução da turbulência, durante um evento intermitente, é fundamental para a modelagem atmosférica, e consecutivamente, para o funcionamento adequado dos modelos atmosféricos. Devido a importância dessas duas características do escoamento na CLE, diversas abordagens têm sido utilizadas no estudo de ambos os fenômenos. Dentre essas abordagens, destacam-se os estudos de caso de eventos intermitentes a partir de séries temporais (SUN et al., 2002; COULTER; DORAN, 2002; SUN, 2004; ACEVEDO; MORAES, 2006, entre muitos outros), experimentos em túnel de vento (OHYA, 2001; OHYA; NAKAMURA; UCHIDA, 2008) e simulações utilizando modelos de turbulência.

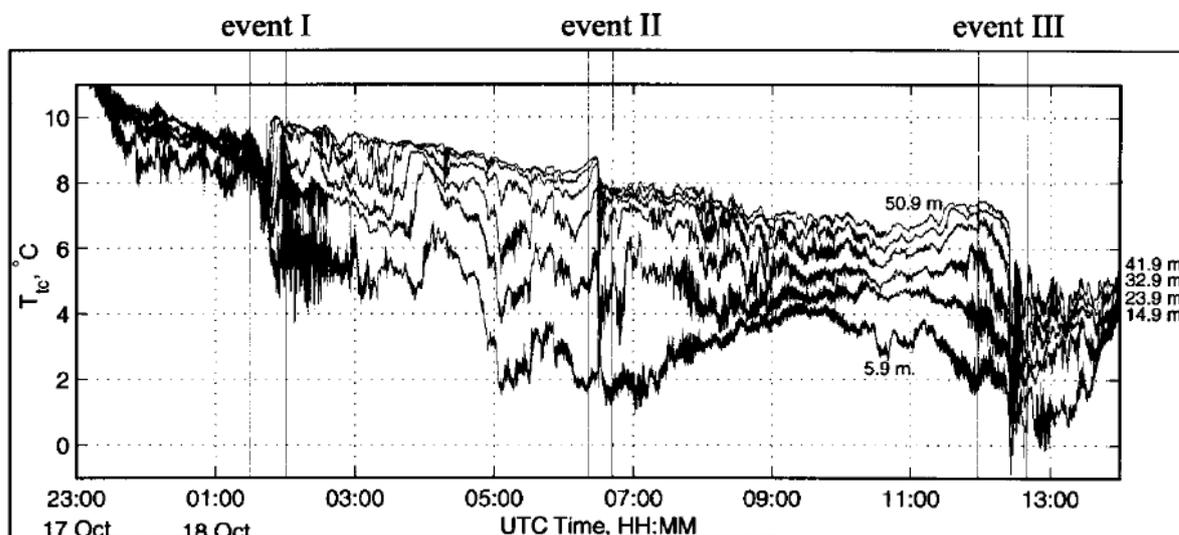
A análise do comportamento intermitente a partir de dados atmosféricos, divide-se em duas principais abordagens, a primeira tenta identificar o que causa a intermitência no escoamento, e.g. Sun et al. (2002), Sun (2004), Cava et al. (2017) e Mortarini et al. (2018). Enquanto que outros estudos buscam entender como a intermitência influencia no transporte de quantidades no escoamento médio da CLE (COULTER; DORAN, 2002; ACEVEDO; MORAES, 2006). No primeiro caso, são utilizados estudos que analisam diferentes fenômenos, com técnicas como wavelets (CAVA et al., 2017; MORTARINI et al.,

2018) para descrever o surgimento da intermitência, geralmente associada a presença de ondas ou movimentos de submeso. Elas são técnicas transientes, porém não são as mais adequadas para não-linearidades, como ocorre com a aplicação da transformada de Hilbert-Huang em dados de velocidade medidos em túnel de vento (MARTINS et al., 2018).

Sun et al. (2002) investigaram o comportamento das variáveis durante a passagem de uma corrente de densidade, em uma noite do experimento Cooperative Atmosphere-Surface Exchange Study (CASES-99) (Figura 1). A Figura 1, apresenta a evolução temporal da temperatura em diferentes níveis atmosféricos na noite do dia 18 de outubro de 1999, durante o experimento CASES-99, próximo à cidade de Leon no estado do Kansas nos Estados Unidos. A referida noite apresenta 3 eventos que são causados por fenômenos distintos: o primeiro é causado por uma corrente de densidade; o segundo é causado pela instabilidade gerada pelo aumento do cisalhamento; enquanto o terceiro é causado por uma onda de gravidade (SUN, 2004).

Além da ocorrência dos eventos, a noite estudada nos trabalhos de Sun et al. (2002) e Sun (2004) apresenta de forma clara o que é o acoplamento atmosférico. Até a ocorrência do primeiro evento a temperatura de todos os níveis era muito próxima e a turbulência do escoamento era intensa, o que pode ser visto nas flutuações da temperatura. Após a ocorrência do primeiro evento os níveis desacoplam-se e a diferença de temperatura entre o nível mais baixo, e o nível mais alto, pode chegar a quase 8° C, mostrando que esses níveis estão desacoplados da superfície. A ocorrência do segundo e do terceiro evento conecta momentaneamente os níveis, e próximo ao nascer do sol, a turbulência novamente aumenta e os níveis conectam-se novamente.

Figura 1 – Medidas de temperatura, a partir de medidas com thermocouple, nas alturas indicadas junto às séries temporais, na noite do dia 18 de outubro de 1999, durante o experimento CASES-99, próximo à cidade de Leon no estado do Kansas nos Estados Unidos.

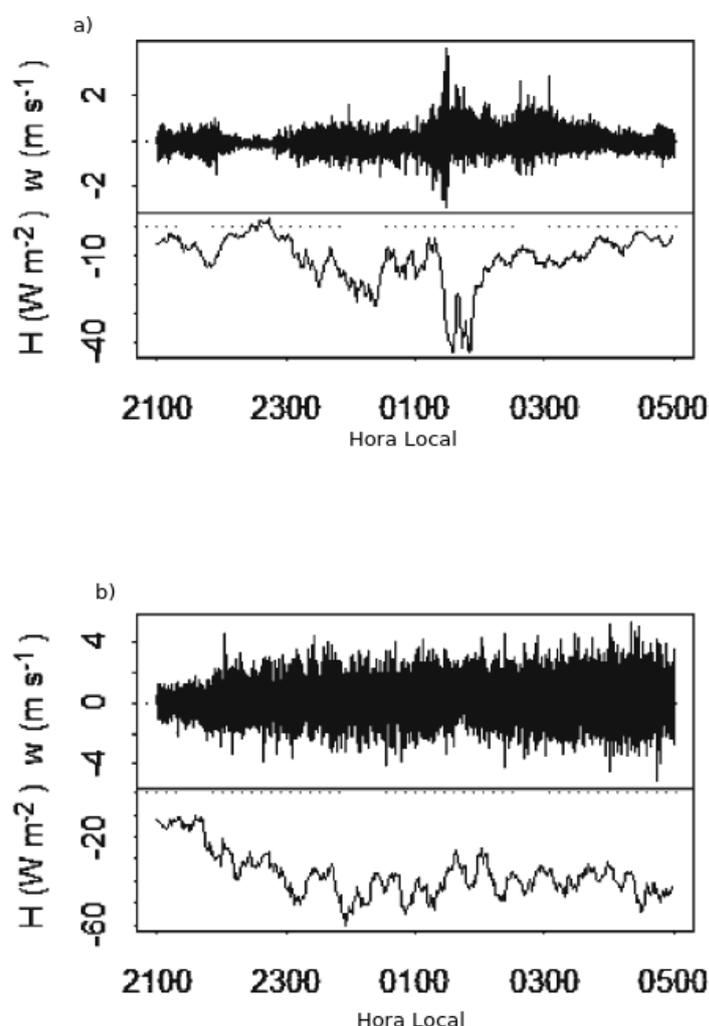


Fonte: Adaptado de Sun et al. (2002).

A característica mais marcante da CLA é a presença de turbulência, pois essa é responsável pelo transporte e difusão de quantidades de movimento, energia e massa próximas à superfície até toda a extensão da camada limite. Durante à noite, com o desacoplamento, esse papel da turbulência torna-se basicamente local, no tempo e no espaço. Por outro lado, como mostra a Figura 1, a ocorrência de um evento intermitente, ainda que seja local no espaço, é capaz de realizar o transporte vertical acoplando os níveis atmosféricos. Coulter e Doran (2002) mostraram que a ocorrência de um único evento intermitente, durante uma noite muito estável, é responsável por quase a totalidade do transporte de calor sensível na CLE.

Essa característica, foi mostrada por Acevedo e Moraes (2006), que compararam duas noites com características distintas de turbulência. Uma predominantemente intermitente e outra com turbulência contínua ao longo da noite. Eles mostraram que durante os eventos intermitentes (Figura 2a, painel superior), ocorre uma grande fração do total da troca dos escalares entre a superfície e a atmosfera (Figura 2a, painel inferior). Nesse caso, somente o fluxo de calor sensível é mostrado, indicando a forte dependência da transferência total dos fluxos noturnos em relação a esses eventos. Enquanto que em noites com turbulência mais bem desenvolvida (Figura 2b, painel superior), as perturbações dos fluxos ocorrem de maneira menos acentuada (Figura 2b, painel inferior).

Figura 2 – Evolução temporal da velocidade vertical turbulenta (painéis superiores) e do fluxo de calor sensível (painéis inferiores) para duas diferentes noites: uma caracterizada por turbulência intermitente (a), e a outra por turbulência bem desenvolvida (b).



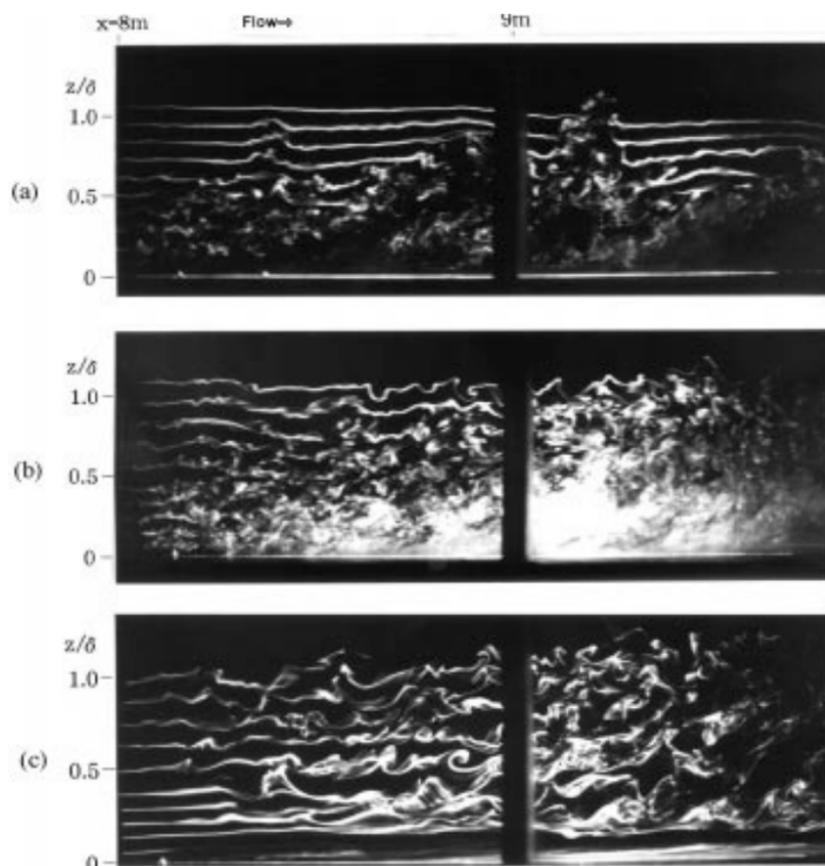
Fonte: Adaptado de Acevedo e Moraes (2006).

2.1.2 Experimentos em túnel de vento

Conforme discutido anteriormente, geralmente a intermitência é causada por diversos fenômenos e esses causam implicações sobre o comportamento das variáveis médias na CLE. Para analisar o comportamento na ausência desses fenômenos, experimentos em túneis de vento e simulações numéricas podem ser utilizados. Ohya (2001) simulou diferentes níveis de estratificação no escoamento em um túnel de vento como mostra a Figura 3, nela é possível observar que em condições de extrema estratificação, o escoamento quase laminariza, próximo à superfície. Com a supressão da turbulência, o escoamento torna-se predominantemente oscilatório e ocorrem oscilações características de ondas de gravidade, além da formação de instabilidades de Kelvin-Helmholtz. A Figura 3, mostra

que à medida que as instabilidades se “quebram”, elas fazem com que ocorram pequenos *bursts* de turbulência (Figura 3, painel inferior).

Figura 3 – Visualização do escoamento em túnel de vento, utilizando fumaça, em três condições de estabilidade diferentes: camada limite neutra (painel superior); WSBL (painel do meio); e VSBL (painel inferior).



Fonte: Adaptado de Ohya (2001).

É importante destacar que em um experimento controlado Ohya (2001) mostrou que pode ocorrer a formação de ondas de gravidade no escoamento e que essas também geram turbulência, assim como observado na CLA (SUN, 2004; MORTARINI et al., 2018). Ademais, Ohya, Nakamura e Uchida (2008), mostram que quando o escoamento torna-se desacoplado, devido à estratificação estável, ocorre a formação de uma jato de baixo nível (LLJ, do inglês “*Low Level Jet*”). É importante destacar, que na natureza o jato formado pela estratificação também é comumente chamado de jato noturno para diferenciar do jato de baixo nível que ocorre em escala sinótica, a uma altura maior da superfície e não está diretamente relacionado com a dinâmica da CLA. Além de mostrar a presença do jato, Ohya, Nakamura e Uchida (2008) mostraram claramente que ele causa a formação de *bursts* na altura do “nariz” do mesmo devido à aceleração do vento nessa região.

2.1.3 Modelos numéricos

Um mecanismo semelhante ao descrito anteriormente, ocorre nos modelos numéricos. De forma geral, os modelos RANS simulam apenas as variáveis médias do escoamento. Eles são capazes de simular o estado acoplado e desacoplado da CLE (MCNIDER et al., 1995; DERBYSHIRE, 1999; ACEVEDO; COSTA; DEGRAZIA, 2012) porém, a presença de intermitência no escoamento é um desafio para esses modelos. Blackadar (1979) utilizando um modelo simplificado, com balanço de energia em superfície, simulou o comportamento intermitente da turbulência. Todavia, utilizando um modelo similar, ReVelle (1993) sugere que os resultados obtidos por Blackadar (1979) podem ser oriundos do método numérico utilizado.

ReVelle (1993) com o modelo desenvolvido por Blackadar (1979), em uma configuração multicamadas foi capaz de simular apenas o comportamento oscilatório da turbulência, nos níveis mais próximos da superfície e para certos parâmetros externos (velocidade do vento, rugosidade da superfície e diferentes tipo de solo). Para mais, ele ainda sugere que essa dependência é a razão por trás de que sítios experimentais aparentemente muito similares possuem comportamento muito distintos com relação ao regime de escoamento. Por fim, ainda sugere que a sensibilidade a esses parâmetros pode configurar a intermitência como um fenômeno caótico.

A partir do estudo de ReVelle (1993), McNider et al. (1995) utilizando um modelo de duas camadas, mostraram que esse estado em que o escoamento encontra-se é sensível às condições iniciais. Apesar de não simular a ocorrência de *bursts*, utilizando análises de bifurcação eles provaram que pequenas mudanças nas condições iniciais podem fazer com que o escoamento mude seu estado de acoplamento. Por outro lado, Wiel et al. (2002) simulando um escoamento de Couette utilizando um modelo de uma camada, similar ao escoamento na CLE, encontraram grande dependência na ocorrência de intermitência com o tipo de solo, assim como ReVelle (1993). Todavia, eles mostram que devido à baixa capacidade calorífica da superfície, quando essa possui uma cobertura vegetal, as trocas de energia ocorrem de forma rápida e isso faz com que ocorram as oscilações no escoamento médio.

Os estudos anteriores fazem uso de modelos de primeira ordem com funções de estabilidade, a fim de estimar a difusão de turbulência para os cálculos dos fluxos verticais. Costa et al. (2011) propuseram um modelo com ordem 1.5 que não usa explicitamente funções de estabilidade devido a essas substituírem o comportamento complexo entre duas variáveis por uma relação média. Os resultados obtidos por eles mostraram que a turbulência pode ocorrer de forma intermitente e imprevisível, devido à aceleração do escoamento muito estável, que causa o aumento do cisalhamento e consecutivamente a produção de turbulência. Ademais, eles mostram que a intermitência pode ocorrer sobre qualquer superfície, sendo que a intensidade dos eventos vai ser dependente da quantidade de energia necessária para mudar a temperatura da superfície, ou seja, depende das

propriedades físicas do solo ou da cobertura vegetal, de acordo com os estudos anteriores. Resultados similares foram encontrados por Kurbatskii (2013) que usando um modelo de ordem 1.5, com uma equação para a dissipação de energia cinética turbulenta (TKE, do inglês "*Turbulent Kinetic Energy*") e sem funções de estabilidade, simularam a turbulência intermitente gerada devido a aceleração do escoamento no "nariz" de um LLJ, diferentemente dos modelos anteriores em que a turbulência é somente gerada na superfície.

A reprodução do comportamento intermitente da turbulência é um desafio mesmo para modelos mais sofisticados. Cuxart e Jiménez (2007) utilizando um modelo LES com condições de contorno reais para o vento e temperatura, mostraram que o modelo responde aos forçantes de forma similar ao escoamento real na CLE. Dessa forma, eles sugerem que as oscilações no escoamento observado e simulado podem ser geradas pelos mesmos mecanismos. Os modelos LES têm grande dificuldade em simular condições de forte estabilidade devido às limitações impostas pelo filtro de subgrade, que é utilizado, para parametrizar os menores turbilhões. Isso gera dependência das soluções com a resolução da grade utilizada, influenciando assim nos resultados das simulações (BASU; PORTÉ-AGEL, 2006). Zhou (2011) propôs um filtro de subgrade explícito e a reconstrução do modelo de turbulência para minimizar os efeitos do filtro sobre as simulações. Permitindo assim, que mesmo em condições estáveis uma resolução mais grosseira da grade possa ser utilizada. Além disso, para condições de forte estabilidade com a utilização do filtro proposto, o modelo é capaz de reproduzir o comportamento intermitente da turbulência.

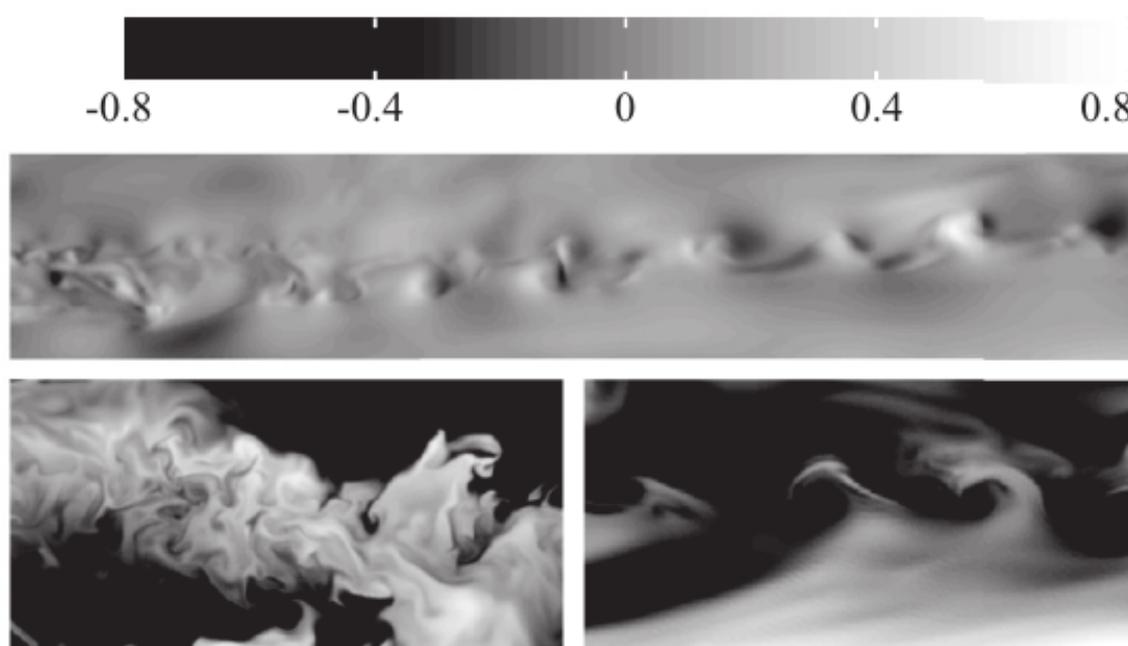
Os modelos mais sofisticados de CFD utilizados para o estudo de escoamentos estratificados são os modelos DNS. Eles simulam todas as escalas do escoamento desde os maiores turbilhões até a dissipação de energia dos menores, não necessitando assim de um modelo de turbulência tal qual usam os modelos RANS e LES. Por esse motivo, o custo computacional é muito alto, pois o número de pontos necessários para a simulação deve ser em função do número de Reynolds (Re), obedecendo a relação: $N_{\text{pontos}} \geq Re^{2.25}$. Por esse motivo, ou Re muito baixos são utilizados, ou são empregados domínios muito pequenos devido ao alto custo computacional.

Com o aumento da capacidade computacional os modelos DNS vêm sendo usados cada vez mais na simulação de camada limites estratificadas, principalmente por esses não fazerem uso de modelos de turbulência, assim os resultados não dependerão do modelo de turbulência. Entretanto, a simulação do ressurgimento da turbulência, após o colapso dessa, devido a estratificação, é um grande desafio ainda para esses modelos. Donda (2015) simularam um escoamento em um canal aberto sob diferentes forçantes de temperatura em superfície, sob a ação de um gradiente de pressão uniforme. Eles observaram que uma vez que ocorresse o colapso da turbulência, essa não era mais reestabelecida no escoamento e esse se tornava predominantemente laminar.

Rorai, Mininni e Pouquet (2014) simularam um escoamento estratificado similar à

CLE, utilizando DNS, e observaram que com o colapso da turbulência ocorre a formação de instabilidades de Kelvin-Helmholtz, que quando “quebram”, assim como observado por Ohya (2001), são responsáveis pela ocorrência de eventos intermitentes de turbulência no escoamento (Figura 4). Eles mostraram também que a intermitência ocorre somente em condições em que o escoamento não está completamente turbulento. A estabilidade do regime de escoamento em simulações em DNS, geralmente é prescrita pelo número de Froude. Ele é um número adimensional, utilizado na hidráulica de condutos abertos que representa a razão entre a inércia do escoamento e o campo externo, sendo este último usado em muitas aplicações simplesmente devido a gravidade (WHITE, 1999). Ele representa a razão entre as Forças Inerciais (F_i) e Forças Gravitacionais (F_g) que atuam no escoamento, sendo $Fr > 1$ (escoamento supercrítico), $Fr < 1$ (escoamento subcrítico) e $Fr = 1$ (escoamento crítico). Observa-se na Figura 4, que $Fr = 0.03$, o que quer dizer que o regime é subcrítico ($Fr < 1$) e o escoamento é dominado mais pelas forças gravitacionais que pelas forças inerciais, e que a energia potencial é maior sobre o escoamento, acarretando a destruição de turbulência, tal como ocorre na CLE devido às forças de empuxo.

Figura 4 – Escoamento fortemente estratificado simulado utilizando DNS (RORAI; MININNI; POUQUET, 2014). O grau de estratificação do escoamento é medido pela frequência de Brunt-Väisälä (N) e pelo número de Froude ($Fr = U/(NL)$) que quantifica a razão entre os efeitos lineares e não lineares no escoamento. No caso mostrado na figura 4, $N = 12$ e $Fr = 0.03$.



Fonte: Adaptado de Rorai, Mininni e Pouquet (2014).

Ansorge e Mellado (2014) simulando um escoamento em uma camada limite e Ekman e He e Basu (2015) simulando o escoamento em um canal aberto mostraram que a intermitência ocorre de forma natural no sistema, sem a necessidade de forçantes externos. Ansorge e Mellado (2014) ainda mostram que a intermitência global não deve ser tratada como sendo apenas dependente do tempo, mas que essa é um fenômeno espaço temporal.

Hooijdonk (2015) mostrou que o colapso da turbulência, devido à extratificação pode ser previsto através de um parâmetro baseado na velocidade mínima para que a turbulência do escoamento seja sustentável (Van de Wiel et al., 2012). Nos modelos o colapso da turbulência geralmente é relacionado com o número de Reynolds calculado, usando a velocidade de fricção como escala de velocidade e o comprimento de Monin-Obukhov como escala de comprimento (FLORES; RILEY, 2011; HE; BASU, 2015; ANSORGE; MELLADO, 2014). Por outro lado, recentemente a velocidade mínima para um escoamento vêm sendo utilizada como preditor do colapso da turbulência, devido à estratificação. (DONDA; HOOIJDONK, 2016; HOOIJDONK, 2017; HOOIJDONK et al., 2018). Hooijdonk et al. (2018) fazem uma detalhada análise, através da simulação de um escoamento de Couette plano estratificado usando DNS, mostrando como os parâmetros de estabilidade são relacionados entre si. Os resultados encontrados apontam que na WSBL todos os parâmetros identificam as características do escoamento independente das condições de contorno, enquanto que na VSBL as características do escoamento são completamente dependentes das condições de contorno.

3 MODELAGEM DO FENÔMENO TURBULENTO

Conforme exposto, existe um grande esforço nos últimos anos na utilização de técnicas CFD para desvendar os mecanismos responsáveis pelo colapso da turbulência, e pelo seu ressurgimento na forma de *bursts*. O presente trabalho, busca acrescentar no entendimento desses mecanismos, ainda difusos, na caracterização do escoamento em um canal fechado, diferente dos estudos prévios que, geralmente utilizam simulações do escoamento de Couette e canal aberto. A utilização de um escoamento em canal fechado, justifica-se pela semelhança com o escoamento em túnel de vento, o que possibilita a validação experimental dos resultados.

3.1 Equações governantes

O modelo de turbulência utilizado é um modelo de simulação de grandes turbilhões (LES) (do Inglês "*Large Eddy Simulation*") de uma equação similar ao modelo proposto por Smagorinsky, porém resolvendo uma equação de transporte adicional para energia cinética (ECT) para escalas de subgrade. O modelo resolve as grandes escalas de um escoamento incompressível, apesar do ar ser compressível, ele é adotado como incompressível devido ao seu baixo número de Mach (0,3). Além disso, ele é transiente e turbulento com empuxo, onde a equação da continuidade é representada pela equação (1):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u) = 0 \quad (1)$$

Onde u é o campo de velocidade e ρ é o campo de densidade. A equação de momento (2) possui a forma:

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u u) = -\nabla p + \rho g + \nabla \cdot (2\mu_{eff} D(u)) - \nabla \left(\frac{2}{3} \mu_{eff} (\nabla \cdot u) \right) \quad (2)$$

Em que p é o campo de pressão estática e g é a aceleração da gravidade, já o termo μ_{eff} é a soma da viscosidade molecular e turbulenta e $D(u)$ é o tensor taxa de deformação, conforme a Equação (3).

$$D(u) = \frac{1}{2} (\nabla u + (\nabla u)^T) \quad (3)$$

A implementação do gradiente de pressão e forças de corpo oriundas da aceleração da gravidade serão feitas segunda a Equação (4):

$$-\nabla p + \rho g = -\nabla p_{rgh} - (g \cdot r) \nabla \rho \quad (4)$$

Onde $p_{rgh} = p - \rho g \cdot r$ e r é o vetor posição. A equação (4) é reformulada em termos da entalpia, tornando-se a equação da energia (5):

$$\frac{\partial(\rho h)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u} h) + \frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u} K) - \frac{\partial p}{\partial t} = \nabla \cdot (\alpha_{eff} + \nabla h) + \rho \vec{u} \cdot g \quad (5)$$

Onde K é a energia cinética turbulenta por unidade de massa, e h é a entalpia por unidade de massa.

Já a difusividade térmica efetiva α_{eff}/ρ , é a soma das difusividades térmicas laminares e turbulentas conforme Equação (6), no qual k é a condutividade térmica, c_p é o calor específico a pressão constante, μ é a viscosidade dinâmica, ν_t é a viscosidade cinemática turbulenta, P_r e P_{rt} são os números de Prandtl e Prandtl turbulento, respectivamente.

$$\alpha_{eff} = \frac{\rho \nu_t}{P_{rt}} + \frac{\mu}{P_r} = \frac{\rho \nu_t}{P_{rt}} + \frac{k}{c_p} \quad (6)$$

3.2 O modelo de turbulência

Para as equações serem filtradas, fez-se o uso da raiz cúbica do volume da célula que está sendo filtrada, conforme a Equação (7), em que ∇ é o tamanho da grade que define a escala do comprimento da SGS (do Inglês “*Sub-Grid Scale*”).

$$\nabla = (\nabla_1(x) \nabla_2(x) \nabla_3(x))^{1/3} \quad (7)$$

Nos modelos de viscosidade turbulenta, assume-se uma relação linear entre as tensões de cisalhamento da SGS (τ_{ij}) e o tensor taxa de deformação das escalas resolvidas (\overline{D}_{ij}), conforme a Equação (8).

$$\tau_{ij} \approx \frac{2}{3} k_{sgs} \delta_{ij} - 2 \nu_{sgs} \overline{D}_{ij} \quad (8)$$

Onde ν_{SGS} e k_{SGS} são a viscosidade turbulenta e energia cinética turbulenta das escalas de subgrade e são representadas pelas Equações (9) e (10) respectivamente. Já o tensor taxa de deformação das escalas resolvidas (\overline{D}_{ij}), é representado pela Equação (11).

$$\nu_{sgs} = C_k \sqrt{k_{SGS}} \Delta \quad (9)$$

$$k_{SGS} = \frac{1}{2} \tau_{kk} = \frac{1}{2} (\overline{u_k u_k}) \quad (10)$$

$$\overline{D}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (11)$$

Também empregam-se as relações para a viscosidade dinâmica das escalas de sub grade (Equação (12)) e para as viscosidades efetivas (Equação (13)), que são a soma das

parcelas de sub-grade com a viscosidade natural do fluido:

$$\mu_{eff} = \mu_{sgs} + \mu \quad (12)$$

$$\nu_{eff} = \nu_{sgs} + \nu \quad (13)$$

A equação de transporte adicional para k_{SGS} é derivada a fim de potencializar o mesmo devido a produção, dissipação e difusão de energia, e é representada pela Equação (14).

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho k_{sgs})}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{u}_j k_{sgs})}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\rho(\nu + \nu_{sgs}) \frac{\partial k_{sgs}}{\partial x_j} \right] = & -\frac{2}{3} \rho k_{sgs} \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_k} + \\ & + \rho \nu_{sgs} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} (2\bar{D}_{ij} - \frac{1}{3}(2\bar{D})\delta_{ij}) - C_\epsilon \frac{\rho k_{sgs}^{3/2}}{\Delta} \end{aligned} \quad (14)$$

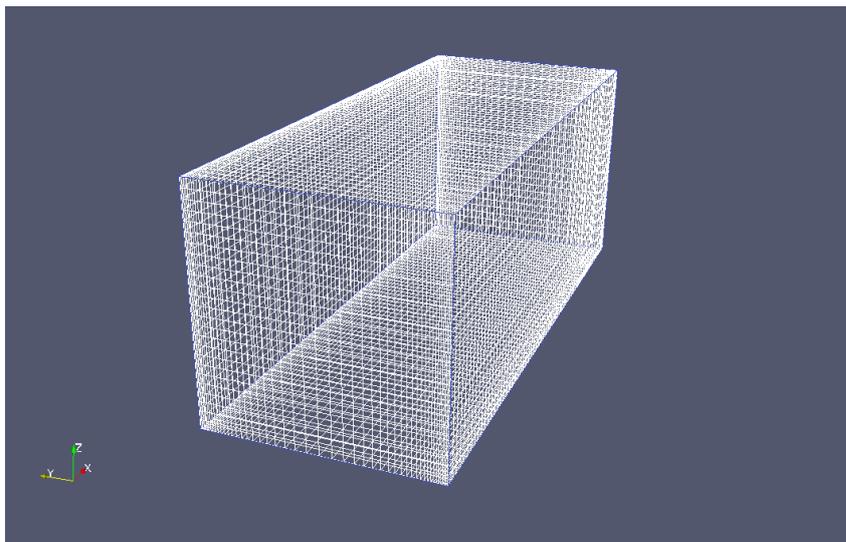
Os termos a esquerda da igualdade são respectivamente: a taxa de variação temporal, um termo convectivo e um termo difusivo de k_{SGS} . Já para o outro lado da igualdade, o primeiro é um termo de produção, o segundo é um termo de dissipação de k_{SGS} , o terceiro termo C_ϵ é uma constante e Δ é o filtro passa baixa, respectivamente.

3.3 Discretização e critério de estabilidade

Visando estudar os efeitos da estratificação estável sobre o escoamento turbulento, foi utilizado o solver para escoamentos turbulentos, transientes, com transferência de energia na forma de calor para fluidos compressíveis: buoyantBoussinesqPimpleFoam, adaptado para o modelo de turbulência LES, disponíveis no software livre OpenFOAM®. (FÁVERO, 2009). Esse solver é baseado no algoritmo PIMPLE, largamente usado para a solução numérica das equações de Navier-Stokes. O PIMPLE é resultado da junção dos algoritmos PISO (do inglês “*Pressure Implicit with Splitting of Operator*”) e SIMPLE (do inglês “*Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations*”), os quais são algoritmos usados para resolver equações acopladas de maneira simultânea. Em ambos algoritmos, os valores da velocidade e pressão são corrigidos, a cada passo de tempo, nas faces das células do domínio.

A discretização das equações governantes dá-se em domínio computacional que possui dimensões $x = 2,5$ m (direção do escoamento) $z = 1$ m (altura do canal) e $y = 0,5$ m (direção ortogonal ao escoamento), discretizado em uma malha com 83538 pontos utilizando o método dos volumes finitos (BALIGA; PATANKAR, 1983). Essa malha é estruturada em hexaedros possuindo 60 repartições para x , 25 para y , e 25 para z conforme mostra a Figura 5.

Figura 5 – Características do domínio utilizado.



Fonte: O autor.

A partir da discretização espacial das equações governantes, as mesmas são integradas utilizando um método Backward implícito de segunda ordem, com passo de tempo variável. Como esse método é condicionalmente estável, inicialmente o passo de tempo foi definido como 10^{-4} s, sendo que ao decorrer da simulação o mesmo pode ajustar-se automaticamente de forma a respeitar a condição de Courant–Friedrichs–Lewy, que para um sistema de “n” dimensões pode ser representado segundo a Equação (15):

$$C_o = \Delta t \sum_{i=1}^n \frac{u x_i}{\Delta x_i} \leq C_{omax} \quad (15)$$

Essa condição atua como um critério de convergência, e quando $C_{omax} \leq 1$, supõe-se que uma perturbação numérica não percorrerá mais de um elemento de volume discreto, modificando a magnitude do Número de Courant (C_o) por meio do passo de tempo. O valor de C_{omax} muda de acordo com o método usado para resolver as equações discretizadas, especialmente dependendo se o método é explícito ou implícito. Se um solver é explícito, ou seja, com marcação de tempo definida, então normalmente usa-se $C_{omax} = 1$. Porém, o solver adotado, propõe um valor inicial de $C_o = 0,5$, não interferindo na simulação de modo que, a mesma ajusta-se obedecendo a Equação (15). (COURANT; FRIEDRICH; LEWY, 1967).

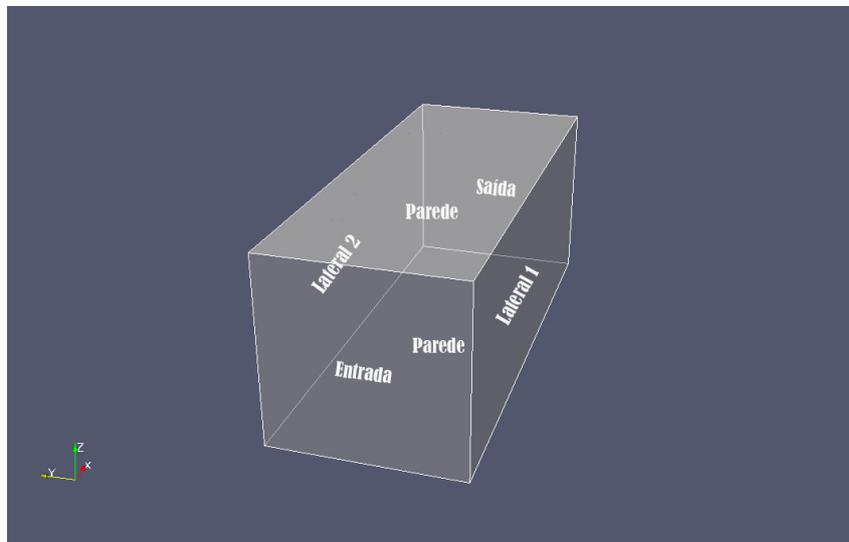
Os esquemas para a discretização espacial das equações, no esquema de soluções de volumes finitos são extremamente dependentes dos esquemas de interpolação utilizados para transformar as quantidades no interior de cada célula do domínio para as faces das mesmas (OPENFOAM, 2017). As configurações do esquema de volumes finitos (*fvschemes*) do OpenFoam foram:

- Esquema de gradientes (*gradSchemes*): Gauss;
- Esquemas de divergência e convecção (*gradSchemes*): Gauss linear;
- Esquema de laplacianos (*laplacianSchemes*): Gauss linear corrigido;
- Esquemas para gradientes normais à superfície (*snGradSchemes*): Corrigido (Corrected surface-normal gradient scheme).

3.4 Condições de contorno e iniciais

As condições de contorno nos limites do domínio computacional são: as paredes superior e inferior do domínio e representam contornos sólidos, com condição de não-eskorregamento e temperatura fixa (Figura 6). Nos demais contornos do domínio, que são as paredes laterais e as paredes à montante e à jusante do escoamento, foram adotadas condições de contorno cíclicas. As fronteiras de entrada e saída do escoamento são perpendiculares ao mesmo, e as fronteiras laterais são paralelas a direção do escoamento (Figura 6).

Figura 6 – Condições de contorno do domínio utilizado.



Fonte: O autor.

A temperatura de ambas as superfícies foram impostas como constantes de valor igual a 300 K, para os diferentes gradientes de pressão definidos, a fim de manter o escoamento. Foram utilizadas quatro diferentes velocidades de escoamento na seção transversal do canal, a qual é mantida constante pelo gradiente de pressão prescrito. As velocidades simuladas foram: $\bar{U}_1 = 1,5 \text{ ms}^{-1}$; $\bar{U}_2 = 2,0 \text{ ms}^{-1}$; $\bar{U}_3 = 3,0 \text{ ms}^{-1}$ e $\bar{U}_4 = 5,0 \text{ ms}^{-1}$. É importante destacar que essas velocidades correspondem a velocidade média na

seção transversal do canal. A temperatura foi mantida uniforme ($T = 300 \text{ K}$) por um período de meia hora ($t = 1800 \text{ s}$), e em seguida, foram adicionados três diferentes gradientes de temperatura ao escoamento, através do resfriamento da superfície inferior do domínio: $\Delta T_1 = 4 \text{ K}$; $\Delta T_2 = 10 \text{ K}$; $\Delta T_3 = 16 \text{ K}$. Após o resfriamento, cada simulação foi mantida por mais uma hora, totalizando $t = 5400 \text{ s}$. Os primeiros 1800 s até o resfriamento, nos quais o escoamento é neutro, foram excluídos das análises, sendo analisada somente a parte estratificada do escoamento (de $t = 1800 \text{ s}$ até $t = 5400 \text{ s}$).

Dessa forma, cada velocidade dá origem a 3 simulações diferentes, totalizando 12 simulações, com condições de estratificação diferentes. A Tabela 1, mostra as diferentes simulações utilizadas com suas respectivas condições iniciais (gradiente de temperatura e velocidade inicial adotados).

Tabela 1 – Simulações utilizadas com suas respectivas condições iniciais.

Simulação	S1	S2	S3	S4	S5	S6
ΔT	4 K	10 K	16 K	4 K	10 K	16K
\bar{U}	$1,5 \text{ m s}^{-1}$	$1,5 \text{ m s}^{-1}$	$1,5 \text{ m s}^{-1}$	2 m s^{-1}	2 m s^{-1}	2 m s^{-1}

Fonte: O autor.

Tabela 2 – Continuação Tabela 1.

Simulação	S7	S8	S9	S10	S11	S12
ΔT	4 K	10 K	16 K	4 K	10 K	16K
\bar{U}	3 m s^{-1}	3 m s^{-1}	3 m s^{-1}	5 m s^{-1}	5 m s^{-1}	5 m s^{-1}

Fonte: O autor.

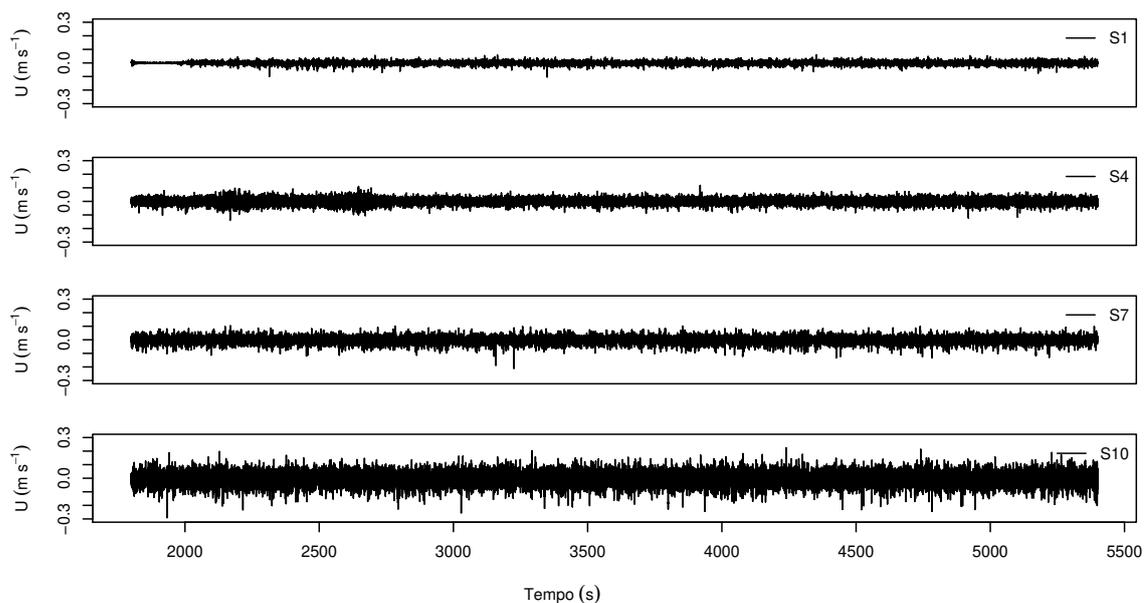
4 RESULTADOS

A partir do experimento numérico descrito no Capítulo anterior, foram realizadas simulações utilizando como condição inicial um escoamento turbulento, completamente desenvolvido e termicamente neutro. O referido escoamento foi alcançado após um período transiente, de aproximadamente 1800 s. O escoamento foi mantido nas condições descritas anteriormente até 5400 s, a fim de garantir que o período de transição não influencie mais o mesmo.

4.1 Séries Temporais

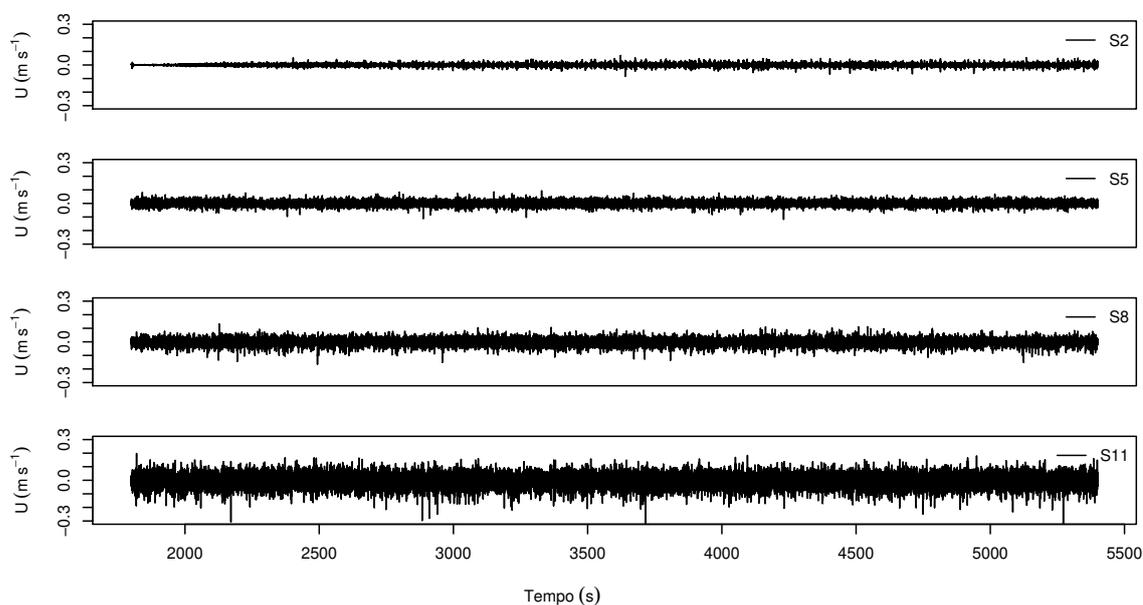
As Figuras 7, 8 e 9 mostram as séries temporais de velocidade para o nível de 0,02 m, para a componente do escoamento alinhada na direção w para cada caso. Assim como descrito anteriormente com as condições iniciais impostas, as flutuações na velocidade iniciam e o escoamento torna-se turbulento. Em 1800 s é inserido o gradiente de temperatura, foi escolhido esse período, para garantir que as propriedades do escoamento mantenham-se e que o período transiente não tenha mais influência sobre o mesmo. Observam-se que as flutuações características do escoamento turbulento, diminuem a intensidade após a inserção do gradiente de temperatura na placa inferior, devido aos efeitos de empuxo. A porção não estratificada da série temporal foi omitida, somente mostrando após a inserção do gradiente de temperatura (Figura 7, Figura 8 e Figura 9).

Figura 7 – Série temporal com resfriamento inferior da placa para S1, S4, S7 e S10 para o nível 0,02 m.



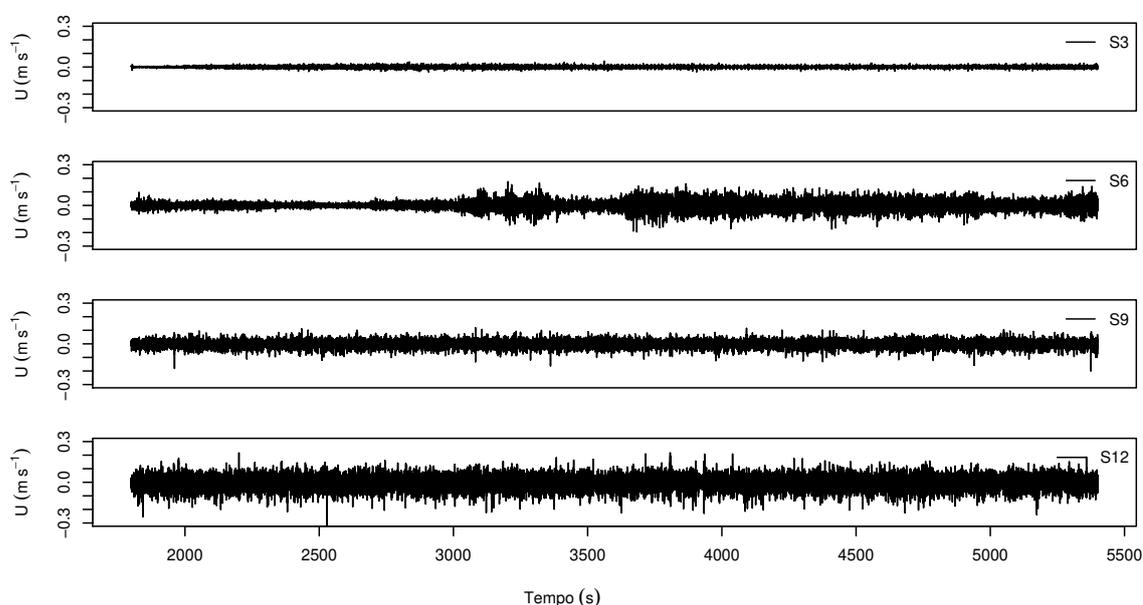
Fonte: O autor.

Figura 8 – Mesmo que a Figura 7, para S2, S5, S8 e S11 para o nível 0,02 m.



Fonte: O autor.

Figura 9 – Mesmo que a Figura 7, para S3, S6, S9 e S12 para o nível 0,02 m.



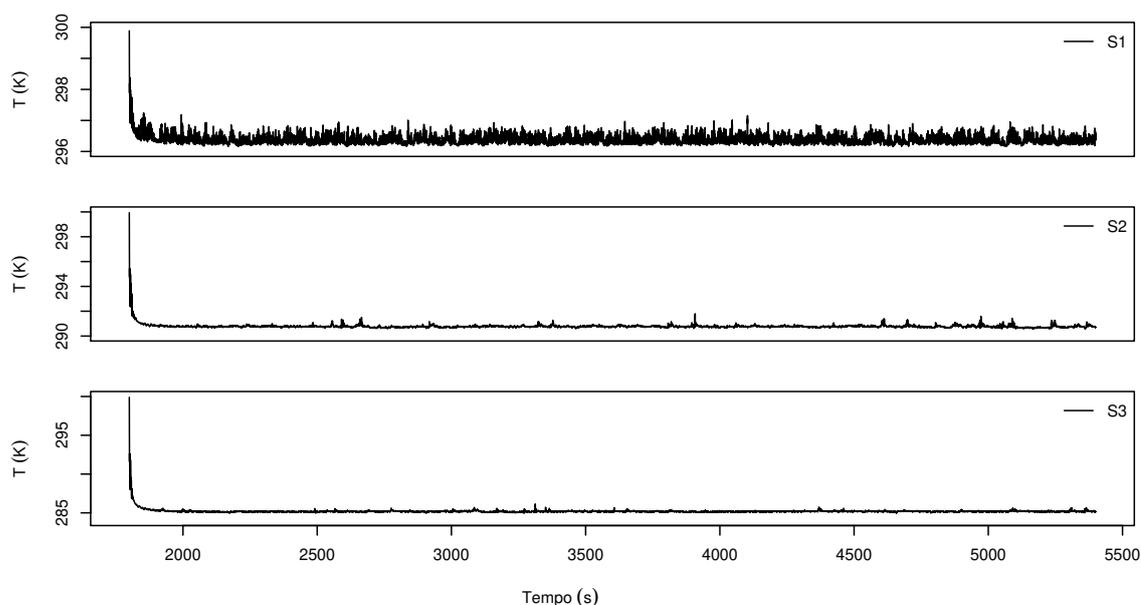
Fonte: O autor.

É possível observar que independente do gradiente de temperatura analisado, a estratificação é mais acentuada na menor velocidade adotada (S1, S2 e S3). Isso ocorre devido ao fato que nas menores velocidades, ocorre uma menor "mistura" de difusão de momento, calor e massa, independente do resfriamento adotado. Somente no caso S6 há

ocorrência de forte estratificação entre 3100 s e 3400 s, nos demais casos a turbulência é bem desenvolvida ao longo do escoamento. É importante salientar que as velocidades adotadas não são a componente na direção do escoamento, nem a velocidade média, pois elas flutuam em torno de zero.

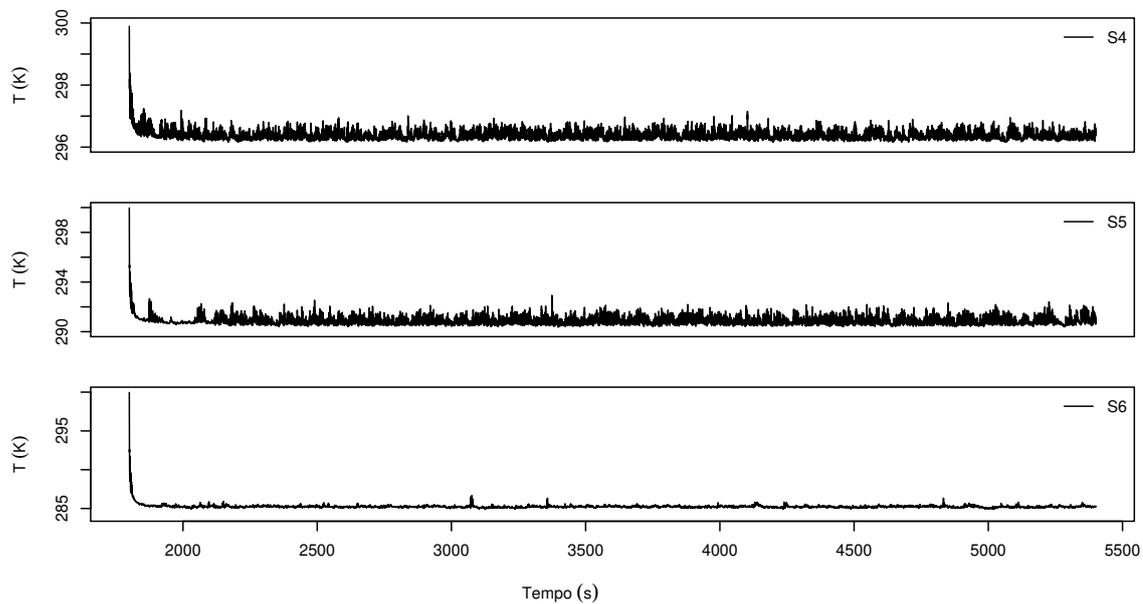
Já nas séries temporais de temperatura, mostradas nas Figuras 10,11 e 12, observa-se que em S2 e S3 ocorrem uma maior estratificação, assim como em S6. Já de S7 à S12, há um maior fluxo de calor nos eventos turbulentos. Isso se deve aos processos de difusão de calor e momento desencadeados durante os eventos de maior turbulência. Assim, fica evidente que após aplicação do gradiente térmico, o escoamento que antes era isotérmico, tornou-se termicamente estratificado. Após o período transiente a temperatura permaneceu constante, no nível adotado, próximo à placa inferior.

Figura 10 – Série temporal de temperatura para as simulações S1, S2 e S3 para o nível 0,02 m.



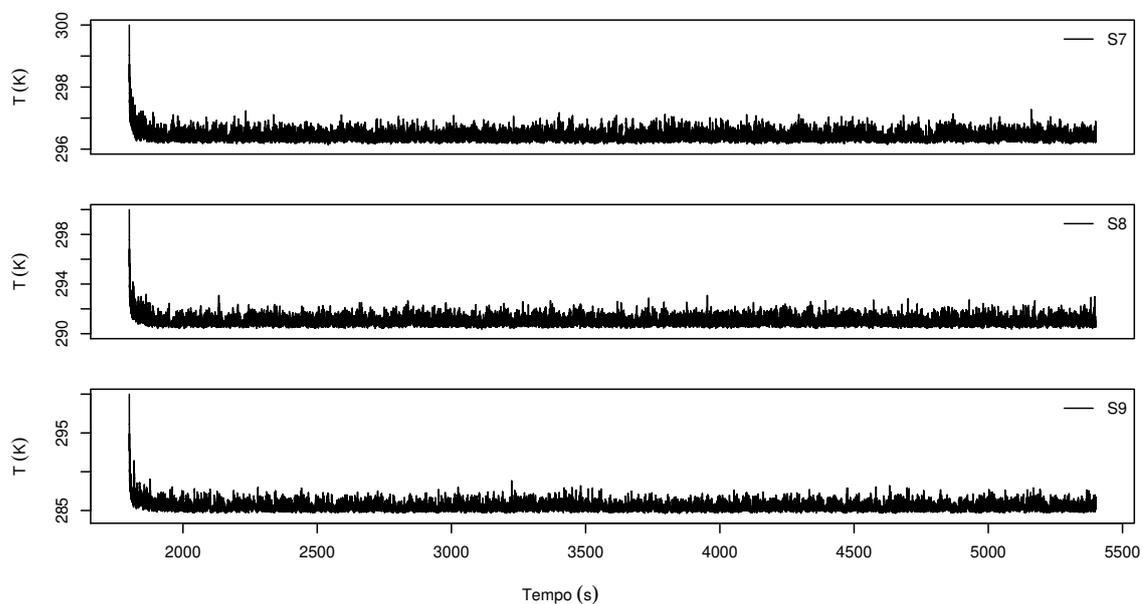
Fonte: O autor.

Figura 11 – Mesmo que a Figura 10, para S4, S5 e S6.



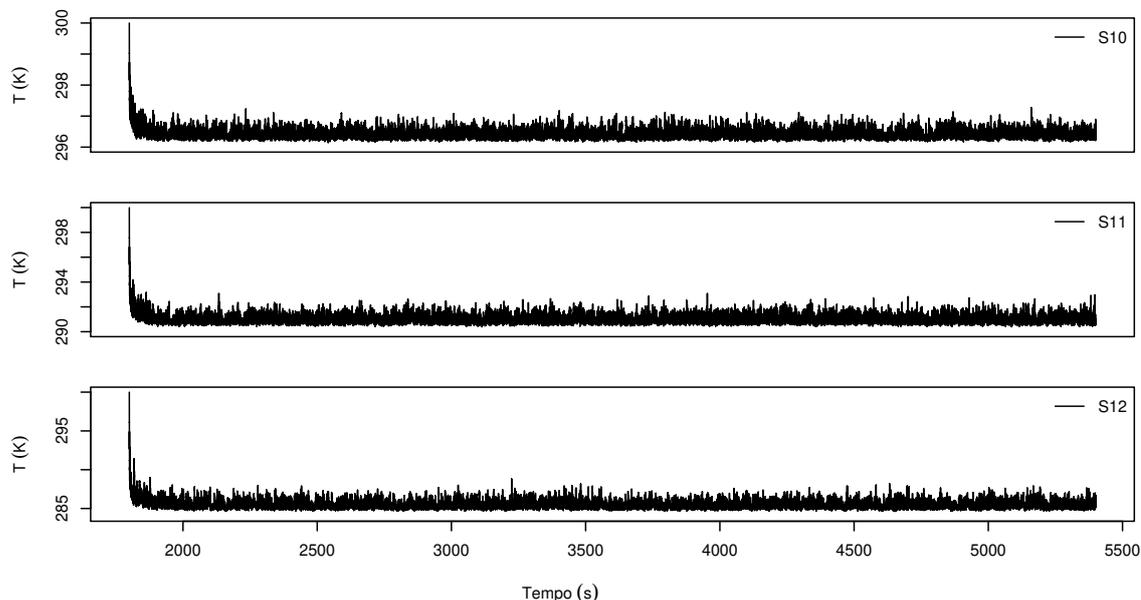
Fonte: O autor.

Figura 12 – Mesmo que a Figura 10, para S7, S8 e S9.



Fonte: O autor.

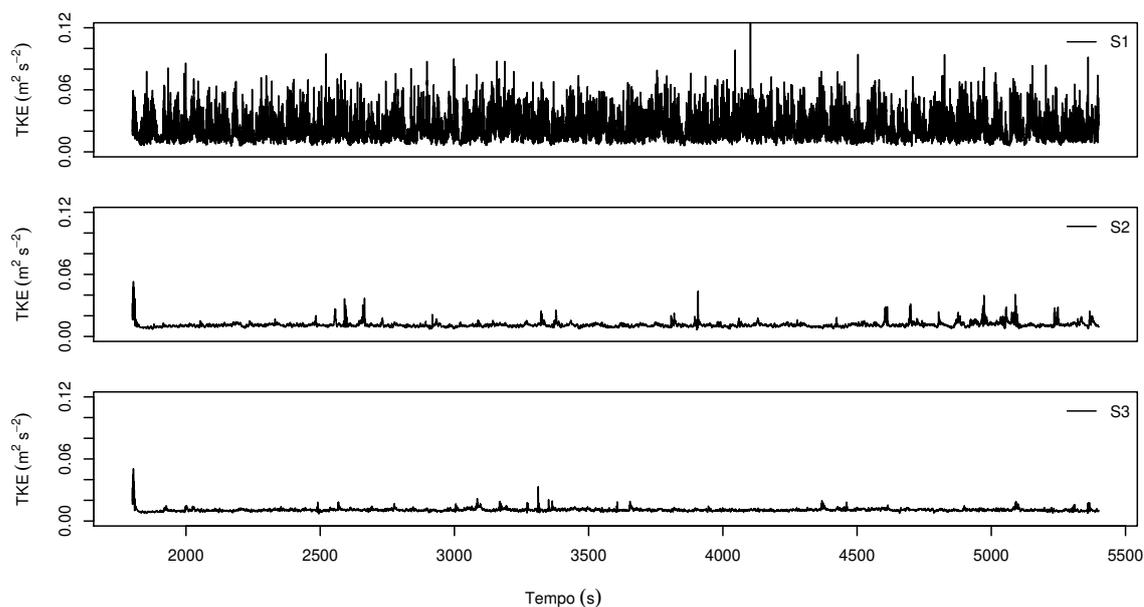
Figura 13 – Mesmo que a Figura 10, para S10, S11 e S12.



Fonte: O autor.

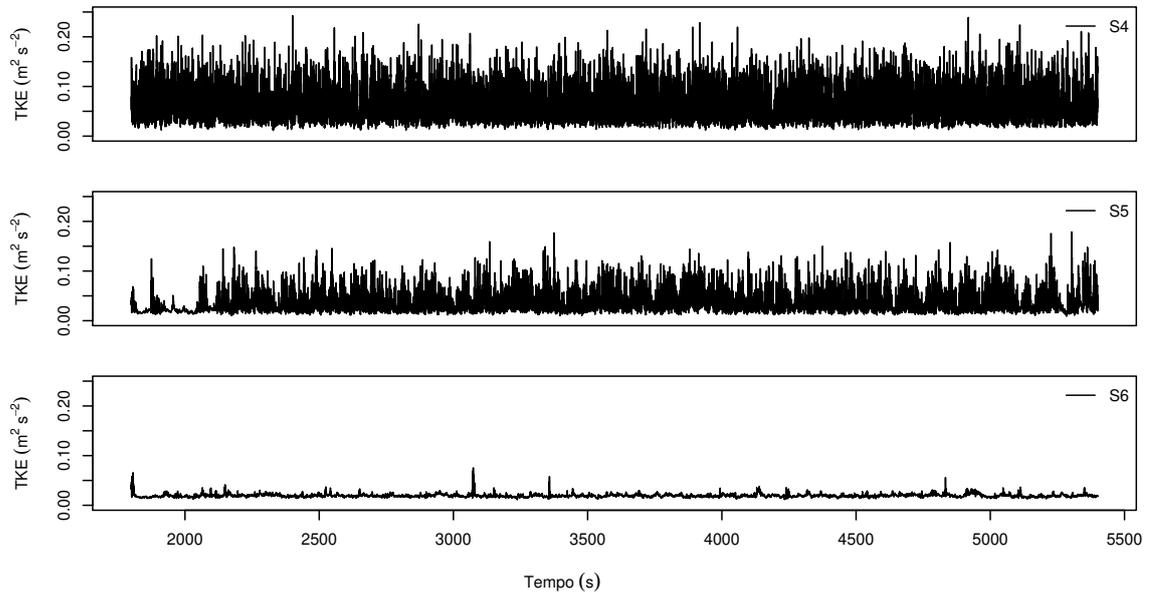
Em seguida foram analisadas as séries temporais para Energia Cinética Turbulenta (TKE) a fim de obter o comportamento da mesma ao longo do escoamento. A TKE é obtida através da soma dos quadrados das flutuações das componentes de velocidade divididas por dois, ou seja, se não houver flutuações de velocidade em relação a velocidade média, não haverá TKE (STULL, 1988).

Figura 14 – Série temporal da TKE para S1, S2 e S3 para o nível 0,02 m.



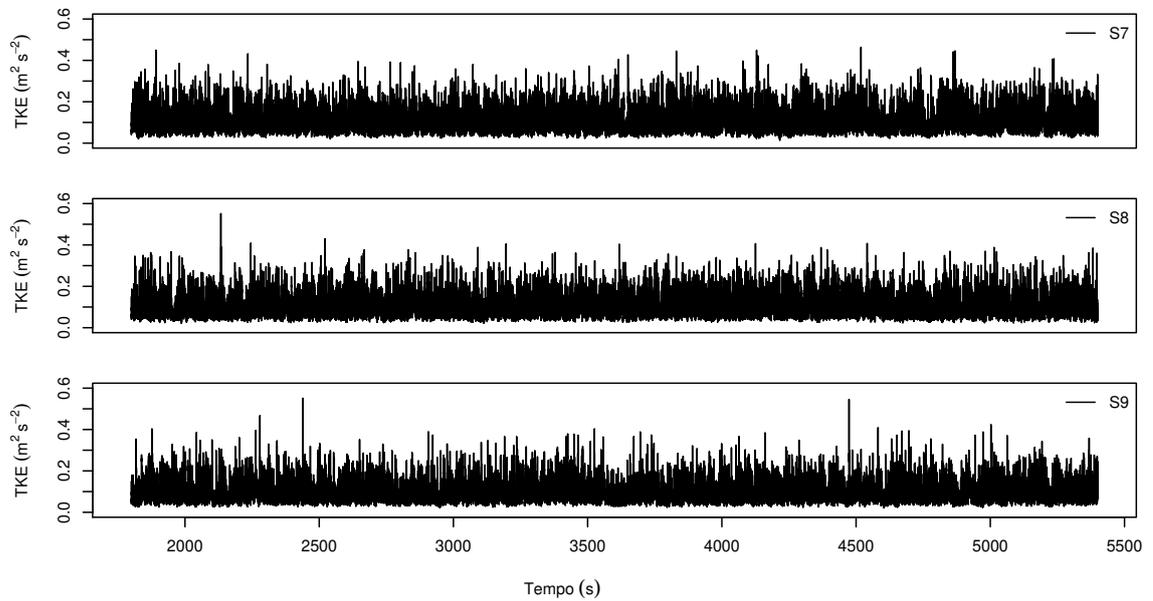
Fonte: O autor.

Figura 15 – Mesmo que a Figura 14, para S4, S5 e S6 para o nível 0,02 m.



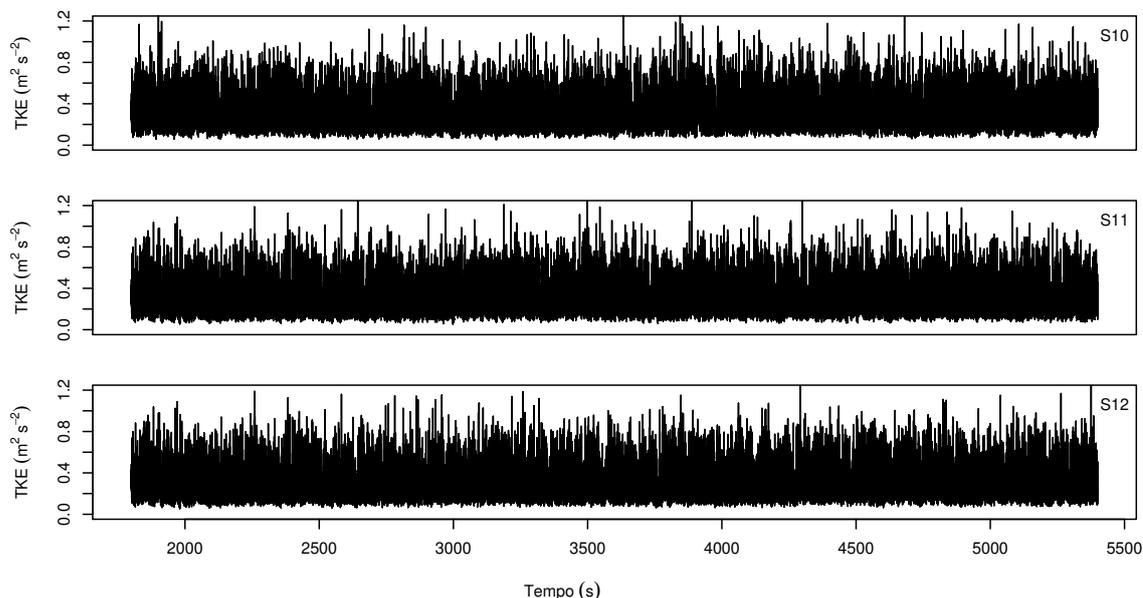
Fonte: O autor.

Figura 16 – Mesmo que a Figura 14, para S7, S8 e S9 para o nível 0,02 m.



Fonte: O autor.

Figura 17 – Mesmo que a Figura 14, para S10, S11 e S12 para o nível 0,02 m.



Fonte: O autor.

Analisando-se as séries temporais de TKE, nota-se que as simulações S1, S4 e S7 que possuem o menor gradiente de temperatura, são elevados em todas velocidades, diminuindo sua intensidade em S2 e S3 e também em S6. Ademais quando há aumento de velocidade, os gradientes de temperatura não influenciam tanto no escoamento. É importante salientar que a ocorrência dos eventos intermitentes dá-se de forma não periódica, com duração e intensidade imprevisíveis, tais como se observa na natureza.

4.2 Análise dos perfis verticais médios

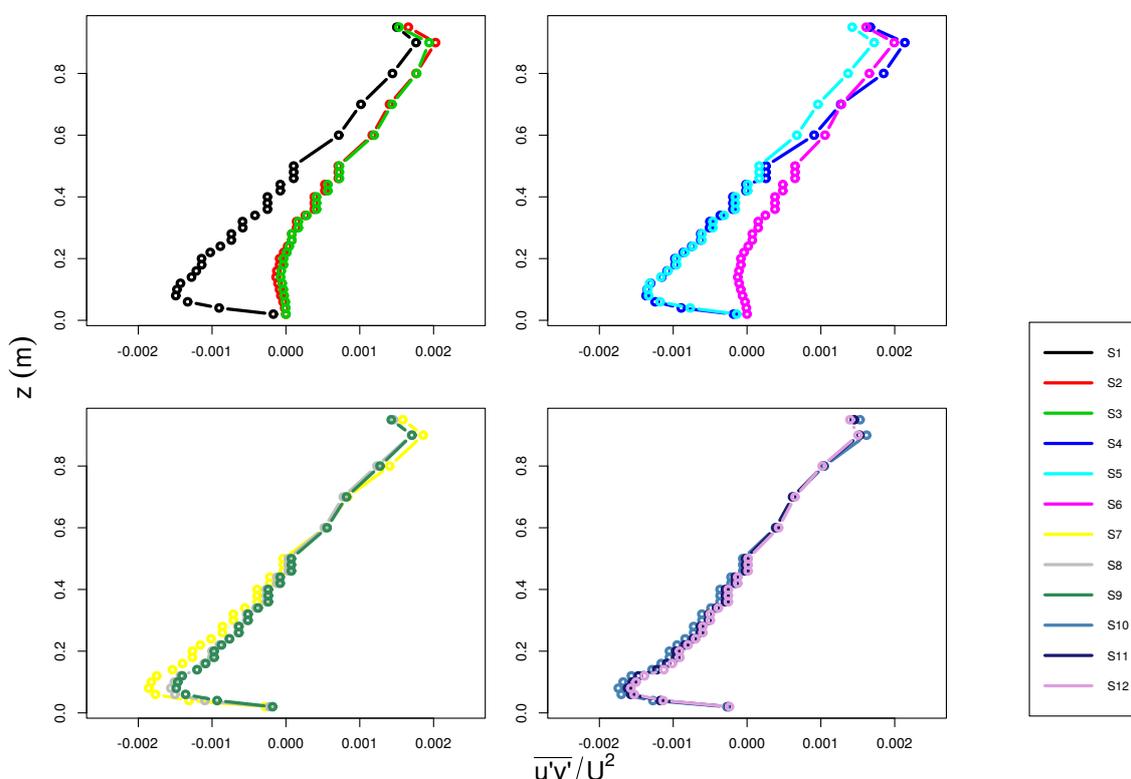
A validação dos resultados obtidos é feita qualitativamente através da análise dos perfis das variáveis que controlam o escoamento. Os perfis médios de velocidade, temperatura e TKE foram obtidos através da média dos valores do campo para a última hora de simulação. A Figura 18, mostra os perfis médios de fluxo de momento, que é dado pela média das flutuações da velocidade entre u e v que resultam na relação de covariância $\overline{u'v'}/U^2$ entre as mesmas. Fisicamente significa que a covariância pode ter sinais positivos ou negativos, dependendo do intervalo em que as variáveis são analisadas, como ocorre na inversão térmica (diária e noturna) que ocorre na superfície terrestre. Nela é possível observar que a camada limite forma-se devido a condição de não escorregamento e que na região por volta de 0,5 m (centro do domínio), ela torna-se positiva.

À medida que a altura aumenta, os gradientes não possuem mais diferença (por volta de 0,9 m), voltando a ficarem com valores menores, devido a presença da parede superior. Como no limite superior do domínio foi adotado condição de não escorregamento,

a velocidade média do escoamento é reduzida gradativamente à medida que z aumenta. Esse resultado mostra a necessidade de aumentar o domínio para análises futuras, pois é possível observar que mesmo no ponto, a parede superior têm influência no perfil de velocidade.

Em relação a covariância normalizada, nota-se que para S1, S2 e S3 a diferença entre os mesmos é notória, observa-se que o valor máximo da curva acontece para S1. Também se observa que sua covariância está por volta de $-0,0016$ enquanto que para S2 e S3 os valores estão praticamente juntos em $-0,001$. Já S5 aproxima-se de S4, afastando-se somente após $0,6$ m, valores da curva máxima acontecem nos valores $-0,013$ para ambos os casos, enquanto que S6 o valor é de $-0,002$. Para S7, S8 e S9, nota-se que os valores dos perfis aproximam-se e S7 aponta a maior covariância de $-0,002$. Valores próximos são encontrados para S8 ($-0,0018$) e S9 ($-0,0016$). Por fim, para S10, S11 e S12 observa-se que não há diferença entre os gradientes de temperatura, porém os maiores valores de perfis médios de fluxo de momento, S10 ($-0,0023$), S11 ($-0,0021$) e S12 ($-0,002$).

Figura 18 – Perfil médio de fluxo de momento na direção a jusante do escoamento para velocidade com cada caso mostrado na legenda do canto inferior direito.

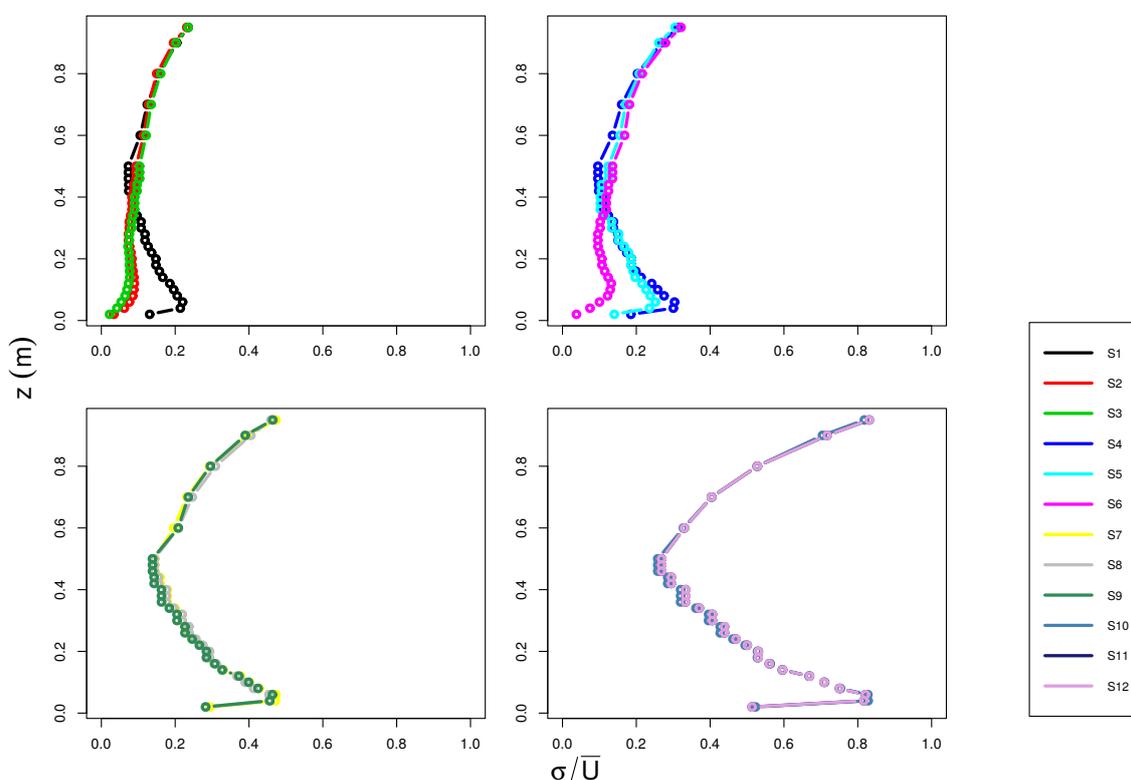


Fonte: O autor.

Afim de quantificar-se a turbulência fez-se o uso da decomposição de Reynolds no campo de velocidade para obter as componentes do tensor de Reynolds, convencio-

nalmente chamado de τ_{ij} em notação tensorial. Assim os fluxos turbulentos $\overline{u'_i u'_j}$ foram obtidos aplicando-se a covariância entre as variáveis de interesse, no caso os fluxos turbulentos verticais por unidade de massa. Assim, avaliando a intensidade da turbulência à jusante ($I = \sigma/U$) (Figura 19), nota-se que de S1 à S6 o encontro entre eles ocorre por volta de 0,4 m, menos que o centro do domínio (0,5 m) como ocorre de S7 à S12. Assim, observa-se que S1 está mais afastado de zero, conforme o resfriamento aumenta (S2 e S3) os valores da intensidade turbulenta ficam mais próximos de zero. Já de S4 à S6 os valores estão bem distintos, somente encontrando-se próximo ao centro do domínio. Por fim de S7 à S12, não há diferença entre eles, porém o maior valor de I ocorre em 0,45 para os casos S7 à S9 e 0,82 para S10 à S12.

Figura 19 – Perfil médio de intensidade turbulenta na direção a jusante do escoamento para velocidade com cada caso indicado na legenda do canto inferior direito.

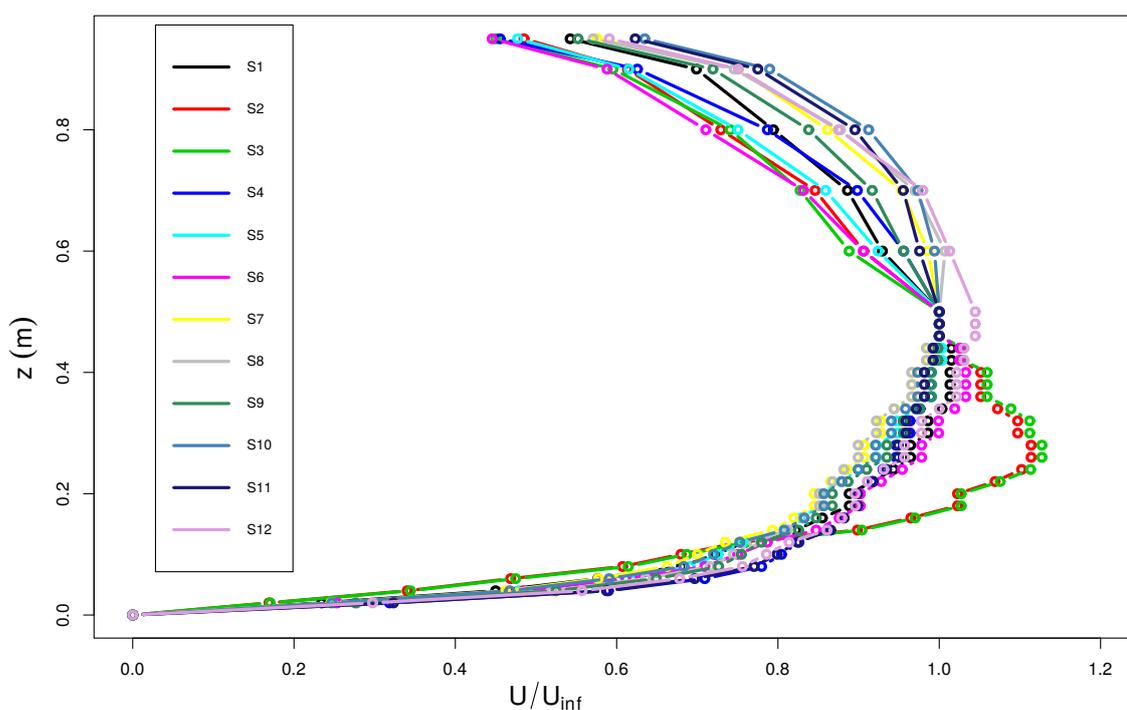


Fonte: O autor.

A Figura 20, mostra os perfis médios da velocidade à jusante do escoamento (componente u). Nela é possível observar que em S2 e S3, a velocidade do escoamento aumenta, sendo esse aumento caracterizado pela formação de um jato entre as alturas de 0,1 m e 0,35 m. Para S4 à S6, a formação do jato também é observada, entretanto, a diferença entre os gradientes não é tão discrepante na formação dos jatos. À medida que a velocidade média do escoamento aumenta o jato deixa de ser tão intenso (S7 à S9) até

que para velocidades mais elevadas o jato desaparece completamente (S10 à S12).

Figura 20 – Perfis médios de velocidade, à jusante do escoamento, para diferentes casos, indicados na legenda do canto inferior esquerdo, através da temperatura da superfície inferior do canal.

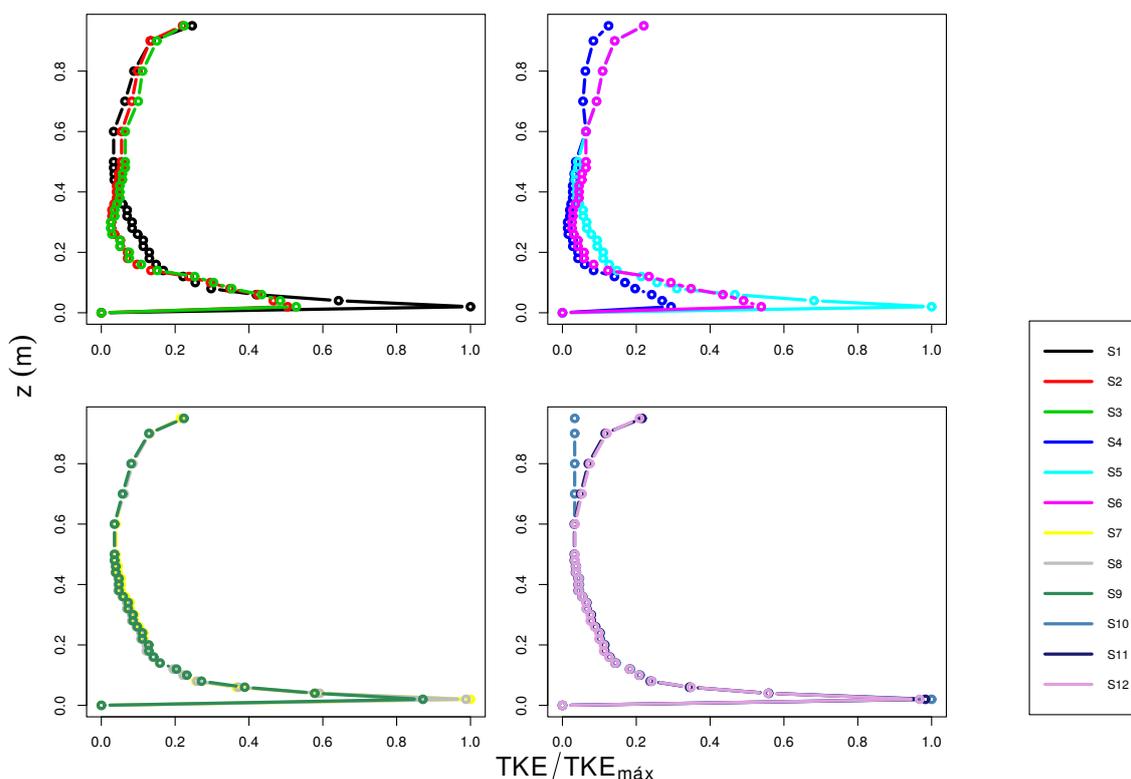


Fonte: O autor.

A formação do jato ocorre devido ao desacoplamento energético dos níveis verticais do escoamento, de forma similar ao que ocorre na camada limite estável noturna (Banta et al. (2007)). Devido ao aumento da estratificação estável, a turbulência no escoamento é reduzida pelos empuxos. Dessa forma, a altura da camada limite, bem como, a intensidade da TKE nessa camada são reduzidas, como pode ser observado na Fig. 21. Além disso, ela mostra os perfis verticais de energia cinética turbulenta para cada caso. De S1 à S3, a camada limite turbulenta no canal é mais rasa, logo, a diferença nos perfis de TKE são restritas somente à superfície. Conforme a velocidade do escoamento aumenta, a turbulência alcança níveis mais elevados do domínio, e a diferença entre os perfis médios, devido aos diferentes gradientes de temperatura da TKE torna-se mais clara (S4 à S9). Entretanto, quando a velocidade do escoamento é intensa (S10 à S12), os gradientes de temperatura não influenciam nos perfis de TKE, assim como ocorre nos perfis de velocidade. Resultados semelhantes para os perfis turbulentos foram encontrados em experimentos em túnel de vento por Ohya, Neff e Meroney (1997) e Ohya (2001) e em dados atmosféricos por

Banta et al. (2007).

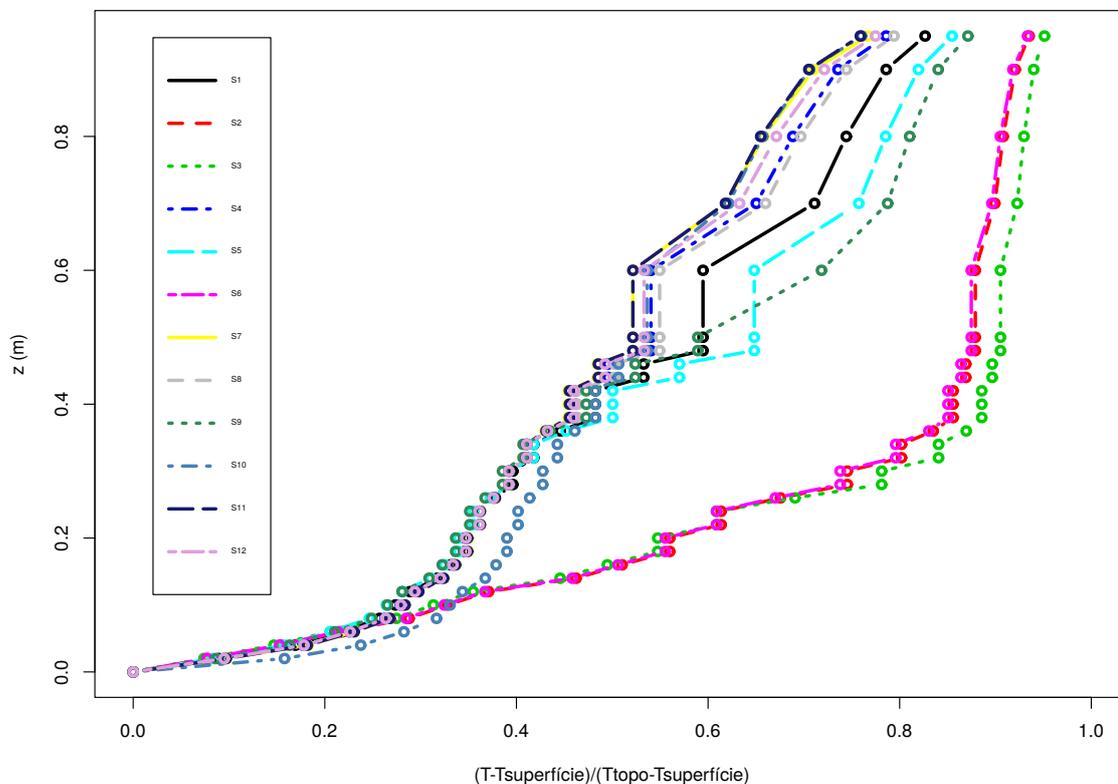
Figura 21 – Perfis médios de TKE para diferentes gradientes de temperatura prescritos ao escoamento, indicados na legenda do canto inferior direito, através da temperatura da superfície inferior do canal.



Fonte: O autor.

A estrutura vertical da camada limite pode ser observada através dos perfis verticais de temperatura (Figura 22). É possível observar que os casos de S1 à S6, estão praticamente juntos até 0,1 m, afastando-se após esse intervalo. Isso ocorre devido aos gradientes de temperatura que são mais intensos próximo à superfície inferior em condições de vento fraco. À medida que a velocidade aumenta a altura da camada de mistura também aumenta, e o ar frio próximo à placa inferior é transportado para níveis mais elevados do domínio vertical. Assim, S2 e S3 estão mais afastados de S1, voltando a aproximar-se próximo a 0,45 m. Por outro lado, S4 e S5 estão mais afastados de S6, conforme a velocidade aumenta, por volta de 0,4 m, os três casos, voltam a encontrar-se próximo ao limite superior do domínio. Já de S7 à S9, a distinção entre os perfis só é notória após 0,45 m, e de S10 à S12, a diferença entre os perfis é praticamente nula.

Figura 22 – Perfis médios de temperatura, indicados na legenda do canto inferior esquerdo, através da temperatura da superfície inferior do canal.



Fonte: O autor.

A estrutura da turbulência do escoamento é diretamente afetada pela presença dos gradientes de temperatura entre os limites do domínio. Nelas, a influência dos gradientes de temperatura é restrita somente às camadas mais próximas da superfície inferior. Essa característica deve-se a intensidade do forçante mecânico que se sobrepõem ao forçante térmico que atua na destruição da turbulência. A velocidade máxima geralmente ocorre por volta de 0,45 m (centro do domínio) devido a não haver influências da superfície inferior e superior do domínio, se observarmos um perfil turbulento, no centro do domínio a velocidade é sempre máxima.

4.3 Análise espectral da turbulência

A análise espectral da turbulência é uma ferramenta importante na determinação de parâmetros turbulentos em diferentes tipos de camada limite. A partir dos espectros de velocidade podem-se determinar grandezas como a sua variância, as frequências associadas aos máximos espectrais e, também estimar as escalas e os comprimentos característicos

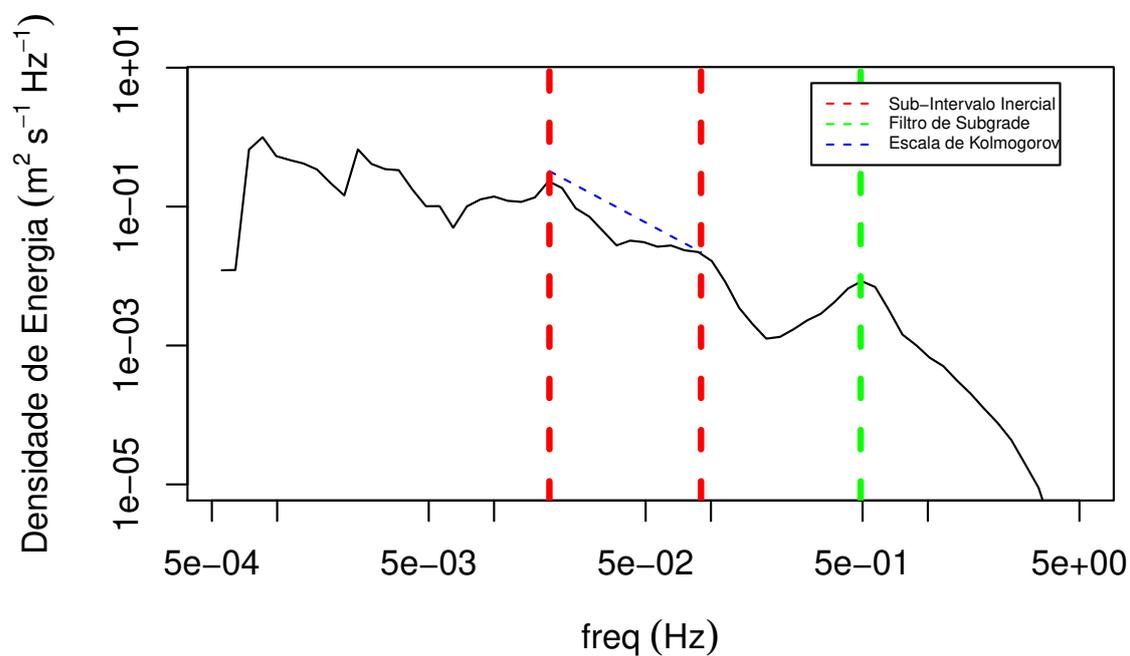
que descrevem as estruturas turbulentas em diferentes tipos de escoamentos (DEGRAZIA et al., 2000; WITTEWER et al., 2016). Geralmente, o espectro de energia do escoamento turbulento é calculado através da transformada de Fourier. Entretanto, essa transformada é uma transformada contínua, que pode ter erro de estimativas quando aplicada em séries com alto grau de não linearidade e não estacionárias. Nesse sentido, a transformada de Hilbert-Huang é uma alternativa na determinação do espectro de energia (MARTINS et al., 2018).

A transformada de Hilbert-Huang consiste em decompor a série temporal em um conjunto de funções de modo intrínseco, ou seja, essas funções são caracterizadas por apresentarem um número de máximos e mínimos locais iguais ao número de vezes que a função cruza o zero, ou diferente de uma unidade ou em qualquer instante de tempo em que a média local do envelope formado pela interpolação dos extremos entre os máximos e mínimos é igual a zero (MARTINS et al., 2018).

O espectro de energia obtido através da aplicação da HHT (do inglês, "*Hilbert Huang Transform*") na velocidade à jusante do escoamento no nível 0,02 m está apresentado nas Figuras 23 (S2) e 24 (S12), o caso mais intermitente e o caso mais turbulento, respectivamente. O espectro de energia (Figuras 23 e 24) está dividido em diferentes intervalos: o sub-intervalo inercial, que obedece a lei de Kolmogorov (onde o espectro segue a lei de escala $5/3$, linha pontilhada azul) está indicado pelas linhas verticais vermelhas. Após o sub-intervalo inercial, a energia aumenta nas altas frequências, sendo que esse pico está associado ao filtro de sub-grade utilizado pelo modelo LES.

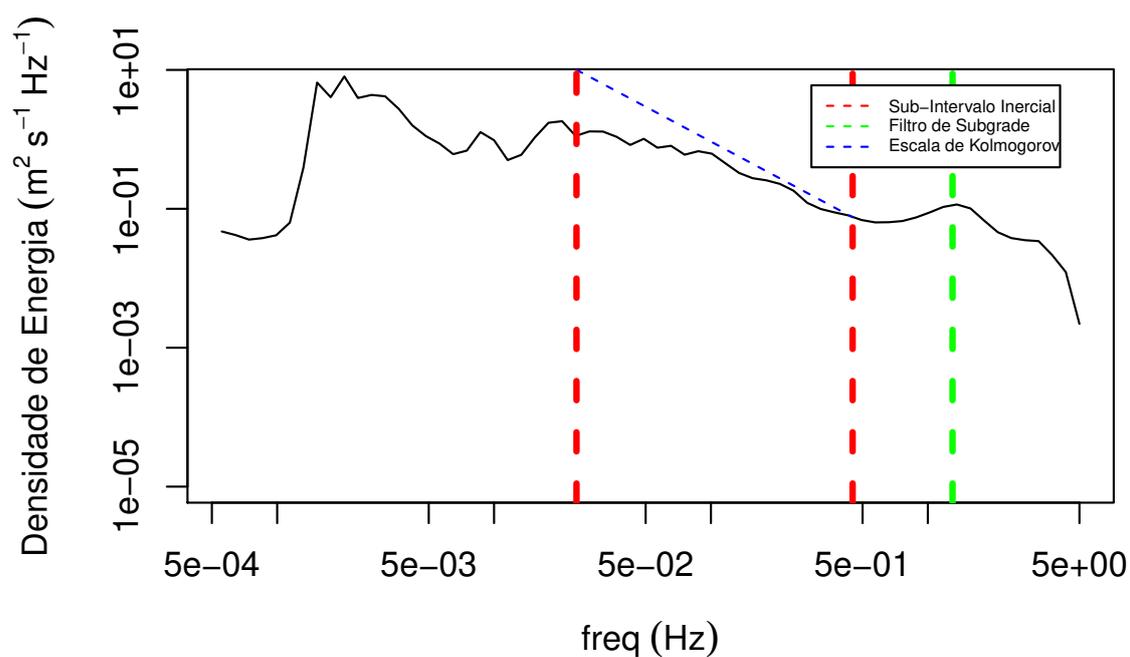
Na Figura 23 é possível observar que o sub-intervalo inercial está confinado à uma faixa de frequências menor que na Figura 24. Isso se deve a fraca intensidade da turbulência. Além disso, é possível observar que, mesmo no sub-intervalo inercial, a energia dos turbilhões diminui, formando uma "barriga", a qual está associada a presença de intermitência. Nos casos onde não há presença de intermitência não é observada a redução da energia no sub-intervalo inercial a que melhor obedece a escala de Kolmogorov, a linha tangente possui uma menor inclinação que a Figura 24, isso ocorre devido a ela possuir mais intermitência ao longo do escoamento, a "barriga" para baixo no sub-intervalo inercial foi causada pelos efeitos da intermitência ao longo do escoamento. Diferentemente da Figura 24, que possui turbulência mais bem desenvolvida e em consequência a inclinação da linha de Kolmogorov torna-se mais acentuada. Nos dois casos analisados é possível observar que ambos obedecem a escala do filtro de subgrade.

Figura 23 – Espectro de Hilbert-Huang para o nível de 0,02 m para S2, em vermelho, representa o sub-intervalo inercial, em verde o filtro de sub-grade e em azul é a escala de Kolmogorov ($5/3$).



Fonte: O autor.

Figura 24 – Mesmo que a Figura 23 para S12.

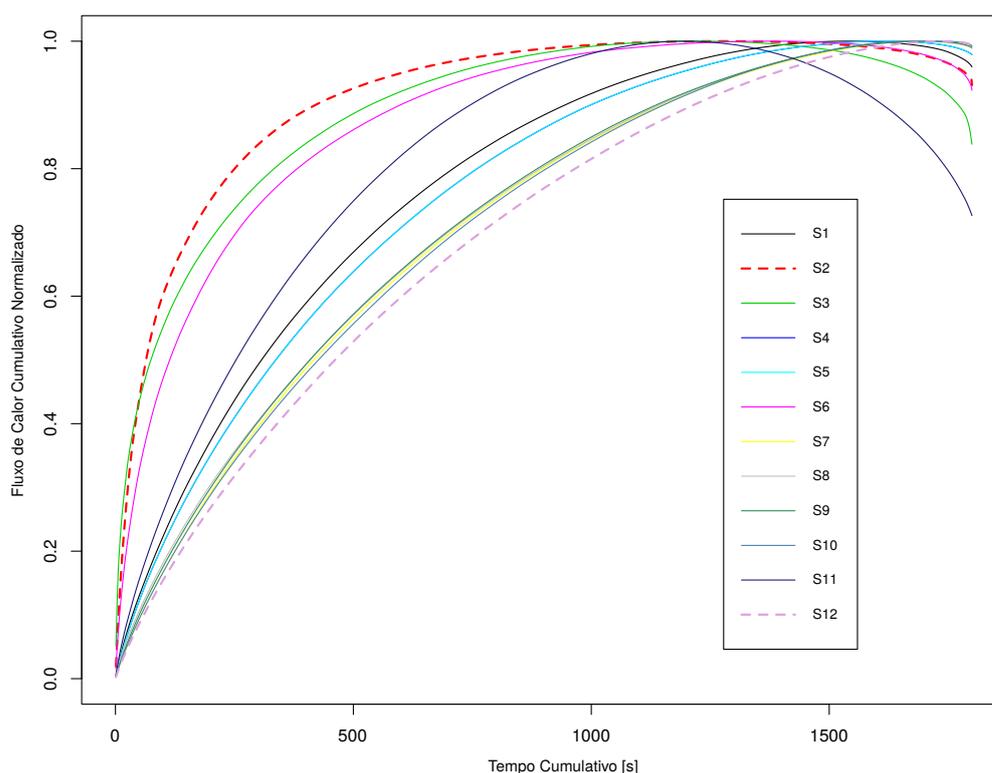


Fonte: O autor.

4.4 Efeitos da Estratificação

As séries temporais apresentadas na seção 4.1 mostram que algumas simulações apresentam eventos similares à presença de intermitência global. A Figura 25, mostra a relação entre o Fluxo de Calor Cumulativo Normalizado x Tempo Cumulativo, através dela é possível verificar o Fator de Intermitência de cada velocidade e gradiente de temperatura adotado (COULTER; DORAN, 2002). O rápido aumento do fluxo normalizado indica a presença de intermitência no escoamento, devido ao fato que são necessários poucos eventos para que o fluxo total do período seja alcançado. A simulação S2 (linha vermelha) é o caso que demora menos tempo para o fluxo cumulativo alcançar o seu máximo, indicando que S2 é o caso mais intermitente. Por outro lado S12 (linha rosa), é o caso mais turbulento, pois a distribuição temporal do fluxo cumulativo é quase homogênea.

Figura 25 – Fator de Intermitência - Relação entre o Fluxo de Calor Cumulativo Normalizado e Tempo Cumulativo. Coulter e Doran (2002).



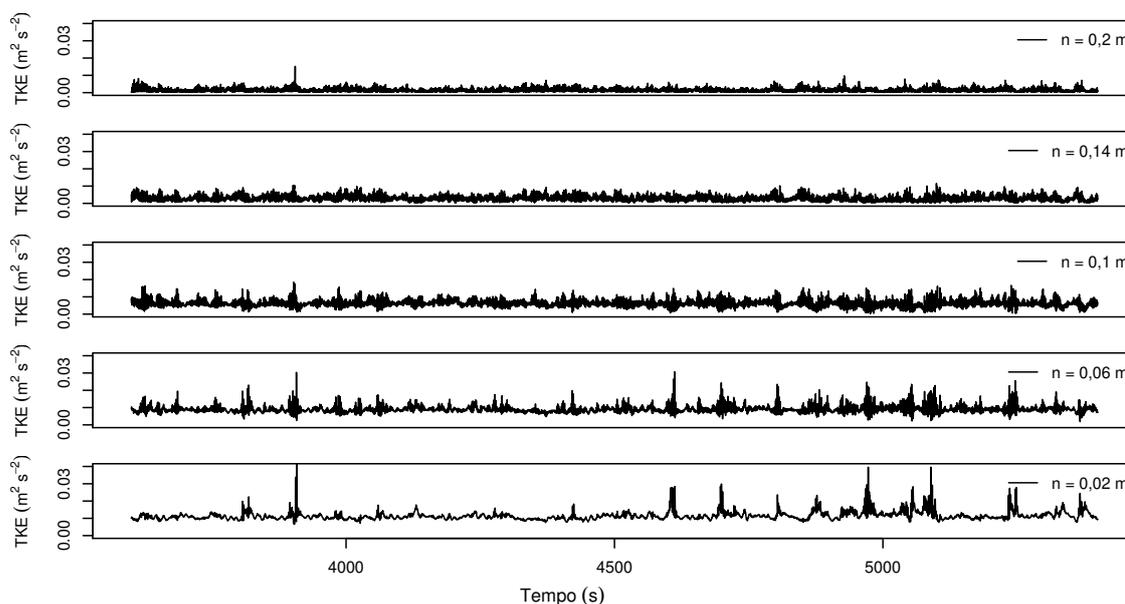
Fonte: O autor.

O resultado da Figura 25, é confirmado a partir da análise das séries temporais de TKE para S2. As Figuras 26, 27 e 28 mostram a última hora simulada no escoamento nos níveis verticais indicados na legenda. Nota-se que após a aplicação do gradiente de temperatura entre as fronteiras ouve uma drástica diminuição das escalas de turbulência, apresentando pequenas explosões de turbulência (*burts*). É importante destacar que sua

ocorrência é devido à transição causada pela estratificação estável, e isso já foi evidenciado em diversos experimentos em túnel de vento e simulações numéricas (OHYA, 2001; OHYA; NAKAMURA; UCHIDA, 2008; ZHOU, 2011; RORAI; MININNI; POUQUET, 2014, entre outros).

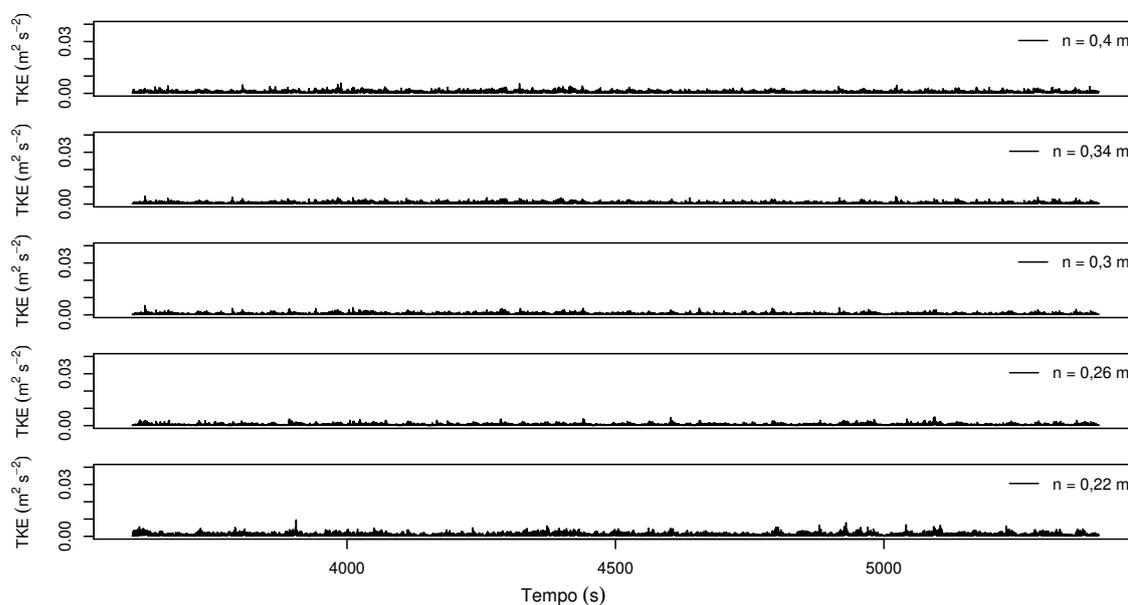
A Figura 26 mostra que os eventos intermitentes estão presentes nos níveis mais próximos da superfície, os quais são diretamente afetados pela forte estratificação. Nos níveis intermediários a turbulência é reduzida, todavia não há a presença de intermitência (Figura 27). À medida que o escoamento aproxima-se do domínio superior a turbulência aumenta, todavia não há a presença de intermitência sendo essa restrita somente à parte estratificada (Figura 28). Esse resultado indica que a ocorrência de intermitência está diretamente relacionada com a laminarização causada pela estratificação estável do escoamento. Ressaltando, que esse resultado é semelhante aos resultados obtidos por Ohya, Nakamura e Uchida (2008) em experimentos em túnel de vento e He e Basu (2015) utilizando DNS.

Figura 26 – Séries temporais de TKE para os níveis 0,02 m, 0,06 m, 0,1 m, 0,14 m e 0,2 m para S2.



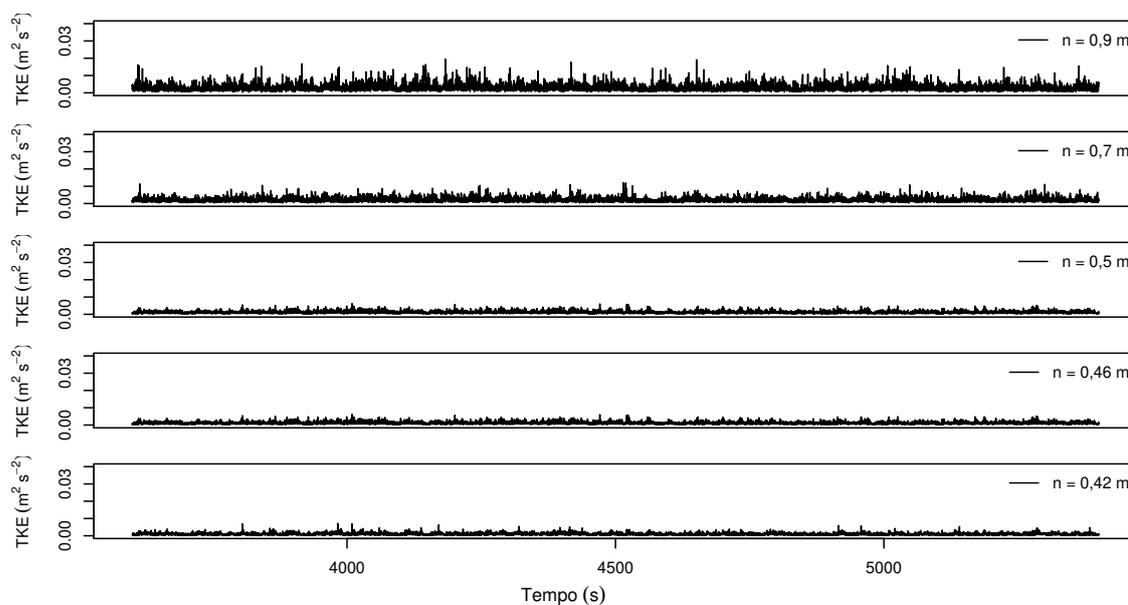
Fonte: O autor.

Figura 27 – Séries temporais de TKE para os níveis 0,22 m, 0,26 m, 0,3 m, 0,34 m e 0,4 m para S2.



Fonte: O autor.

Figura 28 – Séries temporais de TKE para os níveis 0,42 m, 0,46 m, 0,5 m, 0,7 m e 0,9 m para S2.



Fonte: O autor.

4.4.1 Estrutura vertical da intermitência global

A partir da confirmação da presença de intermitência global em diferentes níveis do escoamento, procurou-se identificar a origem desses eventos. Inicialmente, o surgimento dos eventos foi identificado através da utilização da transformada de Wavelet de Morlet (MORLET et al., 1982). Ela consiste em uma ferramenta eficiente em detectar distúrbios locais, não estacionariedades, singularidades localizadas e transientes do sinal analisado. As fases dos coeficientes wavelets indicam as variações apresentadas no sinal apenas nas regiões de maior energia. Assim, a fase relativa à wavelet, identifica melhor a região de descontinuidade do sinal (DOMINGUES et al., 2016).

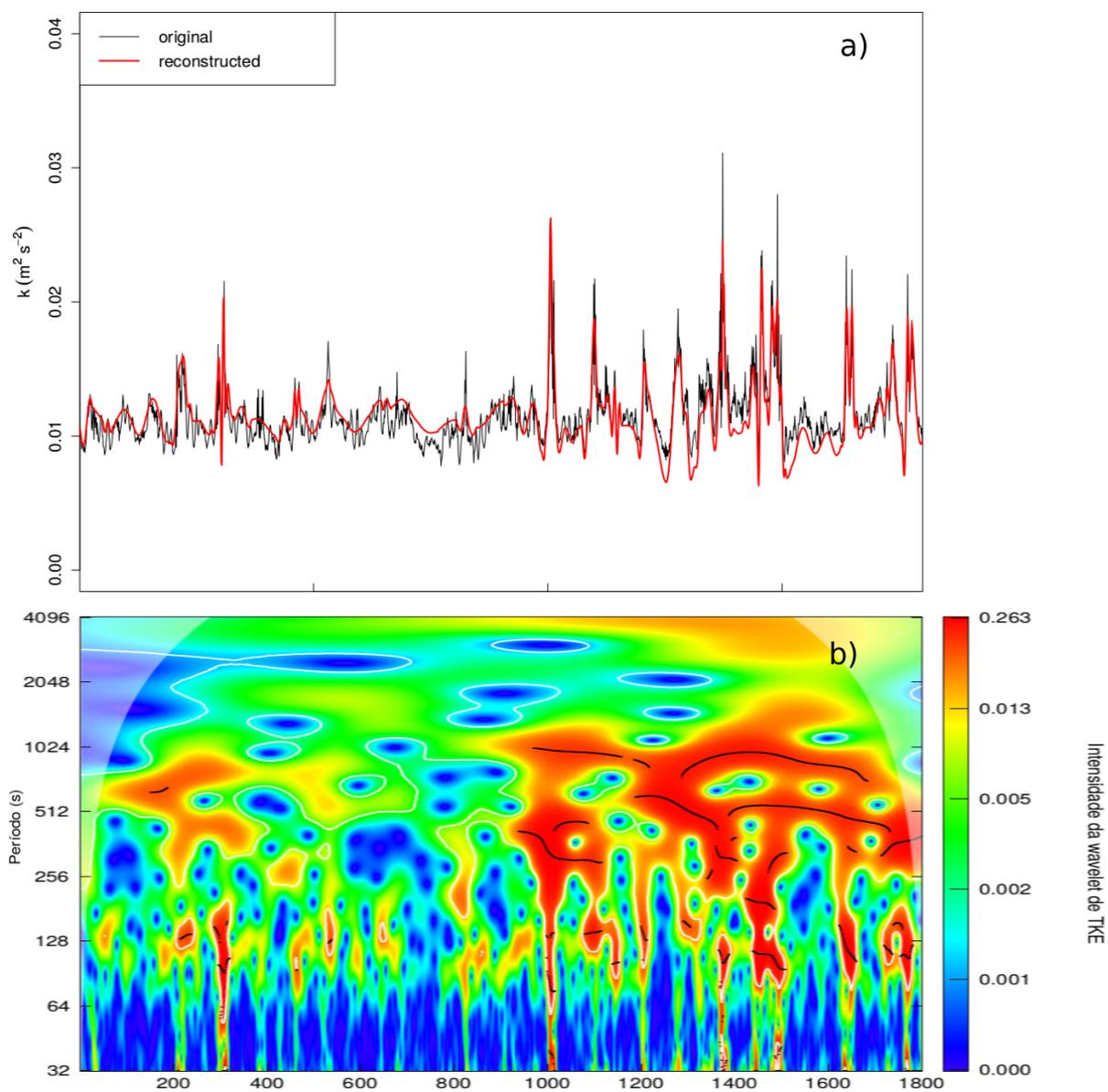
A transformada de Wavelet, permite analisar sinais não-estacionários localizando singularidades e transientes, tais como os eventos intermitentes, nas séries temporais. Nesse contexto, realizou-se a análise das estruturas das frequências para a série temporal de TKE para os níveis 0,02 m, 0,04 m, 0,06 m e 0,08 m para S2 (caso mais intermitente).

As Figuras 29, 30, 31 e 32 apresentam duas seções (superior (a) em inferior (b)). As seções superiores (a) apresentam a série temporal original (linha preta) e a série temporal reconstruída pela transformada (linha vermelha). Já nas inferiores (b) é possível ver os escalogramas em wavelets que são a representação das amplitudes ou das energias associadas aos coeficientes wavelets simultaneamente em escala e no tempo (DOMINGUES et al., 2016). Assim, as regiões em vermelho representam os períodos de maior energia e as regiões em azul são os períodos de menor energia. Para todas figuras, foram analisadas a última meia hora do experimento. Vale ressaltar que o valor 0 é igual a 3600 s e os valores 1800 s são iguais a 5400 s.

Observa-se que na Figura 29 (a), as maiores intensidades estão em 300 s, 1000 s, 1400 s, 1500 s, e com menos intensidade em 1600 s e 1750 s. Já para as figuras 30 (a), 31 (a) e 32 (a), observa-se que a maior intensidade está em 1000 s. Nota-se que a linha vermelha tem um ótimo ajuste aos dados, isso é uma clara indicação de que o número de mil simulações escolhido para a reconstrução da série temporal pela transformada de wavelet foi adequado, garantindo que o espectro da transformada irá de fato representar corretamente o sinal de velocidade analisado. Através do escalograma de wavelet (figuras 29 (b), 30 (b), 31 (b) e 32 (b)), é possível observar que em 1000 s ocorrem as maiores intensidades de wavelet, representadas pela cor vermelha. Nota-se que esse evento é originado na superfície, ficando evidente até por volta de 0,1 m, existe a presença de *bursts*, conforme a altura aumenta, esse evento praticamente desaparece.

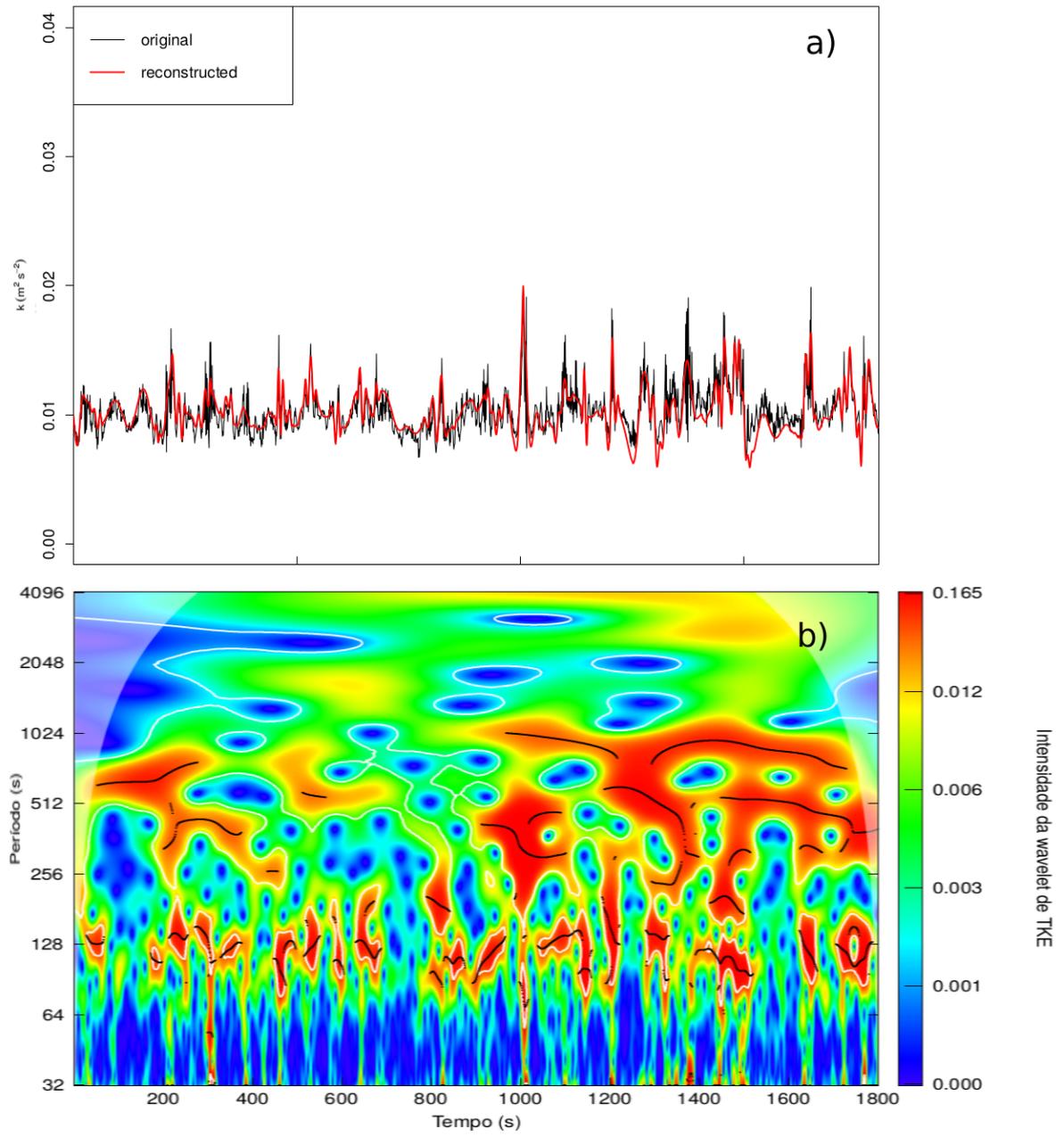
Esse resultado indica que os eventos são gerados junto a superfície, devido ao resfriamento da mesma e aos efeitos de estratificação e se propagam na vertical, até níveis onde a camada limite está conectada energeticamente com a superfície.

Figura 29 – Transformada de Wavelet Morlet para a série temporal de TKE no nível 0,02 m, para S2 (painel superior (a)) e Escalogramas em Wavelets para a série temporal de TKE no nível 0,02 m, para S2 (painel inferior (b)).



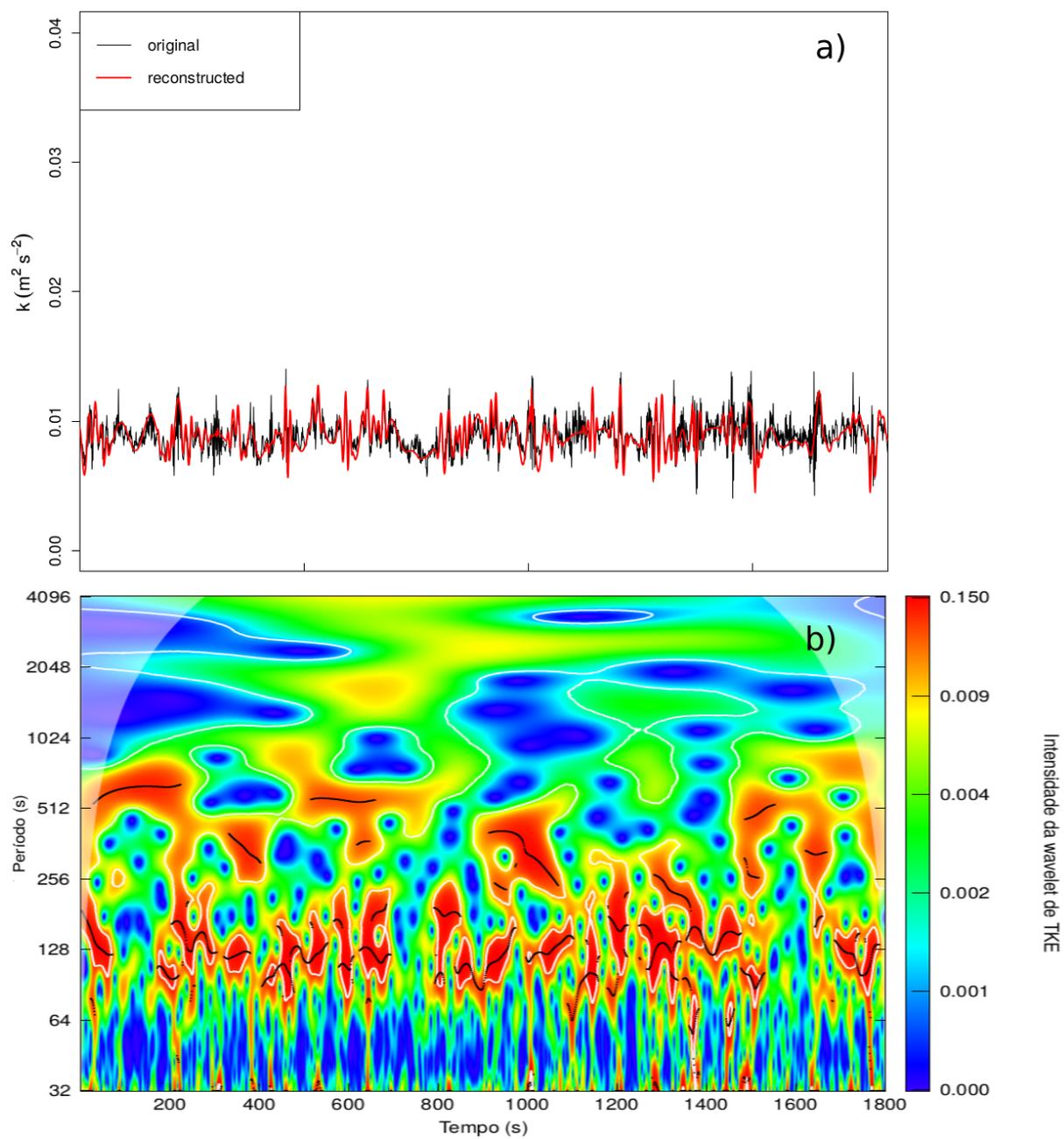
Fonte: O autor.

Figura 30 – Mesmo que a Figura 29 para 0,04 m.



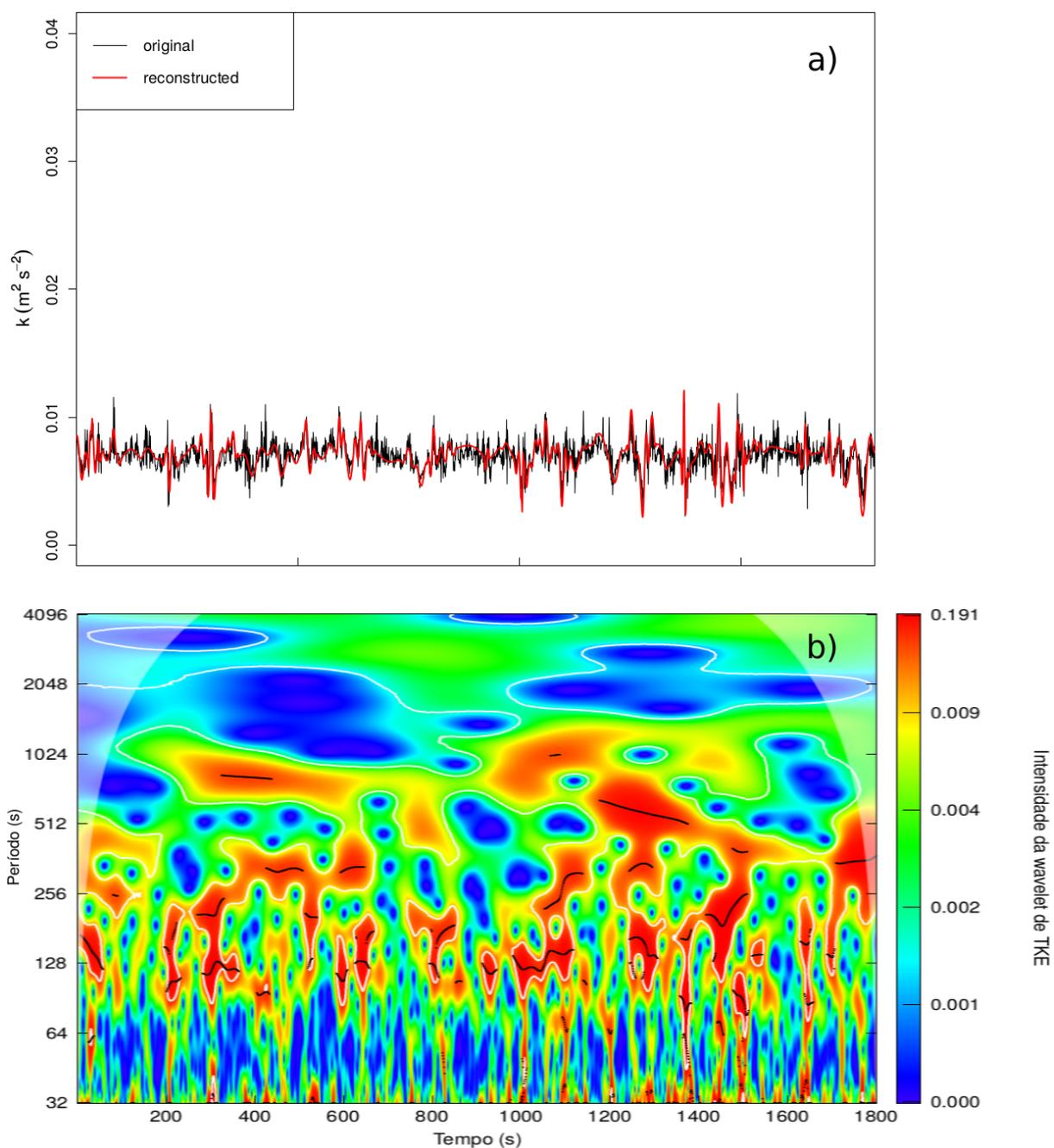
Fonte: O autor.

Figura 31 – Mesmo que a Figura 29 para 0,06 m.



Fonte: O autor.

Figura 32 – Mesmo que a Figura 29 para 0,08 m.

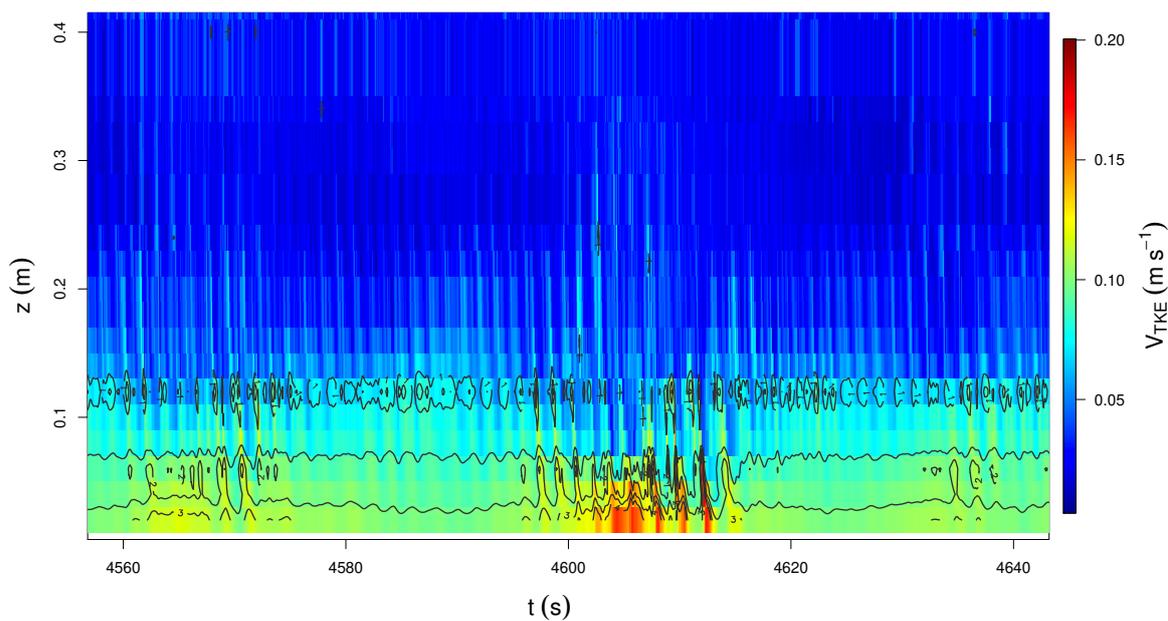


Fonte: O autor.

A estrutura vertical da turbulência, confirma o fato que os eventos intermitentes são gerados próximo à superfície resfriada. A Figura 33 mostra a evolução temporal e espacial de V_{TKE} . As isolinhas representam o cisalhamento local, calculado entre os níveis de análise. É possível observar que antes do surgimento do evento intermitente, que ocorre por volta de 4600 s de simulação (1000 s após o resfriamento), o cisalhamento aumenta junto à superfície fazendo com que a turbulência também aumente. Além disso, é possível observar também que abaixo do jato existe uma região, contínua no tempo, na qual o

cisalhamento é intenso. Entretanto, nessa região, não são gerados eventos de turbulência intermitente. A geração de turbulência intermitente está associada à intensificação local do cisalhamento, assim como foi mostrado por Costa et al. (2011).

Figura 33 – Mapa de Eventos de S2 para a escala de velocidade da Energia Cinética Turbulenta para os níveis de 0,02 m à 0,5 m.



Fonte: O autor.

5 CONSIDERAÇÕES FINAIS

Os resultados apontam que quando o regime de escoamento é turbulento todos os níveis estão energeticamente acoplados pela turbulência. Isso faz com que os campos de velocidade e temperatura sejam mais homogêneos no centro do domínio devido a efeitos causados por uma camada limite turbulenta, que é mais espessa que a laminar, serem sentidos com uma intensidade muito maior na direção vertical. Por outro lado, no regime laminar o acoplamento não é encontrado e quando existe um gradiente de temperatura em alguma região do escoamento, o mesmo pode tornar-se termicamente estratificado.

Um dos objetivos desse trabalho foi a reprodução do fenômeno da intermitência que ocorre na CLE em um modelo de geometria similar a um túnel de vento, excluindo a complexidade existente no fenômeno real como o relevo, fluxos de calor complexos proveniente dos diferentes tipos de cobertura do solo entre outros. Isso mostra que o escoamento parte de um estado com fraca turbulência para um estado em que as escalas de turbulência chegam, em alguns momentos, a superar as escalas que ocorrem antes de inserção do gradiente de temperatura.

Também observou-se que à medida que a velocidade do vento aumenta, a turbulência do vento aumenta, alcançando níveis mais elevados transportando o ar quente dos níveis mais altos até próximo à superfície, fazendo com que a camada de ar junto ao solo fique mais quente, nesse sentido o acoplamento atmosférico ficou evidente ao longo dos resultados. Foi possível observar que a ocorrência dos eventos intermitentes nos resultados ocorreu de forma não periódica, com duração e intensidade imprevisíveis, tais como se observa na natureza.

A estrutura da turbulência do escoamento é diretamente afetada pela presença dos gradientes de temperatura entre os limites do domínio. Os perfis verticais mostram que para as velocidades de $1,5 \text{ ms}^{-1}$ e 2 ms^{-1} , os gradientes de temperatura menos intensos ($\Delta T_1 = 4 \text{ K}$ e $\Delta T_2 = 10 \text{ K}$) influenciam mais nas maiores velocidades (3 ms^{-1} e 5 ms^{-1}). Nelas, a influência dos gradientes de temperatura é restrita somente às camadas mais próximas da superfície inferior. Essa característica deve-se a intensidade do forçante mecânico que se sobrepõem ao forçante térmico que atua na destruição da turbulência. A velocidade máxima geralmente ocorre no centro do domínio $0,5 \text{ m}$, devido a não haver influências da superfície inferior e superior do domínio, se observarmos um perfil turbulento, no centro do domínio a velocidade é sempre máxima.

Através do Fator de Intermitência foi possível verificar que nas menores velocidades demora menos tempo para ficar turbulento, pois está mais próximo do fluxo de calor cumulativo normalizado. Observou-se que quanto maior a velocidade e maior o gradiente adotado, menos intermitente é o escoamento, assim, as maiores velocidades estão mais afastado do fluxo de calor cumulativo normalizado. Técnicas como a transformada de Hilbert Huang e o uso da transformada de Wavelets mostraram serem técnicas eficazes para

determinar parâmetros turbulentos em diferentes tipos de camada limite e as estruturas turbulentas em diferentes tipos de escoamentos. É possível também verificar através dessas transformadas que os eventos de intermitência são originados na superfície, ficando evidente que até por volta de 0,1 m, existe a presença de *bursts*, conforme a altura aumenta, esse evento praticamente desaparece, devido aos efeitos de empuxo e da parede superior do domínio. Isso indica que os eventos são gerados junto a superfície, devido ao resfriamento da mesma e aos efeitos de estratificação.

Apesar da turbulência ser reduzida em todo o domínio, devido ao gradiente de temperatura, a intermitência global surge apenas na região que está diretamente submetida aos efeitos de empuxo. Além disso, os eventos ocorrem devido à intensificação local do cisalhamento próximo à superfície.

É importante destacar, que apesar das limitações implicadas pelo uso de simulações de grandes turbilhões no experimento numérico idealizado neste trabalho, os resultados aqui encontrados são coerentes com simulações numéricas diretas de experimentos simulares (ANSORGE; MELLADO, 2014; HE; BASU, 2015) e experimentos em túnel de vento (OHYA; NAKAMURA; UCHIDA, 2008).

Finalmente, os resultados apontam a possibilidade de ampliação das análises para outras áreas, como por exemplo: a análise dinâmica do sistema e também a exploração mais detalhada da transição laminar turbulenta. Como sugestões futuras, sugere-se a análise da influência da resolução da malha sobre os resultados, e também alterações no filtro de sub-grade do modelo para minimizar suas limitações e o refinamento da malha.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ACEVEDO, O. C.; COSTA, F. D.; DEGRAZIA, G. A. The coupling state of an idealized stable boundary layer. **Boundary-layer meteorology**, v. 145, n. 1, p. 211–228, 2012.
- ACEVEDO, O. C.; FITZJARRALD, D. R. In the core of the night-effects of intermittent mixing on a horizontally heterogeneous surface. **Boundary-layer meteorology**, v. 106, n. 1, p. 1–33, 2003.
- ACEVEDO, O. C. et al. Contrasting structures between the decoupled and coupled states of the stable boundary layer. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, Wiley Online Library, v. 142, n. 695, p. 693–702, 2016.
- ACEVEDO, O. C.; MORAES. Intermittency and the exchange of scalars in the nocturnal surface layer. **Boundary-layer meteorology**, Springer, v. 119, n. 1, p. 41–55, 2006.
- ANSORGE, C.; MELLADO, J. P. Global intermittency and collapsing turbulence in the stratified planetary boundary layer. **Boundary-layer meteorology**, v. 153, n. 1, p. 89–116, 2014.
- BALIGA, B.; PATANKAR, S. A control volume finite-element method for two-dimensional fluid flow and heat transfer. **Numerical Heat Transfer**, Taylor & Francis, v. 6, n. 3, p. 245–261, 1983.
- BALSLEY, B. et al. Up-gully flow in the great plains region: A mechanism for perturbing the nighttime lower atmosphere? **Geophysical research letters**, Wiley Online Library, v. 29, n. 19, 2002.
- BANTA, R. et al. Nocturnal low-level jet characteristics over Kansas during cases-99. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 105, n. 2, p. 221–252, 2002.
- BANTA, R. M. et al. The very stable boundary layer on nights with weak low-level jets. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 64, n. 9, p. 3068–3090, 2007.
- BANTA, R. M.; PICHUGINA, Y. L.; NEWSOM, R. K. Relationship between low-level jet properties and turbulence kinetic energy in the nocturnal stable boundary layer. **Journal of the atmospheric sciences**, v. 60, n. 20, p. 2549–2555, 2003.
- BASU, S.; PORTÉ-AGEL, F. Large-eddy simulation of stably stratified atmospheric boundary layer turbulence: a scale-dependent dynamic modeling approach. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 63, n. 8, p. 2074–2091, 2006.
- BLACKADAR, A. High resolution models of the planetary boundary layer. **Advances in environmental science and engineering**, Gordon and Breach., p. 50–85, 1979.
- CAVA, D. et al. A wavelet analysis of low-wind-speed submeso motions in a nocturnal boundary layer. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, Wiley Online Library, v. 143, n. 703, p. 661–669, 2017.

COLMANETTI, A. R. A.; RODRIGUEZ, O. M. H.; CASTRO, M. S. d. Critérios de transição de padrão de escoamento gás-líquido em duto anular vertical de grande diâmetro. **Anais**, 2016.

COSTA, F. D. et al. A simplified model for intermittent turbulence in the nocturnal boundary layer. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 68, n. 8, p. 1714–1729, 2011.

COULTER, R. L.; DORAN, J. Spatial and temporal occurrences of intermittent turbulence during cases-99. **Boundary-layer meteorology**, Springer, v. 105, n. 2, p. 329–349, 2002.

COURANT, R.; FRIEDRICHS, K.; LEWY, H. On the partial difference equations of mathematical physics. **IBM journal of Research and Development**, IBM, v. 11, n. 2, p. 215–234, 1967.

CUXART. Mixing processes in a nocturnal low-level jet: An les study. **Journal of the atmospheric sciences**, v. 64, n. 5, p. 1666–1679, 2007.

CUXART, J.; JIMÉNEZ, M. Mixing processes in a nocturnal low-level jet: An les study. **Journal of the atmospheric sciences**, v. 64, n. 5, p. 1666–1679, 2007.

DARBY, L. S.; ALLWINE, K. J.; BANTA, R. M. Nocturnal low-level jet in a mountain basin complex. part ii: Transport and diffusion of tracer under stable conditions. **Journal of applied meteorology and climatology**, v. 45, n. 5, p. 740–753, 2006.

DEGRAZIA, G. et al. Turbulence parameterisation for pbl dispersion models in all stability conditions. **Atmospheric environment**, Elsevier, v. 34, n. 21, p. 3575–3583, 2000.

DERBYSHIRE, S. Boundary-layer decoupling over cold surfaces as a physical boundary-instability. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 90, n. 2, p. 297–325, 1999.

DOMINGUES, M. et al. Explorando a transformada wavelet contínua. **Caderno Brasileiro de Ensino de Física**, v. 38, n. 3, 2016.

DONDA. Collapse of turbulence in stably stratified channel flow: a transient phenomenon. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, Wiley Online Library, v. 141, n. 691, p. 2137–2147, 2015.

DONDA, J.; HOOIJDONK, V. The maximum sustainable heat flux in stably stratified channel flows. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, Wiley Online Library, v. 142, n. 695, p. 781–792, 2016.

FÁVERO, J. L. Simulação de escoamentos viscoelásticos: desenvolvimento de uma metodologia de análise utilizando o software openfoam e equações constitutivas diferenciais. 2009.

FLORES, O.; RILEY, J. Analysis of turbulence collapse in the stably stratified surface layer using direct numerical simulation. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 139, n. 2, p. 241–259, 2011.

FRITTS, D. C.; ALEXANDER, M. J. Gravity wave dynamics and effects in the middle atmosphere. **Reviews of geophysics**, Wiley Online Library, v. 41, n. 1, 2003.

HE, P.; BASU, S. Direct numerical simulation of intermittent turbulence under stably stratified conditions. **Nonlinear Processes in Geophysics**, Copernicus GmbH, v. 22, n. 4, p. 447–471, 2015.

HOOIJDONK. Early warning signals for regime transition in the stable boundary layer: a model study. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 162, n. 2, p. 283–306, 2017.

HOOIJDONK, I. G. van et al. Parameters for the collapse of turbulence in the stratified plane couette flow. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 75, n. 9, p. 3211–3231, 2018.

HOOIJDONK van. Shear capacity as prognostic for nocturnal boundary layer regimes. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 72, n. 4, p. 1518–1532, 2015.

KADANOFF, L. P. Roads to chaos. In: **From Order To Chaos: Essays: Critical, Chaotic and Otherwise**. [S.l.]: World Scientific, 1993. p. 391–398.

KRUSCHE, R. S. A. **ANÁLISE ACOPLADA TERMO-HIDRÁULICA-NEUTRÔNICA DE UM CANAL DE RESFRIAMENTO DO NÚCLEO DE UM PWR**. 2015. Tese (Doutorado) — Universidade Federal do Rio de Janeiro, 2015.

KURBATSKII. Rans modeling of intermittent turbulence in a thermally stable stratified boundary layer. **Journal of Applied Mechanics and Technical Physics**, Springer, v. 54, n. 4, p. 561–571, 2013.

MAHRT. Stratified atmospheric boundary layers. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 90, n. 3, p. 375–396, 1999.

MAHRT, L. Nocturnal boundary-layer regimes. **Boundary-layer meteorology**, Springer, v. 88, n. 2, p. 255–278, 1998.

MARONEZE, R. et al. Simulating the regime transition of the stable boundary layer using different simplified models. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 170, n. 2, p. 305–321, 2019.

MARTINS, L. G. N. et al. Application of the hilbert-huang transform in velocity data measured in wind tunnel. **Ciência e Natura**, v. 40, p. 266–271, 2018.

MCNIDER, R. T. et al. Predictability of the stable atmospheric boundary layer. **Journal of the atmospheric sciences**, v. 52, n. 10, p. 1602–1614, 1995.

MEILLIER, Y. et al. Modulation of small-scale turbulence by ducted gravity waves in the nocturnal boundary layer. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 65, n. 4, p. 1414–1427, 2008.

MORLET, J. et al. Wave propagation and sampling theory—part i: Complex signal and scattering in multilayered media. **Geophysics**, Society of Exploration Geophysicists, v. 47, n. 2, p. 203–221, 1982.

MORTARINI, L. et al. Observations of submeso motions and intermittent turbulent mixing across a low level jet with a 132-m tower. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, Wiley Online Library, v. 144, n. 710, p. 172–183, 2018.

NAPPO, C. J. Sporadic breakdowns of stability in the pbl over simple and complex terrain. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 54, n. 1-2, p. 69–87, 1991.

OHYA, Y. Wind-tunnel study of atmospheric stable boundary layers over a rough surface. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 98, n. 1, p. 57–82, 2001.

OHYA, Y.; NAKAMURA, R.; UCHIDA, T. Intermittent bursting of turbulence in a stable boundary layer with low-level jet. **Boundary-layer meteorology**, Springer, v. 126, n. 3, p. 349–363, 2008.

OHYA, Y.; NEFF, D. E.; MERONEY, R. N. Turbulence structure in a stratified boundary layer under stable conditions. **Boundary-Layer Meteorology**, v. 83, n. 1, p. 139–162, 1997.

OPENFOAM. **OpenFoam – The open source CFD toolbox**. 2017. Disponível em: <<https://www.openfoam.com/>>. Acesso em: 13 jun. 2017.

REVELLE, D. O. Chaos and “bursting” in the planetary boundary layer. **Journal of Applied Meteorology**, v. 32, n. 7, p. 1169–1180, 1993.

RORAI, C.; MININNI, P. D.; POUQUET, A. Turbulence comes in bursts in stably stratified flows. **Physical Review E**, APS, v. 89, n. 4, p. 043002, 2014.

SANTOS, V. F. T. **Modelos de turbulência em aplicações com válvulas de orifício empregadas na indústria de petróleo**. 2015. Tese (Doutorado) — UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO NORTE, 2015.

SCHUSTER, J. J. et al. Ocorrência de intermitência na transição laminar-turbulenta em um escoamento de couette plano. **Ciência e Natura**, Universidade Federal de Santa Maria, v. 38, 2016.

STULL, R. **An Introduction to Boundary Layer Meteorology**. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1988. 666 p.

SUN. Atmospheric disturbances that generate intermittent turbulence in nocturnal boundary layers. **Boundary-layer meteorology**, Springer, v. 110, n. 2, p. 255–279, 2004.

SUN, J.; AL., M. et. Turbulence regimes and turbulence intermittency in the stable boundary layer during cases-99. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 69, n. 1, p. 338–351, 2012.

SUN, J. et al. Intermittent turbulence associated with a density current passage in the stable boundary layer. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 105, n. 2, p. 199–219, 2002.

Van de Wiel, B. et al. The minimum wind speed for sustainable turbulence in the nocturnal boundary layer. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 69, n. 11, p. 3116–3127, 2012.

Van de Wiel, B. J. et al. Regime transitions in near-surface temperature inversions: a conceptual model. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 74, n. 4, p. 1057–1073, 2017.

WHITE, F. Fluid mechanics 4th edition mcgraw-hill. **New York**, 1999.

WIEL, B. Van de et al. Intermittent turbulence and oscillations in the stable boundary layer over land. part i: A bulk model. **Journal of the atmospheric sciences**, v. 59, n. 5, p. 942–958, 2002.

WITTEWER, A. R. et al. Flow in the wake of wind turbines: Turbulence spectral analysis by wind tunnel tests. **American Journal of Environmental Engineering**, Scientific & Academic Publishing, v. 6, n. 4A, p. 109–115, 2016.

ZHOU. Large-eddy simulation of the stable boundary layer with explicit filtering and reconstruction turbulence modeling. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 68, n. 9, p. 2142–2155, 2011.

ZHOU, B.; CHOW, F. K. Large-eddy simulation of the stable boundary layer with explicit filtering and reconstruction turbulence modeling. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 68, n. 9, p. 2142–2155, 2011.