

**UNIVERSIDADE FEDERAL DO PAMPA**

**LUIS FERNANDO CAMPONOGARA**

**ESTUDO DOS EFEITOS DA ESTRATIFICAÇÃO NA SUPRESSÃO DA TURBULÊNCIA  
EM UM ESCOAMENTO DE COUETTE PLANO**

**Alegrete**

**2022**

**LUIS FERNANDO CAMPONOGARA**

**ESTUDO DOS EFEITOS DA ESTRATIFICAÇÃO NA SUPRESSÃO DA TURBULÊNCIA  
EM UM ESCOAMENTO DE COUETTE PLANO**

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

Orientador: Prof. Felipe Denardin Costa

**Alegrete**

**2022**

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) .

CC198ee Camponogara, Luis Fernando

Estudo dos efeitos da estratificação na supressão da  
turbulência em um escoamento de Couette plano / Luis Fernando  
Camponogara.

49 p.

Dissertação(Mestrado)-- Universidade Federal do Pampa,  
MESTRADO EM ENGENHARIA, 2022.

"Orientação: Felipe Denardin Costa".

1. CFD. 2. Estratificação. 3. LES. 4. Turbulência. I.  
Título.

**LUIS FERNANDO CAMPONOGARA**

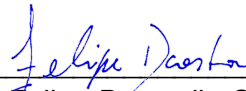
**ESTUDO DOS EFEITOS DA ESTRATIFICAÇÃO NA SUPRESSÃO DA TURBULÊNCIA  
EM UM ESCOAMENTO DE COUETTE PLANO**

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

Área de concentração: Materiais e Meio Ambiente

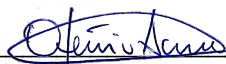
Dissertação de Mestrado defendida e aprovada em: 25 de maio de 2022.

Banca examinadora:



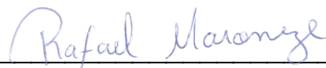
---

Prof. Dr. Felipe Denardin Costa  
Orientador  
(UNIPAMPA)



---

Prof. Dr. Otávio Costa Acevedo  
(UFSM)



---

Prof. Dr. Rafael Maroneze  
(UNIPAMPA)

Dedico este trabalho à meus pais, Celso e Cláudia Camponogara.

## **AGRADECIMENTOS**

Primeiramente agradeço a Deus, por ter me dado força para enfrentar todos os desafios que a vida nos apresenta.

Agradeço aos meus pais, Celso e Cláudia, por me proporcionarem todo o apoio e assistência até o momento.

Agradeço a minha namorada, Letícia Bogoni Bianchin, por todo o apoio e motivação para que eu conseguisse finalizar esse trabalho.

Ao meu orientador, Felipe Denardin Costa, por toda a amizade, confiança, suporte e desafios propostos para o meu crescimento.

Aos integrantes do LFCTA (Laboratório de Fluidodinâmica Computacional e Turbulência Atmosférica) pelo companheirismo, paciência (nos momentos de estresse) e troca diária de conhecimentos e ajudas nas mudanças pelas salas 304-b, 315 até chegarmos na nossa nova “casa” 112.

Não posso deixar de agradecer aos amigos que a unipampa me deu durante esses nove anos que passei dentro de suas instalações. Amigos esses que ficaram desde a graduação e outros que foram se apresentando durante o mestrado.

“ Tudo sempre da certo no final se ainda não deu, é porque tu ainda não chegou no fim.”

Adaptado de: Fernando Sabino

## RESUMO

A camada limite é a região do escoamento próxima da superfície que é afetada pela presença da mesma. Logo após o por do sol, a superfície terrestre passa a resfriar pela emissão de radiação de ondas longas, esse processo é conhecido por estratificação térmica. Uma alternativa que vem sendo muito utilizada para o estudo dos efeitos da estratificação sobre a turbulência é a utilização dos experimentos numéricos, isso se deve aos mesmos possuírem um custo mais baixo que os experimentos físicos, além deles serem idealizados, controlados e não sofrerem interferência de fenômenos em escala maior que a turbulenta. O presente trabalho consiste em uma simulação numérica de um escoamento de Couette estratificado utilizando a simulação numérica de grandes turbilhões (LES), utilizando o software livre de fluido dinâmica computacional OpenFOAM. O domínio computacional possui 12,56 m em  $x$ , 2 m em  $y$  e 8,378 em  $z$ . O domínio computacional possui um total de 1629029 pontos onde foram discretizadas as equações pelo método dos volumes finitos. Após a formação e estabelecimento dos vórtices (primeiros 7200 s), a superfície inferior do domínio é resfriada a uma taxa constante de  $0,5 \text{ K h}^{-1}$  até 64800 s. Ao longo do tempo de resfriamento foi observado que observado a redução da turbulência até o seu colapso e a presença de fenômenos de intermitência.

Palavras-chave: Estratificação, LES, CFD, Turbulência



## ABSTRACT

The bounded layer is the region after the surface that is affected by the presence of the same. Shortly after sunset, the earth's surface begins to cool by the emission of long-wave radiation, this process is known as thermal stratification. An alternative that has been widely used to study the effects of stratification on turbulence is the use of numerical experiments, this is because they have a lower cost than physical experiments, in addition to being idealized, controlled and not subject to interference from phenomena on a larger scale than the turbulent one. The computational domain has 12.56m in  $x$ , 2m in  $y$ , and 8.378 in  $z$ . The computational domain has a total of 1629029 points where the equations were discretized by the finite volume method. After the formation and establishment of the vortices (first 7200 s), the lower surface of the domain is cooled at a constant rate of  $0.5 \text{ Kh}^{-1}$  to 64800 s. Over the cooling time, it was observed that the reduction of turbulence until its collapse and the presence of intermittence phenomena were observed.

Keywords: Stratification, LES, CFD, Turbulence

## LISTA DE FIGURAS

|  |    |
|--|----|
| Figura 1 – O desenvolvimento da camada limite sobre uma placa plana semi-infinita.   | 17 |
| Figura 2 – Representação dos modelos de turbulência. (A) DNS, (B) LES, (C) RANS.   | 19 |
| Figura 3 – escoamento viscoso entre duas placas paralelas, sendo a inferior fixa e superior móvel. (a) Esquema de um escoamento de Couette. (b) Perfis de velocidade em função da velocidade real do sistema. ....   | 21 |
| Figura 4 – Domínio computacional utilizado para a realização da simulação. O domínio apresenta 12,56 m de comprimento, 2 m de altura e 8,378 m de largura.   | 25 |
| Figura 5 – Verificação do comportamento da função para a independência da malha para uma simulação em LES. ....  | 31 |
| Figura 6 – Série temporal da velocidade na direção do escoamento. ....   | 32 |
| Figura 7 – Série temporal da velocidade na direção perpendicular ao escoamento. ...  | 33 |
| Figura 8 – Série temporal da velocidade na direção perpendicular ao escoamento para as alturas 1,98; 1,7; 1,5; 1,10; 0,9; 0,7; 0,4; 0,1; 0,02 m. ....  | 34 |
| Figura 9 – Série temporal da Temperatura. ....   | 35 |
| Figura 10 – Perfil médio da velocidade. ....   | 36 |
| Figura 11 – Perfil médio da Temperatura. ....  | 37 |
| Figura 12 – Perfil da Energia Cinética Turbulenta Total. ....  | 38 |
| Figura 13 – Perfil da Energia Cinética Turbulenta do Filtro de Sub-grade . ....  | 39 |
| Figura 14 – Mapa da evolução temporal dos perfis de velocidade de fricção (Fig. 14a), desvio padrão da velocidade vertical (Fig. 14b), magnitude do fluxo de calor sensível ( $H$ ) (Fig. 14c) e variância de temperatura (Fig. 14d). Todas as variáveis foram estimadas utilizando médias temporais de 1 min. As isolinhas em cada um dos painéis representam valores arbitrários das variáveis. ....                                     | 40 |
| Figura 15 – Séries temporais de $Ri_b$ (linha preta) e do desvio padrão da velocidade vertical no nível de 20 cm acima da superfície (linha azul). Todas as variáveis foram calculadas a partir dos dados da simulação, utilizando médias de 1 min. ....   | 42 |
| Figura 16 – Evolução da curtose de $w$ , no nível de 20 cm acima superfície, com o número de Richardson bulk. ....   | 43 |
| Figura 17 – Dependência do fluxo de fluabilidade com o número de Richardson bulk. As linhas cinzas e vermelhas marcam a dependência do fluxo com $Ri_b$ nos dois regimes, enquanto que a linha pontilhada vertical marca o valor de $Ri_b$ onde ocorre a transição, determinado pela curtose de $w$ . A linha pontilhada horizontal é o fluxo de fluabilidade na parede inferior, imposto para promover o resfriamento da superfície. .... | 44 |

## LISTA DE TABELAS

|  |    |
|--|----|
| Tabela 1 – Tabela de Número de Reynolds .....                  | 22 |
| Tabela 2 – Propriedades do ar atmosférico a 300 <i>K</i> ..... | 24 |

## LISTA DE SIGLAS

|                 |   |
|-----------------|---|
| <i>CFD</i>      | Dinâmica dos fluídos computacional (do inglês <i>Computational Fluid Dynamics</i> )                     |
| <i>CLA</i>      | Camada limite atmosférica   |
| <i>CLE</i>      | Camada limite estável   |
| <i>DNS</i>      | Simulação numérica direta (do inglês <i>Directal Numeric Simulation</i> )                               |
| <i>FOAM</i>     | Operação e manipulação de campos vetoriais (do inglês <i>Field Operation and Manipulation</i> )         |
| <i>IMF</i>      | Funções de modo intrínsecos   |
| <i>LES</i>      | Simulação de grandes turbilhões (do inglês <i>Large Eddy Simulation</i> )                               |
| <i>OpenFoam</i> | Operação e manipulação de campo aberto (do inglês <i>Open source Field Operation And Manipulation</i> ) |
| <i>RANS</i>     | Equações de médias de Reynolds (do inglês <i>Reynolds-averaged Navier–Stokes equations</i> )            |
| <i>SGS</i>      | Escala de Sub-Grade   |
| <i>TKE</i>      | Energia cinética turbulenta (do inglês <i>Turbulence kinetic energy</i> )                               |
| <i>UNIPAMPA</i> | Universidade Federal do Pampa   |

## LISTA DE SÍMBOLOS

|                |  |
|----------------|--|
| $Co$           | Número de Courant  |
| $c_p$          | Calor específico, [ $\text{kJ kg}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ ]    |
| $\vec{g}$      | Aceleração da gravidade, [ $\text{m s}^{-2}$ ]                           |
| $h$            | Entalpia por unidade de massa, [ $\text{J kg}^{-1}$ ]                    |
| $k$            | Condutividade térmica, [ $\text{W m}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ ] |
| $p$            | Pressão, [Pa]  |
| $Pr$           | Número de Prandtl  |
| $Re$           | Número de Reynolds   |
| $t$            | Tempo, [s]   |
| $T$            | Temperatura, [K]   |
| $T_{ref}$      | Temperatura de referencia, [K]   |
| $u$            | Velocidade do vento na direção x, [ $\text{m s}^{-1}$ ]                  |
| $v$            | Velocidade do vento na direção y, [ $\text{m s}^{-1}$ ]                  |
| $V$            | Velocidade, [ $\text{m s}^{-1}$ ]  |
| $\vec{V}$      | Campo de velocidade, [ $\text{m s}^{-1}$ ]                               |
| $w$            | Velocidade do vento na direção z, [ $\text{m s}^{-1}$ ]                  |
| $\alpha$       | Difusividade térmica, [ $\text{m}^2 \text{ s}^{-1}$ ]                    |
| $\alpha_{eff}$ | Difusividade térmica efetiva   |
| $\Delta t$     | Varição temporal, [s]  |
| $\Delta x_i$   | Distancia entre os elementos da malha, [m]                               |
| $\delta$       | Altura da camada limite, [m]   |
| $\kappa$       | Energia cinética turbulenta,   |
| $\mu$          | Viscosidade dinâmica, [ $\text{kg m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ ]              |
| $\nu$          | Viscosidade cinemática, [ $\text{m}^2 \text{ s}^{-1}$ ]                  |
| $\rho$         | Densidade do fluido, [ $\text{kg m}^{-3}$ ]                              |

$\tau$  Tensão de cisalhamento, [Pa]

$\frac{\partial}{\partial x}$  Derivada parcial

## SUMÁRIO

|          |   |           |
|----------|---|-----------|
| <b>1</b> | <b>INTRODUÇÃO</b>                               | <b>14</b> |
| 1.1      | Objetivos                                       | 14        |
| 1.2      | Justificativa                                   | 14        |
| 1.3      | Estrutura do trabalho                           | 15        |
| <b>2</b> | <b>REVISÃO BIBLIOGRÁFICA</b>                    | <b>16</b> |
| 2.1      | Camada Limite                                   | 16        |
| 2.2      | Dinâmica dos Fluidos Computacionais (CFD)       | 18        |
| 2.3      | Escoamento de Couette                           | 20        |
| 2.4      | Estudos em LES                                  | 21        |
| 2.5      | Estudos sobre a transição                       | 22        |
| <b>3</b> | <b>METODOLOGIA</b>                              | <b>24</b> |
| 3.1      | Solver  | 25        |
| 3.1.1    | Modelo de Sub-grade                             | 26        |
| 3.1.2    | Equações resolvidas pelo Solver                 | 26        |
| 3.2      | Malha   | 28        |
| 3.3      | Condições de contorno e condições iniciais      | 28        |
| <b>4</b> | <b>RESULTADOS</b>                               | <b>30</b> |
| 4.1      | Validação da malha                              | 30        |
| 4.2      | Séries Temporais                                | 31        |
| 4.3      | Análise dos perfis                              | 35        |
| 4.3.1    | Perfil de Velocidade                            | 35        |
| 4.3.2    | Perfil de Temperatura                           | 36        |
| 4.3.3    | Perfil de Energia Cinética Turbulenta (TKE)     | 37        |
| 4.4      | Distribuição vertical dos eventos intermitentes | 39        |
| 4.5      | Classificação dos regimes de escoamento         | 41        |
| <b>5</b> | <b>CONCLUSÃO</b>                                | <b>45</b> |
|          | REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS                      | 46        |

# 1 INTRODUÇÃO

A camada limite estável (CLE), é resultante do processo de resfriamento da superfície terrestre através da emissão de radiação de ondas longas. Esse processo se inicia logo após o anoitecer e se estende até o nascer do dia. Durante esse processo as camadas de ar junto a superfície se resfriam e as mesmas tendem a se encontrar estagnadas (STULL, 1988).

Ao entardecer, a força de empuxo que antes estava atuando para a geração da turbulência passa a destruí-la. Durante o regime de estratificação, a principal forma para a geração da turbulência é através do cisalhamento do vento, conforme descrito por Sun et al. (2012). Mahrt e Vickers (2006) diz que em noites de céu claro e com pouco vento a perda radiativa da superfície é intensa. Nesses casos a estratificação térmica pode suprimir muitas das escalas de turbulenta, porém ela nunca desaparecerá completamente.

Muitos estudos numéricos vem sendo realizados para tentar identificar e compreender melhor os fenômenos que acontecem na natureza, como por exemplo Anson e Mellado (2014); Donda et al. (2015); Hooijdonk et al. (2017), entre outros. O avanço na utilização de experimentos numéricos se dá devido ao avanço do poder computacional e de o mesmo possuir um custo, para sua execução menor do que os experimentos práticos.

## 1.1 Objetivos

O presente trabalho tem como objetivo geral realizar uma simulação numérica de um escoamento de Couette turbulento e observar os efeitos da estratificação, promovida por uma taxa constante sobre o mesmo, enquanto os objetivos específicos são:

- Analisar o comportamento de um fluxo turbulento plenamente desenvolvido, após a realização do resfriamento da superfície inferior com uma taxa contante (reproduzindo uma camada limite estratificada);
- Observar a capacidade do LES em simular a transição entre os regimes de escoamento ate o seu colapso;
- Identificar se há o surgimento de intermitência no escoamento;
- Identificar e descrever detalhadamente como ocorre o colapso da turbulência, causado pela estratificação.

## 1.2 Justificativa

Uma das alternativas para se estudar os fenômenos que ocorrem na natureza é a realização de experimentos numéricos, devido ao fato dos mesmos serem controlados, idealizados e portanto livre de fenômenos de escala maiores do que a escala turbulenta. Desta forma, busca-se estudar os efeitos gerados pela aplicação da estratificação sobre



um escoamento de Couette turbulento completamente desenvolvido utilizando a simulação de grandes turbilhões (LES).

### **1.3 Estrutura do trabalho**

O presente trabalho encontra-se dividido em capítulos, no primeiro capítulo (1) são apresentados a contextualização do tema e do problema abordado pela pesquisa, bem como os objetivos do mesmo. No segundo capítulo (2) são apresentados os conhecimentos considerados importantes para o trabalho, apresentando noções básicas de camada limite, dinâmica dos fluidos computacional, modelos de turbulências e estratificação. Já no terceiro capítulo (3) são apresentados e determinados os métodos adotados para atingir os objetivos do trabalho. No quarto capítulo (4) foi apresentado os resultados obtidos no experimento junto com a análise dos mesmos. Por fim no quinto capítulo (5) será apresentado a conclusão do trabalho.

## 2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Neste capítulo seram tratados os conceitos básicos referentes ao trabalho e uma pequena evolução histórica sobre o assunto.

### 2.1 Camada Limite

A atmosfera terrestre é dividida em camadas, sendo essas a troposfera, estratosfera, mesosfera, termosfera e exosfera. Conforme foi introduzido o conceito por Luiwig Prandlt, em 1904, a região onde o escoamento é afetado pela presença da superfície terrestre pode ser definida como camada limite. Essa por sua vez situa-se na região da baixa troposfera, podendo chegar até 1 km de altura. Conforme pode ser observado em Çengel e Ghajar (2009), White (2010) e Munson, Donald e Okiishi (2004), quando as partículas de um fluido entram em contato com uma superfície elas passam a ter velocidade nula, essas por sua vez passam a reduzir as velocidades das camadas subsequente e assim sucessivamente. Esse, por sua vez vai perdendo sua intensidade de camada em camada, até o momento em que o efeito do mesmo torna-se desprezível. Este fenômeno ocorre até uma altura  $\delta$ , a qual representa a espessura da camada limite, essa é definida como sendo a distância da superfície até a altura onde a velocidade corresponde a 99% da velocidade do escoamento livre. A redução da velocidade ocorre devido a uma força de atrito existente entre as camadas de fluido. Essa força de atrito por unidade de área é chamada de tensão de cisalhamento ( $\tau$ ).

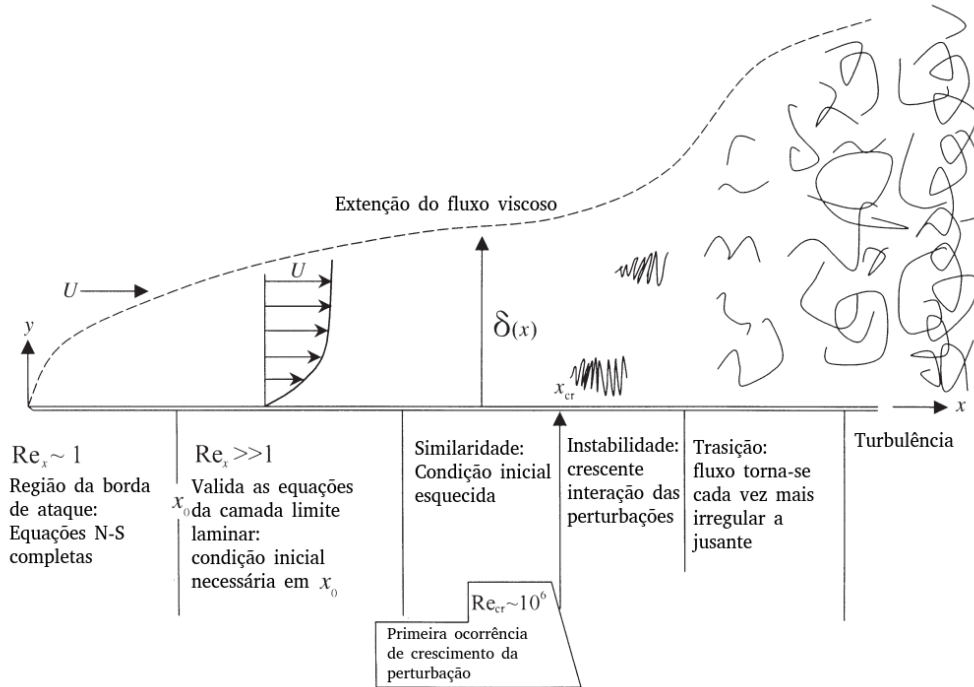
Na Fig. 1, pode-se observar o desenvolvimento de uma camada limite sobre uma placa plana semi-infinita além dos diferentes regimes que aparecem ao longo do seu comprimento. Os diferentes regimes se originam devido o crescimento do número de Reynolds (Eq. 1), no qual, por sua vez é influenciado pelo crescimento do comprimento da placa ( $x$ ). De acordo com Kundu, Cohen e Dowling (2008) o número de Reynolds crítico para uma placa plana lisa é expresso por  $Re_{cr} \sim 10^6$ .

$$Re_x = \frac{Ux}{\nu} \quad (1)$$

Onde:

- $U$  é a velocidade do escoamento;
- $x$  é a posição com relação a borda da placa;
- $\nu$  é a viscosidade cinética do fluido.

Figura 1 – O desenvolvimento da camada limite sobre uma placa plana semi-infinita.



Fonte: Adaptado de Kundu, Cohen e Dowling (2008).

Segundo Kundu, Cohen e Dowling (2008), para representar um escoamento é necessário as equações de Navier Stokes (N-S). As Eq. 2,3 e 4 representam as equações de N-S nas 3 direções do escoamento ( $x, y, z$ ), respectivamente. Onde (A) representa o termo de aceleração local, (B) os termos de aceleração convectiva, (C) os gradientes de pressão, (D) os termos de difusão e (E) é o termo da força gravitacional.

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho u v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho u w)}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \mu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + \rho g_x, \quad (2)$$

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho v w)}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \mu \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \mu \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \mu \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} + \rho g_y, \quad (3)$$

$$\underbrace{\frac{\partial(\rho w)}{\partial t}}_A + \underbrace{\frac{\partial(\rho w u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho w v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w w)}{\partial z}}_B = \underbrace{-\frac{\partial p}{\partial z}}_C + \underbrace{\mu \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \mu \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \mu \frac{\partial^2 w}{\partial z^2}}_D + \underbrace{\rho g_z}_E. \quad (4)$$

Faz-se necessário a realização de estudos sobre a camada limite atmosférica (CLA), visando compreender melhor a interação entre as construções realizadas pelo homem e o meio ambiente, interações entre vento e o solo, melhorar modelos de previsão de tempo

e modelos de dispersão de poluentes, entre outros estudos. Com isso será possível uma redução de custos agrícolas, na construção civil, na saúde, entre outras áreas.

A camada limite planetária apresenta duas definições distintas, a camada limite convectiva (CLC) e a camada limite estável (CLE). A CLC ocorre durante o dia, quando o aquecimento da superfície instabiliza o ar, originando assim uma turbulência térmica devido a força de empuxo. Na sua maioria das vezes, as CLC apresentam um regime bem misturando podendo assim atingir alturas de até 2000 m em regiões continentais. Enquanto a CLE ocorre durante o período noturno, devido a um fluxo negativo de calor sensível o qual é responsável pelo resfriamento da superfície terrestre. Desta forma encontra-se uma camada estaticamente estável a qual é responsável por reduzir a turbulência. Em noites de vento e com nebulosidade a CLE pode chegar a uma altura entre 400 ~ 500 m, enquanto em noites de poucas nuvens e vento fraco a mesma fica restrita a poucas dezenas de metros (STULL, 1988).

A CLE pode ser dividida em fracamente estável e muito estável. A CLE fracamente estável é caracterizada pela presença de turbulência contínua, sustentável e uma camada limite planetária (CLP) bem misturada. Enquanto a CLE muito estável é representada por turbulência fraca ou de caráter intermitente. Quando analisamos a CLE muito estável aparece o fenômeno da intermitência na intensidade turbulenta, o qual responsável pela surgimento da turbulência em forma de uma “explosão” no tempo e no espaço. O surgimento do fenômeno da intermitência possui diversas causas possíveis como por exemplo a instabilidade geradas por ondas de gravidade como o abordado pelos estudos de Sun et al. (2004); Meillier et al. (2008); entre outros. Outra possível causa são as correntes de densidade, as quais foram abordadas por exemplo por Sun et al. (2002). Já Costa et al. (2011) diz que intermitência pode ser um modo natural do sistema, ou seja, não dependendo de outros fatores para o seu aparecimento.

O fenômeno da intermitência, em noites de forte estratificação térmica, é responsável por grande parte do transporte de energia dentro CLE. A busca pela compreensão dos fenômenos que causam esse aumento e redução da turbulência é fundamental para a modelagem e conseqüentemente o funcionamento dos modelos atmosféricos.

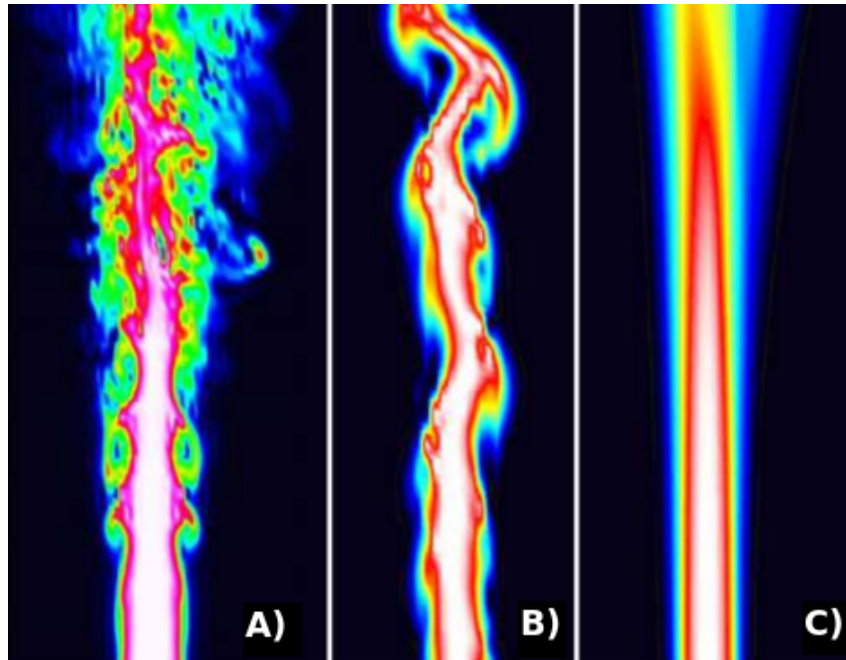
## **2.2 Dinâmica dos Fluidos Computacionais (CFD)**

Devido a grande complexidade e custos para a aquisição de equipamentos para a coleta de dados experimentais nas torres micrometeorológicas, o uso de simulações numéricas ou experimentos em tuneis de vento vem se tornando cada vez mais usuais. Com o aumento do poder computacional, que antes ficava restrito apenas a grandes industrias ou centro de pesquisa, os softwares de dinâmica dos fluidos computacionais (CFD) vem se sendo cada vez mais utilizado para a resolução de problemas complexos em varias áreas da engenharia (TU; YEOH; LIU, 2011).

Em simulações numéricas, quando aplicadas a um escoamentos turbulentos, tem-

se como objetivo escolher o modelo que possa descrever as características do fluxo de interesse de forma a aproximá-lo, o máximo possível, do caso real. Existem três modelos de turbulência DNS, LES e RANS, na Fig. 2 pode ser observado a diferença entre os três modelos.

Figura 2 – Representação dos modelos de turbulência. (A) DNS, (B) LES, (C) RANS.



Fonte: Adaptado de Maries et al. (2012).

A simulação numérica direta (DNS, do inglês *Direct numerical simulation*) consiste na resolução das equações de Navier-Stokes, resolvendo todas as escalas de energia, com as condições iniciais e de contorno adequadas ao fluxo em análise. Segundo Anderson et al. (2011), o tempo computacional para DNS é muito alto e aumenta com o cubo do número de Reynolds. Pode-se dizer que o custo computacional para um DNS é expresso pela Eq. (5).

$$t \propto Re^3 Sc^2. \quad (5)$$

Onde para gases  $Sc \sim 1$ , para líquidos como água  $Sc \sim 10^3$  e para líquidos muito viscosos  $Sc \sim 10^6$ . O DNS portanto, usado principalmente para fluxos gasosos em números moderados de Reynolds devido ao alto custo computacional (ANDERSSON et al., 2011).

Na simulação de grandes turbilhões (LES, do inglês *Large-eddy simulation*), os maiores movimentos tridimensionais instáveis e turbulentos são calculados diretamente, enquanto os efeitos dos pequenos movimentos são modelados, geralmente os menores são

do tamanho da malha. Com relação ao custo computacional, o LES encontra-se entre os modelos de RANS e o DNS (POPE, 2001).

O modelo chamado de RANS (do inglês *Reynolds-averaged Navier–Stokes equations*), é o modelo que integra as equações de Navier-Stokes após ser aplicado a média de Reynolds nas variáveis que controlam o escoamento. Ele é o método mais simples, consequentemente o mais rápido e o menos acurado. Ele não apresenta bons resultados para escoamentos oscilatórios transientes, em função da presença da turbulência de fraca intensidade e a realização de uma média entre os vórtices com maior e menor energia (POST, 2013).

### 2.3 Escoamento de Couette

Segundo Kundu, Cohen e Dowling (2008) o escoamento de Couette pode ser definido como um fluxo confinado entre duas placas paralelas e impulsionado pelo movimento de uma das placas com velocidade constante  $U$  e a outra fixa. Munson, Donald e Okiishi (2004) traz que o perfil de velocidade pode ser representado pela Eq. 6, enquanto o campo de pressão é representado pela Eq. 7.

$$u = \frac{1}{2\mu} \left( \frac{\partial p}{\partial x} \right) y^2 + C_1 + C_2. \quad (6)$$

$$p = -\rho gy + f_1(x). \quad (7)$$

Aplicando as condições de contorno  $u = 0$  em  $y = 0$  e  $u = U$  em  $y = b$  (onde  $b$  representa a distancia entre as placas), nas constantes  $C_1$  e  $C_2$  da Eq. 6 obtém-se a Eq. 8, enquanto o perfil de velocidade real do escoamento pode ser observado na Eq. 9 (MUNSON; DONALD; OKIISHI, 2004).

$$u = U \frac{y}{b} - \frac{b^2}{2\mu} \left( \frac{\partial p}{\partial x} \right) (y^2 - by). \quad (8)$$

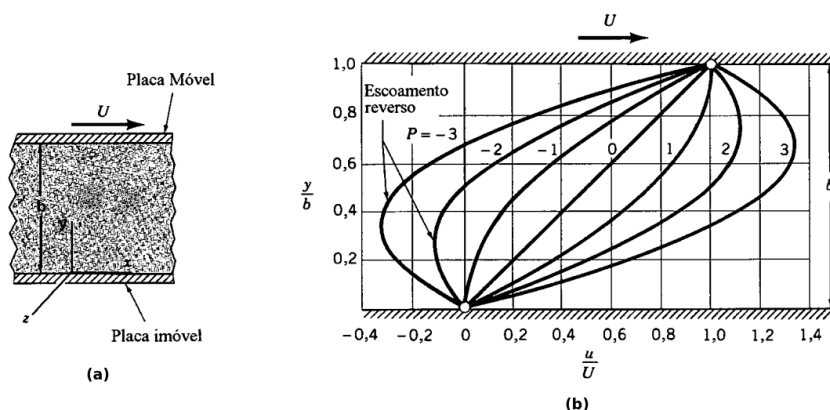
$$P = -\frac{b^2}{2\mu U} \left( \frac{\partial p}{\partial x} \right). \quad (9)$$

Munson, Donald e Okiishi (2004) traz que o escoamento mais simples, é aquele que apresenta um gradiente de pressão nulo. Desta forma o mesmo é provocado somente pelo arrasto da fronteira móvel e a Eq. 8 é reduzida, conforme pode ser observado na Eq. 10.

$$u = U \frac{y}{b}. \quad (10)$$

Observando a Eq. 10, nota-se que a velocidade varia linearmente, com relação a altura entre as placas. Na figura 3 (a) é possível observar um esquema de um escoamento de Couette, enquanto em (b) verificam-se os perfis de velocidade em relação a velocidade real do sistema (Eq. 9).

Figura 3 – Escoamento viscoso entre duas placas paralelas, sendo a inferior fixa e superior móvel. (a) Esquema de um escoamento de Couette. (b) Perfis de velocidade em função da velocidade real do sistema.



Fonte: Adaptado de Munson, Donald e Okiishi (2004).

Quando um escoamento é confinado entre duas placas paralelas, ele é impulsionado pelo movimento de uma das placas paralelas a si mesma. O perfil básico de velocidade é linear, com  $U_{fy}$ . Ao contrário do fato observado experimentalmente de que o fluxo se torna turbulento em altos números de Reynolds, todas as análises lineares mostraram que o fluxo é estável a pequenos distúrbios. Acredita-se agora que a instabilidade observada é causada por perturbações de magnitude finita (KUNDU; COHEN; DOWLING, 2008).

## 2.4 Estudos em LES

Segundo Stoll et al. (2020) e Scillitoe, Tucker e Adami (2019a), nos últimos anos, com os avanços do poder computacional, as simulações em LES vem se tornando cada vez mais implementadas para estudar os processos de transportes na CLA. Scillitoe, Tucker e Adami (2019a) diz que as simulação em LES possuem duas principais funções que são o estudo dinâmico com todas as forçantes relevantes do fluxo real e o desenvolvimento de parametrizações para modelos de mesoescala. A primeira função principal do LES implica na obtenção de dados com alta resolução de maneira mais barata do que quando comparado a sensores de alta precisão. A segunda função do LES é mais importante para modelos de previsão do tempo, visando o desenvolvimento de novas parametrizações para

melhorar os modelos de mesoescala.

Nos últimos anos muitos trabalhos vem sendo desenvolvidos com intuito de melhorar os modelos sub-grade, como pode ser visto em Shi et al. (2019), Kim et al. (2020), Cheng et al. (2019), Bertolini, Pieringer e Sanz (2021) e Scillitoe, Tucker e Adami (2019b). Essas pesquisas são importantes para melhorar os modelos já existentes, reduzindo assim o tempo computacional sem perder em resolução numérica. Um trabalho que explora bem isso é o do Batugedara, Labovsky e Schwiebert (2021). Outros estudos trabalham com a transferência de calor através de análises utilizando o LES, como por exemplo em Wu et al. (2019), Jiansheng, Yu e Xueling (2019), Puzu, Prasertsan e Nuntadusit (2019) e Choi et al. (2021). Enquanto alguns estudos visão a otimização da simulação utilizando o modelo LES através da mescla da mesma com simulação em RANS, como observado em Bian et al. (2019) e Wijesooriya et al. (2019). Já o trabalho Želi et al. (2020) apresenta um comparativo entre o modelo EARS (que é um modelo algébrico de tenção de Reynolds) e o modelo LES.

O fenômeno de estratificação vem sendo estudo através de simulações em LES para varias aplicações entre elas efeitos na turbulência e dispersão de camadas (Duan e Takemi (2021), Zeli (2021)), efeitos na camada limite (Vreugdenhil e Taylor (2019), Sessa, Xie e Herring (2020)). Porém todos os trabalhos apresentados envolvem a estratificação com valores constantes.

## 2.5 Estudos sobre a transição

Em mecânica dos fluidos, existem três principais tipos de escoamentos são eles, os escoamentos laminares, de transição e os turbulentos. Um fator para a caracterização desses tipos escoamentos é o número de Reynolds, ou seja, para uma placa plana um numero de Reynolds que caracteriza cada regiação pode ser observado na tabela 1.

Tabela 1 – Tabela de Número de Reynolds

|            | Placa Plana                 | Tubo               |
|------------|-----------------------------|--------------------|
| Laminar    | $Re < 5 \times 10^5$        | $Re < 2300$        |
| Transição  | $5 \times 10^5 > Re < 10^8$ | $2000 < Re < 4000$ |
| Turbulento | $5 \times 10^5 > Re < 10^8$ | $Re > 3500$        |

Fonte: Çengel e Ghajar (2009)

A realização de análise da turbulência através de experimentos físicos é muito difícil devido aos sensores que são necessários para a análise do mesmo. Desta forma a transição entre escoamentos vem sendo bastante estudada através do uso de simulações numéricas.

Nos trabalhos baseados em modelos, como por exemplo He e Basu (2015) e An-sorge e Mellado (2014), o colapso da turbulência esta relacionado ao numero Reynolds cal-



culado através da utilização da velocidade de fricção e o comprimento de Moin-Obukhov. Lim et al. (2022) representa a transição de uma camada limite laminar para turbulenta em um escoamento super-sônico através da utilização de um modelo de simulação numérica em LES e compara esse valor com o calculado em DNS. Dentro dos trabalhos físicos podemos destacar Acevedo e Fitzjarrald (2003) entre outros pesquisadores, no qual apresenta que transição dos regimes de escoamentos estão associados aos eventos de turbulência.

### 3 METODOLOGIA

Para a elaboração do presente estudo, foi realizado a representação de um escoamento de Couette simples, onde o movimento do fluido se dá somente pelo arrasto da fronteira superior. Entre as fronteiras superior e inferior foi adicionado uma função de primeiro grau para o decaimento da temperatura na superfície inferior. Desta forma será possível observar a os efeitos da estratificação contínua sobre um escoamento que apresenta uma turbulência completamente desenvolvida. Para a simulação adotou-se como fluido o ar seco a uma temperatura inicial de 300 K, nessa condição ele pode ser considerado gás ideal e incompressível. Na tabela 2, é possível observar as propriedades do fluido utilizado. Esses valores se encontram em Holman (2009).

Tabela 2 – Propriedades do ar atmosférico a 300 K

| T<br>K | $\rho$<br>[kg/m <sup>3</sup> ] | $c_p$<br>[kJ/kg·°C] | $\mu \times 10^5$<br>[kg/m · s] | $\nu \times 10^{-6}$<br>[m <sup>2</sup> /s] | $k$<br>[W/m · °C] | $\alpha \times 10^4$<br>[m <sup>2</sup> /s] | $Pr$  |
|--------|--------------------------------|---------------------|---------------------------------|---|-------------------|---|-------|
| 300    | 1,1774                         | 1,0057              | 1,8462                          | 15,69                                       | 0,02624           | 0,2216                                      | 0,708 |

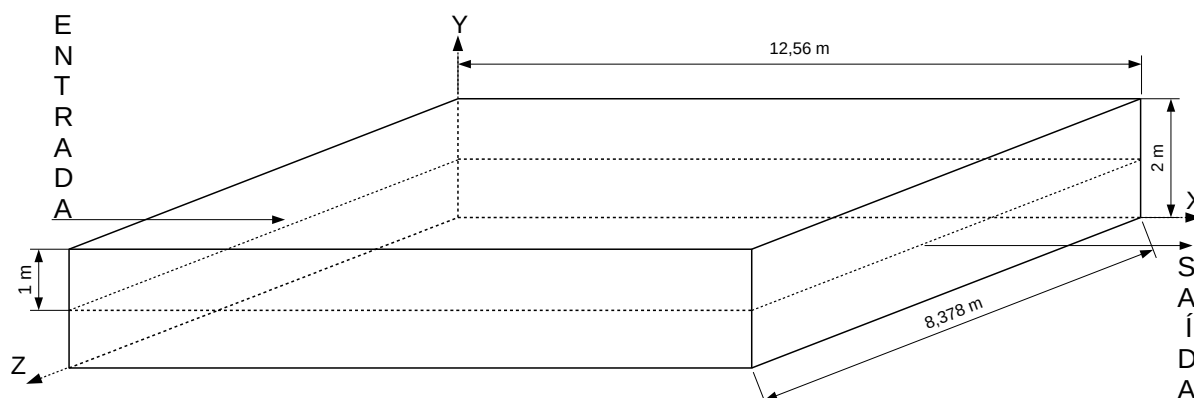
Fonte: Adaptado de Holman (2009).

Onde:

- $T$  representa a temperatura em [K];
- $\rho$  representa a densidade do fluido em [kg m<sup>-3</sup>];
- $c_p$  representa o calor específico a pressão constante em [kJ kg<sup>-1</sup> °C<sup>-1</sup>];
- $\mu$  representa a viscosidade dinâmica em [kg m<sup>-1</sup> s<sup>-1</sup>];
- $\nu$  representa a viscosidade cinemática em [m<sup>2</sup> s<sup>-1</sup>];
- $k$  representa a condutividade térmica em [W m<sup>-1</sup> °C<sup>-1</sup>];
- $\alpha$  representa a difusividade térmica em [m<sup>2</sup> s<sup>-1</sup>];
- $Pr$  representa o número de Prandtl, adimensional.

O domínio computacional utilizado foi o mesmo apresentado por Lee (1991), onde as dimensões são expressas por  $B_x = 4\pi/h$ ,  $B_y = 2h$  e  $B_z = (8\pi/3)/h$ . Onde  $B_x$  representa a direção do escoamento,  $B_y$  representa a altura do canal e  $B_z$  representa a direção ortogonal ao escoamento. Para o presente trabalho adotou-se  $h = 1$  m, sendo as dimensões do domínio de 12,56 m em  $x$ , 2 m em  $y$  e 8,378 em  $z$ . O espaço computacional pode ser observado na Fig. 4.

Figura 4 – Domínio computacional utilizado para a realização da simulação. O domínio apresenta 12,56 m de comprimento, 2 m de altura e 8,378 m de largura.



Fonte: O autor.

### 3.1 Solver

Para a realização do trabalho optou-se pelo software de CFD OpenFOAM na versão 2.4.0. A escolha do programa se deu pelo mesmo possuir seu código aberto, possibilitando assim ao seu usuário modificar o seu conjunto de pacotes ("os solvers") para adequar-se ao caso que será resolvido. Além disso ele possui um conjunto de ferramentas de pré e pós-processamento que auxiliam na análise das soluções. O solver mais indicado para a análise que se deseja é o buoyantPimpleFoam, o qual é proporcional a solução de casos que envolvam escoamentos compressíveis, turbulentos, transiente e com transferência de calor.

Conforme Holzmann (2016), o algoritmo mais recomendado para os casos transientes é o algoritmo PIMPLE, por ele ser uma combinação entre os algoritmos PISO (do inglês *Pressure Implicit with Splitting of Operator*) e SIMPLE (do inglês *Semi Implicit Method for Pressure Linked Equations*). A vantagem desse algoritmo é a possibilidade de se utilizar um elevado número de Courant ( $Co \gg 1$ ), permitindo assim um aumento drástico no passo de tempo. A expressão para o cálculo do número de Courant pode ser observada na Eq. (11).

$$Co = \Delta t \sum_{i=1}^n \frac{u_i}{\Delta x_i} \leq Co_{max}. \quad (11)$$

Onde:

- $u_i$  é a velocidade, [ $m s^{-1}$ ];
- $\Delta t$  é o passo de tempo, [s];

- $\Delta x_i$  é a distância entre os elementos da malha, [m];
- $C_{max}$  é o número máximo de Courant.

Após ter definido o "solver" que será utilizado na simulação, escolheu-se como modelo de turbulência o LES. A escolha desse modelo se justifica pela limitação computacional e porque o mesmo apresenta um menor tempo de solução quando comparado com o DNS ao mesmo tempo em que apresenta uma melhor representação dos turbilhões que no modelo RANS.

### 3.1.1 Modelo de Sub-grade

Para uma simulação em LES é necessário um filtro para a sub-grade (SGS, do inglês *sub grid scale*). O filtro escolhido foi o *oneEqEddy*, onde segundo Penttinen, Yasari e Nilsson (2011), a viscosidade do turbilhão é modelada de maneira similar ao modelo de Smagorinsky, porém nesse filtro ainda é adicionada uma equação de transporte para a energia cinética turbulenta da SGS, Eq. (12).

$$\frac{\partial}{\partial t}(\kappa) + \frac{\partial}{\partial x_i}(U_i \kappa) + \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \nu_{Eff} \frac{\partial}{\partial x_i}(\kappa) \right) = -BL - \frac{c_e \kappa^{3/2}}{\Delta}. \quad (12)$$

Onde:

- O primeiro termo do lado esquerdo, descreve a mudança da energia cinética turbulenta em relação ao tempo dentro da SGS;
- O segundo termo do lado esquerdo, descreve convecção e o terceiro a difusão;
- O primeiro termo do lado direito, representa o decaimento e é calculado segundo a Eq. (13);
- O segundo termo do lado direito, corresponde a dissipação da turbulência,

$$-BL = 2,0 \nu_{SGS} |\bar{S}|^2. \quad (13)$$

### 3.1.2 Equações resolvidas pelo Solver

Para a representação do problema em questão, faz-se necessário a aplicação de simplificações nas equações. Essas simplificações são provenientes do tipo do escoamento analisado (escoamentos compressíveis, turbulentos, transiente e com transferência de calor), desta forma a equação da continuidade é escrita conforme a Eq. (14).

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{V}) = 0. \quad (14)$$

Onde:

- $\rho$  é a densidade do fluido, [ $\text{kg m}^{-3}$ ];
- $\vec{V}$  é a velocidade do escoamento, [ $\text{m s}^{-1}$ ].

A equação para a conservação do momento, é expressa pela Eq. (15).

$$\frac{\partial (\rho \vec{V})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{V} \vec{V}) = -\nabla p + \rho \vec{g} + \nabla \cdot (2\mu_{eff} D(\vec{V})) - \nabla \left( \frac{2}{3} \mu_{eff} (\nabla \cdot \vec{V}) \right) \quad (15)$$

Onde:

- $p$  é a pressão estática do fluido, [ $\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-2}$ ];
- $\vec{g}$  é a aceleração da gravidade, [ $\text{m s}^{-2}$ ];
- $\mu_{eff}$  é a soma da viscosidade molecular e turbulenta;
- $D(\vec{V})$  representa o tensor taxa de deformação, o qual pode ser observado na Eq. (16);

$$D(\vec{V}) = \frac{1}{2} \left( \nabla \vec{V} + (\nabla \vec{V})^T \right) \quad (16)$$

Para a implementação das equações no OpenFOAM, os termos do gradiente de pressão e das forças gravitacionais foram rearranjados, conforme pode ser visto na Eq. (17).

$$-\nabla p + \rho \vec{g} = -\nabla (p_{rgh} + \rho \vec{g} \cdot \vec{r}) + \rho \vec{g} \quad (17)$$

$$= -\nabla p_{rgh} - (\vec{g} \cdot \vec{r}) \nabla \rho - \rho \vec{g} + \rho \vec{g} \quad (18)$$

$$= -\nabla p_{rgh} - (\vec{g} \cdot \vec{r}) \nabla \rho. \quad (19)$$

Onde,  $p_{rgh}$  é representado pela equação  $p_{rgh} = p - \rho \vec{g} \cdot \vec{r}$  e  $\vec{r}$  representa o vetor posição.

Observando a equação para a energia, constata-se que a mesma é descrita em termos da entalpia. Como pode-se observar na Eq. (20).

$$\frac{\partial (\rho h)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{V} h) + \frac{\partial (\rho \kappa)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{V} \kappa) - \frac{\partial p}{\partial t} = \nabla \cdot (\alpha_{eff} \nabla h) + \rho \vec{V} \cdot \vec{g}. \quad (20)$$

Onde:

- $\kappa$  é a energia cinética por unidade de massa e é expressa por  $\kappa \equiv \frac{|\vec{V}|^2}{2}$ , [ $\text{m}^2\text{s}^{-2}$ ];
- $h$  é a entalpia por unidade de massa e é expressa pela equação  $h \equiv e + \frac{p}{\rho}$ . Onde,  $e$  é energia interna por unidade de massa e  $p/\rho$  representa a pressão cinemática.

A difusividade térmica efetiva ( $\alpha_{eff}/\rho$ ), representa a soma das difusividades térmicas (laminar e turbulenta), conforme pode ser observado na Eq. (21).

$$\alpha_{eff} = \frac{\rho\nu_t}{Pr_t} + \frac{\mu}{Pr} = \frac{\rho\nu_t}{Pr_t} + \frac{k}{c_p}. \quad (21)$$

Onde:

- $k$  é a condutividade térmica, [ $\text{W m}^{-1}\cdot\text{°C}^{-1}$ ];
- $c_p$  é o calor específico a pressão constante, [ $\text{kJ kg}^{-1}\cdot\text{°C}^{-1}$ ];
- $\mu$  é a viscosidade dinâmica, [ $\text{kg m}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$ ];
- $\nu_t$  é a viscosidade cinemática turbulenta, [ $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$ ];
- $Pr$  é o número de Prandtl, adimensional;
- $Pr_t$  é o número de Prandtl turbulento, adimensional;
- $\rho$  é a densidade, [ $\text{kg m}^{-3}$ ].

### 3.2 Malha

A malha que será utilizada apresenta (126, 100, 126) divisões em  $(x, y, z)$ , resultando em um total de 1629029 pontos onde as equações serão discretizadas. A malha apresenta nas regiões próximas as superfícies superior e inferior a altura de 0,0048 m e no centro uma altura de 0,051 m, isso se justifica porque próximo a superfície há uma grande complexidade no escoamento.

### 3.3 Condições de contorno e condições iniciais

Como condição de contorno, adotou-se a condição de não escorregamento (do inglês *no slip*) na parede inferior do domínio, ou seja, a camada de fluido em contato com essa superfície apresentam velocidade zero. Enquanto para a superfície superior do domínio adotou-se uma velocidade constante de  $2 \text{ ms}^{-1}$ . A escolha dessa velocidade vem

em função de que para o cálculo número de Reynolds utiliza-se o meio do domínio, como foi abordado por Bech et al. (1995). Sendo assim a simulação passa a possuir um número de Reynolds de  $\approx 127000$ . Essa velocidade será responsável por movimentar todas as camadas de fluido até a superfície inferior. As superfícies laterais, montante e jusante do domínio apresentam condições cíclicas.

O fluido encontra-se a uma pressão de  $1,013 \times 10^5$  Pa e a uma temperatura de 300 K durante os primeiros 7200 s. Após esse período foi adicionado uma função para o decaimento da temperatura da superfície inferior do domínio de forma linear (Eq. 22) e deu-se sequência a simulação por mais 57203 s, totalizando assim 64403 s.

$$T(s) = -0,00013889 * time() + 301 \quad (22)$$

Onde  $T(s)$  é a temperatura na superfície e  $time()$  é o tempo da simulação em s. Através da Eq. 22 a temperatura decai a uma taxa constante de 1 K a cada 7200 s.

Adotou-se como passo tempo para a simulação 0,01 s e implementou-se o seu ajuste de forma automática pela função "adjustTimeStep". O uso dessa função se justifica para que o número de Courant máximo não ultrapasse 0,5, tendo em vista que se busca um escoamento com características intermitentes.

## 4 RESULTADOS

Após o construção do experimento, descrita na seção 3, foi realizada uma simulação, com duração de 18 h, das quais as duas primeiras horas foram descartadas, já que ela foram utilizadas somente para estabilizar o escoamento como sendo turbulento e o interesse do estudo é sobre o escoamento estratificado.

As variáveis utilizadas para caracterizar o escoamento e a transição do escoamento, foram coletadas ao longo de uma linha vertical no pranto central do domínio. Nessa linha, 39 níveis distintos foram considerados. Os 11 níveis mais próximos às superfícies inferior e superior apresentam espaçamento de  $dz = 0,01$  m, enquanto o espaçamento entre os demais níveis de coleta é  $dz = 0,1$  m

### 4.1 Validação da malha

Segundo Pope (2004), para uma simulação utilizando LES possa ser considerada válida a razão entre energia cinética turbulenta resolvida a  $k_{res}$  e a energia cinética total  $k_T$  não deve ser menor que 80%. O OPENFOAM fornece durante a simulação o índice de qualidade da simulação  $LESIQ_\nu$  que é calculado utilizando a razão entre a energia cinética turbulenta de subgrade e a energia cinética turbulenta total:

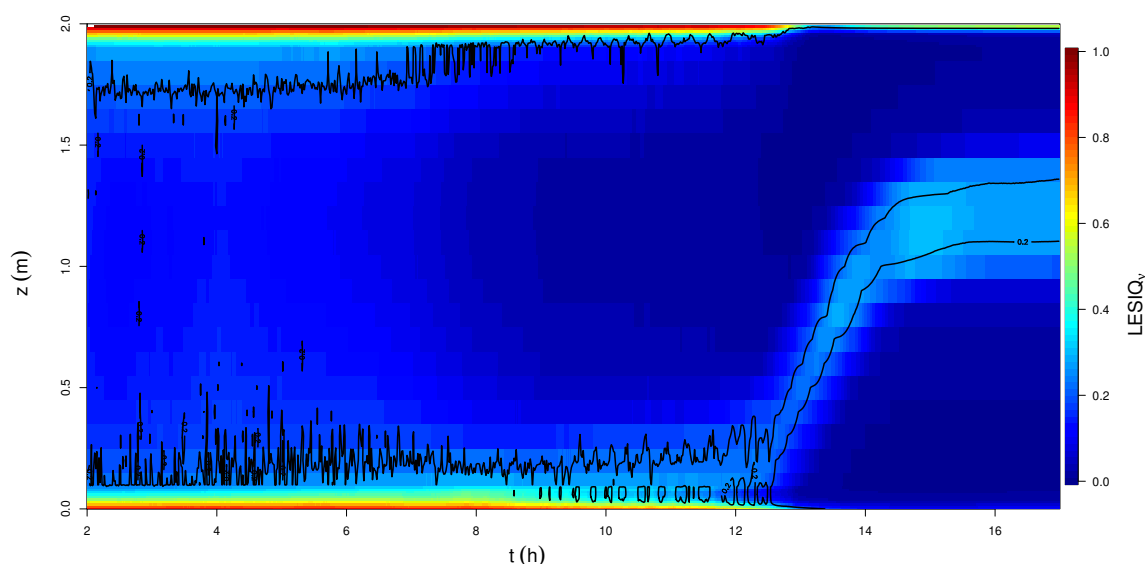
$$LESIQ_\nu = \frac{k_{sgs}}{k_T} \quad (23)$$

onde  $LESIQ_\nu$  é o índice que indica a qualidade da simulação utilizando LES.  $k_{sgs}$  é energia cinética turbulenta parametrizada no filtro de subgrade;  $k_T = k_{res} + k_{sgs}$  é a energia cinética turbulenta total. Para que a simulação seja considerada LES,  $LESIQ_\nu$  não deve ultrapassar 0,2, o que implica que 80% ou mais da energia cinética turbulenta do escoamento é resolvida. Celik, Cehreli e Yavuz (2005) sugeriram que valores de  $LESIQ_\nu$  entre 0,15 e 0,25 são adequados para aplicações em engenharia, todavia, destacaram que o índice é apenas capaz de indicar se a malha utilizada é adequada, e assim não deve ser usado como indicador à cerca da qualidade das simulações. + Embora o  $LESIQ_\nu$  mostre que em grande parte do domínio com a malha utilizada seja possível calcular mais de 80% dos turbilhões, próximo à ambas as paredes do domínio a maior parte de  $k_T$  é parametrizada (Fig. 5). Ainda que para a realização da simulação foi optado pela não utilização de parametrizações junto às paredes, a utilização de uma função de parede, que apesar de parametrizar a viscosidade turbulenta  $\nu_t$  junto à parede, pode vir a contribuir para a melhor representação da turbulência no escoamento, inclusive aprimorando a representação do escoamento em condições estáveis (FREIRE, 2022). Na Fig. 5 as isolinhas representam  $LESIQ_\nu = 0,2$ , que mostram que a medida que a estratificação aumenta, a região próxima à camada inferior que a maior parte do escoamento é parametrizada aumenta. Entretanto, a partir de 8 h de simulação surgem “bolhas” onde  $LESIQ_\nu < 0,2$ . Essas regiões são causada pela ocorrência de eventos de turbulência intermitente durante a transição lami-



nar turbulenta, que serão descritos mais tarde. Após 13 h de simulação o escoamento se torna laminar e a análise de  $LESIQ_v$  perde significância, uma vez tanto  $k_{sgs}$  e  $k_{res}$  vão para zero.

Figura 5 – Verificação do comportamento da função para a independência da malha para uma simulação em LES.



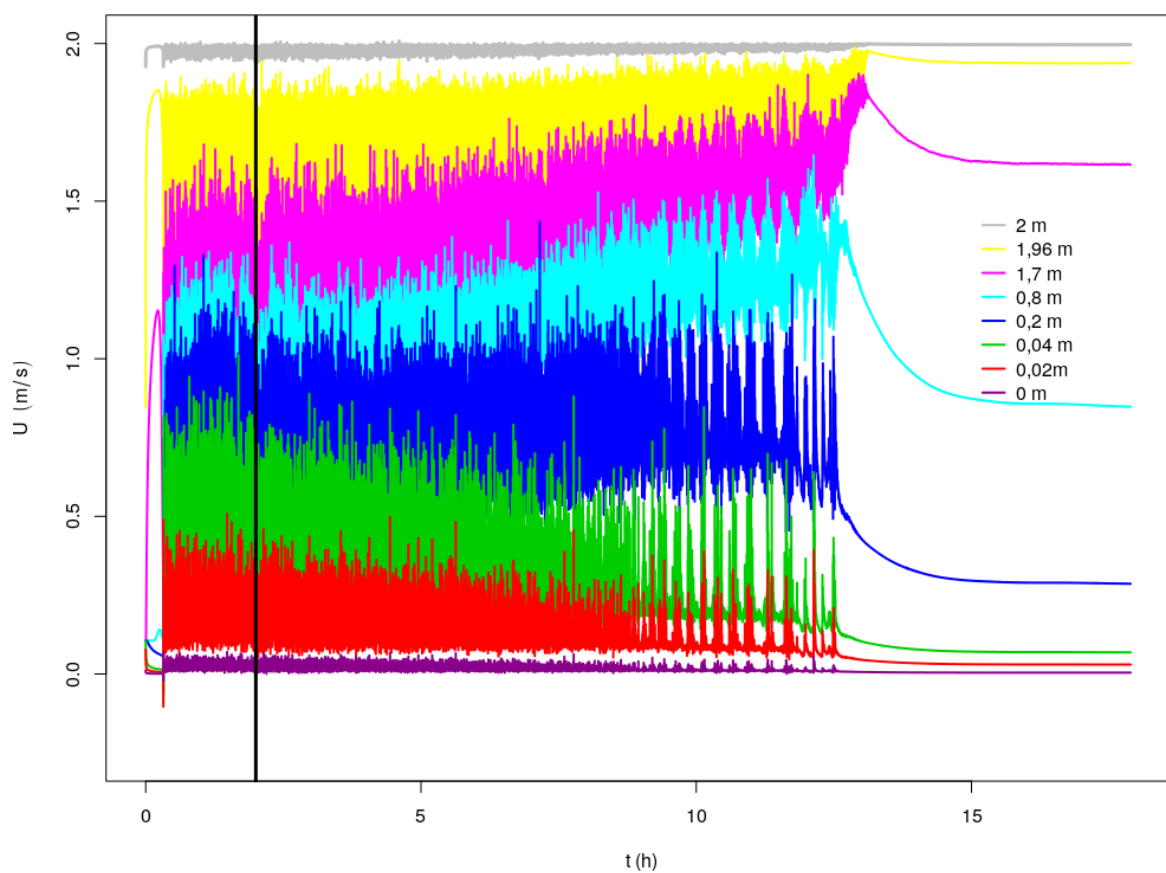
Fonte: O autor.

## 4.2 Séries Temporais

O primeiro resultado a ser analisado após a verificação da independência da malha é o das séries temporais. Isso se justifica porque a mesma fornece o comportamento do fluido ao longo de todo o tempo da simulação. Na figura 6 pode-se observar a série temporal da velocidade na direção do escoamento.

Na Fig. 6 pode-se observar, principalmente nos níveis mais próximos a superfície, que após a linha preta (2 h), houve um decaimento das flutuações da velocidade até entorno de 8 h. Foi determinado que a temperatura decairia a uma taxa constante, esse mesmo decaimento pode ser observado na redução das flutuações da velocidade. Após as 8 h constata-se que há o aparecimento de alguns eventos de turbulência intermitente. Essas explosões atingem picos de energia da mesma escala de antes do resfriamento e são sentidas em quase todos os níveis do domínio. Outra coisa interessante é que essas explosões duram cerca de 300 s. É possível observar também que após aproximadamente os 13 h a simulação passa a ser laminar.

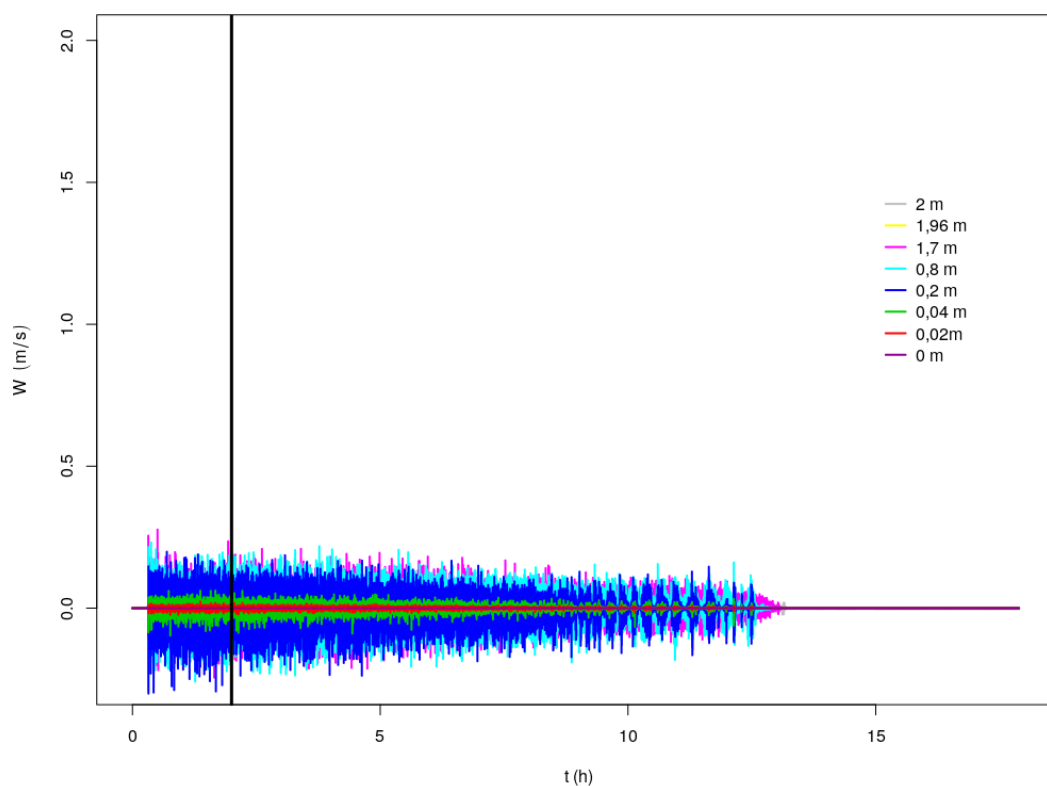
Figura 6 – Série temporal da velocidade na direção do escoamento.



Fonte: O autor.

A Fig. 7 representa a série temporal da velocidade na direção perpendicular ao escoamento ( $w$ ). Nesse caso também é possível observar a ocorrência de eventos intermitentes de turbulência.

Figura 7 – Série temporal da velocidade na direção perpendicular ao escoamento.

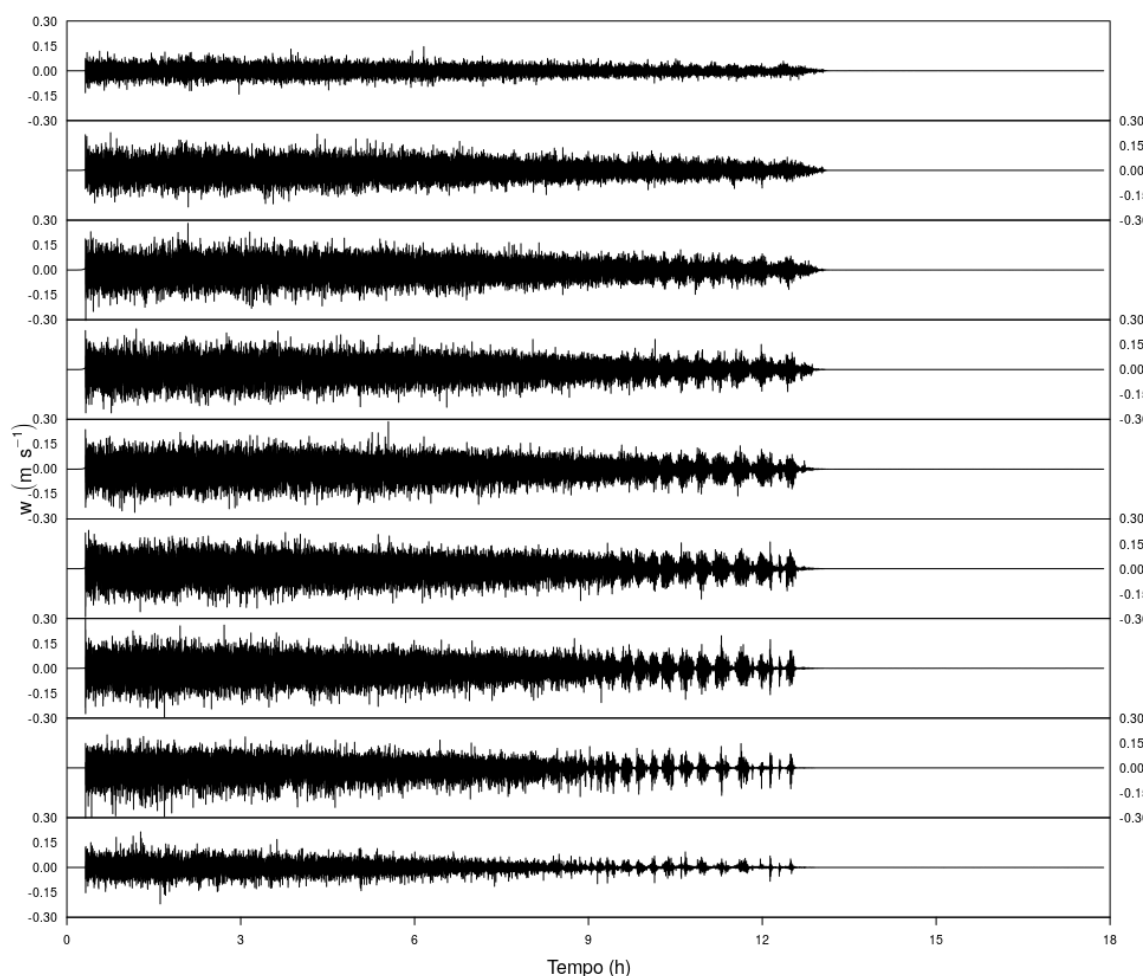


Fonte: O autor.

Para observar melhor os burst e identificar até quais os níveis a sua presença é perceptiva, foi realizada a Fig. 8. Para a realização dessa figura foi utilizado os valores da velocidade em  $w$  para as alturas de 1,98; 1,7; 1,5; 1,10; 0,9; 0,7; 0,4; 0,1; 0,02 m.

Na Fig. 8 é possível observar a partir de 1,7m já não apresenta mais picos de velocidade. O que podemos concluir que esses picos de velocidade são sentidos em 85% do domínio. Outro ponto interessante de se observar, é que a partir de 0,9 m a presença das flutuações continua por mais tempo antes do escoamento ser totalmente laminar. Isso ocorre devido a placa superior estar em movimento (representando assim um escoamento Couette) e os forçantes mecânicos ainda serem superiores aos forçantes térmicos (os quais foram introduzidos pela função de resfriamento), porém com o passar o tempo os forçantes térmicos dominaram o escoamento, destruindo a turbulência e tornando-o laminar.

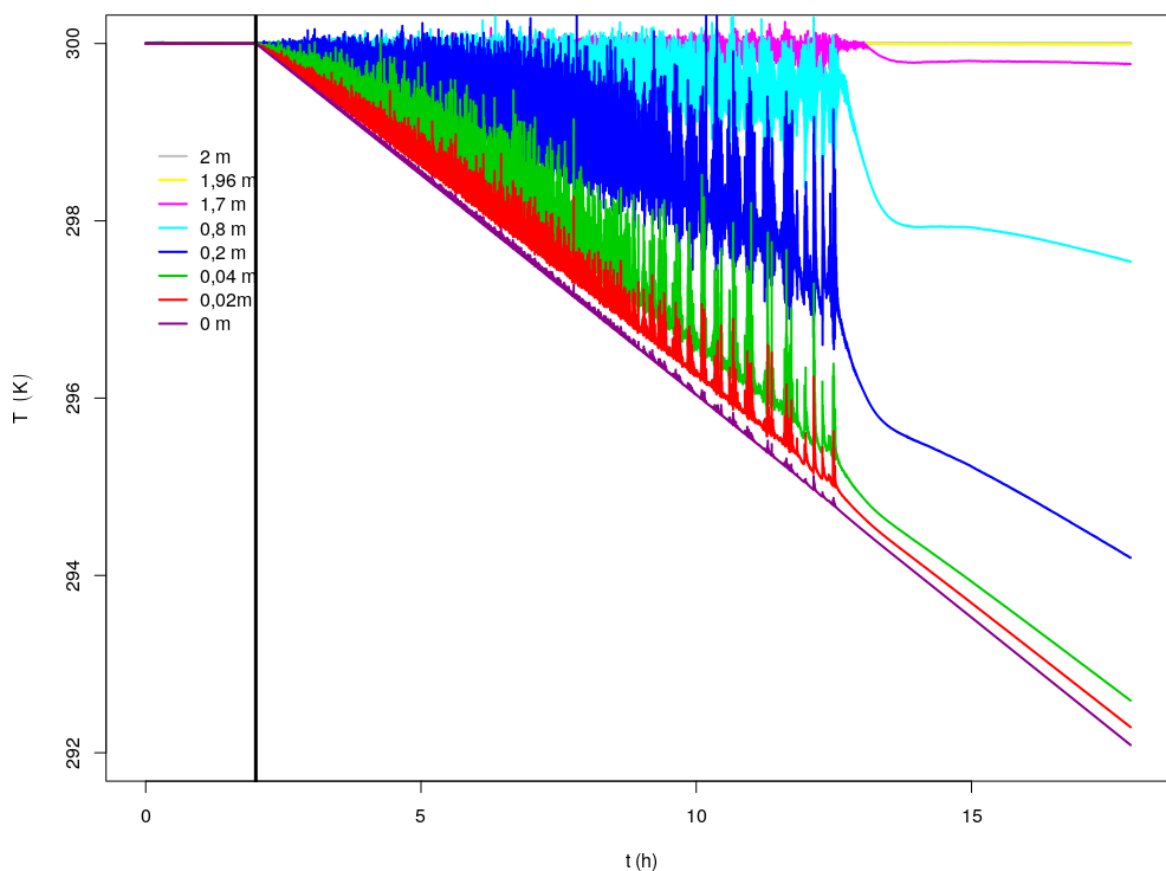
Figura 8 – Série temporal da velocidade na direção perpendicular ao escoamento para as alturas 1,98; 1,7; 1,5; 1,10; 0,9; 0,7; 0,4; 0,1; 0,02 m.



Fonte: O autor.

Analisando o gráfico da serie temporal da temperatura (Fig. 9). Pode-se observar que durante a simulação a temperatura decaiu  $8^{\circ}\text{C}$  de forma linear nos níveis mais baixos, enquanto nos níveis superiores o decaimento não foi tão expressivo. Podemos observar também que os mesmos picos que existem nas series temporais da velocidade se encontram também na série de temperatura.

Figura 9 – Série temporal da Temperatura.



Fonte: O autor.

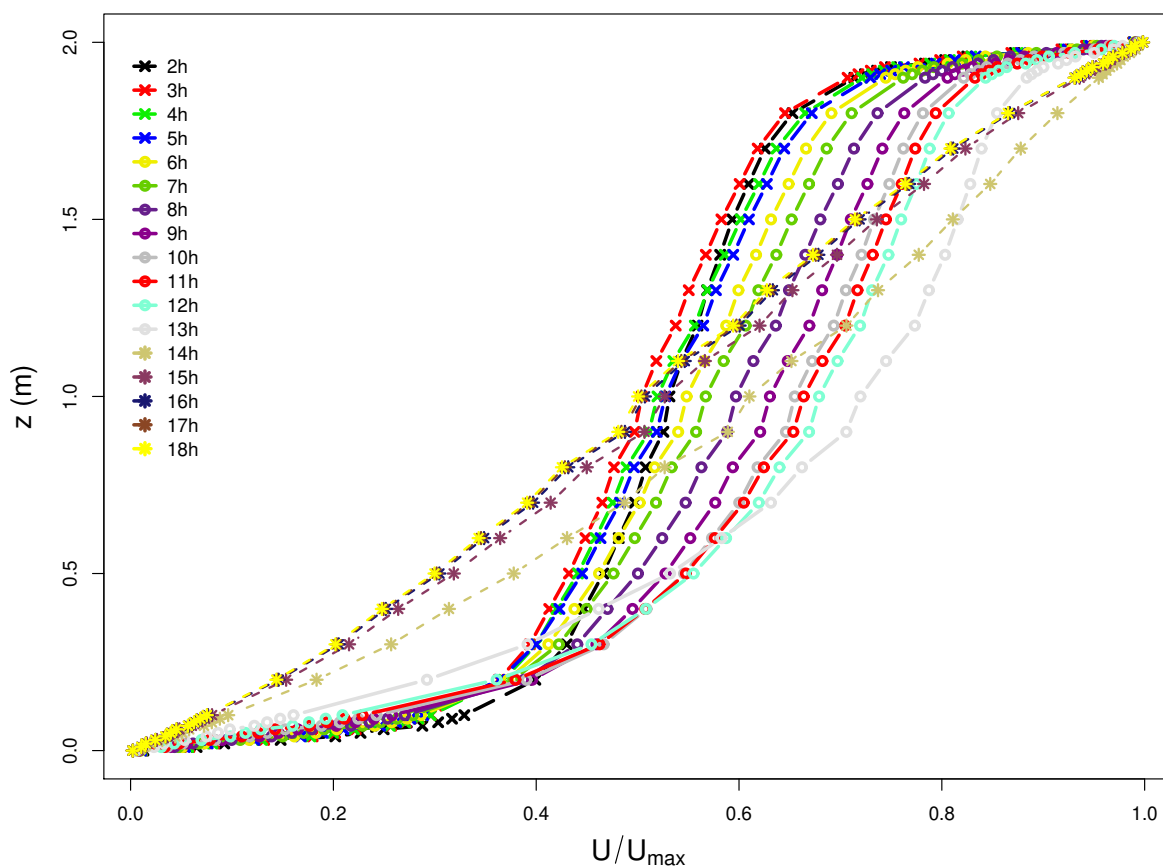
### 4.3 Análise dos perfis

Após a análise das séries temporais foi realizada a confecção dos perfis de velocidade, temperatura e energia cinética turbulenta, com a finalidade de identificar e caracterizar o escoamento.

#### 4.3.1 Perfil de Velocidade

Observando a Fig. 10 nota-se que a linha preta, com símbolo de "x", corresponde a um perfil de velocidade do vento para um caso escoamento de Couette neutro. Conforme passa as horas de simulação o gradiente de temperatura vai aumentando e as linhas vão se deslocando para a direita e a velocidade vai aumentando junto. Porém isso ocorre até as 13 h de simulação (linha cinza com pontos em forma de círculo). Após esse momento a simulação torna-se laminar e o comportamento do gráfico passa a ser de uma reta.

Figura 10 – Perfil médio da velocidade.

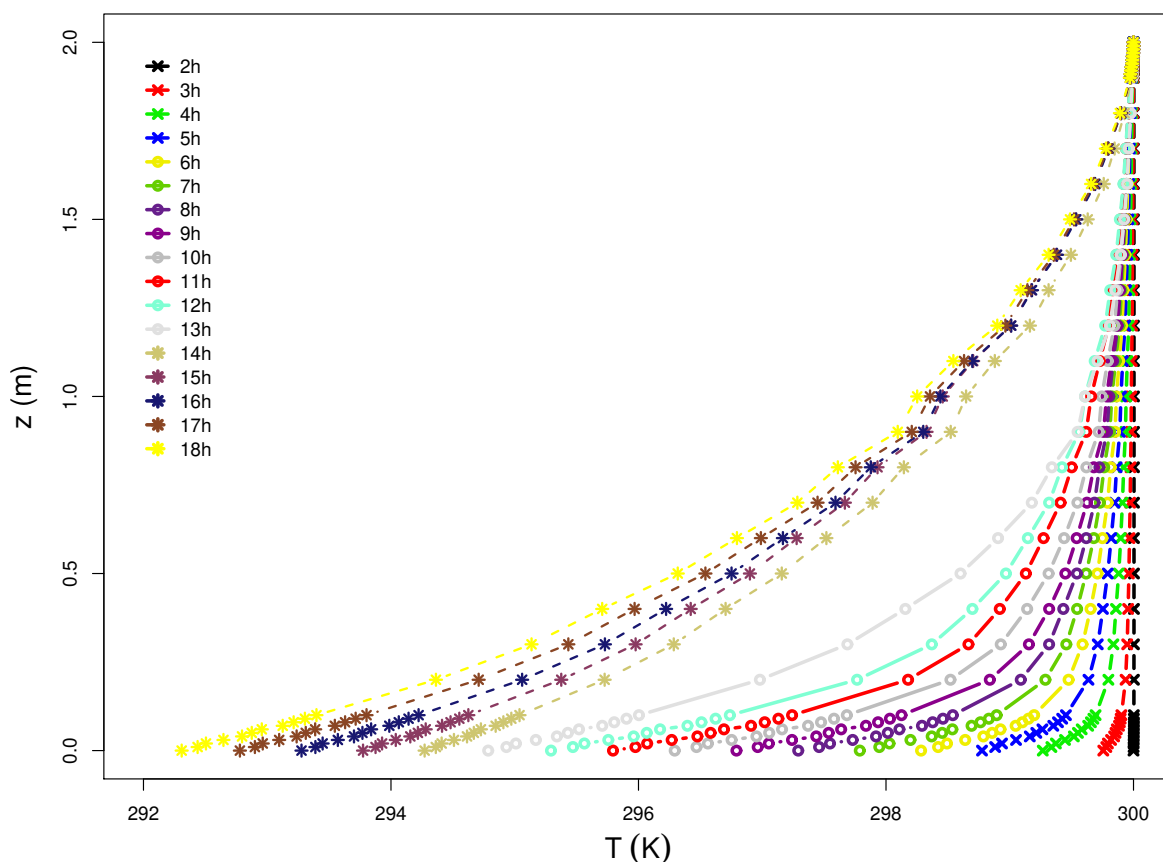


Fonte: O autor.

#### 4.3.2 Perfil de Temperatura

Observando a Fig. 11, é possível observar que a função atingiu a taxa de resfriamento desejada. A variação encontrada entre o valor médio e o de 292 K, se deve a media ser realizada no intervalo de 1 h. O comportamento de um escoamento laminar pode ser observado no perfil de temperatura, após as 13 h de simulação, onde o comportamento do fluido descreve uma reta. Também podemos observar que antes das 13 h o fluido encontrava-se acoplado acima dos 0,8 m.

Figura 11 – Perfil médio da Temperatura.



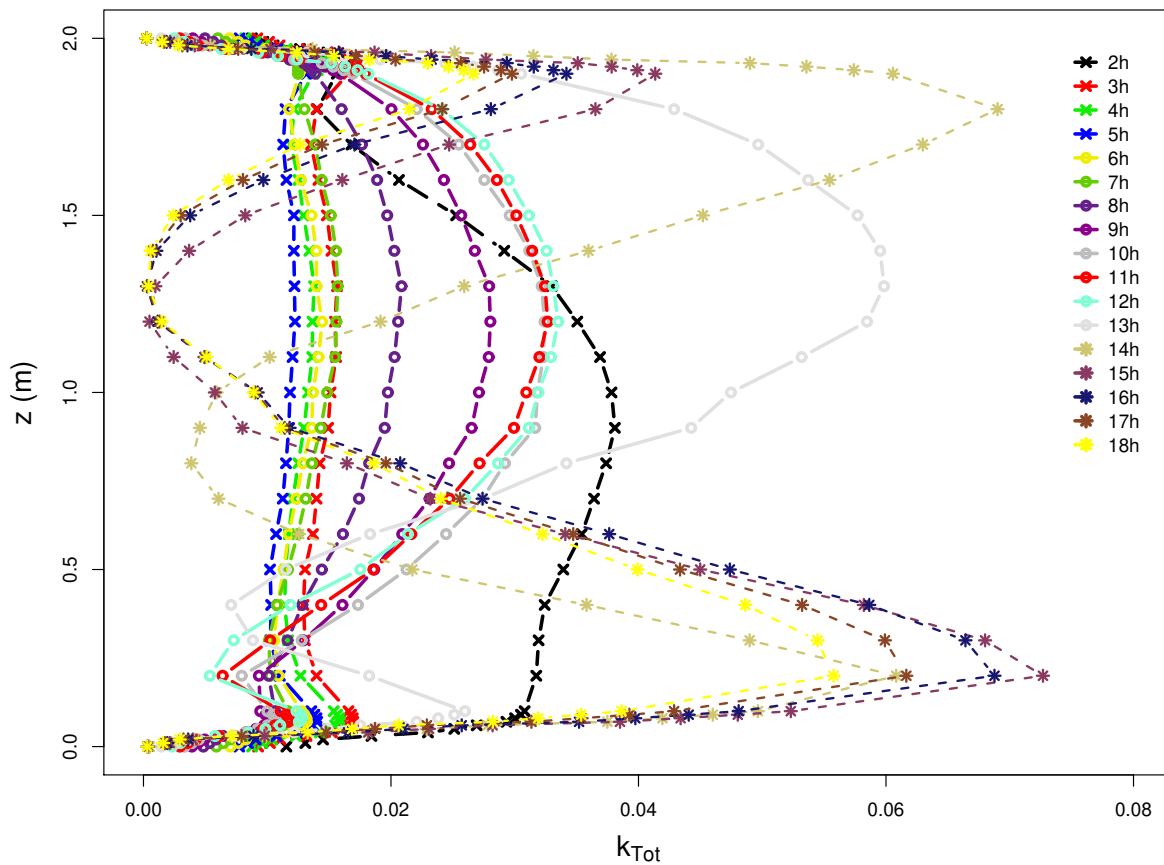
Fonte: O autor.

### 4.3.3 Perfil de Energia Cinética Turbulenta (TKE)

Analisando os gráficos da energia cinética turbulenta total (Fig. 12) e do filtro de sub-grade (Fig. 13), observamos que o filtro de sub-grade é uma escala menor. Outro ponto interessante é o aumento que se dá no valor TKE nos níveis mais elevados para os gradientes mais próximos da laminarização. Após o fluido laminarizar (14h), observa-se um pico no valor de TKE total, isso se deve justamente por o fluido não apresentar flutuação em cada intervalo.

Quando observamos o TKE da sub-grade observa-se que os maiores valores se encontram próximos da superfície (inferior e superior), isso se justifica pela complexidade do escoamento junto a superfície.

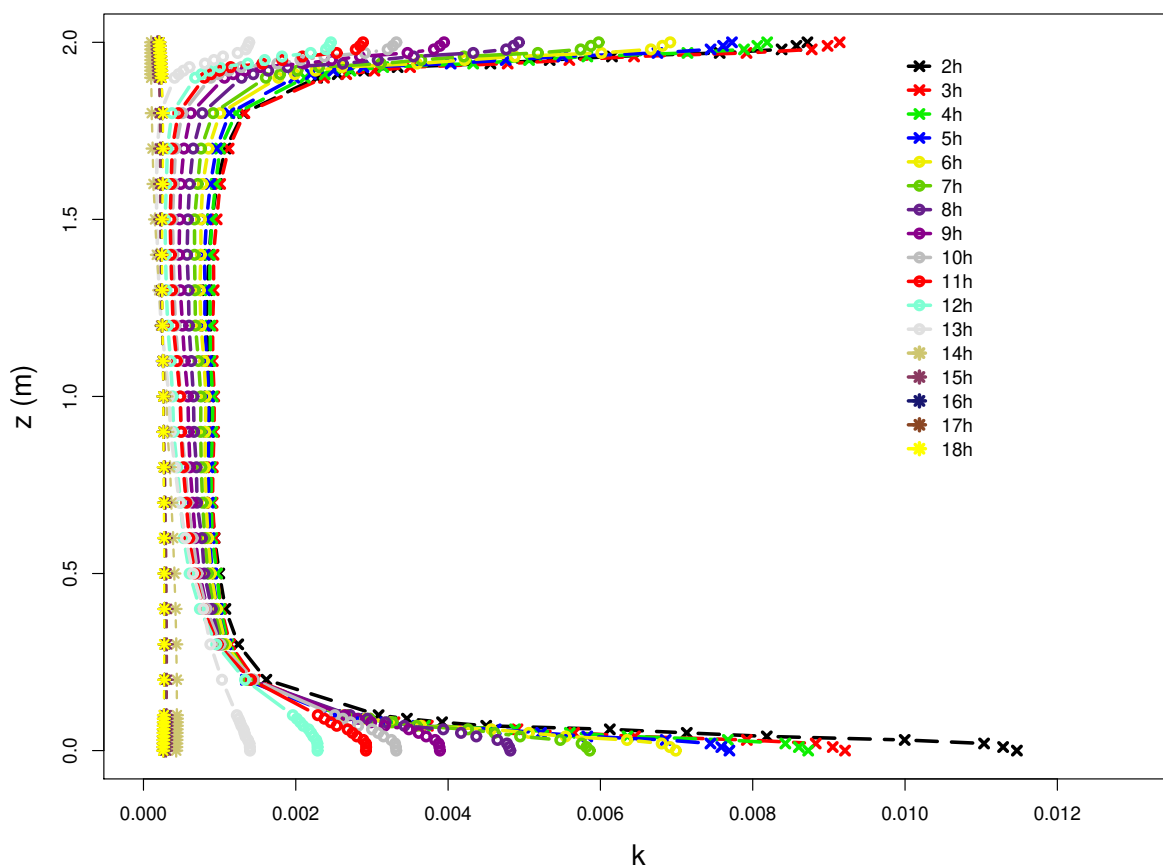
Figura 12 – Perfil da Energia Cinética Turbulenta Total.



Fonte: O autor.



Figura 13 – Perfil da Energia Cinética Turbulenta do Filtro de Sub-grade .



Fonte: O autor.

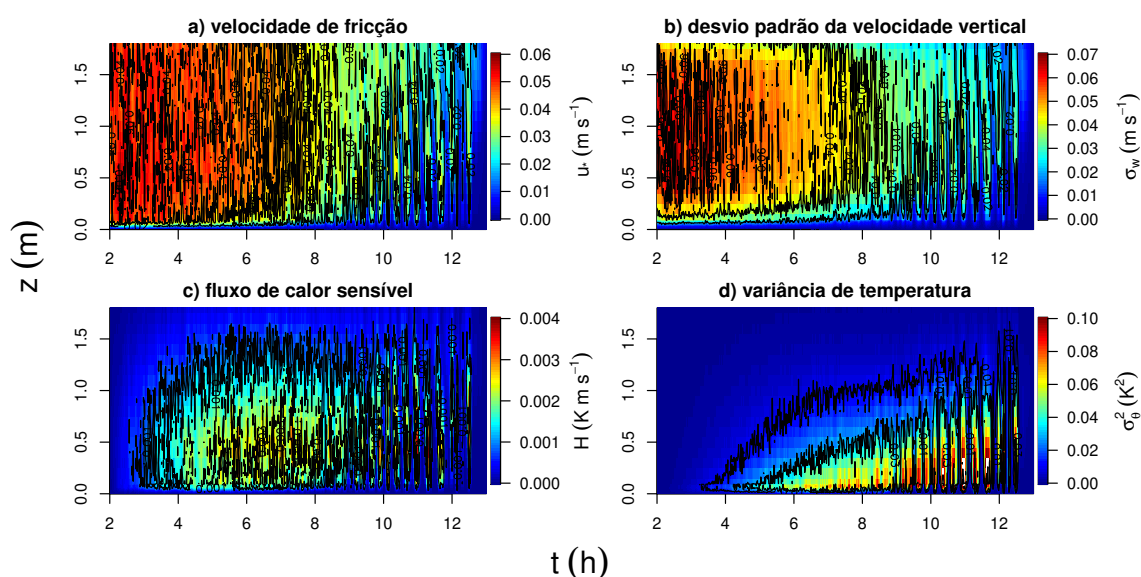
#### 4.4 Distribuição vertical dos eventos intermitentes

Conforme discutido anteriormente, a medida que a estratificação do escoamento aumenta, a turbulência é reduzida até que ocorra a laminarização do escoamento. Até aproximadamente 6 h de simulação a mistura do escoamento se mantém intensa, apesar do aumento da estratificação, como mostra a evolução temporal do perfil de velocidade de fricção ( $u_* = \sqrt{\tau/\rho} = (\overline{u'w'^2} + \overline{v'w'^2})^{1/4}$ ) (Fig. 14a). Ainda que a mistura do escoamento se mantenha, as flutuações de velocidade vertical são reduzidas, principalmente nos níveis próximos à superfície inferior do domínio, como mostra o desvio padrão da velocidade vertical ( $\sigma_w = \overline{w'^2}$ ) (Fig. 14b). A medida que a estratificação se intensifica, começam a surgir, nos níveis inferiores, eventos de turbulência intermitente. É possível observar claramente que os eventos não são gerados em superfície, aparentando serem promovidos pelo transporte de turbulência da camada limite próxima à placa superior ( Figs. 14a e 14b). Após as 10 h de simulação, os eventos se tornam mais localizados e mais intensos, até

que o escoamento se torne completamente laminar.

Devido ao escoamento ser neutro no início da simulação, o fluxo de calor sensível é significativo apenas a partir da primeira hora em que a superfície passa a ser resfriada (3h de simulação), como é possível observar na Fig. 14c. O fluxo de calor sensível, tem sua magnitude máxima próximo às 6 h e depois passa a diminuir, ocorrendo apenas de forma intermitente ao longo do domínio a partir das 10 h, e cessando completamente a partir das 13 h de simulação quando o escoamento se torna laminar (Fig. 14c). Ainda que a turbulência, seja reduzida pela estratificação ela é efetiva no transporte de energia na forma de calor da parte superior do domínio para a parte mais baixa, como mostra a Fig. 14c. Devido à variância de temperatura  $\sigma_T^2$  fornece uma ideia de efetividade da turbulência (STULL, 1988), nota-se que enquanto que o gradiente de temperatura não é intenso, a magnitude da variância de temperatura é pequena, a medida que o gradiente aumenta a variância de temperatura aumenta, e tem seus maiores valores durante a ocorrência dos eventos intermitentes. Na camada limite atmosférica noturna, a manutenção da variância de temperatura, enquanto o fluxo de calor é reduzido, também é observado durante a transição de regimes na camada estável (ACEVEDO et al., 2019). Todavia, enquanto a variância de temperatura diminui após a transição de regimes na CLE, aqui ela é mantida pela ocorrência dos eventos intermitentes de turbulência.

Figura 14 – Mapa da evolução temporal dos perfis de velocidade de fricção (Fig. 14a), desvio padrão da velocidade vertical (Fig. 14b), magnitude do fluxo de calor sensível ( $H$ ) (Fig. 14c) e variância de temperatura (Fig. 14d). Todas as variáveis foram estimadas utilizando médias temporais de 1 min. As isolinhas em cada um dos painéis representam valores arbitrários das variáveis.



Fonte: O autor.

#### 4.5 Classificação dos regimes de escoamento

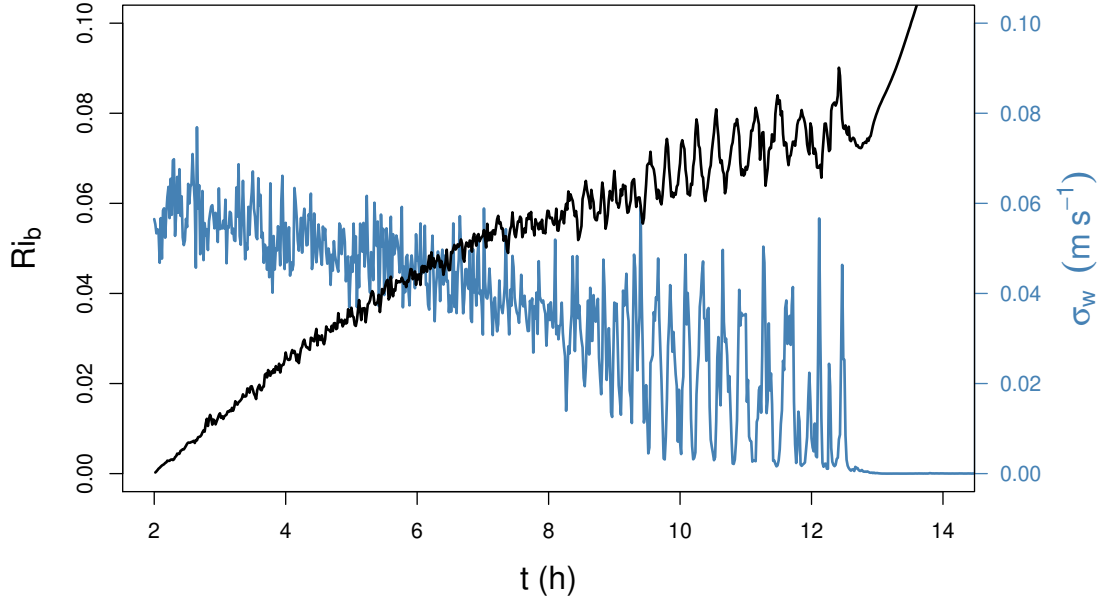
Caso uma transição de regimes de escoamento, similar a que ocorre na camada limite atmosférica noturna, ocorra é necessário classificar o escoamento e identificar onde ocorre a transição, assim como é feito na natureza. Geralmente, a transição de regimes na CLE é classificada utilizando a relação entre uma escala de velocidade turbulenta e a velocidade do vento local (SUN et al., 2012). Todavia, este estudo analisa a influência da estratificação utilizando apenas uma simulação na qual a taxa de resfriamento aumenta constantemente com o tempo, portanto, a influência da estratificação sobre a turbulência do escoamento será feita a partir da análise da variação do fluxo de calor sensível com o número de Richardson bulk do escoamento ( $Ri_b$ ):

$$Ri_b = \frac{g}{T_0} \frac{T_H - T_s}{U_H^2}. \quad (24)$$

Onde  $T_H$  e  $U_H$  são a temperatura e a velocidade horizontal do escoamento no centro do domínio, respectivamente. Para as análises apresentadas a seguir, serão utilizadas variáveis do nível localizado a 20 cm acima da superfície (como por exemplo  $\sigma_w$  na Fig. 15), a maior parte das escalas serem resolvidas nesse nível enquanto que próximo à superfície a maior parte das escalas do escoamento são parametrizadas, conforme mostrado na Fig. 5.

Durante a simulação, número de Richardson cresce a medida que a estratificação aumenta e turbulência diminui (Fig. 15). Ainda que a taxa de crescimento de  $Ri$  mude ao longo da simulação nenhuma alteração significativa indica a mudança de regime, exceto durante a ocorrência de intermitência e quando o escoamento laminariza completamente (Fig. 15). Até aproximadamente 4 h de simulação,  $\sigma_w$  oscila em torno de um valor constante passando a diminuir lentamente até 6 h, quando o decaimento se acentua até que os primeiros eventos de turbulência intermitentes ficam claros (por volta de 8 h de simulação). Apesar da flutuação de  $\sigma_w$  indicar a presença de eventos de intermitentes, principalmente a partir de aproximadamente 10 h de simulação, não é possível identificar claramente onde o escoamento deixa de ter turbulência contínua e passa a ter turbulência intermitente. É importante destacar que o  $Ri_b$  é um parâmetro de estabilidade que engloba toda a porção inferior do domínio, logo, a transição de escoamento em qualquer um dos níveis pode ser descrita o utilizando como critério.

Figura 15 – Séries temporais de  $Ri_b$  (linha preta) e do desvio padrão da velocidade vertical no nível de 20 cm acima da superfície (linha azul). Todas as variáveis foram calculadas a partir dos dados da simulação, utilizando médias de 1 min.



Fonte: O autor.

Para identificar a transição de regimes, foi assumido que quando a turbulência deixa de ser contínua e passa a ser intermitente. Feraco et al. (2018) mostraram que o quarto momento estatístico, curtose, da velocidade horizontal não é capaz de identificar a ocorrência de eventos intermitentes, enquanto que a curtose de  $w$  e  $T$  é maior que 3 sempre que ocorrem eventos de turbulência intermitente. A curtose de  $w$  ( $k_w$ ), é definida como:

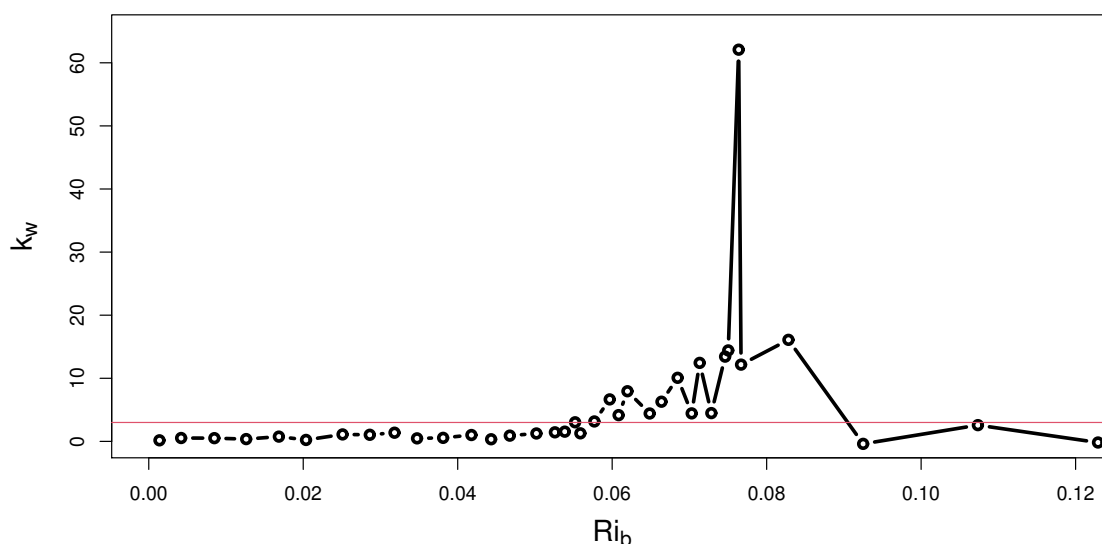
$$k_w = \frac{\overline{(w - \bar{w})^4}}{(\overline{(w - \bar{w})^2})^2}. \quad (25)$$

Quanto a curtose de  $w$  é analisada em função do número de Richardson bulk é possível identificar claramente quando  $k_w$  se torna maior que 3 (Fig. 16). A Fig. 16 mostra a relação entre  $k_w$  e  $Ri_b$ , calculada com uma janela temporal de 10 min, para que flutuações associadas à janela temporal, não interferissem na identificação da transição de regimes. Assim, é possível observar claramente que a partir de  $Ri_b \approx 0,058$  a curtose de  $w$  se torna maior que 3, indicando que o escoamento é predominantemente intermitente.

A partir da estimativa de  $k_w$  em 20 cm acima da superfície, é possível observar que em aproximadamente 8 h a turbulência do escoamento se torna intermitente (figura não mostrada). Em níveis inferiores, a turbulência contínua colapsa antes, todavia, eles não foram considerados na análise devido à parametrização de parede. É interessante notar que, a turbulência colapsa de baixo para cima, e não de cima para baixo como ocorre na

CLE. Isso pode estar associado às características do escoamento que mantêm a mistura turbulenta na metade superior do domínio devido à fricção com a placa superior (ver Fig. 14).

Figura 16 – Evolução da curtose de  $w$ , no nível de 20 cm acima superfície, com o número de Richardson bulk.



Fonte: O autor.

Diversos estudos têm associado a transição de escoamentos que leva ao colapso da turbulência ao máximo fluxo de calor sensível (WIEL et al., 2007; van de WIEL et al., 2012; HOOIJDONK et al., 2018, entre outros), por outro lado, observações sugerem que o máximo fluxo de calor ocorre horas antes da transição de regimes (ACEVEDO et al., 2019) e simulações utilizando modelos RANS mostraram que a transição está associada à inflexão do fluxo de calor, quando analisado em termos dos forçantes térmicos e mecânicos (COSTA et al., 2020).

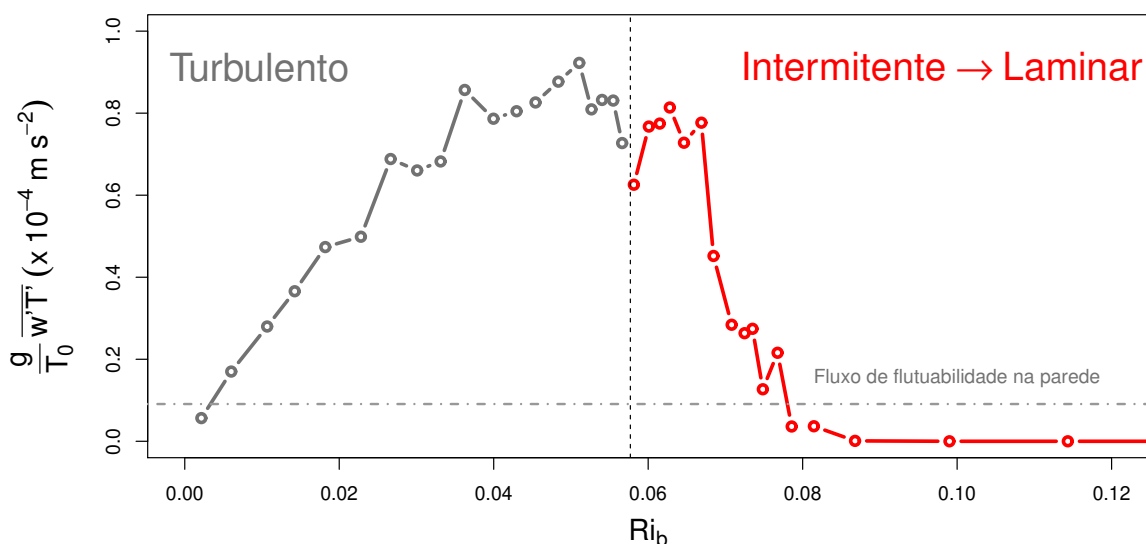
Hooijdonk et al. (2018) sugerem que quando analisado em termos de  $Ri$  o fluxo de fluabilidade possui dois pontos de equilíbrio que são dados pelo fluxo de fluabilidade na parede, que causa o resfriamento da porção inferior do domínio. A Fig. 17 mostra uma análise similar ao esquema proposto por Hooijdonk et al. (2018) através da dependência do fluxo de fluabilidade com o número de Richardson. O fluxo de fluabilidade na parede foi estimado como:  $g/T_0(\delta T_s/\delta t)\delta z$ , sendo o termo entre os parênteses a taxa de resfriamento superficial, imposta na simulação, e  $\delta z$  a altura do domínio. A linha horizontal na Fig. 17 representa o valor do fluxo de fluabilidade na parede durante toda a simulação. A linha vertical marca o valor de  $Ri_b$  encontrado na Fig. 16, portanto, todos os valores à esquerda da linha vertical estão associados a um regime de turbulência contínua (linha cinza representando o fluxo de fluabilidade), enquanto que os valores à direita estão

sujeitos a um regime de escoamento com turbulência intermitente e colapsando para um regime laminar (linha vermelha) (Fig. 17).

A medida que  $Ri_b$  aumenta o fluxo de fluabilidade também aumenta, ainda que a intensidade da turbulência esteja sendo reduzida pela estratificação. Isso ocorre devido ao aumento do gradiente de temperatura, que mesmo com redução da mistura consegue manter o fluxo intenso, chegando até um valor máximo. Todavia, o fluxo começa a cair até que quando ocorre a transição, ocorre um aumento de fluxo devido aos intensos eventos de turbulência intermitente que transportam energia na forma de calor das regiões mais altas para as porções inferiores do domínio. É possível observar que o máximo não está associado à transição dos regimes, sendo que essa ocorre após a ocorrência do máximo fluxo de fluabilidade, consecutivamente, máximo fluxo de calor (Fig. 17).

Conforme discutido anteriormente, a transição ocorre antes nos níveis mais próximos da superfície, mas ainda assim o fluxo máximo de calor não está associada à ela e vice-versa. Além disso, após a transição o fluxo de fluabilidade experimenta um abrupto decréscimo até o seu colapso total, quando o escoamento se torna laminar (Fig. 17).

Figura 17 – Dependência do fluxo de fluabilidade com o número de Richardson bulk. As linhas cinzas e vermelhas marcam a dependência do fluxo com  $Ri_b$  nos dois regimes, enquanto que a linha pontilhada vertical marca o valor de  $Ri_b$  onde ocorre a transição, determinado pela curtose de  $w$ . A linha pontilhada horizontal é o fluxo de fluabilidade na parede imposto para promover o resfriamento da superfície.



Fonte: O autor.

## 5 CONCLUSÃO

Os experimentos numéricos idealizados são importantes para o desenvolvimento do conhecimento sobre determinadas situações que ainda são desconhecidas. Pode-se observar, dentro desse aspecto, o fenômeno da estratificação térmica da camada limite atmosférica.

Quando analisamos os resultados obtidos, percebemos que a malha utilizada é válida para uma simulação LES pois ela calcula, na sua maioria, 80% da energia cinética turbulenta. Porém há alguns pontos, principalmente próximo às superfícies, a maior parte da energia foi parametrizada indicando que a malha deve ser refinada, ou uma função de parede deve ser utilizada para promover mais turbulência próximo à parede e evitar que a região parametrizada se estenda para longe das superfícies limitantes.

Quando observamos os perfis é possível identificar que os níveis se encontravam acoplados, devido à presença de turbulência contínua, antes do resfriamento e após o mesmo eles começam a se desacoplar conforme o resfriamento superficial aumenta e a estratificação se intensifica. O perfil de velocidade mostra que após 14 h de simulação, ocorre a laminarização do escoamento e a velocidade passa a variar linearmente ao longo do domínio.

Os mapas da evolução temporal das variáveis que podem ser associadas a uma noção de intensidade turbulenta, velocidade de fricção de desvio padrão da velocidade vertical, mostram que a medida que a estratificação do escoamento se intensifica, a turbulência é reduzida até que começam a surgir eventos de turbulência intermitente durante o colapso que leva à laminarização do escoamento. Por outro lado, o fluxo de calor sensível aumenta durante a simulação até um valor máximo e então começa a reduzir até o colapso da turbulência. É interessante notar que a transferência de energia ocorre de cima para baixo, e conforme ocorrem intensos eventos intermitentes a variação de temperatura alcança seus maiores valores, devido à efetividade desses eventos no transporte de energia.

A identificação da transição em termos do número de Richardson bulk, mostrou que a transição do regime de turbulência para o regime com turbulência intermitente não está associada ao máximo fluxo de calor, sendo que esse ocorre antes do início do colapso da turbulência.

É importante destacar que o presente trabalho apresentou alguns resultados importantes, tais como, que uma simulação utilizando LES representa adequadamente o colapso da turbulência em um escoamento estratificado; que a transição entre os regimes de turbulência contínua acontece com a presença de turbulência intermitente; e que o máximo fluxo de calor sensível não está associado à transição e vice-versa. Entretanto, expandir as análises é necessário, simulando outros casos e principalmente, melhorando a qualidade da simulação LES junto às superfícies do domínio.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ACEVEDO, O. C.; FITZJARRALD, D. R. In the core of the night-effects of intermittent mixing on a horizontally heterogeneous surface. **Boundary-layer meteorology**, Springer, v. 106, n. 1, p. 1–33, 2003.
- ACEVEDO, O. C. et al. The nocturnal boundary layer transition from weakly to very stable. part i: Observations. **Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society**, Wiley Online Library, v. 145, n. 725, p. 3577–3592, 2019.
- ANDERSSON, B. et al. **Computational fluid dynamics for engineers**. [S.l.]: Cambridge University Press, 2011.
- ANSORGE, C.; MELLADO, J. P. Global intermittency and collapsing turbulence in the stratified planetary boundary layer. **Boundary-layer meteorology**, Springer, v. 153, n. 1, p. 89–116, 2014.
- BATUGEDARA, Y.; LABOVSKY, A. E.; SCHWIEBERT, K. J. Higher temporal accuracy for les-c turbulence models. **Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering**, Elsevier, v. 377, p. 113696, 2021.
- BECH, K. H. et al. An investigation of turbulent plane couette flow at low reynolds numbers. **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge University Press, v. 286, p. 291–325, 1995.
- BERTOLINI, E.; PIERINGER, P.; SANZ, W. Effect of different subgrid-scale models and inflow turbulence conditions on the boundary layer transition in a transonic linear turbine cascade. **International Journal of Turbomachinery, Propulsion and Power**, Multidisciplinary Digital Publishing Institute, v. 6, n. 3, p. 35, 2021.
- BIAN, X. et al. Hybrid rans/les study of complex turbulence characteristics and flow mechanisms on the highly-loaded turbine endwall. **Aerospace Science and Technology**, Elsevier, v. 94, p. 105404, 2019.
- CELIK, I. B.; CEHRELI, Z. N.; YAVUZ, I. Index of Resolution Quality for Large Eddy Simulations. **Journal of Fluids Engineering**, v. 127, n. 5, p. 949–958, 2005.
- ÇENGEL, Y. A.; GHAJAR, A. J. **Tranferência de Calor e Massa**. [S.l.]: AMGH Editora, 2009.
- CHENG, Y. et al. Deep learning for subgrid-scale turbulence modeling in large-eddy simulations of the atmospheric boundary layer. **arXiv preprint arXiv:1910.12125**, 2019.
- CHOI, S. M. et al. Heat transfer from a dimple-imprint downstream of boundary-layer trip-wire. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, Elsevier, v. 173, p. 121242, 2021.
- COSTA, F. D. et al. Stable boundary layer regimes in single-column models. **Journal of the Atmospheric Sciences**, American Meteorological Society, v. 77, n. 6, p. 2039–2054, 2020.



\_\_\_\_\_. A simplified model for intermittent turbulence in the nocturnal boundary layer. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 68, n. 8, p. 1714–1729, 2011.

DONDA, J. et al. 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.

DUAN, G.; TAKEMI, T. Gustiness in thermally-stratified urban turbulent boundary-layer flows and the influence of surface roughness. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, Elsevier, v. 208, p. 104442, 2021.

FERACO, F. et al. Vertical drafts and mixing in stratified turbulence: Sharp transition with froude number. **EPL (Europhysics Letters)**, IOP Publishing, v. 123, n. 4, p. 44002, 2018.

FREIRE, L. S. Large-eddy simulation of the atmospheric boundary layer with near-wall resolved turbulence. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, p. 1–19, 2022.

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.

HOLMAN, J. **Heat Transfer of International Edition**. [S.l.]: McGraw-Hill, New York, 2009.

HOLZMANN, T. **Mathematics, Numerics, Derivations and OpenFOAM®**. [S.l.]: Loeben, Germany: Holzmann CFD, URL: <https://holzmann-cfd.de> (visited on Nov. 29, 2017), 2016.

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.

\_\_\_\_\_. 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.

JIANSHENG, W.; YU, J.; XUELING, L. Heat transfer and flow characteristics in a rectangular channel with small scale vortex generators. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, Elsevier, v. 138, p. 208–225, 2019.

KIM, M. et al. Assessment of the wall-adapting local eddy-viscosity model in transitional boundary layer. **Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering**, Elsevier, v. 371, p. 113287, 2020.

KUNDU, P. K.; COHEN, I. M.; DOWLING, D. **Fluid Mechanics 4th**. [S.l.]: Elsevier, Oxford, 2008.

LEE, M. J. The structure of turbulence in a simulated plane couette flow. In: **Proc. 8th Symp. on Turbulent Shear Flows, Munich, 1991**. [S.l.: s.n.], 1991.

LIM, J. et al. Pse-coupled les method for turbulent transition in compressible boundary layer. In: **AIAA SCITECH 2022 Forum**. [S.l.: s.n.], 2022. p. 0476.

MAHRT, L.; VICKERS, D. Extremely weak mixing in stable conditions. **Boundary-layer meteorology**, Springer, v. 119, n. 1, p. 19–39, 2006.

MARIES, A. et al. Interactive exploration of stress tensors used in computational turbulent combustion. In: **New Developments in the Visualization and Processing of Tensor Fields**. [S.l.]: Springer, 2012. p. 137–156.

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.

MUNSON, B.; DONALD, F.; OKIISHI, T. **Fundamentos da Mecânica dos Fluidos. 4ª**. [S.l.]: Blucher, 2004.

PENTTINEN, O.; YASARI, E.; NILSSON, H. A pimplefoam tutorial for channel flow, with respect to different les models. **Practice Periodical on Structural Design and Construction**, v. 23, n. 2, p. 1–23, 2011.

POPE, S. B. **Turbulent flows**. [S.l.]: IOP Publishing, 2001.

\_\_\_\_\_. Ten questions concerning the large-eddy simulation of turbulent flows. **New journal of Physics**, IOP Publishing, v. 6, n. 1, p. 35, 2004.

POST, S. Mecânica dos fluidos aplicada e computacional. **Rio de Janeiro: LTC**, 2013.

PUZU, N.-o.; PRASERTSAN, S.; NUNTADUSIT, C. Heat transfer enhancement and flow characteristics of vortex generating jet on flat plate with turbulent boundary layer. **Applied Thermal Engineering**, Elsevier, v. 148, p. 196–207, 2019.

SCILLITOE, A. D.; TUCKER, P. G.; ADAMI, P. Large eddy simulation of boundary layer transition mechanisms in a gas-turbine compressor cascade. **Journal of Turbomachinery**, American Society of Mechanical Engineers Digital Collection, v. 141, n. 6, 2019.

\_\_\_\_\_. Large eddy simulation of boundary layer transition mechanisms in a gas-turbine compressor cascade. **Journal of Turbomachinery**, American Society of Mechanical Engineers Digital Collection, v. 141, n. 6, 2019.

SESSA, V.; XIE, Z.-T.; HERRING, S. Thermal stratification effects on turbulence and dispersion in internal and external boundary layers. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 176, n. 1, p. 61–83, 2020.

SHI, X. et al. An implicit algebraic turbulence closure scheme for atmospheric boundary layer simulation. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 76, n. 11, p. 3367–3386, 2019.

STOLL, R. et al. Large-eddy simulation of the atmospheric boundary layer. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 177, n. 2, p. 541–581, 2020.

STULL, R. B. **An introduction to boundary layer meteorology**. [S.l.]: Springer, 1988. v. 13.

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.

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

\_\_\_\_\_. 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.

TU, J.; YEOH, G.-H.; LIU, C. **Computational fluid dynamics: a practical approach**. [S.l.]: Butterworth-Heinemann, 2011.

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.

VREUGDENHIL, C. A.; TAYLOR, J. R. Stratification effects in the turbulent boundary layer beneath a melting ice shelf: Insights from resolved large-eddy simulations. **Journal of Physical Oceanography**, v. 49, n. 7, p. 1905–1925, 2019.

WHITE, F. M. **Mecânica dos Fluidos-6**. [S.l.]: AMGH Editora, 2010.

WIEL, B. Van de et al. Predicting the collapse of turbulence in stably stratified boundary layers. **Flow, Turbulence and Combustion**, Springer, v. 79, n. 3, p. 251–274, 2007.

WIJESOORIYA, K. et al. Numerical investigation of scale resolved turbulence models (les, eles and ddes) in the assessment of wind effects on supertall structures. **Journal of Building Engineering**, Elsevier, v. 25, p. 100842, 2019.

WU, Y. et al. Effects of heat transfer on separated boundary layer behavior under adverse pressure gradients. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, Elsevier, v. 142, p. 118348, 2019.

ZELI, V. **Modelling of stably-stratified, convective and transitional atmospheric boundary layers using the explicit algebraic Reynolds-stress model**. 2021. Tese (Doutorado) — KTH Royal Institute of Technology, 2021.

ŽELI, V. et al. Modelling of stably stratified atmospheric boundary layers with varying stratifications. **Boundary-Layer Meteorology**, Springer, v. 176, p. 229–249, 2020.