

MINISTÉRIO DA EDUCAÇÃO  
UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA

ESTUDO DA INTERAÇÃO TURBULÊNCIA-RADIAÇÃO ATRAVÉS DO MÉTODO DE  
SIMULAÇÃO DE GRANDES ESCALAS PARA MEIOS PARTICIPANTES

por

Guilherme Eismann Velasco

Dissertação para obtenção do Título de  
Mestre em Engenharia

Porto Alegre, maio de 2014.

ESTUDO DA INTERAÇÃO TURBULÊNCIA-RADIAÇÃO ATRAVÉS DO MÉTODO DE  
SIMULAÇÃO DE GRANDES ESCALAS PARA MEIOS PARTICIPANTES

por

Guilherme Eismann Velasco

Engenheiro Mecânico

Dissertação submetida ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, da Escola  
de Engenharia da Universidade Federal do Rio Grande do Sul, como parte dos requisitos  
necessários para obtenção do Título de

Mestre em Engenharia

Área de Concentração: Fenômenos de Transporte

Orientador: Prof. Dr. Francis Henrique Ramos França

Co-orientador: Prof<sup>a</sup>. Dr<sup>a</sup>. Adriane Prisco Petry

Aprovada por:

Prof. Dr. Elizaldo Domingues dos Santos - FURG

Prof. Dr. Fernando Marcelo Pereira - PROMEC/UFRGS

Prof. Dr. Luiz Alberto Oliveira Rocha - PROMEC/UFRGS

Prof. Dr. Rogério José Marczak

Coordenador do PROMEC

Porto Alegre, 30 de maio de 2014.

## **AGRADECIMENTOS**

À minha mãe por todo o apoio e incentivo na busca pelo conhecimento e aperfeiçoamento profissional.

À orientação dos Professores Francis e Adriane na elaboração do trabalho.

A todos que me ajudaram ou incentivaram de alguma forma para a realização deste trabalho.

Aos demais professores do PROMEC/UFRGS pelos conhecimentos transmitidos ao longo do curso.

À CAPES por prover a bolsa de estudos e à UFRGS por disponibilizar os recursos adequados à pesquisa.

## RESUMO

O presente trabalho tem por objetivo estudar as Interações Turbulência-Radiação em um escoamento não reativo para meios participantes. Estas interações caracterizam-se por um complexo fenômeno transiente, devido à combinação de dois fenômenos, unindo as características das flutuações da turbulência e da elevada não linearidade do fenômeno da radiação térmica. O estudo consiste em análise numérica do problema por dinâmica de fluidos computacional, através da utilização do *Fire Dynamics Simulator* (FDS), um software *Open-Source*, na qual a modelagem da turbulência é feita através da Simulação de Grandes Escalas. Como se trata de um software novo, bem como sendo introduzido no grupo de pesquisa, primeiramente é realizada a simulação de um caso *benchmark* para verificação e avaliação da formulação numérica. A análise do TRI é realizada em um problema proposto baseado em trocadores de calor reais utilizados em máquinas térmicas, como por exemplo, geradores de vapor ou coletores de escapamento de motores, envolvendo transferência combinada de convecção forçada e radiação térmica. A metodologia de avaliação consiste em comparar o fluxo radiante médio nas fronteiras obtido através da simulação transiente e compará-lo com o fluxo obtido por meio do campo médio temporal de temperaturas. São avaliadas a influência da intensidade de turbulência na entrada do escoamento, assim como a da espessura óptica, ambos relevantes para os efeitos do TRI. Conforme descrito pela literatura, neste tipo de problema as interações podem ser negligenciadas, confirmando os resultados obtidos, da ordem de 2% para o fluxo radiante.

Palavras-chave: Turbulência; Radiação térmica; Simulação de Grandes Escalas.

## ABSTRACT

This dissertation has the objective of analyzing the Turbulence-Radiation Interaction for a non-reactive flow with a participating media. These interactions are characterized by complex transient effects, due to the combination of two phenomena, coupling the scalar fluctuations of the turbulence and the highly non-linearity of thermal radiation. The study consists in a numerical analysis through Computational Fluid Dynamics, using the Fire Dynamics Simulator (FDS), an *Open-Source* software, which employs the Large Eddy Simulation method. Because the software is under development and new in the research group, it will be performed the simulation of a benchmark case for verification and evaluation of the numerical methodology. The TRI analysis will be performed in a proposed problem, based on real heat exchangers, as an example, steam generators or exhaust manifold of combustion engines, involving combined heat transfer between forced convection and radiative heat transfer. The methodology consists in evaluating the radiative mean heat flux obtained by the transient simulation and compare it with the flux obtained with the time-averaged temperature field. It will be evaluated the influence of the turbulence intensity at the inlet and the optical thickness, both very important for the TRI effects. According to the literature, in this case the TRI effects could be neglected, confirming the obtained results, around 2% for the radiative heat flux.

Keywords: Turbulence; Thermal Radiation; Large Eddy Simulation.

# ÍNDICE

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO.....</b>	<b>1</b>
1.1	Interação Turbulência-Radiação .....	1
1.2	Modelagem da turbulência .....	2
1.3	Objetivos do trabalho.....	5
1.4	Organização do trabalho .....	6
<b>2</b>	<b>FUNDAMENTAÇÃO FÍSICO-MATEMÁTICA.....</b>	<b>7</b>
2.1	Equações governantes do escoamento .....	7
2.2	Radiação térmica .....	12
2.2.1	Definições .....	12
2.2.2	Meio participante .....	18
2.2.3	Modelo de Gás Cinza.....	23
2.3	Simulação de Grandes Escalas (LES).....	23
2.3.1	Modelagem das escalas submalha .....	30
2.3.2	Modelo de Smagorinsky .....	31
2.3.3	Modelo Dinâmico de viscosidade turbulenta .....	32
2.4	Interação Turbulência-Radiação (TRI).....	34
<b>3</b>	<b>METODOLOGIA.....</b>	<b>37</b>
3.1	Modelagem numérica .....	37
3.1.1	Código base .....	37
3.1.2	Método dos Volumes finitos.....	38
3.1.3	Radiação térmica .....	41
3.2	Avaliação dos resultados transientes .....	44
3.3	Medida de resolução da turbulência .....	47
3.4	Método dos Vórtices Sintéticos .....	48
<b>4</b>	<b>VERIFICAÇÃO DA MODELAGEM NUMÉRICA .....</b>	<b>51</b>
<b>5</b>	<b>ESTUDO DA INTERAÇÃO TURBULÊNCIA RADIAÇÃO .....</b>	<b>58</b>
5.1	Definição do problema .....	58
5.2	Qualidade da discretização .....	61
5.2.1	Discretização espacial.....	61

5.2.2	Discretização angular.....	64
5.3	Definição da temperatura do reservatório na saída.....	66
5.4	Influência da intensidade de turbulência na entrada.....	67
5.5	Influência da espessura óptica .....	78
<b>6</b>	<b>CONCLUSÕES.....</b>	<b>86</b>
<b>7</b>	<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....</b>	<b>89</b>
	<b>APÊNDICE A – Cálculo da temperatura do reservatório de saída. ....</b>	<b>95</b>

## LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1 – Problemas de engenharia envolvendo radiação [adaptado de Dos Santos, 2011] .	1
Figura 1.2 – Esquema do TRI [Coelho, 2007] .....	2
Figura 1.3 – Espectro de energia para escoamentos turbulentos (escala logarítmica) [Wilcox,1993].....	3
Figura 1.4 – Comparação entre as modelagens RANS x LES [adaptado de Hostikka,2008] ....	5
Figura 2.1 – Temperatura média de mistura [Bejan, 1995].....	12
Figura 2.2 – Espectro para ondas eletromagnéticas [Modest, 2003].....	13
Figura 2.3 – Poder emissivo hemisférico [Siegel e Howell, 2002] .....	14
Figura 2.4 - Intensidade emitida da fonte para elementos de área [Siegel e Howell, 2002] ....	16
Figura 2.5 - Fluxo de energia radiante [Siegel e Howell, 2002] .....	17
Figura 2.6 – Espectro do coeficiente de absorção para o CO <sub>2</sub> [Dorigon, 2012] .....	19
Figura 2.7 – Intensidade de radiação em um meio participante [Dorigon, 2012] .....	19
Figura 2.8 – Filtro uniforme [Dos Santos, 2007] .....	24
Figura 2.9 - Tipos de aproximação para o termo de emissão TRI [Roger et al., 2011] .....	36
Figura 3.1 – Campo de velocidade instantâneo .....	38
Figura 3.2 – Campo de Temperaturas .....	38
Figura 3.3 – Campo de Velocidades.....	38
Figura 3.4 – Esquema do volume de controle [Patankar, 1980].....	40
Figura 3.5 – Discretização angular para o MVF [Hostikka, 2008] .....	42
Figura 3.6 – Discretização espacial para a radiação [Modest, 2003] .....	44
Figura 3.7 – Flutuação da temperatura [Poitou et al., 2007] .....	45
Figura 3.8 - Exemplo de flutuação da componente u da velocidade.....	46
Figura 3.9 – Criação de um campo médio no tempo.....	47
Figura 3.10 - Esquema implementado para obtenção dos campos médios .....	47
Figura 3.11 – Contornos de Isovelocidade (entrada na esquerda) [Jarrin, 2008] .....	49
Figura 3.12 – Componente v da velocidade [Jarrin, 2008] .....	50
Figura 3.13 – Função Densidade de Probabilidade [Jarrin, 2008] .....	50
Figura 3.14 – Contornos de velocidade [Jarrin, 2008] .....	50
Figura 4.1 – Domínio computacional do degraú [adaptado de Le et al.,1997) .....	53



Figura 4.2 – Perfil na entrada laminar .....	54
Figura 4.3 – Perfil na entrada turbulento .....	54
Figura 4.4 – Campo de velocidade instantâneo (regime laminar).....	56
Figura 4.5 – Campos de velocidade instantâneos (regime turbulento).....	57
Figura 5.1 – Temperaturas em um trocador de calor de contracorrente [The Babcock & Wilcox Company, 2005] .....	58
Figura 5.2 – Domínio computacional utilizado .....	60
Figura 5.3 – Componente u da velocidade x número de volumes.....	63
Figura 5.4 – Temperatura (T) x número de volumes.....	63
Figura 5.5 – Malha .....	63
Figura 5.6 – Detalhe da malha.....	64
Figura 5.7 – MTR instantâneo (plano médio) .....	64
Figura 5.8 – Campo de temperatura médio .....	64
Figura 5.9 – Fluxo radiante local x número de divisões.....	65
Figura 5.10 – Cálculo da temperatura do reservatório .....	66
Figura 5.11 – Influência da intensidade de turbulência na taxa total de calor retirada .....	68
Figura 5.12 – Campo instantâneo da velocidade u.....	69
Figura 5.13 – Campo médio da velocidade u .....	69
Figura 5.14 – Flutuações de velocidade u - x = 5 m.....	70
Figura 5.15 – Flutuações de temperatura - x = 5 m.....	70
Figura 5.16 – Campo instantâneo da velocidade w .....	71
Figura 5.17 – Campo instantâneo de vorticidade ( $\omega_y$ ).....	71
Figura 5.18 – Campo instantâneo de temperatura .....	72
Figura 5.19 – Campo médio de velocidade - IT = 10% .....	72
Figura 5.20 – Campo instantâneo do termo fonte radiante .....	74
Figura 5.21 – Campo médio do termo fonte radiante - IT = 10% .....	74
Figura 5.22 – Diferença entre fluxos com TRI e sem TRI x posição.....	75
Figura 5.23 – Comparação dos fluxos locais – IT = 10% .....	76
Figura 5.24 – Relação entre fluxo radiante e convectivo .....	76
Figura 5.25 – Influência da espessura óptica na taxa total de calor retirada .....	78
Figura 5.26 – Campo instantâneo de temperatura .....	79
Figura 5.27 – Campo médio de temperatura .....	79

Figura 5.28 – Campo instantâneo da velocidade $u$ .....	80
Figura 5.29 – Campo médio da velocidade $u$ .....	80
Figura 5.30 – Relação entre fluxo radiante e convectivo .....	81
Figura 5.31 – Campos do termo fonte radiante - $\tau_0 = 0,05$ .....	82
Figura 5.32 – Diferença entre fluxos com TRI e sem TRI .....	82
Figura 5.33 – Campo instantâneo de vorticidade ( $\omega y$ ) .....	83
Figura 5.34 – Campo instantâneo da velocidade $w$ .....	84
Figura 5.35 – Campos do termo fonte radiante - $\tau_0 = 0,5$ .....	84
Figura 5.36 – Campos do termo fonte radiante - $\tau_0 = 5,0$ .....	84
Figura 5.37 – Campos do termo fonte radiante - $\tau_0 = 50,0$ .....	85

## LISTA DE TABELAS

Tabela 4.1 – Domínio e malha para o problema do degrau.....	55
Tabela 4.2 – Números de Reydols no escoamento do degrau .....	55
Tabela 4.3 – $X_R/H \times Re$ para o degrau .....	55
Tabela 5.1 – Avaliação de qualidade de malha .....	62
Tabela 5.2 – Teste de discretização angular .....	65
Tabela 5.3 – Casos utilizados para o cálculo da temperatura de saída.....	67
Tabela 5.4 – Temperatura média de mistura e taxa de calor retirada - IT.....	68
Tabela 5.5 – Fluxo radiante na parede – IT .....	73
Tabela 5.6 – Fluxo radiante e convectivo na parede – IT.....	77
Tabela 5.7 – Temperatura média de mistura e taxa de calor retirada – espessura óptica.....	78
Tabela 5.8 – Fluxo radiante e convectivo na parede – espessura óptica .....	81
Tabela 5.9 – Fluxo radiante na parede – espessura óptica.....	83
Tabela A.1 – Cálculo iterativo das temperaturas.....	96

## LISTA DE SÍMBOLOS

$\frac{D(\ )}{Dt} = \frac{\partial(\ )}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla}(\ )$  – derivada total ou material

$n_j$  – cosseno diretor do vetor normal à superfície

$x_i$  – eixo do sistema de coordenadas

$t$  – domínio temporal [s]

$v_i$  – componente da velocidade na direção “i” [m/s]

$\hat{v}_i$  – componente da velocidade prescrita [m/s]

$f_i$  – componente da força na direção “i” [N]

$t_i$  – componente da força prescrita [N]

$p$  – pressão [Pa]

$T$  – Temperatura [K]

$\vec{v}$  – vetor velocidade [m/s]

$\vec{A}$  – vetor área [m<sup>2</sup>]

$S_\phi$  – fonte de  $\phi$  por unidade de volume

$N_{faces}$  – número de faces da célula

$\vec{A}_f$  – área da superfície da face

$nb$  – volumes vizinhos (neighbourhood)

$a_p$  – coeficiente linearizado para o ponto

$a_{np}$  – coeficiente linearizado para a vizinhança

$b$  – termo fonte

$C_p$  – calor específico à pressão constante [kJ/kg.K]

$e$  – energia interna específica [J/kg]

$k$  – condutividade térmica do fluido [W/m.K]

$q_i''$  – fluxo de calor por condução na direção “i” [W/m<sup>2</sup>]

$q'''$  – taxa volumétrica de geração de energia [kW/m<sup>3</sup>]

$c$  – velocidade da onda eletromagnética [m/s]

$c_0$  – velocidade da luz no vácuo [2,998.10<sup>8</sup> m/s]

$C_1 = 0,5955137 \times 10^8$  [W.μm<sup>4</sup>/(m<sup>2</sup>.sr)] (Constante da distribuição espectral de Plank)

$C_2 = 1,4387752 \times 10^4$  [μm.K] (Constante da distribuição espectral de Plank)

$d\dot{Q}_{A_1, S_1}$  – taxa de energia emitida passando por  $dA_I$  [W]  
 $i_{\lambda,1}$  – intensidade de radiação espectral incidente em  $dA_I$  [W/(m<sup>2</sup>.µm.sr)]  
 $dA_1$  – diferencial de área irradiada [m<sup>2</sup>]  
 $S_1$  – distância ao longo do caminho [m]  
 $dQ_{\lambda, S}d\lambda$  – energia espectral hemisférica emitida  
 $\bar{f}(x_i)$  – variável filtrada  
 $\bar{f}$  – referente às grandes escalas  
 $f'$  – referente às escalas submalha  
 $G(x_i - x'_i)$  – função filtro espacial  
 $k_{c,min}$  – número de onda de corte mínimo [m<sup>-1</sup>]  
 $\delta x, \delta y$  e  $\delta z$  – dimensões de discretização da malha [m ou mm]  
 $v$  – volume da célula [m<sup>3</sup>]  
 $\bar{v}_i$  – componente da velocidade na direção “i”, associado às grandes escalas [m/s]  
 $\bar{p}$  – pressão filtrada [Pa]  
 $v'_i$  – componente da velocidade na direção “i”, associado às escalas submalha [m/s]  
 $L_{ij}$  – termos de Leonard [N/m<sup>2</sup>]  
 $C_{ij}$  – termos cruzados [N/m<sup>2</sup>]  
 $\bar{q}'''$  – taxa de geração volumétrica de energia filtrada [W/m<sup>3</sup>]  
 $L_{\theta i}$  – fluxo turbulento de Leonard [W/m<sup>2</sup>]  
 $C_{\theta i}$  – fluxo turbulento cruzado [W/m<sup>2</sup>]  
 $\bar{S}_{ij}$  – tensor da taxa de deformação associado às escalas resolvidas [s<sup>-1</sup>]  
 $|\bar{S}_{ij}|$  – módulo do tensor da taxa de deformação associado às escalas resolvidas [s<sup>-1</sup>]  
 $k_{SM}$  – energia cinética turbulenta de submalha [J/kg]  
 $C_S$  – constante de Smagorinsky  
 $C(x_i, t)$  – coeficiente dinâmico  
 $\langle \rangle$  – filtro teste  
 $\bar{i}_\eta$  e  $\bar{i}_{\eta,b}$  – intensidades de radiação, associadas às grandes escalas [W/(m<sup>2</sup>.µm)]  
 $i'_\eta$  e  $i'_{\eta,b}$  – intensidades de radiação, associadas às escalas submalha [W/(m<sup>2</sup>.µm)]  
 $L_{em}$  – termo de Leonard relativo à emissão (emissão radiante de Leonard)  
 $L_{ab}$  – termo de Leonard relativo à absorção (absorção radiante de Leonard)  
 $C_{em}$  – termo cruzado relativo à emissão (emissão radiante cruzada)

$C_{ab}$  – termo cruzado relativo à absorção (absorção radiante cruzada)  
 $dt$  – passo de tempo [s]  
 $CFL$  – número de Courant-Friedrichs-Lewy  
 $|v_i|$  – módulo da componente da velocidade [m/s]  
 $dt_{max}$  – passo de tempo máximo [s]  
 $N_{\Omega}$  – número de divisões (total)  
 $N_{\theta}$  – número de bandas  
 $N_{\phi}$  – número de ângulos por banda  
 $i_{\eta b}$  e  $i_{\eta}$  – intensidade de radiação na direção  $j$  [W/(m<sup>2</sup>.μm)]  
 $i_{m\eta}$  – intensidade de radiação na face  $m$  da célula [W/(m<sup>2</sup>.μm)]  
 $m$  – número de faces da célula  
 $A_m$  – área da face [m<sup>2</sup>]  
 $n_m$  – vetor unitário normal à face  $m$   
 $L$  – escala de comprimento dos vórtices [m]  
 $D_h$  – diâmetro hidráulico [m]  
 $Re$  – Número de Reynolds  
 $T_m$  – Temperatura média de mistura [K]  
 $v_m$  – velocidade média na seção transversal [m/s]  
 $T_w$  – temperatura das paredes laterais [K]  
 $v_{i,w}$  – componentes da velocidade na parede [m/s]  
 $T_{in}$  – temperatura na entrada [K]  
 $Pr$  – número de Prandtl  
 $P_{out}$  – Pressão na saída [Pa]

## LISTA DE SÍMBOLOS GREGOS

- $\delta_{ij}$  – delta de Kroenecker ( $\delta_{ij}=1$  para  $i=j$ ;  $\delta_{ij}=0$  para  $i\neq j$ )
- $\Omega$  – domínio espacial
- $\rho$  – massa específica [kg/m<sup>3</sup>]
- $\phi$  – escalar
- $\bar{\phi}$  – média temporal da grandeza  $\phi$
- $\phi_{nb}$  – escalar para a vizinhança
- $\phi_f$  – valor da variável  $\phi$  na interface
- $\Gamma_\phi$  – coeficiente de difusão para a variável  $\phi$
- $\nabla\phi$  – gradiente de  $\phi$
- $\nabla\phi_f$  – gradiente de  $\phi$  na face
- $S_\phi$  – fonte de  $\phi$  por unidade de volume.
- $\mu$  – viscosidade dinâmica [Pa.s]
- $\lambda$  – coeficiente de viscosidade volumétrica
- $\Phi$  – função de dissipação viscosa
- $\beta$  – coeficiente de expansão térmica [K<sup>-1</sup>]
- $\nu$  – frequência [Hz]
- $\lambda$  – comprimento de onda [ $\mu\text{m}$ ]
- $\eta$  – número de onda [cm<sup>-1</sup> ou m<sup>-1</sup>]
- $\omega$  – frequência angular [rad/s]
- $\sigma = 5,6704 \times 10^{-8}$  [W/(m<sup>2</sup>.K<sup>4</sup>)] (Constante de Stefan-Boltzmann)
- $\kappa_\eta(S)$  – coeficiente de extinção [m<sup>-1</sup>]
- $\tau_0$  – espessura óptica
- $\nabla \cdot q_r''$  – divergente do fluxo radiante [W/m<sup>3</sup> ou kW/m<sup>3</sup>]
- $\bar{\Delta}$  – comprimento característico do filtro [m]
- $\delta x, \delta y$  e  $\delta z$  – dimensões de discretização da malha [m ou mm]
- $\sigma_{LJ}$  – parâmetro de Lennard-Jones [Å]
- $\Omega_v$  – Função empírica da temperatura

$\nu$  – viscosidade cinemática [ $\text{m}^2/\text{s}$ ]

$\nu_t$  – viscosidade cinemática turbulenta [ $\text{m}^2/\text{s}$ ]

$\alpha$  – difusividade térmica [ $\text{m}^2/\text{s}$ ]

$\theta_i$  – fluxo turbulento submalha [ $\text{W}/\text{m}^2$ ]

$\langle \bar{\Delta} \rangle$  – dimensão do filtro teste

$\bar{\kappa}_\eta$  – coeficiente de absorção, associado às grandes escalas [ $\text{m}^{-1}$ ]

$\kappa'_\eta$  – coeficiente de absorção, associado às escalas submalha [ $\text{m}^{-1}$ ]

$\tau_{em}$  – termo de Reynolds relativo à emissão (emissão de Reynolds submalha)

$\tau_{ab}$  – termo de Reynolds relativo à absorção (absorção de Reynolds submalha)

$\tau_{ij} = \overline{v'_i v'_j}$  – tensor de Reynolds submalha [ $\text{N}/\text{m}^2$ ]

$\omega$  – ângulo sólido [sr]



# 1 INTRODUÇÃO

## 1.1 Interação Turbulência-Radiação

As Interações Turbulência-Radiação, do inglês Turbulence-Radiation Interaction (TRI) apresentam um elevado grau de complexidade e estão presentes em diversos problemas reais de engenharia. Estes problemas envolvem principalmente aplicações onde se encontram temperaturas elevadas, desta forma a radiação térmica passa a ser o mecanismo predominante na transferência de calor [Siegel e Howell, 2002].

Este fenômeno ocorre em meios participantes de variadas espessuras ópticas, ou seja, que interagem com a radiação térmica aumentando ou atenuando-a ao passar por seu interior, como por exemplo, câmaras de combustão, fornalhas, geradores de vapor e diversos componentes de máquinas térmicas (Figura 1.1).

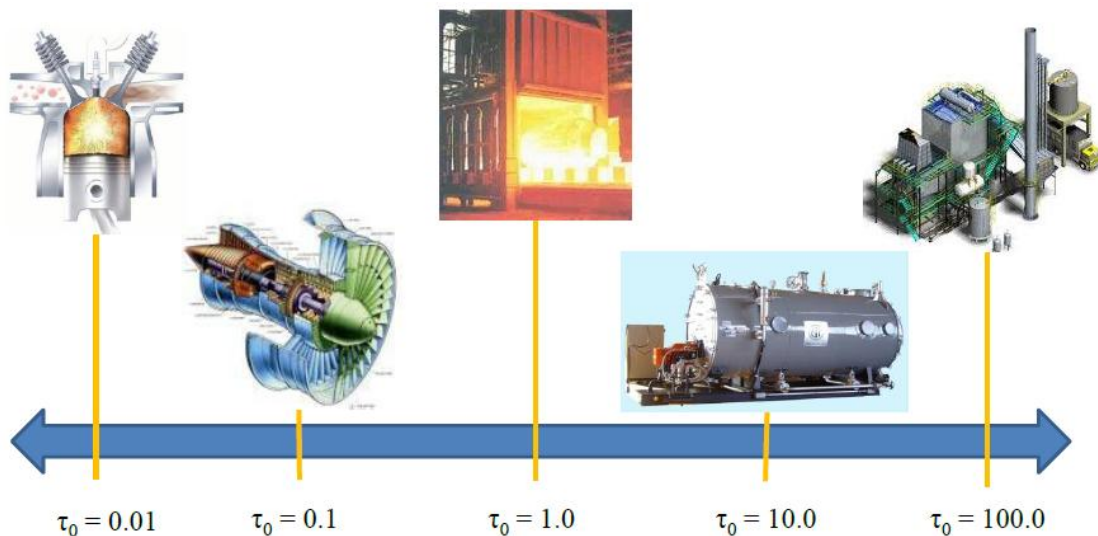


Figura 1.1 – Problemas de engenharia envolvendo radiação [adaptado de Dos Santos, 2011]

De acordo com Modest 2005, o TRI consiste de um fenômeno que combina o elevado grau de complexidade de um escoamento turbulento, com a não linearidade da radiação térmica. Nos escoamentos com transferência de calor por convecção e radiação térmica, as flutuações causadas pelo fenômeno turbulento, resultam em alterações nos campos de velocidade, temperatura e concentração de espécies químicas, que por sua vez causam flutuações nos coeficientes de absorção e intensidade de radiação. Estas alterações

modificam o campo radiante, que por sua vez alteram novamente o campo térmico e com isso, as propriedades termodinâmicas e de transporte do fluido, criando um acoplamento entre os mecanismos deste fenômeno (Figura 1.2) [Coelho, 2007].

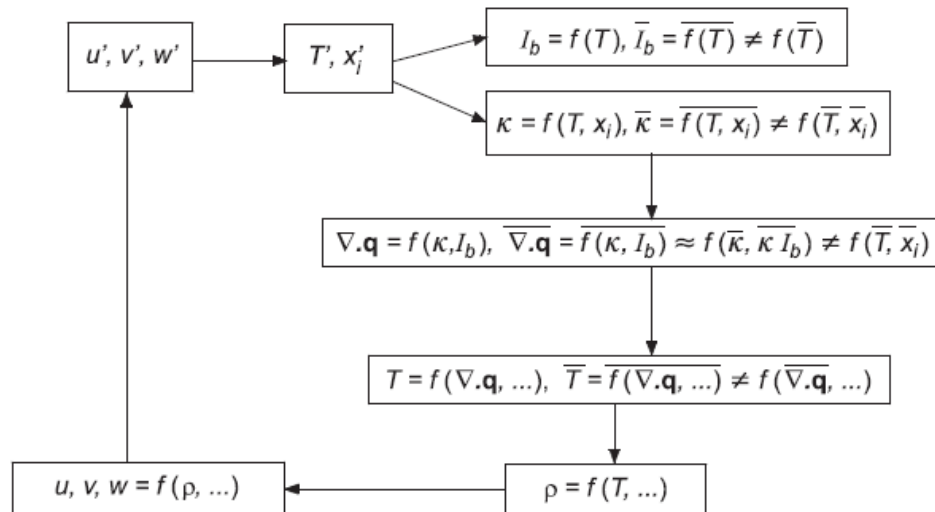


Figura 1.2 – Esquema do TRI [Coelho, 2007]

De acordo com [Gupta, 2009; Coelho, 2007], para escoamentos não reativos, nos quais se observam flutuações muito inferiores aos reativos, os efeitos do TRI podem até mesmo serem desprezados, uma vez que leva a um pequeno aumento no fluxo de calor radiante nas paredes devido a este fenômeno.

Em relação ao estudo numérico deste fenômeno, Coelho, 2007, destaca que a modelagem convencional da turbulência por médias de Reynolds não consegue detalhar as flutuações das grandezas, assim, não leva em conta o fenômeno do TRI ou requer modelos adicionais para sua consideração. Para modelar estas flutuações, recorre-se à Simulação Direta, que apresenta custos computacionais ainda inviáveis para problemas reais, ou a Simulação de Grandes Escalas, que consiste em uma alternativa intermediária, sendo esta o foco deste trabalho.

## 1.2 Modelagem da turbulência

O fenômeno da turbulência bem como sua transição a partir de um regime de escoamento laminar é um dos assuntos que mais despande esforços da comunidade científica

e, embora esteja presente na maioria das situações reais de engenharia, ainda trata-se de um problema não inteiramente compreendido e resolvido.

Os escoamentos turbulentos são caracterizados por estruturas rotacionais tridimensionais denominadas vórtices, apresentando um comportamento transiente e imprevisível [Silveira Neto, 2002]. Além disso, apresenta caráter altamente difusivo e dissipativo, exigindo um fornecimento contínuo de energia para a sua manutenção [Tennekes e Lumley, 1972].

As maiores escalas destes vórtices estão associadas a uma ordem de grandeza similar ao comprimento característico do escoamento, caracterizando-se por uma menor frequência e maior amplitude, responsáveis pela transmissão da quantidade de movimento no escoamento. Por outro lado, as escalas menores apresentam-se dimensionalmente equivalente às Escalas de Kolmogorov, apresentando um comportamento mais isotrópico, de caráter mais dissipativo [Tennekes e Lumley, 1972]. Este espectro da energia para escoamentos turbulentos turbulência pode ser visualizado na Figura 1.3.

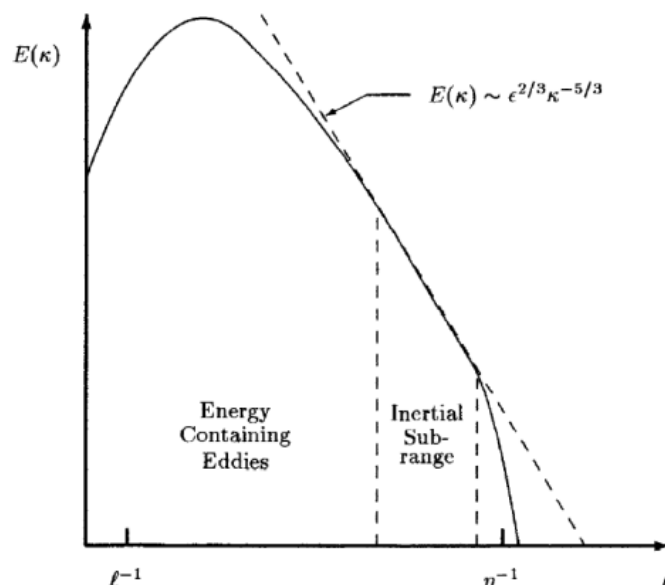


Figura 1.3 – Espectro de energia para escoamentos turbulentos (escala logarítmica) [Wilcox,1993]

A Simulação Direta da Turbulência (DNS) visa resolver todas as escalas da turbulência sem a aplicação de modelos para o fechamento do problema. Assim, a dimensão da malha necessita ser da ordem das Escalas de Kolmogorov, levando a uma demanda computacional ainda impraticável para problemas reais, que normalmente apresentam número de Reynolds elevado.

A formulação de Simulação de Grandes Escalas (LES) apresenta-se como intermediária entre a formulação das Médias de Reynolds (RANS), que modelam todas as escalas do fenômeno turbulento, e a Simulação Direta, que por outro lado, resolve todas estas escalas do problema [Mo e Lee, 2011].

As médias de Reynolds aplicadas às equações de Navier-Stokes consistem em um conjunto de equações derivado a partir da teoria da estabilidade dos escoamentos, proposta originalmente por Osborne Reynolds em 1895. A partir das equações básicas da mecânica dos fluidos para escoamentos laminares, acreditava-se inicialmente que o escoamento principal era afetado por pequenas perturbações que, com o decorrer do tempo, favorecem a ocorrência da transição e manutenção do regime turbulento. A partir dessa lógica, foi aplicada uma filtragem ao problema, decompondo-o em componentes médias e flutuações instantâneas. Em contrapartida, a utilização desta filtragem que leva a criação de novas variáveis, que necessitam novas equações para realizar o fechamento do sistema. Porém, ao serem incluídas novas equações, surgirão novos termos e assim sucessivamente, levando à necessidade da aplicação de constantes empíricas nos modelos, para realizar o fechamento deste sistema de equações.

Semelhante à modelagem RANS, no LES os escalares são decompostos em duas parcelas, porém não mais em função do tempo, e sim por uma filtragem geométrica definida pela dimensão característica de discretização. Nesta metodologia, o princípio de solução é baseado na resolução das escalas maiores do fenômeno e na modelagem de suas escalas menores. Estas são chamadas de Escalas Submalha, do inglês Sub-Grid Scales (SGS), enquanto aquelas são chamadas de Escalas Resolvidas. Esta separação é feita através da utilização de uma função filtro nas equações governantes, a qual para uma filtragem uniforme, usualmente utilizada, consiste na aplicação de uma média espacial para as variáveis do problema [Wilcox, 1993]. A diferença entre RANS e LES pode ser observada na Figura 1.4, a qual evidencia o comportamento transiente da modelagem LES em relação à modelagem das médias do escoamento no caso do RANS.

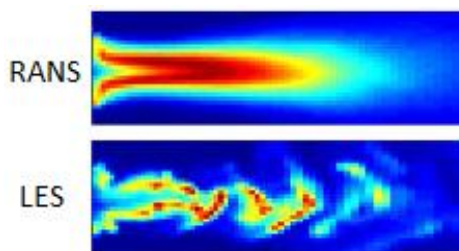


Figura 1.4 – Comparação entre as modelagens RANS x LES [adaptado de Hostikka,2008]

O comprimento característico da discretização define a frequência de corte da filtragem e é baseado nas dimensões da malha [Silveira Neto, 2002]. A ordem da escala dimensional resolvida é dada pela dimensão da discretização espacial do problema, por outro lado a escala da velocidade é dada pela magnitude da menor das escalas submalha [Rogallo e Moin, 1984].

### 1.3 Objetivos do trabalho

O presente trabalho tem por objetivo principal avaliar os efeitos da Interação Turbulência-Radiação (TRI) em meios participantes, empregando a análise numérica do escoamento por Dinâmica de Fluidos Computacional (CFD) através da Simulação de Grandes Escalas.

A primeira etapa do trabalho consiste em avaliar as soluções através de casos *benchmark*, com o objetivo de consolidar o conhecimento a respeito da modelagem e assegurar a confiabilidade dos resultados, devido ao fato de o código ser novo e ainda estar em desenvolvimento, assim como ainda não ser utilizado pelo grupo de pesquisa.

Após a etapa de verificação será realizada a proposição de um problema, bem como a variação de parâmetros para verificar a influência dos efeitos do TRI. Esta etapa é constituída da implementação de novas rotinas ao código, visando obter campos médios fluidodinâmico e térmico do problema.

O estudo do TRI é baseado em avaliar os fluxos radiantes nas fronteiras do domínio, ao qual são variados individualmente parâmetros como intensidade de turbulência na entrada e espessura óptica do meio. A metodologia de análise consiste em comparar o fluxo médio temporal nas paredes com o fluxo gerado pelo campo médio temporal de temperaturas, baseado na definição não linear do problema da radiação térmica.

## 1.4 Organização do trabalho

O Capítulo 2 consiste na descrição dos fundamentos básicos e modelagem matemática dos fenômenos físicos envolvidos no problema, tais como as equações governantes do escoamento turbulento não isotérmico, radiação térmica em meios participantes, Simulação de Grandes Escalas (LES) e Interação Turbulência-Radiação.

No Capítulo 3 é apresentada a metodologia utilizada na análise, como a modelagem numérica, incluindo o código Open-Source base e o Método dos Volumes Finitos. Também é descrito o procedimento de análise estatística dos resultados transientes e a Medida da Resolução da Turbulência (MTR). Além disto, é apresentado o Método dos Vórtices Sintéticos (SEM) utilizado para gerar as perturbações turbulentas na condição de contorno de entrada.

O Capítulo 4 é baseado na verificação da modelagem numérica através da resolução de problemas benchmark para comparação e avaliação dos resultados.

No Capítulo 5 é apresentado o estudo da Interação Turbulência-Radiação, partindo-se da proposição do problema, seguida dos testes de avaliação do modelo criado e da análise do fenômeno. Esta análise é através da variação de dois parâmetros separadamente, a intensidade de turbulência na entrada e espessura óptica do meio. Finalizando, no Capítulo 6 são apresentadas as conclusões e propostas de continuidade para o presente trabalho.

## 2 FUNDAMENTAÇÃO FÍSICO-MATEMÁTICA

### 2.1 Equações governantes do escoamento

As equações apresentadas a seguir têm por objetivo descrever um escoamento tridimensional, transiente e não isotérmico para um fluido newtoniano em um sistema de coordenadas genérico. Esta modelagem é feita através do cálculo das variáveis primárias  $v_i$  (componentes do vetor velocidade),  $p$  (pressão),  $\rho$  (massa específica) e  $T$  (temperatura), por meio das Equações da conservação de quantidade de movimento, massa, energia e da equação de estado [Schlichting, 1979].

A Equação da conservação da quantidade de movimento é obtida através da aplicação de um balanço das forças (Segunda Lei de Newton) para um volume infinitesimal. Isto é feito entre as forças de campo, como a gravitacional, e forças de contato provenientes das tensões normais e cisalhantes atuantes no volume de controle [Bejan, 1995].

$$\frac{D(\rho v_i)}{Dt} = \frac{\partial(\sigma_{ij} - p\delta_{ij})}{\partial x_j} + f_i \quad (i, j, k = 1, 2, 3) \text{ em } \Omega \quad (2.1)$$

Na qual, para um fluido newtoniano:

$$\sigma_{ij} = \mu \left( \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) + \lambda \left( \frac{\partial v_k}{\partial x_k} \right) \delta_{ij} \quad (i, j, k = 1, 2, 3) \text{ em } \Omega \quad (2.2)$$

Para o sistema de equações, são adotadas as seguintes condições de contorno e iniciais:

- Velocidade

$$v_i = \hat{v}_i \quad \text{em } \Gamma_v \quad (2.3)$$

$$v_i = \hat{v}_{i0} \quad \text{em } t = 0, \Omega \quad (2.4)$$

- Forças de contato

$$(\sigma_{ij} - p\delta_{ij})n_j = t_i \quad \text{em } \Gamma_v \quad (2.5)$$

- Pressão

$$p_i = \hat{p}_0 \quad \text{em } t = 0, \Omega \quad (2.6)$$

Onde:

$$\frac{D(\cdot)}{Dt} = \frac{\partial(\cdot)}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla}(\cdot) - \text{derivada total ou material}$$

$x_i$  – eixo do sistema de coordenadas

$v_i$  – componente da velocidade na direção “i” [m/s]

$f_i$  – componente da força na direção “i” [N]

$n_j$  – cosseno diretor do vetor normal à superfície

$p$  – pressão [Pa]

$\rho$  – massa específica [kg/m<sup>3</sup>]

$\hat{v}_i$  – componente da velocidade prescrita [m/s]

$t_i$  – componente da força prescrita [N]

$\delta_{ij}$  – delta de Kroenecker ( $\delta_{ij} = 1$  para  $i = j$ ;  $\delta_{ij} = 0$  para  $i \neq j$ )

$\mu$  – viscosidade dinâmica [Pa.s]

$\lambda$  – coeficiente de viscosidade volumétrica

$t$  – domínio temporal

$\Omega$  – domínio espacial

Reorganizando e expandindo a Equação 2.1, e substituindo a Equação 2.2, obtém-se a Equação da quantidade de movimento:

$$\frac{\partial(\rho v_i)}{\partial t} + v_j \frac{\partial(\rho v_i)}{\partial x_j} + \frac{\partial p}{\partial x_j} \delta_{ij} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \mu \left( \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) + \lambda \left( \frac{\partial v_k}{\partial x_k} \right) \delta_{ij} \right] - f_i = 0 \quad (2.7)$$

$(i, j, k = 1, 2, 3) \text{ em } \Omega$

No caso da Equação da continuidade, aplica-se um balanço de massa, a qual relaciona a taxa de massa que entra, sai e se acumula no volume infinitesimal [Schlichting, 1979]:



$$\frac{D(\rho)}{Dt} + \frac{\partial(\rho v_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (i = 1,2,3) \text{ em } \Omega \quad (2.8)$$

Ou ainda:

$$\frac{\partial(\rho)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (i = 1,2,3) \text{ em } \Omega \quad (2.9)$$

A Equação 2.9 é denominada Equação da Conservação de Massa (Continuidade), e para casos de escoamento incompressível, o termo da variação da massa específica pode ser desconsiderado, conseqüentemente criando uma relação que anula o divergente da velocidade.

Petry, 2002, relata que essa aproximação pode acarretar problemas na modelagem numérica. Embora tenha sido utilizada uma formulação diferente (elementos finitos), é ressaltado que é necessário utilizar algum recurso adicional para evitar as complicações da incompressibilidade. Este recurso é denominado incompressibilidade real, o qual adota que variações na massa específica causadas somente pelo fenômeno fluidodinâmico sejam desprezíveis, porém a velocidade de propagação do som no meio possui valor finito, em contrapartida à hipótese da incompressibilidade total que atribui velocidade infinita a esta propagação. Esta metodologia possibilita a resolução do sistema de equação resultante de forma explícita, sem a necessidade de um método específico para o acoplamento entre pressão e velocidade [Kawahara e Hirano, 1983].

Reorganizando a Equação 2.9 para um escoamento quase-incompressível e introduzindo a relação entre pressão e massa específica [Schlichting, 1979]:

$$p = p(\rho) \quad (2.10)$$

Aplicando a regra da cadeia para termo de variação temporal da pressão:

$$\frac{\partial p(\rho)}{\partial t} = \frac{\partial p}{\partial \rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (2.11)$$

Sendo a velocidade do som definida por:

$$\frac{\partial p}{\partial \rho} = c^2 \quad (2.12)$$

Reorganizando e combinando as Equações 2.9, 2.11 e 2.12, resulta na Equação da Continuidade para escoamentos quase-incompressíveis:

$$\frac{\partial p}{\partial t} + c^2 \frac{\partial(\rho v_j)}{\partial x_j} = 0 \quad (i, j, k = 1, 2, 3) \text{ em } \Omega \quad (2.13)$$

A equação da energia é obtida através de um balanço de energia para um volume infinitesimal, relacionando a taxa acumulada, trocada por condução, transportada (advecção), trabalho gerado e ainda um termo fonte (geração) [Bejan, 1995]:

$$\rho \frac{De}{Dt} + e \left( \frac{D\rho}{Dt} + \rho \frac{\partial(v_i)}{\partial x_i} \right) + \frac{\partial q_i''}{\partial x_i} - q''' + p \frac{\partial v_i}{\partial x_i} - \mu \Phi = 0 \quad (2.14)$$

$(i, j, k = 1, 2, 3) \text{ em } \Omega$

Onde:

$e$  – energia interna específica [J/kg]

$q_i$  – fluxo de calor por condução na direção “i” [W/m<sup>2</sup>]

$q'''$  – taxa volumétrica de geração de energia [kW/m<sup>3</sup>]

$\Phi$  – função de dissipação viscosa

A função de dissipação viscosa é dada por:

$$\Phi = 2 \left[ \left( \frac{\partial v_i}{\partial x_i} \right)^2 \right] + \left[ \left( \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right)^2 \right] - \frac{2}{3} \left( \frac{\partial v_i}{\partial x_i} \right)^2 \quad (2.15)$$

$(i, j, k = 1, 2, 3) \text{ em } \Omega$

A taxa de geração volumétrica realiza a ligação da equação a outros fenômenos físicos, como por exemplo, reações químicas e radiação térmica, sendo que como esta estará

presente no trabalho, sua participação neste termo da equação será detalhada na sua respectiva seção.

Reorganizando a Equação 2.13, substituindo o termo de condução pela Lei de Fourier, combinando a energia interna com a entalpia e aplicando a relação de Maxwell (entropia e pressão), obtém-se a Equação da Energia:

$$\rho C_p \frac{DT}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( k \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) + q''' + \beta T \frac{Dp}{Dt} + \mu \Phi \quad (2.16)$$

$(i, j, k = 1, 2, 3) \text{ em } \Omega$

Expandindo a derivada total:

$$\rho C_p \left( \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial (v_i T)}{\partial x_i} \right) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( k \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) + q''' + \beta T \frac{Dp}{Dt} + \mu \Phi \quad (2.17)$$

$(i, j, k = 1, 2, 3) \text{ em } \Omega$

Onde:

$C_p$  – calor específico à pressão constante [kJ/kg.K]

$k$  – condutividade térmica do fluido [W/m.k]

$\beta$  – coeficiente de expansão térmica [K<sup>-1</sup>]

Sendo o coeficiente de expansão térmica dado por:

$$\beta = -\frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p \quad (2.18)$$

Para avaliar os efeitos do problema térmico, principalmente realizar o balanço de energia em um escoamento interno (Figura 2.1), será utilizada a definição de Temperatura Média de Mistura, a qual é definida de acordo com Bejan, 1995, por:

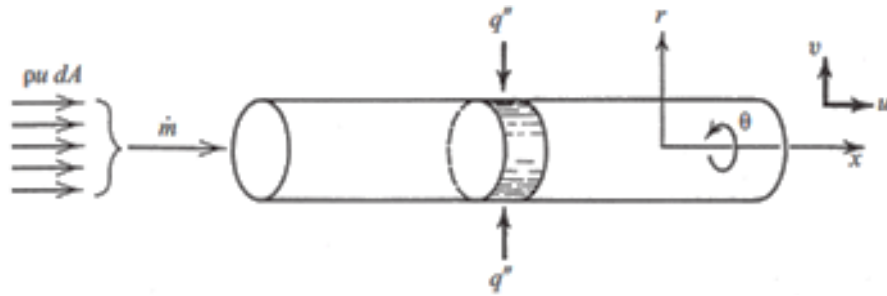


Figura 2.1 – Temperatura média de mistura [Bejan, 1995]

$$T_m = \frac{1}{v_m} \int_A vT dA \quad (2.19)$$

$T_m$  – Temperatura média de mistura [K]

$v_m$  – velocidade média na seção transversal [m/s]

## 2.2 Radiação térmica

Os termos transferência de calor radiativa e radiação térmica são utilizados para descrever o fenômeno da transferência de calor por meio de ondas eletromagnéticas ou fótons, dependendo da abordagem considerada. Ao contrário da condução e convecção, este mecanismo não necessita de um meio para sua propagação, ou ainda pode transcorrer uma grande distância no interior deste, sem que haja interação [Modest, 2003]. Para o caso no qual um meio emite, absorve ou ainda espalha radiação, denomina-se meio participante, que será abordado subsequentemente.

Ao contrário dos demais mecanismos de transferência de calor, nos quais o fluxo de calor é tratado com sendo linearmente proporcional à diferença de temperatura, a radiação apresenta-se proporcional a esta diferença elevada à quarta potência. Sendo assim, a radiação térmica possui uma grande importância nas áreas da engenharia tais como motores, propulsores, reatores e combustores, pois se apresenta mais relevante que os demais mecanismos para elevadas diferenças de temperatura.

### 2.2.1 Definições

As ondas eletromagnéticas são transversais à sua direção de propagação, e são definidas como perturbações oscilatórias no campo elétrico e magnético com a capacidade transmitir energia pelo espaço [Halliday et all, 2012]. Ao longo do espectro de frequências para estas ondas (Figura 2.2), é possível subdividi-las em várias categorias, as quais apresentam diferenças no comportamento e quantidade de energia transportada. Usualmente uma onda é representada em função de sua frequência, porém pode ser representada também pelo seu número de onda, relacionados através da equação:

$$\nu = \omega/2\pi = c/\lambda = c\eta \quad (2.20)$$

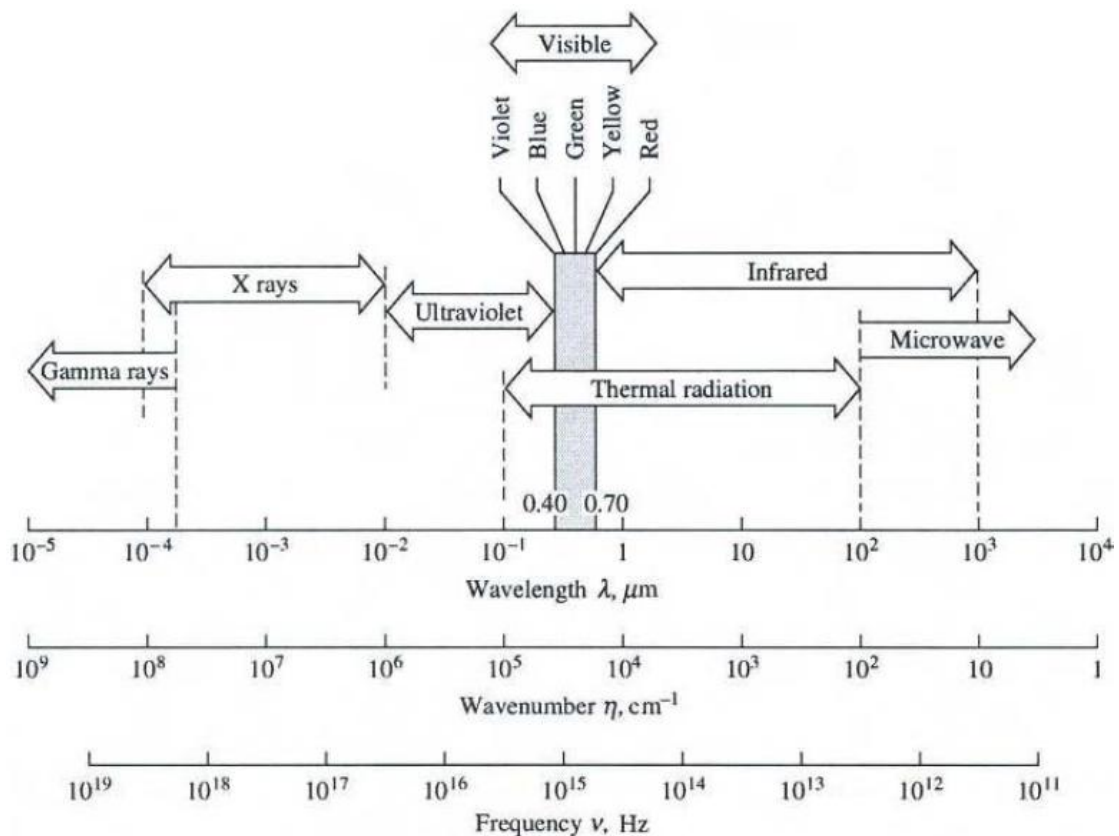


Figura 2.2 – Espectro para ondas eletromagnéticas [Modest, 2003]

Onde:

$\nu$  – frequência [Hz]

$\lambda$  – comprimento de onda [ $\mu\text{m}$ ]

$\eta$  – número de onda [ $\text{cm}^{-1}$ ]

$\omega$  – frequência angular [rad/s]

$c$  – velocidade da onda eletromagnética [m/s] (para gases  $c \cong c_0$ )

$c_0$  – velocidade da luz no vácuo [ $2,998 \times 10^8$  m/s]

A radiação térmica é definida como a onda emitida somente devido à temperatura de um corpo, e seu comprimento de onda varia de  $\lambda = 0,1 \mu\text{m}$  (ultravioleta) até  $\lambda = 100,0 \mu\text{m}$  (infravermelho), abrangendo a faixa de luz visível em seu interior.

Para o estudo da radiação térmica, foi desenvolvido o conceito de corpo negro, uma idealização a qual assume que uma dada superfície absorve toda a radiação incidente, bem como emite a máxima quantidade de energia possível para cada direção em todos os comprimentos de onda [Siegel e Howell, 2002].

Com o objetivo de quantificar a energia transferida em forma de radiação térmica, define-se como poder emissivo hemisférico espectral de corpo negro ( $e_{\lambda b}$ ), a taxa de energia  $d^2Q_e$  emitida por uma área  $dA$ , a uma temperatura  $T$ , no intervalo  $d\lambda$  de comprimento de onda (Equação 2.20), medido por um detector hemisférico (Figura 2.3).

$$e_{\lambda b} = \frac{d^2Q_e}{dA d\lambda} \quad (2.21)$$

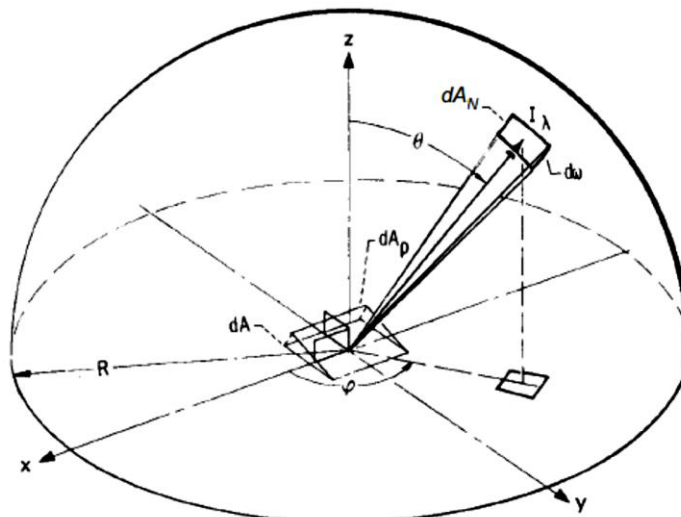


Figura 2.3 – Poder emissivo hemisférico [Siegel e Howell, 2002]

Este poder emissivo é dado pela distribuição espectral de Planck (Eq 2.21), sendo função apenas do comprimento de onda e temperatura.

$$e_{\lambda b}(\lambda, T) = \frac{2\pi \cdot C_1}{\lambda^5 (e^{C_2/\lambda T} - 1)} \quad (2.22)$$

Onde:

$$C_1 = 0,5955137 \times 10^8 \text{ [W} \cdot \mu\text{m}^4 / (\text{m}^2 \cdot \text{sr})]$$

$$C_2 = 1,4387752 \times 10^4 \text{ [\mu m} \cdot \text{K}]$$

(Constantes da distribuição espectral de energia de Plank)

Para obter o poder emissivo hemisférico espectral de corpo negro (Equação 2.21), integra-se o poder emissivo espectral em toda a faixa de comprimentos de onda, resultando na equação denominada Lei de Stefan-Boltzmann (Equação 2.23), que fornece a quantidade de energia emitida por uma superfície negra no vácuo como somente função de sua temperatura.

$$e_b(T) = \int e_{\lambda b}(\lambda, T) d\lambda = \sigma T^4 \quad (2.23)$$

Onde:

$$\sigma = 5,6704 \times 10^{-8} \text{ [W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}^4)] \text{ (Constante de Stefan-Boltzmann)}$$

Outro parâmetro utilizado é a intensidade de radiação e assim como o poder emissivo possui as denominações de espectral (para dado comprimento de onda) e total (todo o espectro). A intensidade espectral emitida ( $i_{\lambda b}$ ) é definida como a taxa de energia  $dQ_e$  emitida no intervalo  $d\lambda$  de comprimento de onda na direção dada pelo ângulo sólido  $d\omega$ .

A intensidade de radiação é definida a quantidade de energia que sair de uma superfície por unidade de tempo por unidade de área projetada à sua direção, por outro lado o poder emissivo é obtido através da área real da superfície. Para superfícies negras a intensidade de radiação não depende da direção (difusas), o que resulta na relação entre poder emissivo e intensidade de radiação espectral e total (Equação 2.24 e 2.25, respectivamente) [Siegel e Howell, 2002].

$$e_{\lambda b}(\lambda, T) = \pi i_{\lambda b}(\lambda, T) \quad (2.24)$$

$$e_b(T) = \pi i_b(T) \quad (2.25)$$

De acordo com Siegel e Howell, 2002, quando a radiação térmica se propaga em meios que não a atenuam, emitem ou espalham, sua intensidade não apresenta variações ao longo do caminho em uma dada direção, propriedade à qual se denomina invariância (Figura 2.4).

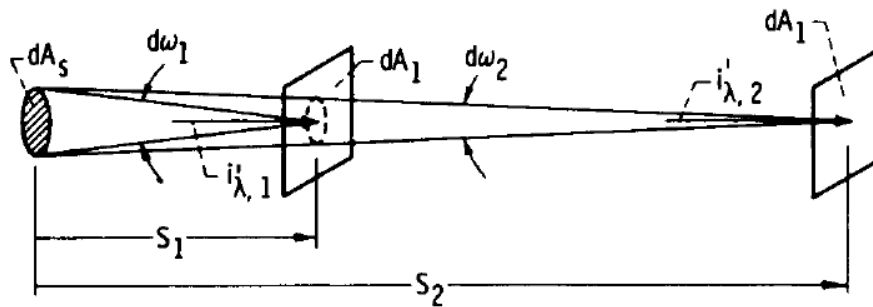


Figura 2.4 - Intensidade emitida da fonte para elementos de área [Siegel e Howell, 2002]

Para este caso, considerando-se apenas uma direção de propagação, se uma superfície  $dA_s$  emite radiação térmica, a taxa de energia emitida passando pelo elemento  $dA_l$  a uma distância  $S_l$  desta fonte emissora por unidade da área projetada deste elemento, unidade de ângulo sólido e unidade de intervalo de número de onda é definida por:

$$d\dot{Q}_{A_l, S_l} = i_{\lambda,1} dA_l d\omega_1 d\lambda \quad (2.26)$$

$$d\omega_1 = \frac{dA_s}{S_1^2} \quad (2.27)$$

Logo:

$$d\dot{Q}_{A_l, S_l} = \frac{i_{\lambda,1} dA_l dA_s d\lambda}{S_1^2} \quad (2.28)$$

Onde:

$d\dot{Q}_{A_l, S_l}$  – taxa de energia emitida passando por  $dA_l$  [W]

$i_{\lambda,1}$  – intensidade de radiação espectral incidente em  $dA_l$  [W/(m<sup>2</sup>·μm.sr)]



$dA_1$ – diferencial de área irradiada [m<sup>2</sup>]

$d\omega_1$ – diferencial de ângulo sólido [sr]

$S_1$ – distância [m]

Considerando a mesma superfície  $dA_1$ , agora a uma distância  $S_2$  da fonte emissora, da mesma forma descrita previamente, obtém-se:

$$d\dot{Q}_{A_1, S_2} = \frac{i_{\lambda, 2} dA_1 dA_s d\lambda}{S_2^2} \quad (2.29)$$

No caso de uma propagação tridimensional, ou seja, em todas as direções (Figura 2.5), com a mesma configuração dimensional adotada anteriormente, obtém-se esferas de raio  $S_1$  e  $S_2$ , cujos centros coincidem a localização da fonte diferencial emissora.

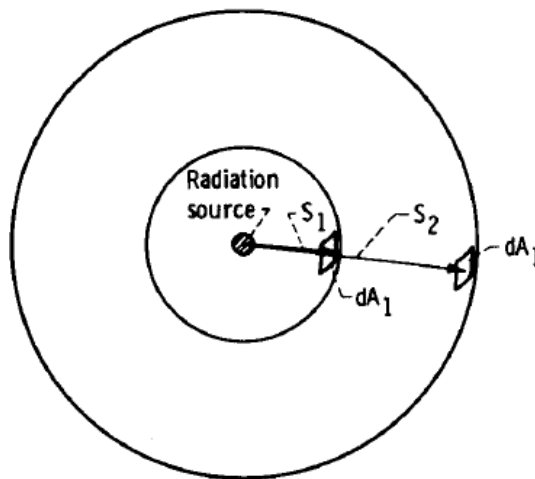


Figura 2.5 - Fluxo de energia radiante [Siegel e Howell, 2002]

A taxa de energia atravessando as superfícies das esferas interna e externa pode ser obtida pelo produto de seu diferencial de fluxo pelo seu diferencial de área. Portanto, as taxas nestas superfícies dadas pelo raio  $S_1$  e  $S_2$  respectivamente são:

$$d\dot{Q}_{A_1, S_1} = dq''_{S_1} dA_1 = \frac{dQ_{\lambda, S} d\lambda}{4\pi S_1^2} dA_1 \quad (2.30)$$

$$d\dot{Q}_{A_1, S_2} = dq''_{S_2} dA_1 = \frac{dQ_{\lambda, S} d\lambda}{4\pi S_2^2} dA_1 \quad (2.31)$$

Onde:

$dQ_{\lambda, S} d\lambda$  – energia espectral hemisférica emitida [W]

Combinando-se as Equações 2.27, 2.28, 2.29 e 2.30 em forma das razões entre as taxas de energia passando em ambas as esferas, observa-se que a intensidade de radiação sobre a superfície  $dA_1$ , permaneceu constante para as distâncias  $S_1$  e  $S_2$ , provando invariância na intensidade de radiação ao longo do caminho para meios não participantes (transparentes).

$$i_{\lambda, 1} = i_{\lambda, 2} \quad (2.32)$$

### 2.2.2 Meio participante

De maneira análoga, ao passar por um meio translúcido, a intensidade de radiação pode ser significativamente alterada ao longo de sua trajetória, sendo este caso denominado meio participante, o qual pode emitir, absorver ou ainda espalhar a energia radiante [Modest, 2003]

Como exemplo de meios participantes tem-se gases não monoatômicos como monóxido e dióxido de carbono, hidrocarbonetos e o vapor de água. Por outro lado, os meios denominados não participantes são considerados transparentes para a radiação térmica, como os gases monoatômicos, por exemplo, o caso do oxigênio e nitrogênio. Estes gases participantes exemplificados desempenham papel importante na transferência de calor de aplicações de engenharia como, por exemplo, câmaras de combustão e sistemas térmicos de elevada temperatura em geral. Sua análise apresenta um grau de dificuldade superior em relação às superfícies, pois se trata de um efeito volumétrico, e a radiação não apresenta um comportamento contínuo em função do número de onda, possuindo descontinuidades no seu coeficiente de absorção para diferentes comprimentos de onda, definidos como bandas [Siegel e Howell, 2002]. Além disto, o coeficiente de absorção é fortemente influenciado pelas variáveis de estado como temperatura, pressão e volume específico; um exemplo de seu comportamento espectral pode ser visualizado na Figura 2.6.

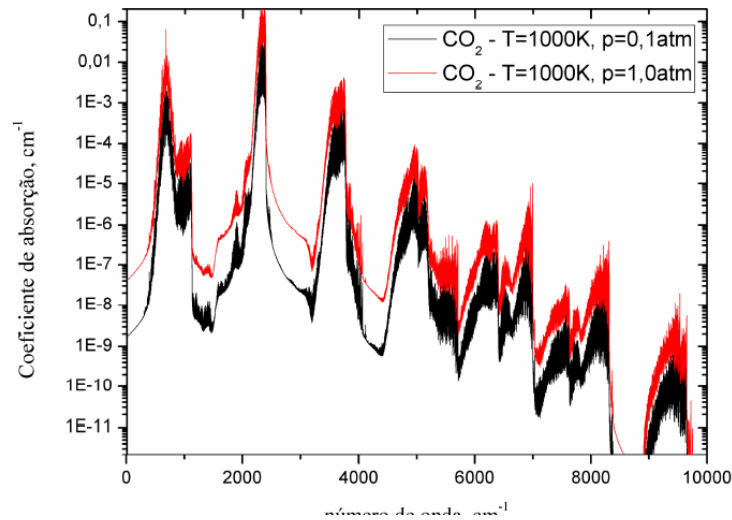


Figura 2.6 – Espectro do coeficiente de absorção para o  $\text{CO}_2$  [Dorigon, 2012]

De acordo com Modest, 2003, ao passar por um meio participante, um feixe incidente de radiação será atenuado à medida que percorre sua trajetória, fenômeno este denominado atenuação, podendo ser causado pela emissão ou espalhamento da energia radiante.

A quantidade de energia atenuada durante a passagem por uma espessura  $dS$  é proporcional ao produto da intensidade de radiação  $i_\eta$  pela distância  $dS$ , sendo expressa algebricamente através da introdução de uma constante de proporcionalidade dependente das características do meio ( $\kappa_\eta$ ).

$$di_{\eta,a} = -\kappa_\eta(S)i_\eta dS \quad (2.33)$$

Onde:

$\kappa_\eta(S)$  – coeficiente de extinção [ $\text{m}^{-1}$ ]

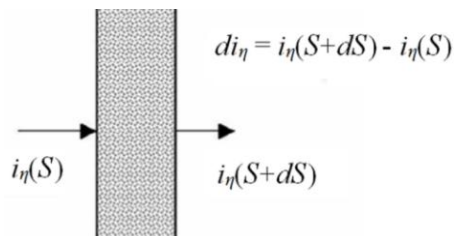


Figura 2.7 – Intensidade de radiação em um meio participante [Dorigon, 2012]

Através da integração da Equação 2.32 ao longo do caminho  $S$ , pode-se obter a intensidade de radiação local em função desta posição, resultando na Lei de Bourguer, que demonstra a relação exponencial de atenuação ao longo do meio, demonstrado pela equação a seguir:

$$\int_{i_{\eta}(0)}^{i_{\eta}(S)} \frac{di_{\eta}}{i_{\eta}} = -\int_0^S \kappa_{\eta}(S) dS \quad i_{\eta}(S) = i_{\eta}(0) \exp \left[ -\int_0^S \kappa_{\eta}(S) dS \right] \quad (2.34)$$

Como esta atenuação pode ser causada por absorção ou espalhamento, o coeficiente de extinção é dado pela soma da parcela dos termos distintos para cada fenômeno. Estes coeficientes dependem das propriedades termodinâmicas do meio e comprimento de onda da radiação incidente, sendo representados por:

$$\kappa_{\eta}(\eta, T, P) = a_{\eta}(\eta, T, P) + \sigma_{\eta}(\eta, T, P) \quad (2.35)$$

Como o espalhamento será desprezado, o coeficiente de extinção poderá ser atribuído como o próprio coeficiente de absorção.

$$\kappa_{\eta}(\eta, T, P) \cong a_{\eta}(\eta, T, P) \quad (2.36)$$

Segundo Modest, 2003, de maneira semelhante à atenuação, a intensidade de radiação pode ter um aumento devido à emissão e espalhamento do meio. A taxa de emissão de um elemento tridimensional é proporcional ao seu volume, então a intensidade de radiação emitida (taxa emitida por unidade de área) é proporcional ao comprimento do caminho percorrido. Considerando o equilíbrio termodinâmico, obtém-se que a intensidade emitida deve ser igual à do corpo negro assim, desprezando-se o termo de espalhamento, obtém-se a equação para a variação na intensidade de radiação devido à emissão:

$$di_{\eta,e} = \kappa_{\eta}(S) i_{\eta,b} dS \quad (2.37)$$

Realizando o somatório das parcelas de atenuação e aumento das Equações 2.32 e 2.35 respectivamente, obtém-se a variação total na intensidade de radiação ao percorrer um caminho no interior de um meio participante. Reorganizando e dividindo a equação por  $dS$ , encontra-se a Equação de Transferência Radiante, do inglês Radiative Transfer Equation (RTE), para meios sem espalhamento.

$$\frac{di_\eta}{dS} = -\kappa_\eta(S)i_\eta(S) + \kappa_\eta(S)i_{\eta,b}(S) \quad (2.38)$$

Para um caso tridimensional [Modest, 2003]:

$$\frac{di_\eta}{dS} = S \cdot \nabla i_\eta = \frac{\partial i_\eta}{\partial x_j} \quad (j = 1,2,3) \text{ em } \Omega \quad (2.39)$$

De acordo com Dos Santos, 2011, para o tipo de análise proposta em gases provenientes da reação de combustão encontra-se uma grande faixa de valores de espessura óptica para o meio. Para meios opticamente finos, principalmente compostos por ar, vapor de água e dióxido de carbono pode-se desprezar o espalhamento. Por outro lado, no caso de meios opticamente espessos, com presença de grande quantidade de fuligem, pode-se considerar o meio participante como um gás cinza, novamente podendo negligenciar-se o espalhamento. Assim, torna-se possível utilizar a Equação de Transferência Radiante na forma proposta utilizando-se somente alterações na intensidade de radiação causadas por emissão e absorção.

Com o objetivo de se utilizar uma relação adimensional para as propriedades radiantes do meio, será utilizado o conceito de espessura óptica. Esta grandeza é dada pelo produto do coeficiente de extinção (absorção) por uma dimensão característica, na qual valores baixos correspondem a menor atenuação da radiação e vice-versa.

$$\tau_o = \kappa_\eta \cdot D \quad (2.40)$$

Outro importante parâmetro na análise da radiação térmica em um meio participante consiste no divergente do fluxo radiante. Ele tem por objetivo demonstrar a quantidade de

energia absorvida ou emitida, o qual é obtido através do balanço da energia radiante para o volume considerado [Modest, 2003]. No caso de um volume infinitesimal, tem-se:

$$dV = di \, dj \, dk \quad (i, j, k = 1, 2, 3) \text{ em } \Omega \quad (2.41)$$

$$\begin{aligned} & \left( \text{Taxa de energia} \right) - \left( \text{Taxa de energia} \right) + \left( \text{Taxa de energia} \right) \\ & \left( \text{armazenada em } dV \right) - \left( \text{emitida por } dV \right) + \left( \text{absorvida por } dV \right) \\ & = \left( \left( \text{Fluxo de energia} \right) - \left( \text{Fluxo de energia} \right) \right) \end{aligned} \quad (2.42)$$

$$(i = 1, 2, 3) \text{ em } \Omega$$

Sendo representado matematicamente por:

$$\begin{aligned} & \left( \begin{aligned} & q_r''(x_i) dx_j dx_k - q_r''(x_i + dx_i) dx_j dx_k \\ & + \\ & q_r''(x_j) dx_i dx_k - q_r''(x_j + dx_j) dx_i dx_k \\ & + \\ & q_r''(x_k) dx_i dx_j - q_r''(x_k + dx_k) dx_i dx_j \end{aligned} \right) \\ & = - \left( \frac{\partial q_r''}{\partial x_i} + \frac{\partial q_r''}{\partial x_j} + \frac{\partial q_r''}{\partial x_k} \right) di \, dj \, dk = -\nabla \cdot q_r'' \, dV \end{aligned} \quad (2.43)$$

$$(i, j, k = 1, 2, 3) \text{ em } \Omega$$

Onde o fluxo radiante total é dado por:

$$q_r'' = \int_{\eta=0}^{\infty} \int_0^{4\pi} i_{\eta}(S) S d\Omega d\eta \quad (2.44)$$

Desprezando o espalhamento, o divergente do fluxo radiante é dado por:

$$\nabla \cdot q_r'' = \int_{\eta=0}^{\infty} \kappa_{\eta} \left( 4\pi i_{\eta b} - \int_0^{4\pi} i_{\eta} d\Omega \right) d\eta \quad (2.45)$$

A Equação (2.42) é resultado da conservação da energia radiante aplicada ao volume de controle, correspondendo fisicamente à sua energia transferida, na qual o primeiro termo corresponde à energia emitida, enquanto o segundo está ligado à sua absorção. Este termo será responsável pelo acoplamento da radiação térmica à Equação da Energia (Equação 2.14), na qual o termo fonte passará a ser representado por:

$$q_r''' = -\nabla \cdot q_r'' = \int_{\eta=0}^{\infty} \kappa_{\eta} \left( \int_0^{4\pi} i_{\eta} d\Omega - 4\pi i_{\eta b} \right) d\eta \quad (2.46)$$

### 2.2.3 Modelo de Gás Cinza

O modelo de Gás Cinza, do inglês Gray Gas (GG), consiste na forma mais simples para a integração espectral da Equação de Transferência Radiante, na qual o coeficiente de absorção é considerado constante em todo o espectro. Observa-se que esta aproximação não corresponde ao comportamento dos gases reais, que apresentam significativas variações para o coeficiente de absorção em função de seu número de onda, porém este modelo continua sendo utilizado em estudos de problemas reativos atualmente [Cassol, 2013]. Assim, este modelo é utilizado para compreender as características da interação turbulência-radiação, sem inserir a consideração dos efeitos espectrais [Dos Santos et al., 2014].

## 2.3 Simulação de Grandes Escalas (LES)

Conforme descrito na seção anterior, o LES utiliza uma metodologia de solução baseada na resolução das escalas maiores do fenômeno e na modelagem das menores. Estas são chamadas de Escalas Submalha, do inglês Sub-Grid Scales (SGS), enquanto aquelas são chamadas de Escalas Resolvidas. Esta separação é feita através da utilização de uma função filtro nas equações governantes, a qual para uma filtragem uniforme consiste na aplicação de uma média espacial para as variáveis [Wilcox, 1993].

Semelhante à modelagem em RANS, os escalares são decompostos em duas parcelas, porém estas não estão separadas pelo comportamento temporal, e sim por uma restrição definida pela dimensão característica do filtro. Essa decomposição de uma variável é definida como:

$$f = \bar{f} + f' \quad (2.47)$$

Onde:

$\bar{f}$  – referente às grandes escalas

$f'$  – referente às escalas submalha

A componente filtrada referente às grandes escalas é obtida através da convolução da variável desejada com uma função filtro [Leonard, 1974].

$$\bar{f}(x_i) = \int_V G(x_i - x'_i) + f'(x'_i) dx'_i \quad (i = 1,2,3) \quad (2.48)$$

Onde:

$\bar{f}(x_i)$  – variável filtrada

$G(x_i - x'_i)$  – função filtro espacial

A filtragem utilizada na formulação do presente trabalho consiste no filtro do tipo caixa (Figura 2.8), e atribui valor constante para a variável no intervalo da dimensão característica.

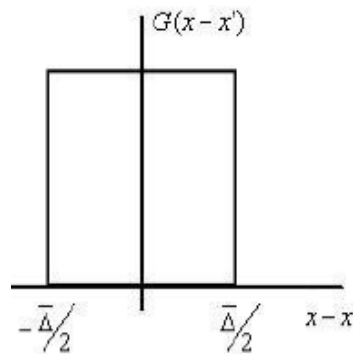


Figura 2.8 – Filtro uniforme [Dos Santos, 2007]



Sendo o filtro do tipo caixa (uniforme, low-pass) definido por:

$$G(x_i - x'_i) = \begin{cases} 1/\bar{\Delta} & \text{para } |x_i - x'_i| < \bar{\Delta}/2 \\ 0 & \text{para } |x_i - x'_i| > \bar{\Delta}/2 \end{cases} \quad (2.49)$$

Onde:

$\bar{\Delta}$  – comprimento característico do filtro

Este comprimento característico define a frequência de corte da filtragem e é baseado nas dimensões de discretização espacial da malha [Silveira Neto, 2002], sendo que quando possuem o mesmo valor, o processo é denominado filtragem implícita. Este comprimento do filtro será atribuído à raiz cúbica do volume da célula e o número de onda de corte mínimo são respectivamente definidos por:

$$\bar{\Delta} = (\delta x \cdot \delta y \cdot \delta z)^{1/3} \quad (2.50)$$

$$k_{c,min} = \pi/\delta x \quad (2.51)$$

Onde:

$k_{c,min}$  – número de onda de corte mínimo [ $m^{-1}$ ]

$\delta x, \delta y$  e  $\delta z$  – dimensões de discretização da malha [mm]

Este valor do número de onda de corte mínimo representa a separação entre as escalas resolvidas e modeladas no espectro de energia cinética turbulenta.

Para este tipo de filtragem consideram-se as seguintes propriedades:

$$\frac{\partial \bar{g}}{\partial x_i} = \frac{\partial \bar{g}}{\partial x_i} \quad (2.52)$$

$$\overline{\frac{\partial g}{\partial t}} = \frac{\partial \bar{g}}{\partial t} \quad (2.53)$$

$$\overline{\bar{g}f'} \neq \bar{g}\bar{f}' \quad (2.54)$$

$$\overline{\bar{g}\bar{f}} \neq \bar{g}\bar{f} \quad (2.55)$$

$$\overline{\bar{g}f'} \neq 0 \quad (2.56)$$

Onde:

"f" e "g" – funções genéricas

Aplicando o processo de filtragem à Equação da conservação da quantidade de movimento e reorganizando, obtém-se:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\rho\bar{v}_i)}{\partial t} + \bar{v}_j \frac{\partial(\rho\bar{v}_i)}{\partial x_j} + \frac{\partial\bar{p}}{\partial x_j} \delta_{ij} \\ & - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \nu \left( \frac{\partial(\rho\bar{v}_i)}{\partial x_j} + \frac{\partial(\rho\bar{v}_j)}{\partial x_i} \right) + \frac{\lambda}{\rho} \left( \frac{\partial(\rho\bar{v}_k)}{\partial x_k} \right) \delta_{ij} \right] \\ & + \frac{\partial}{\partial x_j} [\rho(L_{ij} + C_{ij} + \overline{v'_i v'_j})] - \bar{f}_i = 0 \end{aligned} \quad (2.57)$$

$(i, j, k = 1, 2, 3)$  em  $\Omega$

Onde:

$\nu$  – viscosidade cinemática ( $\nu = \mu/\rho$ ) [m<sup>2</sup>/s]

$\bar{v}_i$  – componente da velocidade na direção “i”, associado às grandes escalas [m/s]

$\bar{p}$  – pressão [Pa]

$v'_i$  – componente da velocidade na direção “i”, associado às escalas submalha [m/s]

$L_{ij}$  – termos de Leonard [N/m<sup>2</sup>]

$C_{ij}$  – termos cruzados [N/m<sup>2</sup>]

$\overline{v'_i v'_j}$  – tensor de Reynolds submalha ( $\tau_{ij}$ ) [N/m<sup>2</sup>]

Sendo o Tensor de Reynolds de submalha, os termos de Leonard e cruzados, obtidos respectivamente por:

$$\tau_{ij} = \overline{v_i'v_j'} = \overline{v_i v_j} - \overline{v_i} \overline{v_j} \quad (2.58)$$

$$L_{ij} = \overline{\overline{v_i v_j}} - \overline{v_i} \overline{v_j} \quad (2.59)$$

$$C_{ij} = \overline{\overline{v_i v_j'}} - \overline{\overline{v_j v_i'}} \quad (2.60)$$

Aplicando a filtragem aos termos não lineares, obtém-se:

$$\overline{v_i v_j} = \overline{\overline{v_i v_j}} + \overline{\overline{v_i v_j'}} - \overline{\overline{v_j v_i'}} + \overline{v_i'v_j'} \quad (2.61)$$

Foi observado por [Leonard, 1974] que o produto filtrado de duas variáveis filtradas é diferente do produto dessas variáveis filtradas (Equação (2.62)). Foi proposto então por Clark et al., 1979, aproximar a soma destes termos por uma expansão em série de Taylor (em torno do centro do volume do filtro) para a velocidade filtrada, passando a ser expresso por:

$$\overline{\overline{v_i v_j}} \neq \overline{v_i} \overline{v_j} \quad (2.62)$$

$$\overline{v_i v_j} \cong \overline{\overline{v_i v_j}} + L_{ij} + C_{ij} + \overline{v_i'v_j'} \quad (2.63)$$

Os termos de Leonard e cruzados podem ser expressos por:

$$L_{ij} + C_{ij} = \frac{\Delta_k^2}{2\gamma} \frac{\partial \overline{v_i}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{v_j}}{\partial x_k} \quad (2.64)$$

Onde:

$\gamma = 6$  para o caso do tipo de filtro caixa

De acordo com [Findikakis e Street, 1982] e [Silveira Neto et al., 1993], os termos de Leonard e cruzados (Equação 2.30) podem ser desprezados já que são muito inferiores em relação ao Tensor de Reynolds submalha, e segundo [Petry, 2002] ao serem negligenciados, estes termos reduzem em até 20% o custo computacional da solução numérica, sem afetar significativamente a qualidade do resultado.

Reescrevendo a Equação da conservação da quantidade de movimento, obtém-se:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\rho \bar{v}_i)}{\partial t} + \bar{v}_j \frac{\partial(\rho \bar{v}_i)}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} \delta_{ij} \\ & - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \nu \left( \frac{\partial(\rho \bar{v}_i)}{\partial x_j} + \frac{\partial(\rho \bar{v}_j)}{\partial x_i} \right) + \frac{\lambda}{\rho} \left( \frac{\partial(\rho \bar{v}_k)}{\partial x_k} \right) \delta_{ij} \right] \\ & + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \overline{v_i' v_j'}) - f_i = 0 \end{aligned} \quad (2.65)$$

$(i, j, k = 1, 2, 3) \text{ em } \Omega$

Para a Equação da Continuidade filtrada, obtém-se:

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial t} + c^2 \frac{\partial(\rho \bar{v}_j)}{\partial x_j} = 0 \quad (i, j, k = 1, 2, 3) \text{ em } \Omega \quad (2.66)$$

No caso da Equação de Conservação da Energia filtrada aparecem termos semelhantes aos termos de Leonard e cruzados:

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{v}_i \bar{T})}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \alpha \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i} - (\theta_i + L_{\theta i} + C_{\theta i}) \right) + \bar{q}''' \quad (2.67)$$

$(i = 1, 2, 3) \text{ em } \Omega$

Onde:

$\alpha$  – difusividade térmica ( $\alpha = k/\rho C_p$ )

$\bar{q}'''$  – taxa de geração volumétrica de energia filtrada [kW/m<sup>3</sup>]

$\theta_i$  – fluxo turbulento submalha [W/m<sup>2</sup>]

$L_{\theta i}$  – fluxo turbulento Leonard [W/m<sup>2</sup>]

$C_{\theta i}$  – fluxo turbulento cruzado [W/m<sup>2</sup>]

Sendo os fluxos turbulentos submalha, Leonard e cruzados definidos respectivamente por:

$$\theta_i = \overline{v_i' T'} \quad (2.68)$$

$$L_{\theta i} = \overline{\bar{v}_i \bar{T}} - \bar{v}_i \bar{T} \quad (2.69)$$

$$C_{\theta i} = \overline{\bar{v}_i T'} - \overline{v_i' \bar{T}} \quad (2.70)$$

Aplicando a filtragem aos termos advectivos, obtém-se:

$$\overline{v_i T} = \bar{v}_i \bar{T} + \overline{\bar{T} v_i'} + \overline{\bar{v}_i T'} + \overline{v_i' T'} + L_{\theta i} \quad (2.71)$$

Conforme [Brito, 2005, apud Dos Santos, 2007], o mesmo procedimento de desprezar os termos de Leonard e cruzados que surgem na filtragem da Equação da conservação da quantidade de movimento, pode ser realizado na filtragem da Equação da Energia. Analogamente, estes novos termos do fluxo turbulento de Leonard e cruzado são muito inferiores ao fluxo turbulento submalha, podendo ser desprezados sem alteração significativa da solução numérica [Silveira Neto et al.,1993]. Portanto, a Equação da Conservação da Energia filtrada pode ser expressa por:

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{v}_i \bar{T})}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \alpha \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i} - (\theta_i) \right) + \bar{q}''' \quad (i = 1,2,3) \text{ em } \Omega \quad (2.72)$$

De acordo com Silveira Neto, 2002, após a aplicação da filtragem nas equações governantes, obtém-se um sistema com cinco equações, sendo três para a quantidade de movimento, uma para energia e outra para a continuidade. Estas equações modelam as cinco variáveis transportadas (três componentes da velocidade, temperatura e pressão) em sua forma filtrada. Em contrapartida, para a Equação da conservação da quantidade de movimento surgem três tensores, bem como na equação da energia, na qual aparecem três vetores para os fluxos turbulentos, resultando em um sistema aberto de equações, consistindo em um dos

problemas clássicos da modelagem da turbulência. Poderiam ser criadas novas equações de transporte para estas variáveis, mas isso levaria ao aparecimento de novos termos de ordem superior que necessitariam novas equações e assim sucessivamente. Logo, surge a necessidade da aplicação de modelos para realizar o fechamento deste sistema de equações, os quais serão apresentados subsequentemente.

### 2.3.1 Modelagem das escalas submalha

De acordo com Rogallo e Moin, 1984, a análise via LES consiste em coletar as estatísticas das grandezas de interesse para as escalas resolvidas, por isso a função dos modelos submalha é realizar o fechamento do sistema de equações, incluindo os efeitos das escalas não resolvidas no cálculo das resolvidas.

O modelo deve realizar a transferência de energia entre as escalas mantendo a correta magnitude, a qual geralmente ocorre das escalas resolvidas para as modeladas, embora possa ocorrer no sentido contrário (backscatter), como no caso de regiões parietais (camada limite). Outra função é prever a dissipação de energia dos pequenos vórtices, sendo que como estes não são resolvidos, seus efeitos precisam ser introduzidos na modelagem [Silveira Neto, 2002]. O comportamento desta modelagem não deve ser influenciado pela geometria, uma vez que deve apenas considerar os efeitos das escalas menores, caracterizadas por um comportamento mais isotrópico que o restante do espectro.

A modelagem pode ser dividida em duas categorias básicas, os modelos baseados em equações algébricas, sem dependência da viscosidade turbulenta e os modelos baseados na hipótese de Boussinesq, sendo estes utilizados no presente estudo e serão descritos posteriormente.

Silveira Neto, 2002, cita que o modelo baseado na hipótese de Boussinesq consiste em expressar o tensor de Reynolds ( $\tau_{ij}$ ) como uma função da taxa de deformação gerada pelo campo de velocidade filtrado e da energia cinética turbulenta, sendo dado por:

$$\tau_{ij} = \overline{v_i'v_j'} = 2\nu_t\bar{S}_{ij} - \frac{2}{3}k_{SM}\delta_{ij} \quad (2.73)$$

Onde:

$\nu_t$  – viscosidade turbulenta [m<sup>2</sup>/s]

$\bar{S}_{ij}$  – tensor da taxa de deformação associado às escalas resolvidas [ $s^{-1}$ ]

$k_{SM}$  – energia cinética turbulenta submalha [ $m^2/s^2$ ]

Sendo a energia cinética turbulenta e  $\bar{S}_{ij}$  dados respectivamente por:

$$k_{SM} = \frac{1}{2} \overline{v_i' v_i'} \quad (i = 1,2,3) \text{ em } \Omega \quad (2.74)$$

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} \right) \quad (i, j = 1,2,3) \text{ em } \Omega \quad (2.75)$$

### 2.3.2 Modelo de Smagorinsky

Criado pelo meteorologista Joseph Smagorinsky em 1963, consiste no primeiro modelo para as tensões de submalha, e tem sido amplamente utilizado desde então para modelar os efeitos das escalas de não resolvidas na simulação de grandes escalas [Wilcox, 1993].

O modelo é baseado na hipótese de equilíbrio local para as pequenas escalas, ou seja, iguala a taxa de produção à taxa de dissipação de energia cinética turbulenta. Segundo Rogallo e Moin, 1984, é considerado que as tensões submalha seguem um processo de difusão por gradientes semelhantemente ao movimento molecular, onde a viscosidade é definida como sendo proporcional ao gradiente local da velocidade das escalas resolvidas, sendo dado por:

$$\nu_t = (C_S \bar{\Delta})^2 |\bar{S}_{ij}| \quad (2.76)$$

$$|\bar{S}_{ij}| = \sqrt{\bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij}} \quad (2.77)$$

Onde:

$C_S$  – constante de Smagorinsky

$|\bar{S}_{ij}|$  – módulo do tensor da taxa de deformação associado às escalas resolvidas [ $s^{-1}$ ]

De acordo com Wilcox, 1993, Lilly em 1966, assumindo que as escalas da ordem do filtro e inferiores estavam na sub-região inercial do espectro (uma das premissas do método), obteve os seguintes valores para a constante do modelo:

$$0,17 < C_S < 0,21 \quad (2.78)$$

Embora esta metodologia seja mais universal, o valor deste coeficiente ainda corresponde a um dado dependente do tipo de problema modelado. Abrunhosa, 2005, após realizar uma varredura encontrou um valor de  $C_S = 0,44$  para o caso de escoamento interno em duto de seção quadrada de baixo Reynolds, o qual será utilizado como verificação subsequentemente.

Apesar de possuir várias desvantagens, entre elas superestimar as tensões cisalhantes na região da parede, este modelo tem sido considerado o modelo mais popular devido a sua simplicidade, além de ser numericamente mais robusto que os demais [Rodi et al., 1997].

### 2.3.3 Modelo Dinâmico de viscosidade turbulenta

Ao contrário do modelo de Smagorinsky, o modelo dinâmico deixa de assumir um valor constante, obtendo um coeficiente de acordo com as características locais do escoamento [Silveira Neto, 2002].

Este modelo foi proposto por Germano et al., 1991, e modificado por Lilly, 1992, no qual o tensor de Reynolds é definido da mesma forma que o modelo anterior, porém no cálculo da viscosidade turbulenta é adotado um valor para o coeficiente como função do tempo e espaço, sendo dado por:

$$\nu_t = C(x_i, t) \bar{\Delta}^2 |\bar{S}| \quad (2.79)$$

Onde:

$C(x_i, t)$  – coeficiente dinâmico



De acordo com Lesieur et al., 2005, este coeficiente agora depende das características locais do escoamento baseado nas informações das menores escalas resolvidas, porém acrescido de um novo processo de filtragem, relacionando a energia transferida entre as escalas. Este fato permite que o modelo simule os efeitos da transferência bidirecional de energia entre as escalas submalha e resolvidas, sendo mais indicado para regiões de gradientes acentuados de velocidade, como no caso da camada limite, ao contrário do modelo de Smagorinsky. Este coeficiente passa a ser dado por:

$$C(x_i, t) = -\frac{1}{2} \frac{L_{ij} M_{ij}}{M_{ij} M_{ij}} \quad (i, j = 1, 2, 3) \text{ em } \Omega \quad (2.80)$$

Sendo:

$$L_{ij} = \langle \bar{v}_i \bar{v}_j \rangle - \langle \bar{v}_i \rangle \langle \bar{v}_j \rangle \quad (i, j = 1, 2, 3) \text{ em } \Omega \quad (2.81)$$

$$M_{ij} = \langle \bar{\Delta} \rangle^2 |\langle \bar{S}_{ij} \rangle| \langle \bar{S}_{ij} \rangle - \langle \bar{\Delta}^2 \rangle |\bar{S}_{ij}| \bar{S}_{ij} \quad (i, j = 1, 2, 3) \text{ em } \Omega \quad (2.82)$$

$$\langle \bar{S}_{ij} \rangle = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \langle \bar{v}_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle \bar{v}_j \rangle}{\partial x_i} \right) \quad (i, j = 1, 2, 3) \text{ em } \Omega \quad (2.83)$$

$$|\langle \bar{S}_{ij} \rangle| = \sqrt{\langle \bar{S}_{ij} \rangle \langle \bar{S}_{ij} \rangle} \quad (i, j = 1, 2, 3) \text{ em } \Omega \quad (2.84)$$

Onde:

$\langle \rangle$  – filtro teste

Sendo que neste novo filtro utiliza-se um múltiplo das dimensões do primeiro filtro, geralmente [Poitou et al., 2007; Silveira Neto, 2002]:

$$\langle \bar{\Delta} \rangle = 2\bar{\Delta} \quad (2.85)$$

Onde:

$\langle \bar{\Delta} \rangle$  – dimensão do filtro teste [mm]

## 2.4 Interação Turbulência-Radiação (TRI)

Assim, como na modelagem do escoamento, para a radiação térmica será aplicado o mesmo procedimento de filtragem da Simulação de Grandes Escalas à Equação de Transferência Radiante [Coelho, 2012]. Partindo da Equação da Transferência Radiante (Equação 2.34), e aplicando o operador filtro para separar as escalas obtém-se [Roger et al., 2010]:

$$\frac{d\bar{i}_\eta}{dS} = -\overline{\kappa_\eta i_\eta} + \overline{\kappa_\eta i_{\eta,b}} \quad (2.86)$$

Decompondo os termos de emissão e absorção nas parcelas resolvidas e submalha:

$$\frac{d\bar{i}_\eta}{dS} = -\overline{(\bar{\kappa}_\eta + \kappa'_\eta)(\bar{i}_\eta + i'_\eta)} + \overline{(\bar{\kappa}_\eta + \kappa'_\eta)(\bar{i}_{\eta,b} + i'_{\eta,b})} \quad (2.87)$$

Onde:

$\bar{\kappa}_\eta$  – coeficiente de absorção, associado às grandes escalas [ $\text{m}^{-1}$ ]

$\kappa'_\eta$  – coeficiente de absorção, associado às escalas submalha [ $\text{m}^{-1}$ ]

$\bar{i}_\eta$  e  $\bar{i}_{\eta,b}$  – intensidades de radiação, associadas às grandes escalas [ $\text{W}/\text{m}^2$ ]

$i'_\eta$  e  $i'_{\eta,b}$  – intensidades de radiação, associadas às escalas submalha [ $\text{W}/\text{m}^2$ ]

Reorganizando e aplicando a propriedade distributiva:

$$\frac{d\bar{i}_\eta}{dS} = -(\overline{\bar{\kappa}_\eta \bar{i}_\eta} + \overline{\bar{\kappa}_\eta i'_\eta} + \overline{\kappa'_\eta \bar{i}_\eta} + \overline{\kappa'_\eta i'_\eta}) + (\overline{\bar{\kappa}_\eta \bar{i}_{\eta,b}} + \overline{\bar{\kappa}_\eta i'_{\eta,b}} + \overline{\kappa'_\eta \bar{i}_{\eta,b}} + \overline{\kappa'_\eta i'_{\eta,b}}) \quad (2.88)$$

Analogamente ao procedimento realizado nas equações de conservação, é possível realizar operações algébricas e obter os termos matematicamente equivalentes aos termos de Leonard, cruzados e tensor de Reynolds de submalha [Coelho, 2012]:

$$\frac{d\bar{\eta}}{dS} = (\bar{\kappa}_\eta \bar{l}_{\eta,b} + C_{em} + L_{em} + \tau_{em}) - (\bar{\kappa}_\eta \bar{l}_\eta + C_{ab} + L_{ab} + \tau_{ab}) \quad (2.89)$$

$$L_{em} = \overline{\bar{\kappa}_\eta \bar{l}_{\eta,b}} - \bar{\kappa}_\eta \bar{l}_{\eta,b} \quad (2.90)$$

$$L_{ab} = \overline{\bar{\kappa}_\eta \bar{l}_\eta} - \bar{\kappa}_\eta \bar{l}_\eta \quad (2.91)$$

$$C_{em} = \overline{\bar{\kappa}_\eta l'_{\eta,b}} + \overline{\kappa'_\eta \bar{l}_{\eta,b}} \quad (2.92)$$

$$C_{em} = \overline{\bar{\kappa}_\eta l'_{\eta,b}} + \overline{\kappa'_\eta \bar{l}_{\eta,b}} \quad (2.93)$$

$$\tau_{em} = \overline{\kappa'_\eta l'_{\eta,b}} \quad (2.94)$$

$$\tau_{ab} = \overline{\kappa'_\eta l'_\eta} \quad (2.95)$$

Onde:

$L_{em}$  – termo de Leonard relativo à emissão (emissão radiante de Leonard) [W/m<sup>3</sup>]

$L_{ab}$  – termo de Leonard relativo à absorção (absorção radiante de Leonard) [W/m<sup>3</sup>]

$C_{em}$  – termo cruzado relativo à emissão (emissão radiante cruzada) [W/m<sup>3</sup>]

$C_{ab}$  – termo cruzado relativo à absorção (absorção radiante cruzada) [W/m<sup>3</sup>]

$\tau_{em}$  – termo de Reynolds relativo à emissão (emissão de Reynolds submalha) [W/m<sup>3</sup>]

$\tau_{ab}$  – termo de Reynolds relativo à absorção (absorção de Reynolds submalha) [W/m<sup>3</sup>]

De acordo com Roger et al., 2011, para o caso de escoamentos não reativos, a discretização espacial da malha age como uma filtragem para os efeitos do TRI, permitindo que a modelagem de submalha seja negligenciada sem afetar significativamente a solução. A Figura 2.9 demonstra a influência da modelagem e supressão dos efeitos submalha para o TRI, além de testar vários tamanhos de filtro, sendo que este último não será avaliado no presente trabalho. Logo, pode-se considerar:

$$\overline{\kappa_\eta l'_{\eta,b}} \cong \bar{\kappa}_\eta \bar{l}_{\eta,b} \quad (2.96)$$

$$\overline{\kappa_{\eta} l_{\eta}} \cong \bar{\kappa}_{\eta} \bar{l}_{\eta} \quad (2.97)$$

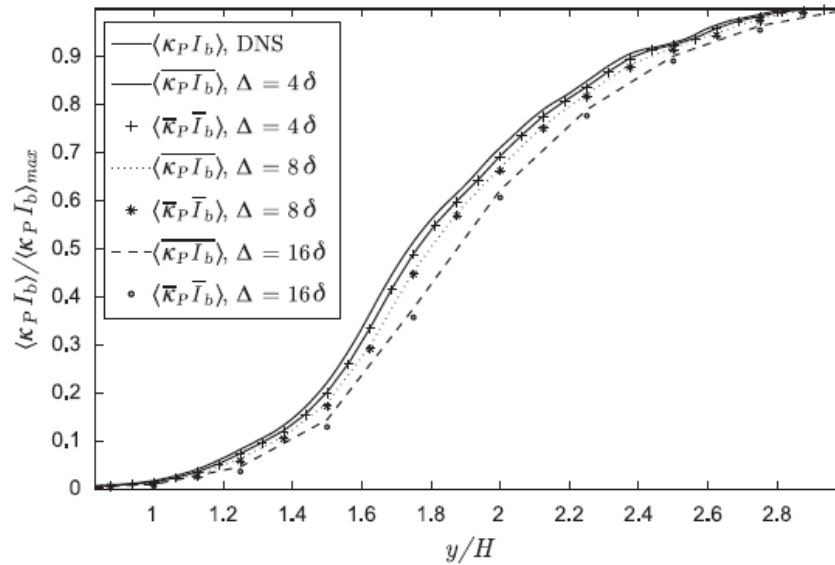


Figura 2.9 - Tipos de aproximação para o termo de emissão TRI [Roger et al., 2011]

Coelho, 2012, também ressalta que para escoamentos com baixa intensidade de turbulência a desconsideração dos termos submalha para o TRI tem pequena relevância, bem como para escoamentos não reativos encontram-se flutuações nos campos ainda menores, permitindo com que a equação de transferência radiante seja aproximada por:

$$\frac{d\bar{\eta}}{dS} \cong -\bar{\kappa}_{\eta} \bar{l}_{\eta} + \bar{\kappa}_{\eta} \bar{l}_{\eta,b} \quad (2.98)$$

## 3 METODOLOGIA

### 3.1 Modelagem numérica

#### 3.1.1 Código base

O *Fire Dynamic Simulator (FDS)* é um software de simulação numérica de Dinâmica de Fluidos Computacional (do inglês, *Computational Fluid Dynamics - CFD*) desenvolvido principalmente para a análise de problemas práticos de combustão ligados à área de prevenção de incêndio em edificações. Além desta finalidade, o código tem sido utilizado no estudo fundamental de fenômenos físicos, tais como dinâmica de fluidos computacional, reações de combustão e transferência de calor.

Criado principalmente pelo esforço conjunto de duas instituições, o *National Institute of Standards and Technology (NIST)* e o *VTT Technical Research Centre of Finland*, o software foi lançado no ano 2000, e atualmente após 13 anos de desenvolvimento está em sua sexta versão graças à contribuição de diversos outros centros de pesquisa como *University of Texas*, *University of Maryland*, *Centre Scientifique et Technique du Bâtiment (França)*, *HHPBerlin (Alemanha)* e o *Global Engineering and Materials (Princeton/USA)*.

A base do programa consiste de várias sub-rotinas de programação, realizadas na linguagem FORTRAN (.f90), as quais se destinam à modelagem de cada fenômeno físico separado, unidas em uma rotina principal para a resolução do problema multifísico acoplado. O código também permite a “paralelização de tarefas”, com o objetivo de aumentar seu desempenho computacional para simular problemas com um elevado número de graus de liberdade, através do método MPI (*Message Passing Interface*).

Uma de suas principais vantagens é que se trata de um software *Open-Source*, o qual permite controle de sua rotina e sub-rotinas, possibilitando a implementação de equações bem como o aprimoramento dos modelos já existentes. Para realizar o pós-processamento de informações, utiliza-se outro software de seu pacote, o *SmokeView* com a finalidade realizar a visualização de campos, vetores e gráficos das variáveis de interesse.

Como exemplos de utilização do software, foram realizados alguns testes como a simulação do escoamento turbulento em uma variação de seção transversal (Figura 3.1), realizado através do LES com o modelo Smagorinsky de viscosidade turbulenta.

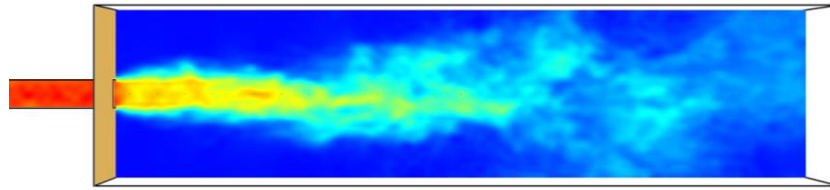


Figura 3.1 – Campo de velocidade instantâneo

Também foram realizados testes para uma câmara de combustão de chama turbulenta de metano-ar também via LES, porém com a modelagem Dinâmica para a viscosidade turbulenta. Na Figura 3.2 pode ser visualizado o Campo de Temperaturas, enquanto na Figura 3.3 pode ser visto o Campo de Velocidades.

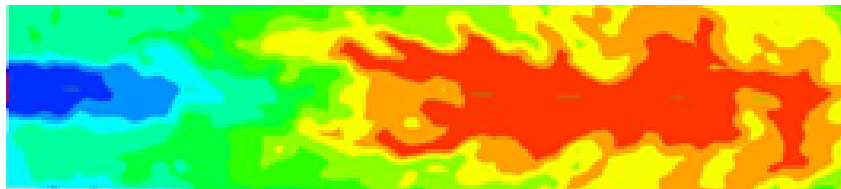


Figura 3.2 – Campo de Temperaturas

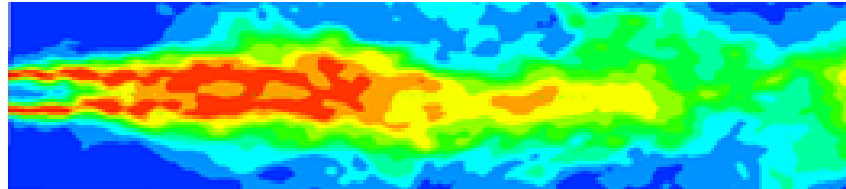


Figura 3.3 – Campo de Velocidades

### 3.1.2 Método dos Volumes finitos

No FDS, o escoamento é resolvido pelo Método dos Volumes Finitos (MVF), no qual as equações governantes descritas anteriormente são resolvidas dentro do domínio considerado com a imposição de condições de contorno.

Este método, do inglês Finite Volume Method (FVM), tem por objetivo dividir o domínio de cálculo em volumes de controle elementares, nos quais através da integração das equações diferenciais governantes é possível se obter equações algébricas aproximadas para descrever o fenômeno. Este processo transforma uma equação diferencial definida em todo o domínio em um sistema de equações algébricas que pode ser resolvido numericamente, substituindo seus termos com diferenciais por valores discretizados [Patankar, 1980].

Se o domínio for dividido em  $N$  células, serão atribuídas tantas variáveis quanto o número de equações governantes para cada um destes volumes. Para se obter uma solução, deverá ser criada uma equação algébrica para cada uma destas variáveis com o objetivo de realizar o fechamento deste sistema de equações. Logo, aumentando o número de divisões do domínio, teoricamente mais próximo se estará da solução exata, porém aumentará a demanda computacional e conseqüentemente o tempo de processamento necessário [Maliska, 2004].

No caso de uma equação de transporte para um escalar, apresentada na forma integral para um volume de controle  $V$ , sua forma discretizada para uma célula é dada por [Versteeg e Malalasekera, 1995]:

$$\int_V \frac{\partial \rho \phi}{\partial t} \partial V + \int \rho \phi \vec{v} \cdot d\vec{A} = \int \Gamma_\phi \nabla \phi \cdot d\vec{A} + \int_V S_\phi dV \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial \rho \phi}{\partial t} V + \sum_f^{N_{faces}} \rho_f \vec{v}_f \phi_f \cdot \vec{A}_f = \sum_f^{N_{faces}} \Gamma_\phi \nabla \phi_f \cdot \vec{A}_f + S_\phi V \quad (3.2)$$

Onde:

$\phi$  – escalar

$\vec{v}$  – vetor velocidade

$\vec{A}$  – vetor área

$\Gamma_\phi$  – coeficiente de difusão para a variável  $\phi$

$\nabla \phi$  – gradiente de  $\phi$

$S_\phi$  – fonte de  $\phi$  por unidade de volume.

$N_{faces}$  – número de faces da célula

$\phi_f$  – valor da variável  $\phi$  transportada na interface

$\rho_f \cdot \vec{v}_f \cdot \vec{A}_f$  – fluxo de massa através na interface

$\vec{A}_f$  – área da superfície da face

$\nabla \phi_f$  – gradiente de  $\phi$  na face

$v$  – volume da célula

A expressão obtida está em sua forma geral e pode ser linearizada para a notação adotada no *stencil* (Figura 3.4), em uma equação do tipo:

$$a_p \phi = \sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + b \quad (3.3)$$

Onde:

$nb$  – volumes vizinhos (neighbourhood)

$a_p$  – coeficiente linearizado para o ponto

$a_{np}$  – coeficiente linearizado para a vizinhança

$b$  – termo fonte

$\phi$  – escalar para o ponto

$\phi_{nb}$  – escalar para a vizinhança

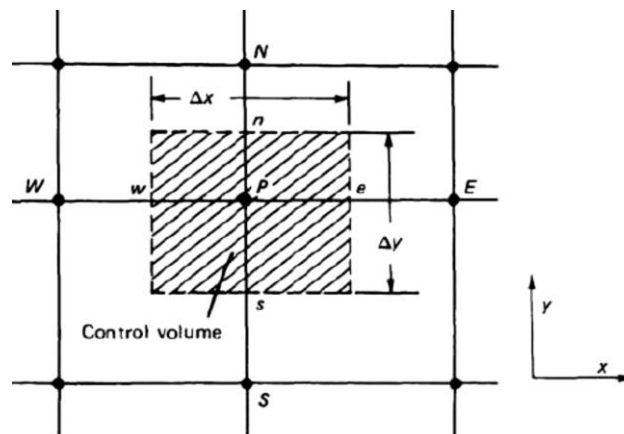


Figura 3.4 – Esquema do volume de controle [Patankar, 1980]

No FDS, a discretização espacial do domínio é feita por meio de uma malha estruturada, apenas para coordenadas cartesianas, ou seja, utilizando somente células retangulares. Desta maneira, a modelagem permite apenas a utilização de domínios compostos por formas geométricas simplificadas (retangulares), porém permite o arranjo destas para formar uma geometria de maior complexidade.

Os valores do escalar  $\phi$  são calculados no centro de cada célula (*staggered grid*), no ponto  $P$ , denominado nó. Para o caso dos fluxos nas faces destes volumes é utilizado um esquema de interpolação *upwind* de segunda ordem entre o ponto  $P$  e a vizinhança [Manual FDS, 2013]. Este esquema tem relação direta com o termo parabólico, ou seja, o valor da



função na interface é igual ao valor da função no volume a montante (anterior no escoamento). Isto impõe que a relação dos valores utilizados na interpolação será definida pelo sentido velocidade local, com o objetivo de evitar o aparecimento de coeficientes negativos e instabilidades numéricas [Maliska, 2004].

Como o problema foi modelado através do LES, o tipo de análise somente pode ser transiente, portanto a modelagem necessita de uma discretização temporal, semelhante à aplicada na divisão espacial do domínio. Por utilizar uma formulação explícita, o código precisa de um passo de tempo (*timestep*) suficientemente pequeno para manter a estabilidade numérica do problema modelado. Esta condição pode ser satisfeita utilizando a restrição imposta pelo Critério de Courant-Friedrichs-Lewy (CFL), que limita o passo de tempo através da análise da advecção e da discretização espacial [Maliska, 2004]. As discretizações espacial e temporal são relacionadas de tal forma que não seja possível o fluido percorrer mais de uma célula por passo de tempo, representado por:

$$CFL = \frac{dt |v_i|}{dx_i} \approx 1 \quad (3.4)$$

Onde:

$dt$  – passo de tempo [s]

$|v_i|$  – módulo do maior componente da velocidade (impõe maior restrição) [m/s]

Assim, o passo de tempo máximo pode ser dado por:

$$dt_{max} \leq \frac{CFL \cdot dx_i}{|v_i|} \quad (3.5)$$

Onde:

$dt_{max}$  – passo de tempo máximo [s]

$CFL$  – coeficiente ( $CFL \leq 1$ )

### 3.1.3 Radiação térmica

A equação de transporte radiante é resolvida com um método similar ao Método dos Volumes Finitos para o escoamento. De acordo com Modest, 2003, este método corresponde a uma evolução do Método das Ordenadas Discretas, que em sua forma padrão utiliza uma formulação de volumes finitos para a discretização espacial, enquanto no caso da angular, as integrações nos ângulos sólidos são aproximadas por quadraturas numéricas simples. De forma análoga ao tratamento de áreas e volumes na discretização espacial, o método dos volumes finitos realiza o cálculo das integrais para os ângulos sólidos, caracterizando-se como um método totalmente conservativo, ou seja, sem nenhuma perda ou geração de energia radiante para o volume de controle.

Para se obter a forma discretizada angular da RTE, a esfera unitária é dividida em um número finito de ângulos sólidos (Figura 3.5), na qual para cada célula integra-se esta equação neste volume e ângulo sólido, na seguinte forma [Hostikka, 2008]:

$$\int_{d\omega} \int_{dV} S \cdot \nabla i_{\eta}(x_j, S) dx_j dS = \int_{d\omega} \int_{dV} \kappa_{\eta}(x_j) [i_{\eta b}(x_j) - i_{\eta}(x_j)] dx_j dS \quad (3.6)$$

$(j = 1, 2, 3) \text{ em } \Omega$

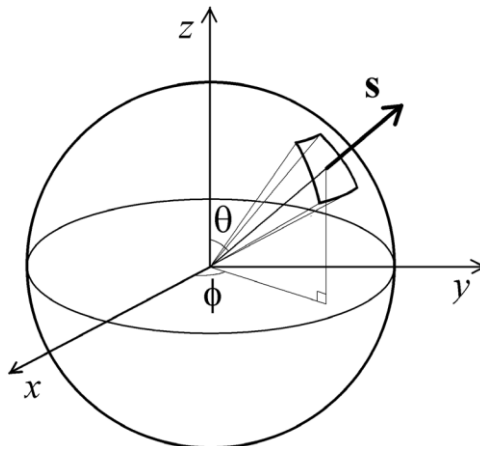


Figura 3.5 – Discretização angular para o MVF [Hostikka, 2008]

A discretização angular é feita dividindo o primeiro ângulo polar  $\theta$ , em bandas, cujo valor deve ser um número inteiro. Cada banda é então subdividida na direção azimutal  $\phi$ , sendo que este número de divisões necessita ser múltiplo de quatro. Portanto, define-se o número de ângulos total como:

$$N_{\Omega} = \sum_{i=1}^{N_{\theta}} N_{\phi}(\theta_i) \quad (3.7)$$

Onde:

$N_{\Omega}$  – número de divisões (total)

$N_{\theta}$  – número de bandas

$N_{\phi}$  – número de ângulos por banda

O número de bandas e o número de ângulos são calculados de tal forma que o número de divisões utilizado seja o mais próximo do total. O número de ângulos é arredondado para um número múltiplo de 4, e o número de bandas é atribuído com o objetivo de produzir ângulos sólidos iguais nesta discretização.

Da mesma forma que na discretização espacial, teoricamente quanto maior o número de divisões menor a diferença da solução exata, porém aumentando a demanda de recursos computacionais.

Em relação à discretização espacial, assumindo que a intensidade de radiação  $i_{\eta}$  é constante nas faces do volume de controle, a integral de superfície pode ser aproximada por um somatório destas nas faces da célula. Considerando ainda que a intensidade de radiação é constante no interior do volume de controle bem como no ângulo sólido, obtém-se:

$$\sum_m A_m i_{m\eta} \int_{d\omega} (S \cdot n_m) dS = \kappa_{\eta} [i_{\eta b}(x_j) - i_{\eta}] \cdot V \cdot d\omega \quad (3.8)$$

( $j = 1,2,3$ ) em  $\Omega$

Onde:

$i_{\eta b}$  e  $i_{\eta}$  – intensidade de radiação na direção  $j$

$i_{m\eta}$  – intensidade de radiação na face  $m$  da célula

$m$  – número de faces da célula (para célula retangular  $m=6$ )

$d\omega$  – ângulo sólido na direção  $j$

$A_m$  – área da face

$n_m$  – vetor unitário normal à face  $m$

Discretizando a Equação 3.7 na forma da Equação 3.3 para uma célula, as intensidades podem ser obtidas através da solução do sistema algébrico resultante, nas quais para o cálculo nas fronteiras deste volume utiliza-se o esquema upwind de primeira ordem, similarmente ao tratamento dos termos advectivos na modelagem do escoamento [Manual FDS, 2013].

Usualmente, a rotina de radiação é calculada a cada 3 passos da discretização temporal, com o objetivo de reduzir o tempo computacional. Porém no presente estudo a RTE será integralmente atualizada a cada avanço de tempo, considerando uma situação fisicamente mais realista à modelagem, associando instantaneamente o campo radiante ao campo de temperaturas e velocidades.

Quanto à qualidade da discretização espacial da RTE, verifica-se que o problema pode ser resolvido com uma quantidade muito menor de volumes que o fluidodinâmico e térmico [Bialecki e Węcel, 2004, apud Centeno, 2013; Coelho, 2012]. Modest, 2003, destaca que dentre as discretizações demonstradas na Figura 3.6, em relação à mais refinada, as malhas intermediária e grosseira apresentaram diferenças de apenas 0,2 e 0,4% respectivamente no campo de temperatura, devido ao fato de a radiação apresentar interações de maior alcance que os demais mecanismos de transferência de calor.

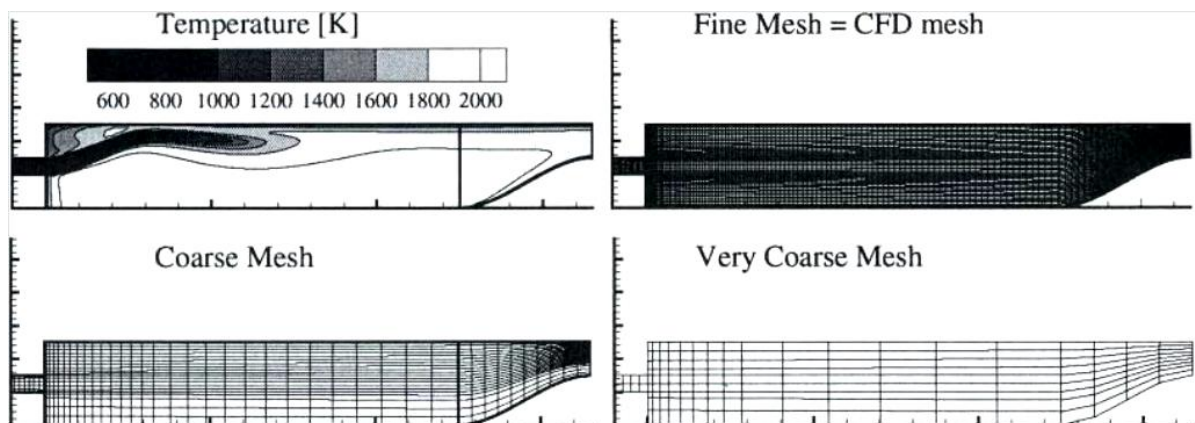


Figura 3.6 – Discretização espacial para a radiação [Modest, 2003]

### 3.2 Avaliação dos resultados transientes

Como a modelagem foi realizada em caráter transiente devido à Simulação de Grandes Escalas, as grandezas apresentam flutuações temporais ao longo do tempo físico considerado, característico do fenômeno turbulento.

Estas grandezas flutuantes como componentes da velocidade, pressão, temperatura e massa específica tem seus valores médios temporais estabilizados se a amostragem considerada for suficientemente grande (Figura 3.7) [Poitou et al., 2007].

De acordo com Wilcox, 1993, neste caso ou quando as médias possuem pequenas variações ao longo do tempo, pode-se considerar o escoamento como estacionário, permitindo a aquisição de seus respectivos dados estatísticos. Sendo o valor médio temporal definido como a integração da variável instantânea no intervalo de tempo considerado, dado por:

$$\tilde{\phi}(x_i, t) = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \phi(x_i, t) dt \quad (3.9)$$

$(i = 1,2,3) \text{ em } \Omega$

Onde:

$\tilde{\phi}$  – média da grandeza  $\phi$

$\phi$  – valor instantâneo da grandeza

$\Delta t$  – intervalo de tempo [s]

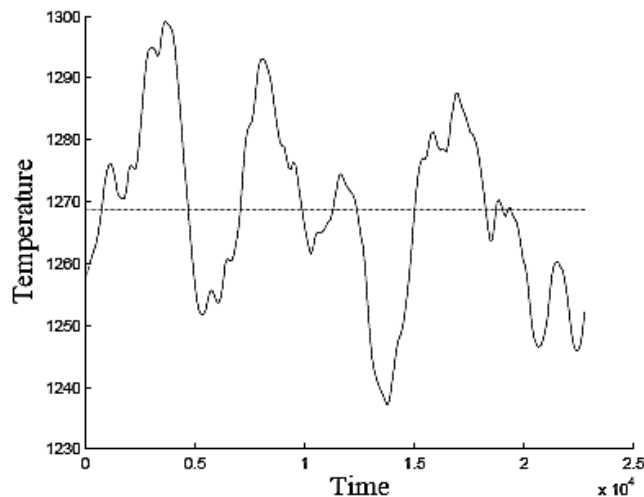


Figura 3.7 – Flutuação da temperatura [Poitou et al., 2007]

No presente trabalho pode-se observar a presença da etapa de desenvolvimento temporal do problema (Figura 3.8), no qual o cálculo das médias é feito após o começo do regime estacionário.

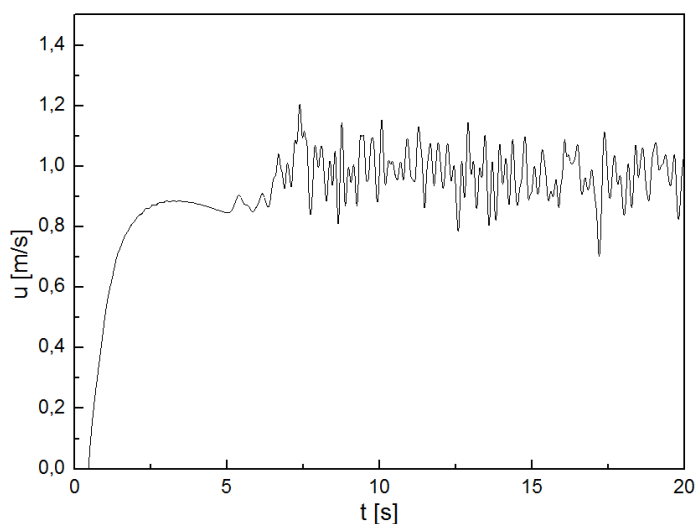


Figura 3.8 - Exemplo de flutuação da componente u da velocidade

Sendo assim, o período de amostragem para o cálculo dos campos médios é atribuído de tal forma que tenha início no ponto onde as médias deixam de oscilar significativamente ao decorrer do tempo físico da simulação.

Após ser definido o procedimento de cálculo das médias temporais para uma variável, da mesma forma pode se aplicar o método a uma região de interesse, como uma região do domínio ou um plano qualquer.

A Figura 3.9 demonstra um campo de temperatura de um escoamento turbulento, no qual podem ser vistas as características flutuações temporais, correspondentes aos instantes de tempo de 15,0, 17,5 e 20,0 s respectivamente. Por outro lado, a última imagem representa o campo médio obtido através da integração de todos timesteps gerados na simulação dentro deste intervalo de tempo especificado, no caso 15 a 20 s.

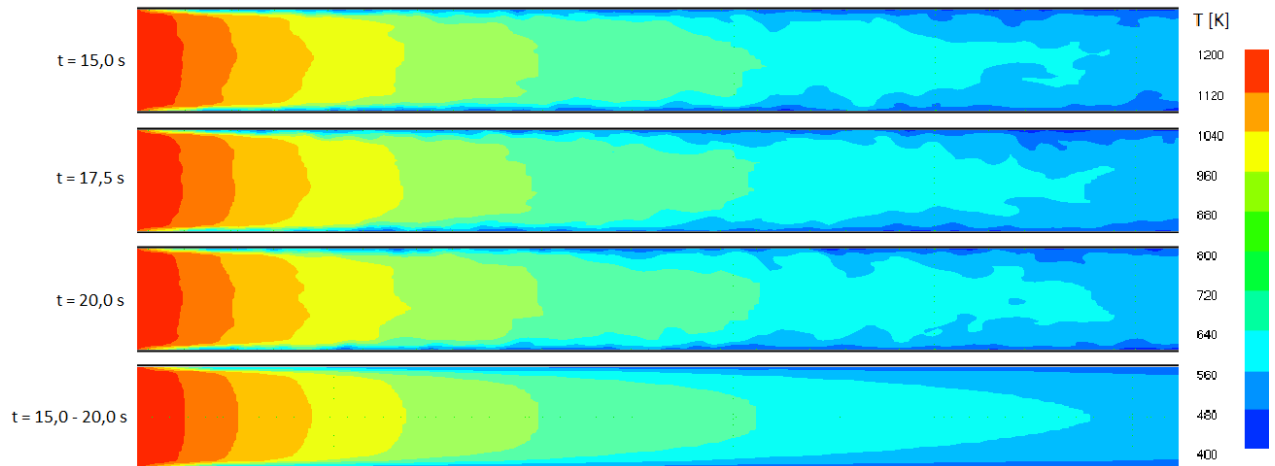


Figura 3.9 – Criação de um campo médio no tempo

A imagem apresentada consiste no campo médio temporal da temperatura, porém o processo poderá ser aplicado a qualquer variável, como por exemplo, velocidade, pressão ou no caso específico desta análise, divergente do fluxo radiante.

Por questões de programação, no caso de problemas isotérmicos foi realizada uma simulação até ser atingido o regime estacionário, em seguida os dados da última iteração foram inseridos como condição inicial para uma nova simulação, para que então fosse realizado o cálculo das médias na simulação seguinte. Para casos não isotérmicos, o problema foi simulado em uma única vez, conforme explicado anteriormente, ambos esquematizados na Figura 3.10.

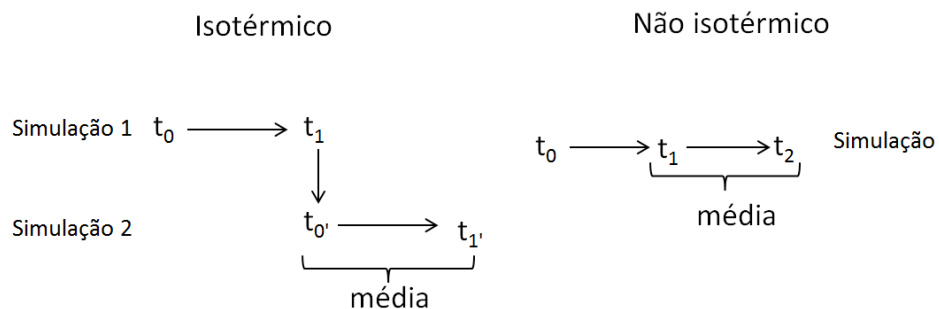


Figura 3.10 - Esquema implementado para obtenção dos campos médios

### 3.3 Medida de resolução da turbulência

Como a qualidade de uma simulação numérica está diretamente ligada à qualidade da malha utilizada, pode-se utilizar um critério *a posteriori* para avaliar esta discretização. Este

critério tem por objetivo calcular a fração de energia cinética turbulenta modelada, do inglês Measure of Turbulent Resolution (MTR), sendo definido por [Pope, 2004]:

$$MTR = \frac{k_{SM}}{k_{SM} + k_{RES}} \quad (3.10)$$

$$k_{SM} = \frac{1}{2} \overline{(v'_i v'_i)} \quad (i = 1,2,3) \text{ em } \Omega \quad (3.11)$$

$$k_{RES} = \frac{1}{2} \bar{v}_i \bar{v}_i \quad (i = 1,2,3) \text{ em } \Omega \quad (3.12)$$

Onde:

$k_{RES}$  – energia cinética turbulenta referente às grandes escalas [m<sup>2</sup>/s<sup>2</sup>]

$k_{SM}$  – energia cinética turbulenta referente às escalas submalha [m<sup>2</sup>/s<sup>2</sup>]

Este razão varia de 0 a 1, no qual a unidade corresponde à modelagem total das escalas da turbulência (RANS). Por outro lado, 0 corresponde à resolução integral destas escalas (DNS). Como o LES corresponde a uma alternativa intermediária a estas duas modelagens, recomenda-se um valor máximo de 0,2 para o MTR, ou seja, admite-se que no máximo 20% da energia cinética será modelada, enquanto os 80% restantes estarão na região resolvida. Isto impõe que o número de onda de corte esteja na sub-região inercial do espectro de turbulência, apenas modelando os vórtices menores (comportamento mais isotrópico), fazendo com que os vórtices maiores (mais dependentes das condições de contorno) sejam resolvidos.

### 3.4 Método dos Vórtices Sintéticos

O Método dos Vórtices Sintéticos, do inglês Synthetic Eddy Method (SEM), tem por objetivo inserir vórtices criados aleatoriamente nas condições de contorno de entrada do domínio, uma vez que em situações práticas de escoamentos reais raramente se encontram condições estacionárias tanto temporal quanto espacialmente [Jarrin, 2008].

O método é baseado na visão clássica da turbulência, criando a superposição destas estruturas coerentes através da geração de uma vorticidade tridimensional na entrada do



escoamento principal. São criadas perturbações em uma região esférica do domínio, no qual o diâmetro da estrutura é dado pela própria escala de comprimento do vórtice a ser introduzido, definido para escoamentos internos por [Jarrin, 2008]:

$$L \cong 0,07 D_h \quad (3.13)$$

Onde:

$L$  – escala de comprimento dos vórtices

$D_h$  – diâmetro hidráulico (para seção quadrada = largura)

Um dos requisitos é que estes vórtices possuam sua escala superior à discretização espacial do problema para que possam ser suficientemente resolvidos pela malha e não modelados em seu período inicial no domínio. Após serem criadas e inseridas, estas estruturas serão transportadas pelo escoamento principal onde, após percorrerem uma distância equivalente à sua escala de comprimento serão desvinculadas do sintetizador e serão reinsertas novas em posições aleatórias, dando continuidade ao processo transiente na condição de contorno (Figura 3.11).



Figura 3.11 – Contornos de Isovelocidade (entrada na esquerda) [Jarrin, 2008]

Além do comprimento característico, é necessário definir o número de vórtices ( $N_{Eddy}$ ) sintetizados simultaneamente no processo. Conforme o estudo paramétrico realizado por Jarrin, 2008 foram testados valores de 10, 100, 1.000 e 10.000, e seus efeitos avaliados através da análise da Função Densidade de Probabilidade, do inglês Probability Density Function (PDF). Para um número muito pequeno de vórtices, no caso 10, verifica-se a ocorrência de regiões sem perturbação, bem como a presença de vórtices com maior energia. Por outro lado, para 10.000 vórtices, foi ressaltado que corresponde a um evento estatisticamente improvável. Então foi adotado um valor intermediário, correspondendo a 1000 vórtices, o qual gera uma distribuição relativamente homogênea destas estruturas, bem como uma PDF próxima da Distribuição Normal (Figura 3.12, Figura 3.13 e Figura 3.14).

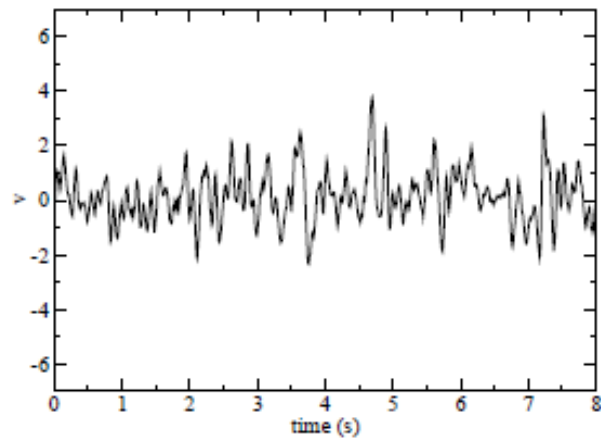
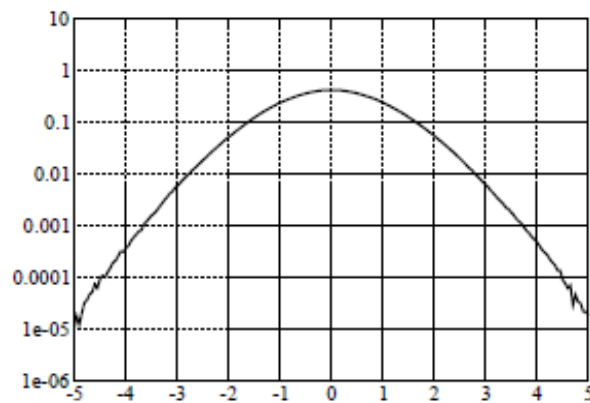
Figura 3.12 – Componente  $v$  da velocidade [Jarrin, 2008]

Figura 3.13 – Função Densidade de Probabilidade [Jarrin, 2008]

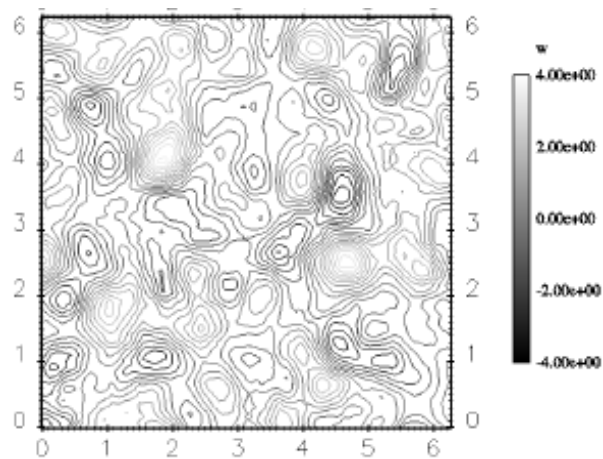


Figura 3.14 – Contornos de velocidade [Jarrin, 2008]

## 4 VERIFICAÇÃO DA MODELAGEM NUMÉRICA

Com o objetivo de realizar uma verificação do código previamente desenvolvido, bem como das modificações realizadas em sua rotina, foram realizadas simulações de problemas *benchmark*, para testar a consistência das soluções da simulação computacional.

O problema escolhido foi o do escoamento em um degrau, que apesar de possuir uma geometria simples, apresenta grande utilidade como solução *benchmark* à modelagem fluidodinâmica. Este caso se caracteriza por um escoamento com alta complexidade, apresentando os fenômenos de desenvolvimento fluidodinâmico, descolamento da camada limite e seu recolamento a jusante do degrau. Apesar de ser um escoamento tipicamente bidimensional, observa-se a presença de uma elevada vorticidade tridimensional sendo carregada ao longo escoamento principal a partir da região de separação, característico do fenômeno turbulento [Silveira Neto et., 1993].

Este problema conta com vários estudos tanto experimentais quanto numéricos, sendo estes últimos realizados com diversas modelagens. Foram realizadas simulações de DNS [Le et al., 1996], bem como simulações via LES [Silveira Neto et., 1993; Friedrich; Arnal, 1990]. Por outro lado, Armaly et al., 1983, estudou o comprimento de recolamento em função do número de Reynolds, definindo a faixa de transição entre Reynolds 1200 e 6600, sendo que a partir deste o escoamento se torna totalmente turbulento e inferior àquele caracteriza-se pelo regime laminar. Apesar das diversas referências utilizadas, as simulações foram definidas com base nos trabalhos de Petry, 2002 e Xavier, 2008.

Neste caso, o número de Reynolds foi caracterizado por:

$$Re = \frac{U \cdot D}{\nu} = \frac{\rho \cdot U \cdot D}{\mu} \quad (4.1)$$

$$U = \frac{2}{3} U_{Max} \quad (4.2)$$

Onde:

$Re$  – Número de Reynolds

$U$  – velocidade média na entrada [m/s]

$U_{Max}$  – velocidade central na entrada [m/s]

$D$  – diâmetro hidráulico na entrada (para este caso  $D = 2H$ ) [m]

$H$  – altura do canal na entrada [m]

O principal objetivo deste caso é avaliar o ponto de recolamento do escoamento, ou seja, ao passar pelo degrau o fluido gera uma região de recirculação na parte inferior do domínio, necessitando de certa distância para reestabelecer seu escoamento desenvolvido. Este comprimento generaliza todo o fenômeno, relacionando todas as influências das condições de contorno e interações presentes no escoamento, sendo geralmente representado em sua forma adimensionalizada ( $X_R/H$ ), onde  $X_R$  corresponde ao comprimento de recolamento após o degrau.

Para um escoamento turbulento, suas flutuações no campo de velocidades fazem com que a camada limite descolada após o degrau também oscile verticalmente, alterando instantaneamente a posição do ponto de recolamento. Este ponto de recolamento pode ser definido de várias formas, entre elas a posição da componente nula da velocidade no primeiro ponto de discretização acima da parede ou a ausência tensão de cisalhamento nesta interface [Le et al.,1997]. No presente estudo, o ponto será definido pelo primeiro método descrito, no qual será considerado instantâneo para casos laminares (sem flutuações), ou seu valor médio temporal para o caso turbulento.

Da mesma maneira apresentada por Xavier, 2008, que realiza verificações realizando uma análise para vários números de Reynolds, este problema será utilizado para testar a modelagem via LES, avaliando os modelos de Smagorinsky e Dinâmico para a viscosidade turbulenta.

O domínio representado pela Figura 4.1, será constituído por uma região de entrada na face esquerda, com a condição de contorno de velocidade prescrita, utilizando um perfil adequado ao tipo de regime de escoamento presente. Na face direita, será utilizada a condição de contorno de saída, prescrita como pressão relativa nula, enquanto as demais superfícies serão modeladas como paredes (condição de impermeabilidade e não deslizamento). As laterais, paralelas ao plano  $XY$ , serão atribuídas como condição de deslizamento livre, enquanto nas demais será utilizada condição de velocidade prescrita nula. As condições iniciais são definidas como componentes da velocidade e pressão relativa nulas em todo o domínio.

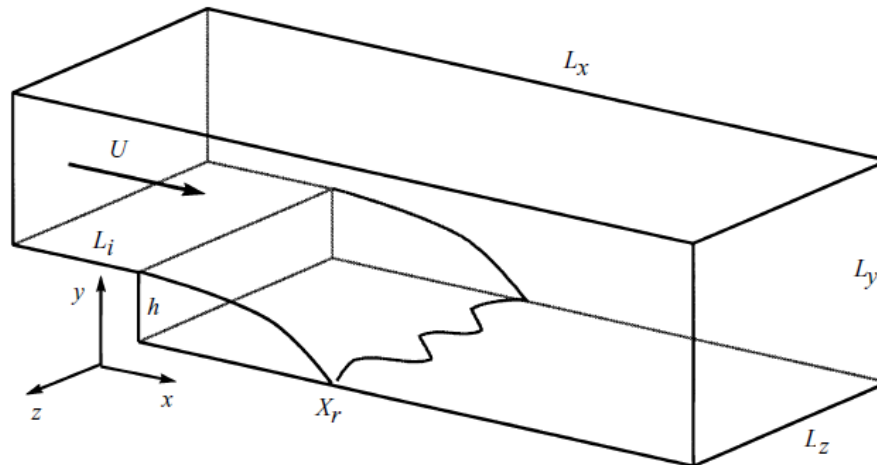


Figura 4.1 – Domínio computacional do degrau [adaptado de Le et al.,1997)

Sendo os parâmetros gerais da simulação dados por:

$$L_x = 31,0 \text{ m}$$

$$L_y = 1,94 \text{ m}$$

$$L_z = 8,0 \text{ m}$$

$$h = 0,94 \text{ m}$$

$$H = 1,0 \text{ m}$$

$$\rho = 1,19 \text{ kg/m}^3$$

$$U_{Max} = 75 \text{ m/s}$$

$$t_{total} = 4,5 \text{ s}$$

$$t_{estatísticas} = 2,5 \text{ s}$$

$$dt = 1 \times 10^{-4} \text{ s}$$

Onde:

$h$  – altura do degrau [m]

Como a variável a ser estudada neste caso é o número de Reynolds, sua alteração será feita através da viscosidade dinâmica, sendo que as demais permanecerão constantes. A velocidade máxima (central) foi fixada, sendo que para o regime laminar (Re de 100, 400 e 1000), será utilizado o perfil parabólico (Figura 4.2). Por outro lado, para o regime turbulento (Re de 5100) será utilizado um perfil turbulento desenvolvido (Lei da Potência - 1/7), representado na Figura 4.3.

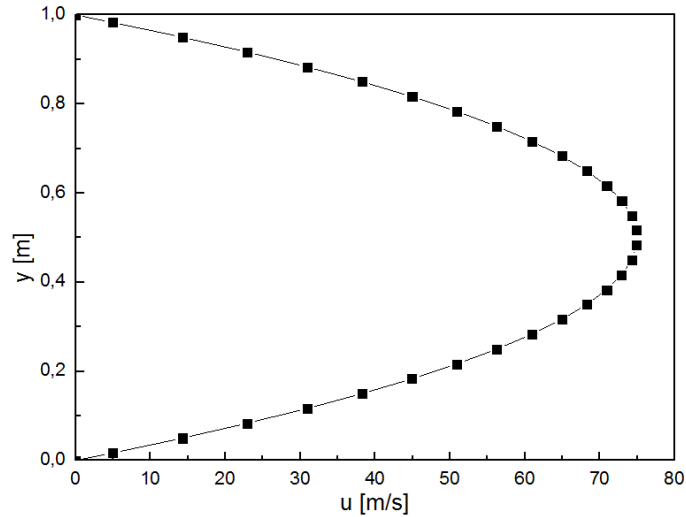


Figura 4.2 – Perfil na entrada laminar

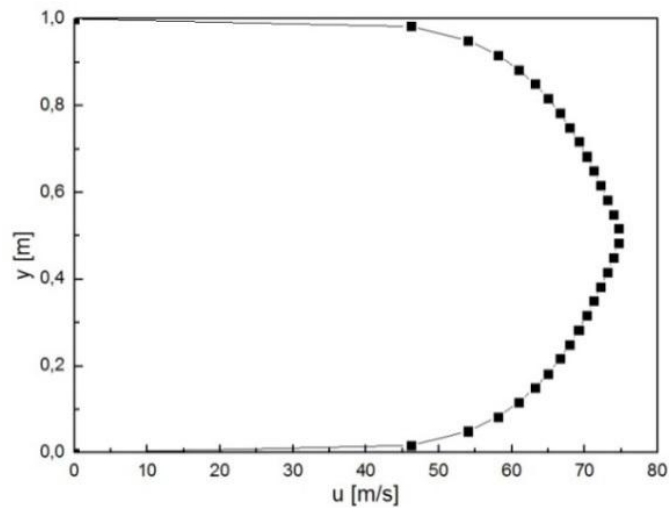


Figura 4.3 – Perfil na entrada turbulento

Para a discretização espacial, na seção posterior ao degrau foram feitas 8 divisões no sentido do eixo  $Z$ , 60 divisões no eixo  $Y$  e em  $X$ , até a posição 20 m são feitas 140 divisões e na parte restante foram aplicadas 30 divisões. Na seção anterior ao degrau, foram utilizadas 8 divisões no sentido do eixo  $Z$ , 6 no sentido do eixo  $X$  e 30 no eixo  $Y$ , conforme a Tabela 4.1. Para a evolução temporal do problema, foi considerado um tempo físico de 4,5 s, no qual os dados estatísticos foram coletados a partir de 2 segundos de desenvolvimento do escoamento. Isto caracteriza aproximadamente o dobro do tempo de permanência do fluido no domínio, no qual as médias das grandezas envolvidas já não devem oscilar significativamente no tempo.

Tabela 4.1 – Domínio e malha para o problema do degrau

$x [m]$	$y [m]$	$z [m]$	$nx$	$ny$	$nz$
0 - 1	0,94 - 1	0 - 8	6	30	8
1 - 21	0 - 1,94	0 - 8	140	60	8
21 - 31	0 - 1,94	0 - 8	30	60	8

Em relação aos demais parâmetros, no modelo de Smagorinsky a constante considerada tem valor de  $C_s = 0,1$  [Lesieur et al., 1995; Härtel e Kleiser, 1998 apud Xavier, 2008]. No caso dos perfis de velocidade, assim como a viscosidade para os casos avaliados, estão apresentados na Tabela 4.2.

Tabela 4.2 – Números de Reynolds no escoamento do degrau

<i>Reynolds</i>	$\mu [Pa.s]$	<i>Perfil</i>
100	1,2	Laminar
400	0,3	Laminar
1000	0,12	Laminar
5100	0,023	Turbulento

Os casos foram comparados com trabalhos anteriores realizados pelo grupo de pesquisa, bem como, com os resultados experimentais para os respectivos casos, apresentados na Tabela 4.3.

Tabela 4.3 –  $X_R/H$  x  $Re$  para o degrau

<i>Re</i>	<i>Smag</i>	<i>Din</i>	<i>LES - Din</i>	<i>Experimental</i>
100	2,54	2,62	3,19 [Xavier, 2008]	3,0 [Armaly et al., 1983]
400	7,24	7,64	7,66 [Xavier, 2008]	8,0 [Armaly et al., 1983]
1000	12,3	12,9	11,25 [Petry, 2002]	16,0 [Armaly et al., 1983]
5100	5,97	6,23	6,9 [Xavier, 2008]	6,7 [Armaly et al., 1983]

Para o regime laminar, foram realizadas simulações com o modelo Smagorinsky e dinâmico e seus campos de velocidade instantâneos, localizados no plano central do domínio estão apresentados na Figura 4.4. Pode ser observada a região de recirculação principal bem como a região de recolamento na parede inferior. Conforme observado por Petry, 2002, o modelo de Smagorinsky apresenta um comportamento mais dissipativo em relação ao dinâmico, porém ambos apresentam boa correlação com os resultados experimentais, para o

regime laminar. Devido ao fato de o modelo dinâmico apresentar melhores resultados nas etapas preliminares de verificação do código do presente trabalho, ele foi escolhido para ser usado nas próximas simulações.

A simulação realizada no regime de transição [Armaly et al., 1983], correspondente a um número de Reynolds de 5100, está apresentada na Figura 4.5. Estão apresentados os campos de velocidade instantâneos a cada 100 ms, para demonstrar o comportamento turbulento do escoamento. Conforme descrito anteriormente, a região de recolamento foi obtida através da realização da média temporal da componente horizontal da velocidade no primeiro nó (centro da célula) acima da parede.

Assim como descrito por Le et al.,1997, pode-se observar o desprendimento de um vórtice de grande escala na região da expansão brusca do degrau, sendo este advectado até a região de recolamento. Sendo esta região de recolamento caracterizada por vários vórtices menores de caráter mais dissipativo. Sobrepondo os efeitos destas duas escalas destacadas, justifica-se o comportamento flutuante do ponto de recolamento.

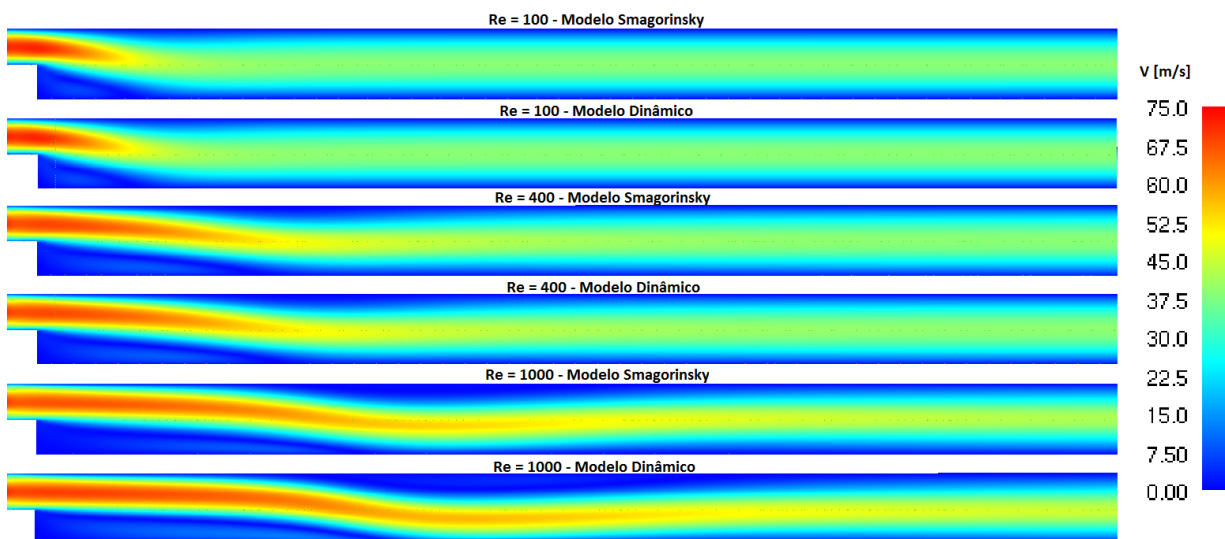


Figura 4.4 – Campo de velocidade instantâneo (regime laminar)



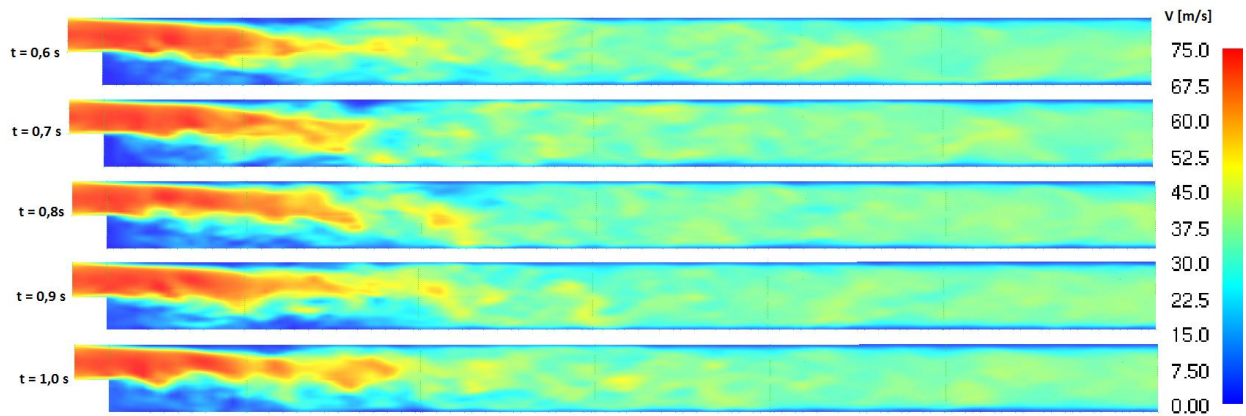


Figura 4.5 – Campos de velocidade instantâneos (regime turbulento)

No caso do regime turbulento, o modelo dinâmico apresentou resultados compatíveis com os obtidos por estudos anteriores do grupo [Petry, 2002; Xavier, 2008], através do Método dos Elementos Finitos. O resultado apresentou ainda uma boa correlação com o resultado experimental comparado, cerca de 7% de diferença, consistindo em uma diferença aceitável para a modelagem numérica deste tipo de problema.

## 5 ESTUDO DA INTERAÇÃO TURBULÊNCIA RADIAÇÃO

### 5.1 Definição do problema

A análise da interação turbulência-radiação é feita através da proposição e análise de um caso com características típicas de escoamentos reais de máquinas térmicas. Será analisado um caso de um escoamento turbulento, não reativo com transferência de calor combinada de radiação e convecção, semelhante a estudos anteriores do grupo de pesquisa [Dos Santos et al., 2014; Centeno et al., 2013].

As condições de contorno foram definidas de acordo com problemas reais de engenharia, utilizando como ponto de partida os gases aquecidos provenientes de um combustor. A proposição foi baseada nas características do escoamento de tubulações localizadas após queimadores industriais ou geradores de vapor, porém poderia ser aplicada da mesma maneira a coletores de escape de motores de combustão interna ou regeneradores de turbinas a gás.

O principal objetivo é modelar um trocador de calor idealizado, por exemplo, um gerador de vapor flamotubular, no qual os gases aquecidos escoam internamente e trocam calor com a sua parede e esta por sua vez com o fluido a ser aquecido e vaporizado. A temperatura da parede será prescrita como aproximadamente a temperatura de vaporização da água, conforme o esquema da Figura 5.1.

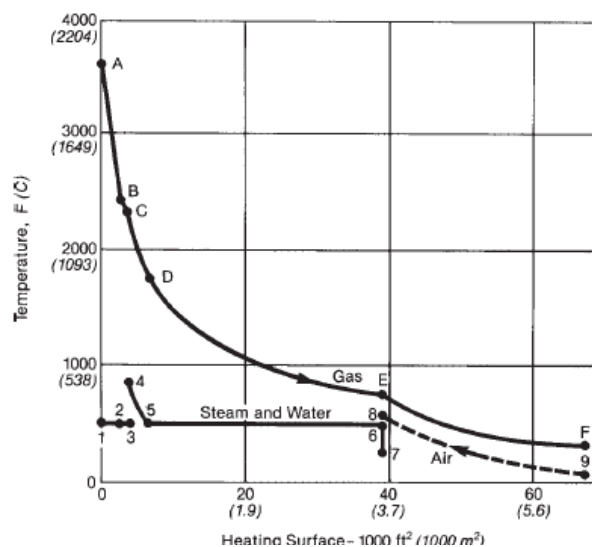


Figura 5.1 – Temperaturas em um trocador de calor de contracorrente [The Babcock & Wilcox Company, 2005]

Em relação às condições de contorno do problema térmico, a temperatura do fluido na entrada do trocador de calor será correspondente à região entre os pontos  $D$  a  $E$ , e para a mistura de líquido e vapor de água saturado, entre os pontos 5 a 6. Como se trata de um processo de mudança de fase, a temperatura da parede do trocador será prescrita e considerada uniforme em toda sua extensão. Para o problema de radiação, todas as fronteiras do domínio serão consideradas como superfícies negras, ou seja, com uma emissividade de 1.

Será considerada a hipótese simplificativa de o fluido ser composto basicamente por ar atmosférico, sendo modelado através da formulação de gás perfeito. Isso possibilita atribuir propriedades semelhantes a do ar real, mantendo suas variações em função da temperatura e pressão. A massa específica será obtida pela equação de estado e sua viscosidade será obtida através da aproximação da teoria cinética, representada por:

$$\mu = 26,69 \times 10^{-7} \frac{(W \cdot T)^{1/2}}{\sigma^2 \Omega_v} \text{ [Pa. s]} \quad (5.1)$$

Onde:

$W$  – peso molecular [kg/kmol]

$\sigma_{LJ}$  – parâmetro de Lennard-Jones [Å]

$\Omega_v$  – Função empírica da temperatura

A outra propriedade de transporte necessária, a condutividade térmica será obtida através número de Prandtl, que será adotado como constante além do seu calor específico.

O problema fluidodinâmico foi proposto para um escoamento com o número de Reynolds semelhante ao utilizado nas verificações do código, visando utilizar uma faixa na qual o comportamento do código e sua formulação fossem conhecidos e verificados.

De acordo com a faixa utilizada na verificação, foi adotado um número de Reynolds em torno de 5000 para o problema base. A velocidade foi calculada para produzir o número de Reynolds desejado, ficando próxima da faixa recomendada para a tiragem de máquinas geradoras de vapor e chaminés (de acordo com The Babcock & Wilcox Company, 2005, utiliza-se a faixa de 5 a 10 m/s), servindo de base para definição da ordem de grandeza da velocidade na condição de contorno de entrada.

Visando à facilidade de implementação, será utilizado um domínio retangular, composto por um duto de seção quadrada e seu comprimento será estimado pela distância necessária para desenvolver o problema fluidodinâmico e térmico. Para casos de número de Prandtl na ordem da unidade, como o caso do ar, os comprimentos de ambas as entradas (térmica e fluidodinâmica) são equivalentes, podendo ser definidas como aproximadamente 10 vezes o diâmetro hidráulico do conduto [Bejan, 1995].

O domínio computacional está representado esquematicamente na Figura 5.2, ao qual foram definidos os parâmetros dimensionais e condições de contorno:

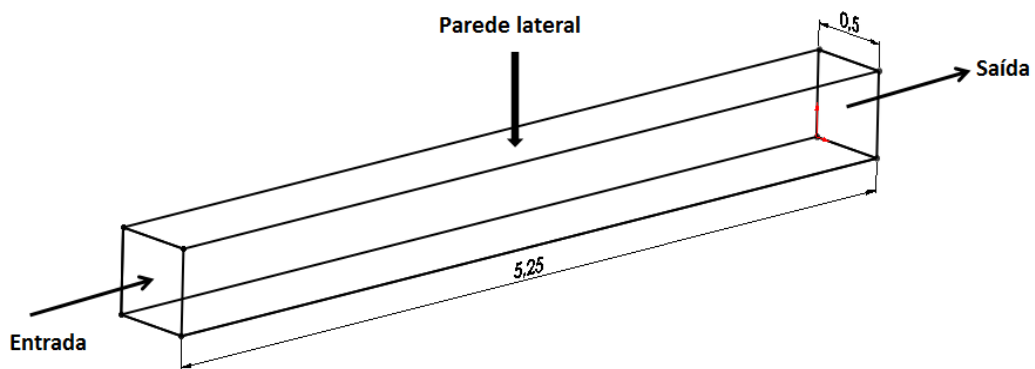


Figura 5.2 – Domínio computacional utilizado

Onde:

$a = 0,5$  m – largura da seção transversal

$A = 0,25$  m<sup>2</sup> – área da seção transversal

$L = 5,25$  m – comprimento

$T_w = 400$  K – temperatura das paredes laterais

$v_{i,w} = 0$  – componentes da velocidade na parede ( $i = 1, 2$  e  $3$ )

$T_{in} = 1200$  K – temperatura na entrada

$Pr = 0,71$  – número de Prandtl

$P_{out} = 0$  Pa

Os demais parâmetros (Intensidade de Turbulência na entrada, Temperatura do Reservatório e Espessura Óptica) serão especificados em cada caso, de acordo com a análise paramétrica realizada.

Para avaliar a influência dos efeitos do TRI, foi utilizada a comparação entre a média temporal dos fluxos radiantes (identificados como “com TRI”), e os fluxos obtidos através do cálculo da radiação com os campos médios no tempo de temperatura para o problema transiente (identificados como “sem TRI”).

Os fluxos apresentados na análise, tanto convectivo como radiante, tratam-se de seus valores locais na linha central da parede. No caso do cálculo dos fluxos médios temporais nas superfícies, após a integração no tempo também foi realizada uma média entre os valores das 4 paredes, nas mesmas posições correspondentes em relação ao eixo longitudinal do duto.

## 5.2 Qualidade da discretização

### 5.2.1 Discretização espacial

Em uma Simulação de Grandes Escalas não se pode obter independência de malha, porque as características do escoamento modelado, mesmo as médias em um caso estacionário, serão alteradas com a mudança do filtro e conseqüentemente do número de onda de corte [Gaitonde, 2008; Vervisch et al. 2011]. Porém pode-se obter uma tendência, na qual os valores médios começam a se estabilizar e não variar significativamente com o aumento do número de volumes.

Conforme Germano et al., 1991 e Lilly, 1992, para o modelo dinâmico de viscosidade turbulenta, deve-se observar a razão de aspecto dos volumes utilizados na discretização. Segundo os autores, este modelo não se adapta satisfatoriamente a volumes alongados, ou seja, com razão de aspecto muito superior à unidade. Por isso, a proporção do volume será inferior ao valor utilizado nas verificações da modelagem, nas quais este valor ficou em torno de 4. Para evitar problemas com a modelagem das escalas submalha e por motivos de arredondamento para a malha estruturada, o valor utilizado será de 3.

A avaliação da qualidade da malha será feita considerando-se um caso intermediário para o problema, definido pelas seguintes condições:

$$Re = 5100$$

$$v_{in} = 1,71 \text{ m/s}$$

$$\dot{m} = 0,126 \text{ kg/s}$$

$I_t = 10\%$  – intensidade de turbulência na entrada

$L = 0,035$  m

$N_{Eddy} = 1000$

$T_{out} = T_{in}$  – temperatura do reservatório

$\tau_0 = 0,5$

Foram avaliados dois parâmetros importantes para o problema, média temporal do componente da velocidade  $u$  e temperatura  $T$  para um ponto a 10 diâmetros hidráulicos no centro do duto. Os resultados estão demonstrados na Tabela 5.1 e representados graficamente na Figura 5.4.

Tabela 5.1 – Avaliação de qualidade de malha

$nx$	$ny$	$nz$	$nv$	$u$ [m/s]	<i>Dif. rel. u</i> [%]	$T$ [K]	<i>Dif. rel. T</i> [K]
60	20	20	24.000	1,245	-	644,6	-
75	25	25	46.875	1,218	2,2	641,0	0,56
90	30	30	81.000	1,189	2,4	638,3	0,42
114	38	38	164.616	1,165	2,1	638,2	0,01
144	48	48	331.776	1,157	0,7	638,3	0,02
175	50	50	437.500	1,154	0,3	638,1	0,04

Onde:

$nx$  – divisões em  $x$

$ny$  – divisões em  $y$

$nz$  – divisões em  $z$

$nv$  – número total de volumes

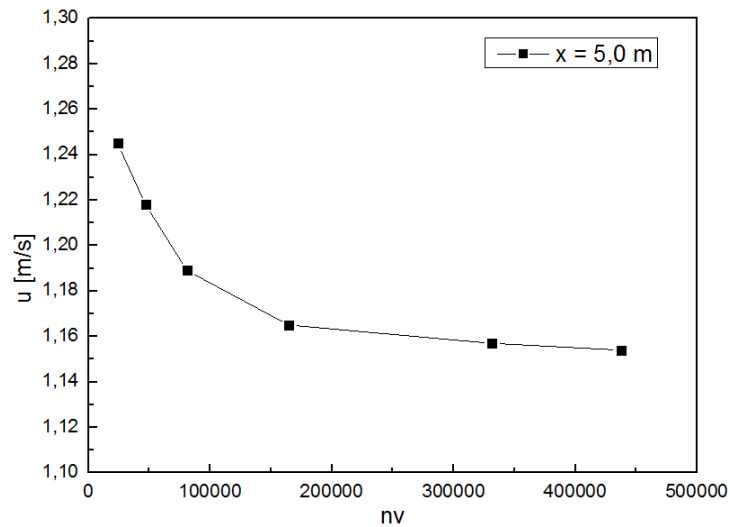


Figura 5.3 – Componente u da velocidade x número de volumes

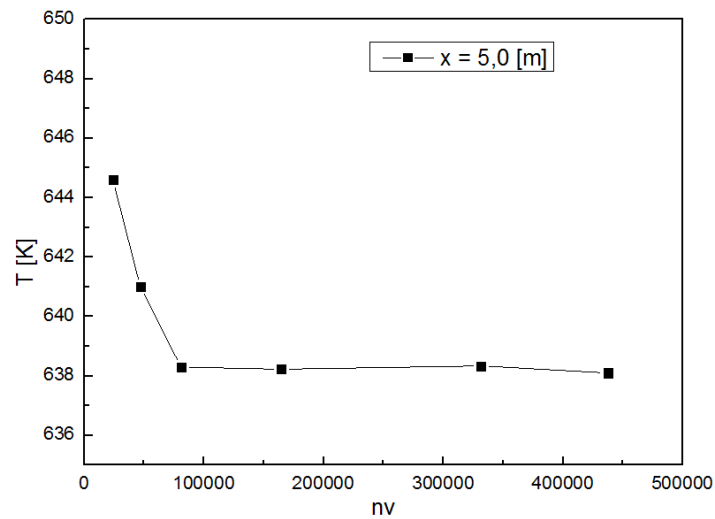


Figura 5.4 – Temperatura (T) x número de volumes

Foi selecionada então uma malha intermediária entre as duas mais refinadas, conforme pode ser visto na Figura 5.5 e em detalhe na Figura 5.6. Logo, a malha escolhida já está na teórica região assintótica de convergência, e apresenta um desvio de 0,7% para a velocidade e 0,02% para a temperatura, em relação à discretização anterior.



Figura 5.5 – Malha

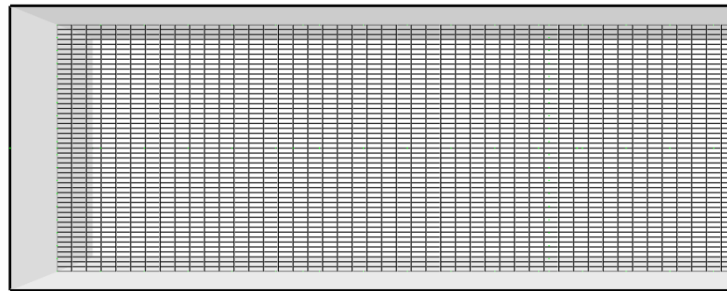


Figura 5.6 – Detalhe da malha

Após ser definida a malha, foi realizado o teste da fração de energia cinética turbulenta modelada. Conforme pode ser visto na Figura 5.7, o valor do MTR permanece na faixa recomendada, na ordem de 20%, para um tempo qualquer após o desenvolvimento espacial e temporal do escoamento, na seção correspondente ao trecho final do duto.



Figura 5.7 – MTR instantâneo (plano médio)

### 5.2.2 Discretização angular

O teste da discretização angular da RTE foi realizado com o mesmo caso testado para a malha do problema. Porém, neste caso por questões de demanda computacional, o teste foi realizado apenas envolvendo a radiação térmica. A análise foi realizada utilizando o campo médio de temperaturas (Figura 5.8) proveniente do caso simulado anteriormente.

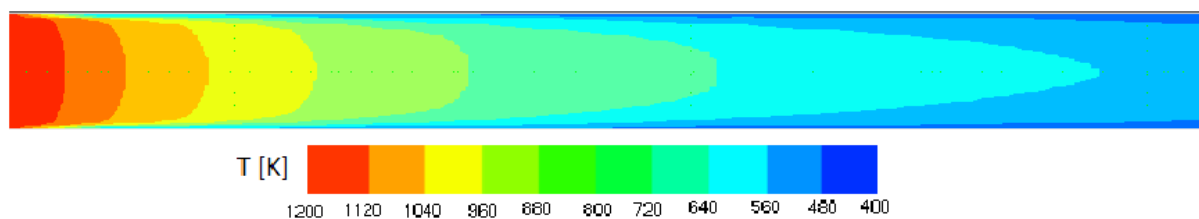


Figura 5.8 – Campo de temperatura médio



Com este campo médio prescrito inserido na no cálculo apenas da radiação, foi possível calcular os fluxos radiantes nas paredes e comparar seus resultados variando quantidade de divisões total  $N_{\Omega}$  utilizadas na discretização angular da RTE.

Foi calculado o fluxo radiante local para a posição  $x = 4,0$  m, e seus resultados estão apresentados graficamente na Figura 5.9 e numericamente na Tabela 5.2. Os valores de tempo especificados correspondem respectivamente ao acréscimo de recurso computacional apenas para resolver este cálculo da radiação.

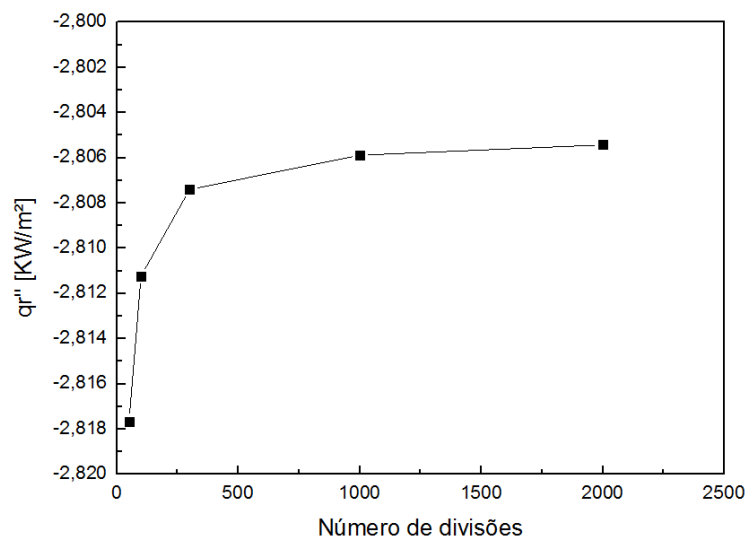


Figura 5.9 – Fluxo radiante local x número de divisões

Tabela 5.2 – Teste de discretização angular

<b>Divisões</b>	<b><math>qr''</math> [kW/m<sup>2</sup>]</b>	<b>Dif. rel. <math>qr''</math>[%]</b>	<b>tempo/iteração [s]</b>
50	-12,910	-	2,4
100	-12,700	0,23	3,3
300	-12,580	0,14	7,2
1000	-12,562	0,05	20,2
2000	-12,552	0,02	39,5

Foi selecionado então a discretização composta por 100 divisões angulares totais para a RTE. Fica claro que esta não se encontra na região assintótica de convergência, porém como apresenta uma diferença relativa de apenas 0,23% em relação à anterior, acabou sendo selecionada devido ao seu pequeno acréscimo na demanda computacional.

### 5.3 Definição da temperatura do reservatório na saída

Devido a uma restrição na modelagem da radiação térmica, ambas as interfaces abertas do domínio, tanto entrada quanto saída são definidas como superfícies negras, a uma dada temperatura externa prescrita.

Para a entrada, a temperatura será a mesma atribuída ao fluido escoando para o interior do domínio, caracterizando um reservatório de grandes dimensões, ou seja, considerando-se que possua capacidade calorífica infinita.

No caso da condição de saída, esta temperatura prescrita exerce grande influência na região interna do domínio. Inversamente ao problema fluidodinâmico, que apresenta um comportamento tipicamente parabólico, o fenômeno da radiação possui características elípticas [Modest, 2003], podendo ser observada de formas distintas de acordo com a espessura óptica do meio. Para uma espessura óptica pequena  $\tau_0 < 1$ , observa-se uma influência principalmente na troca de radiação entre esta superfície e a parede adjacente. Por outro lado, para espessuras ópticas elevadas  $\tau_0 > 1$ , verifica-se uma elevada interação desta superfície com o meio participante próximo, caracterizando um efeito local para o fenômeno [Coelho, 2007].

Para definir a temperatura do reservatório foi adotada uma metodologia iterativa para o processo. Cada caso considerado no estudo (apresentados na próxima seção) foi simulado primeiramente com um valor intermediário para a condição de saída, definido entre a temperatura do fluido e das paredes laterais. Para diminuir a demanda computacional, as primeiras iterações foram realizadas como malhas grosseiras, de maneira acelerar a convergência nos dois primeiros passos. Após ser terminada a simulação, foi calculada a temperatura média de mistura para o último volume do domínio em seguida, esta temperatura foi reintroduzida como temperatura do reservatório, e assim sucessivamente até atingir a convergência (Figura 5.10).

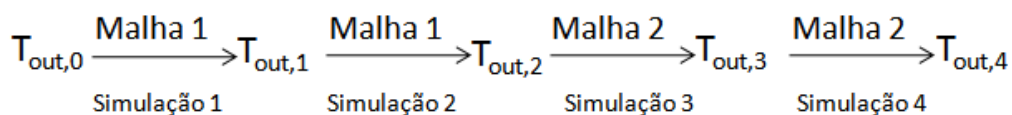


Figura 5.10 – Cálculo da temperatura do reservatório

Foram realizadas quatro simulações até ser definida a temperatura do reservatório para cada caso, sendo que as configurações dos casos utilizados estão apresentadas na Tabela 5.3.

No próximo item é apresentado este valor final de temperatura obtido ao longo do cálculo iterativo para cada caso, sendo que o histórico completo destas simulações está apresentado no Apêndice A, no qual se observa que foi atingida a convergência, com um critério de diferença absoluta de 1 K para todos os casos na quarta iteração global.

Tabela 5.3 – Casos utilizados para o cálculo da temperatura de saída

<b>Parâmetro</b>	<b>Malha 1</b>	<b>Malha 2</b>
<i>nx</i>	60	175
<i>ny</i>	20	50
<i>nz</i>	20	50
<i>dt [s]</i>	$2 \times 10^{-3}$	$2 \times 10^{-4}$
<i>t [s]</i>	20	25
<i>timesteps</i>	10.000	125.000

#### 5.4 Influência da intensidade de turbulência na entrada

A variação da intensidade de turbulência na condição de contorno pode ser fortemente relevante para o fenômeno fluidodinâmico, principalmente em escoamentos com mudanças de direção nas linhas de corrente. Essa variação da intensidade de 2 a 30% pode alterar fenômenos difusivos, em até 20%, além disto, permite ajustar o modelo numérico às condições reais do problema físico, podendo ser determinada experimentalmente para ser introduzida como condição de contorno [Cao e Meyers, 2013].

Para o problema proposto, foi realizada uma variação de acordo com a definição dada por Tennekes e Lumley, 1972, para condições de entrada:

- Intensidade alta de turbulência – de 5 a 20%
- Intensidade média de turbulência – 1 a 5%
- Intensidade baixa de turbulência – inferior a 1%

Partindo desta definição, foi traçada uma faixa para estes valores associados às temperaturas do reservatório de saída obtido para cada caso, conforme descrito na seção anterior. Foi avaliado um caso de escoamento com  $Re = 5100$ , com  $\kappa = 1,0 \text{ m}^{-1}$ ,

correspondente a uma espessura óptica intermediária, correspondendo a  $\tau_0 = 0,5$ , caracterizando um meio opticamente fino.

Conforme descrito na metodologia, a intensidade de turbulência na entrada será introduzida através do método dos vórtices sintéticos, sendo avaliados os casos propostos com as suas respectivas temperaturas prescritas na saída.

A intensidade de turbulência na entrada foi variada de 0 a 20%, onde se observa que exerceu influência sobre ambos os fluxos de calor, radiantes e convectivos com a parede do duto. Os resultados obtidos estão apresentados numericamente na Tabela 5.4, nos quais se observa que conforme o esperado, ao ser aumentada a intensidade de turbulência na entrada, maior a taxa de calor retirada do fluido nas paredes, conforme pode ser visualizado na Figura 5.11.

Tabela 5.4 – Temperatura média de mistura e taxa de calor retirada - IT

<i>IT</i> [%]	<i>T<sub>m</sub></i> [K]	<i>q<sub>t</sub></i> [kW]	<i>dif</i> [%]
0	599,3	86,3	-
5	582,3	88,7	2,8
10	581,9	88,8	2,9
15	581,0	88,9	3,0
20	580,4	89,0	3,1

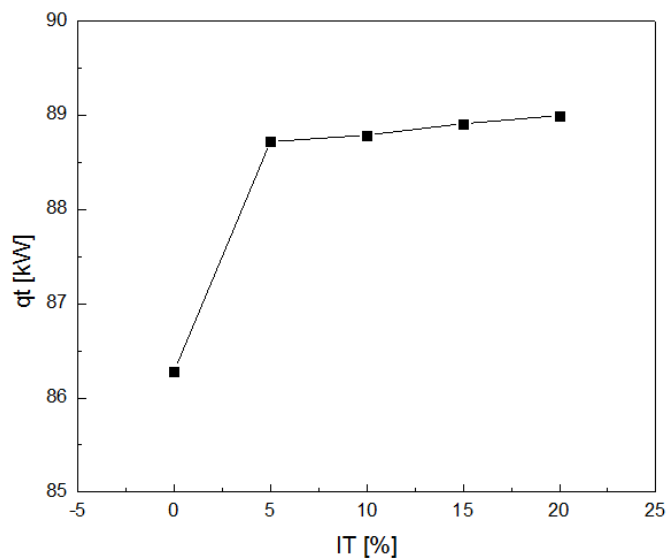


Figura 5.11 – Influência da intensidade de turbulência na taxa total de calor retirada

Os efeitos da turbulência sintetizada na condição de contorno de entrada podem ser vistos na Figura 5.12, em forma de flutuações na componente  $u$  da velocidade, porém não representam alterações significativas no campo médio para os respectivos casos (Figura 5.13).

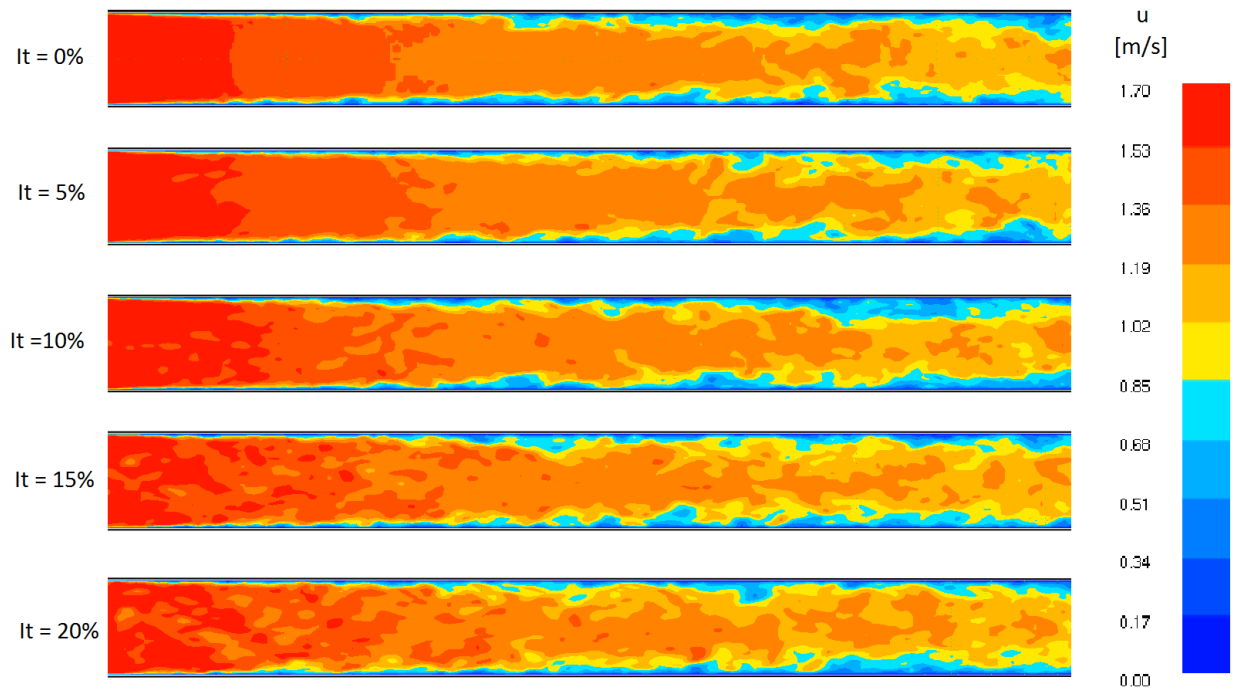


Figura 5.12 – Campo instantâneo da velocidade  $u$

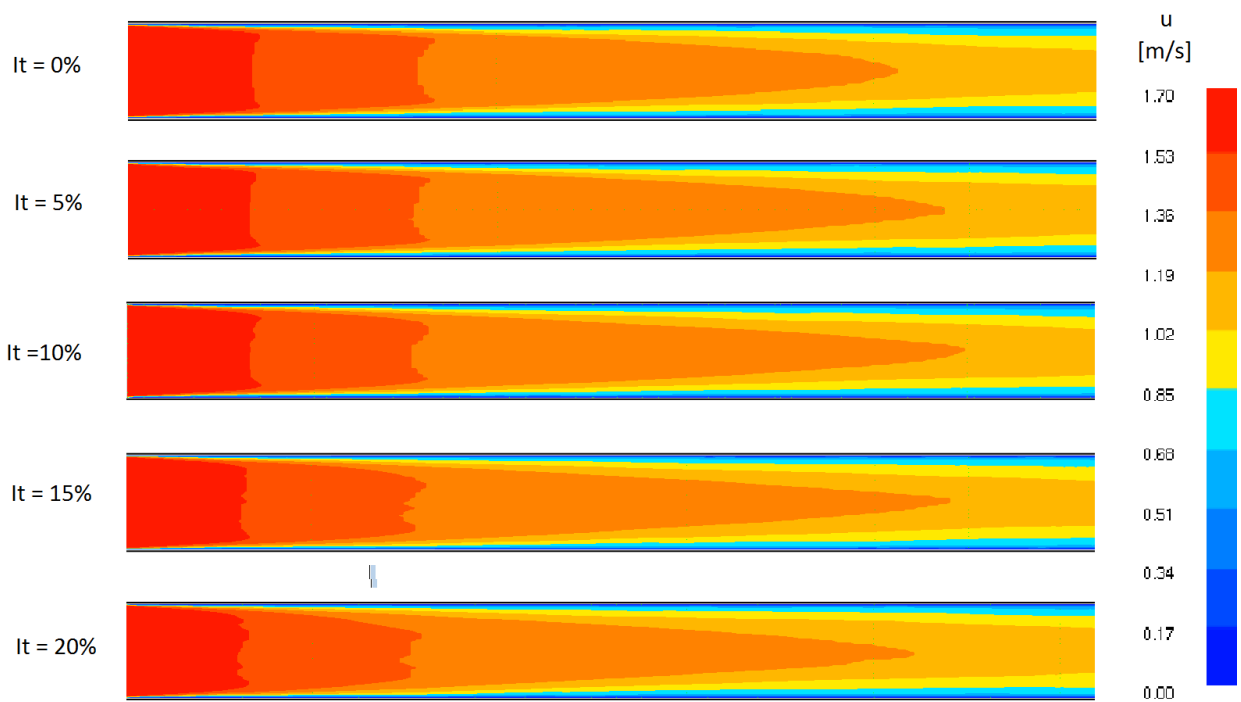


Figura 5.13 – Campo médio da velocidade  $u$

As flutuações no campo fluidodinâmico (Figura 5.14) são refletidas no campo térmico do escoamento, conforme pode ser visto na Figura 5.15 para um ponto central do duto na posição de  $x = 5$  m. Estas flutuações de temperatura ficam na ordem de 2,4% para este caso, semelhante aos 3% encontrado por Gupta et al., 2009, para o mesmo caso de escoamentos não reativos.

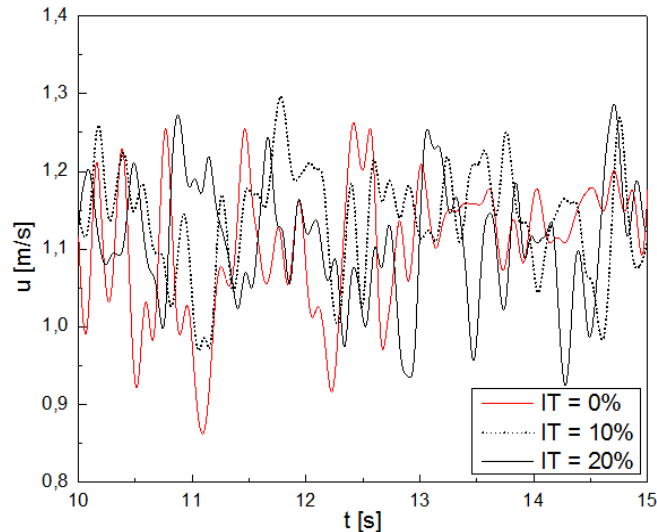


Figura 5.14 – Flutuações de velocidade  $u$  -  $x = 5$  m

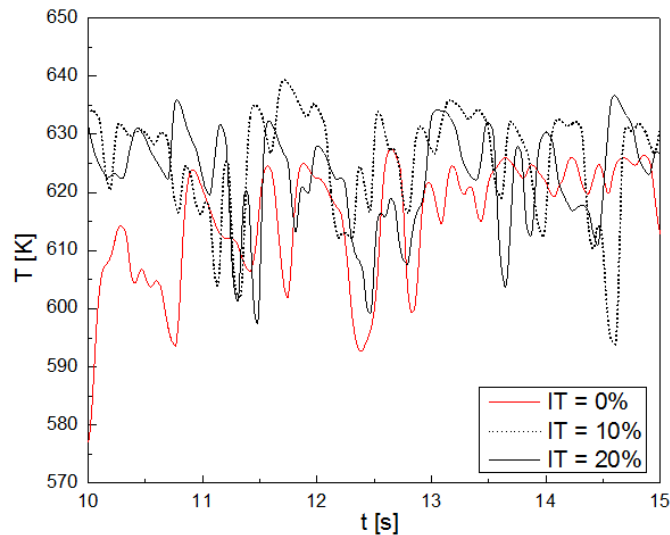


Figura 5.15 – Flutuações de temperatura -  $x = 5$  m

Embora não possam ser visualizadas claramente na componente  $u$  da velocidade bem como no campo instantâneo de temperatura, estes vórtices podem ser visualizados na Figura

5.16, como flutuações na componente da velocidade  $w$ , bem como na componente  $y$  da vorticidade (Figura 5.17).

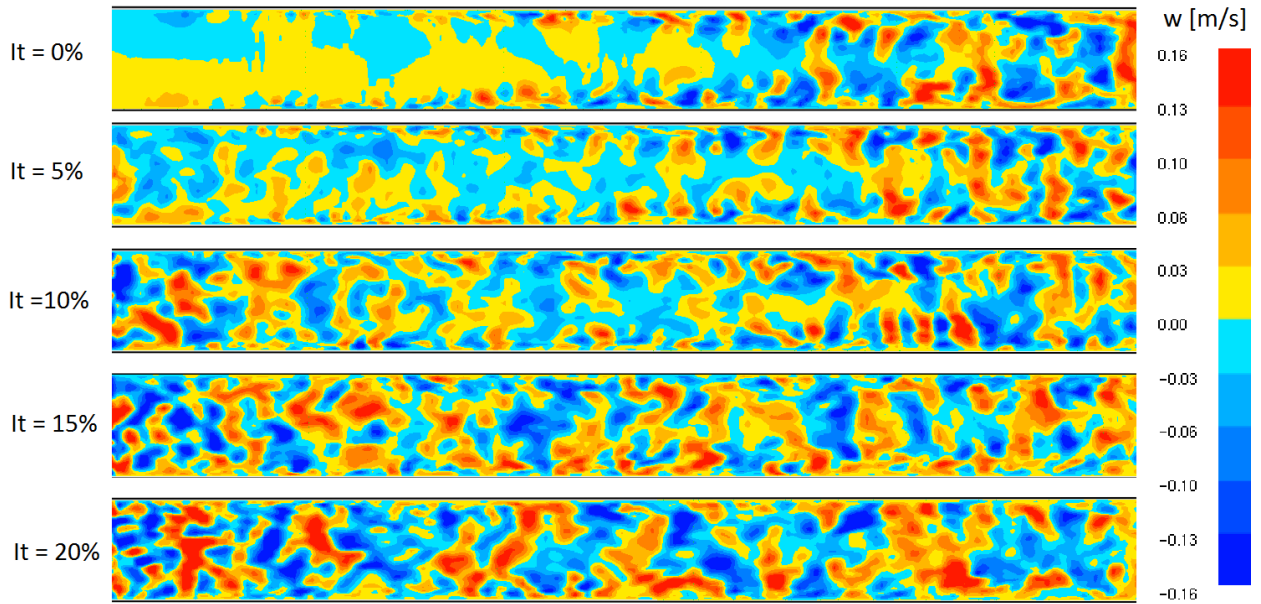


Figura 5.16 – Campo instantâneo da velocidade  $w$

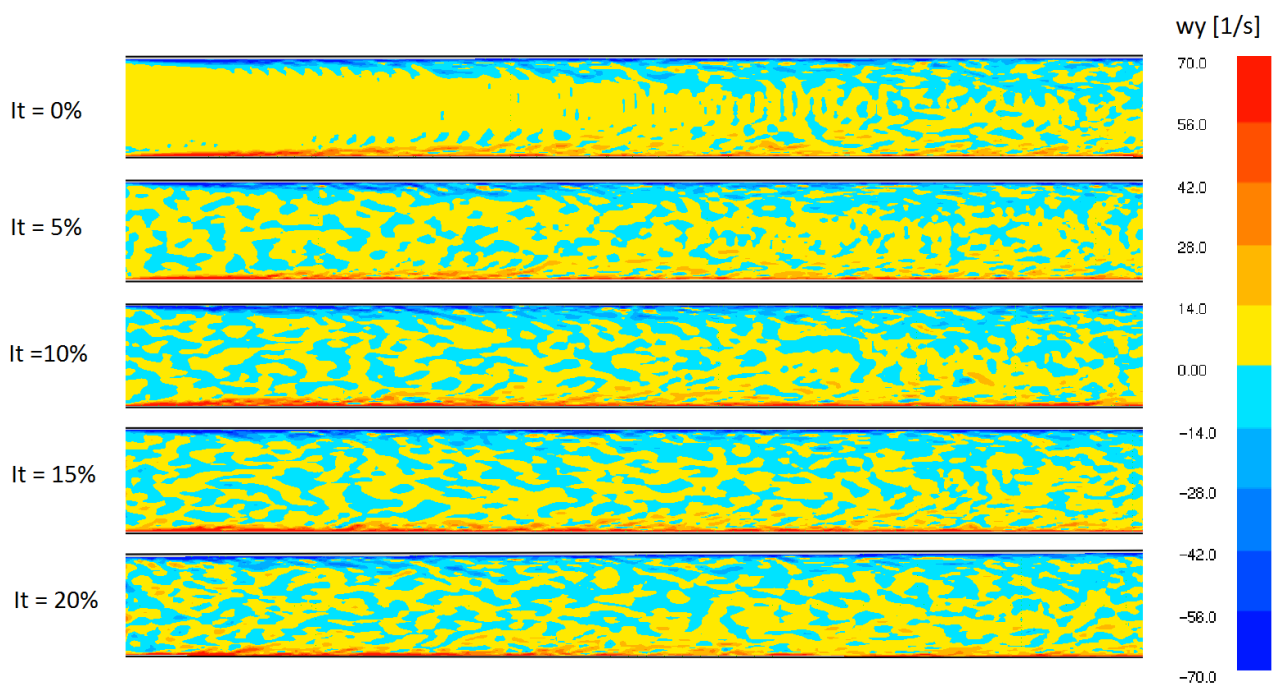


Figura 5.17 – Campo instantâneo de vorticidade ( $\omega_y$ )

Para o caso sem intensidade de turbulência na entrada, verifica-se que estas estruturas coerentes começam a aparecer a partir da região de  $x = 3$  m, um pouco após a metade do domínio. Para uma intensidade de 5%, caracterizada ainda como baixa, observa-se a

introdução de vórtices na condição de entrada, antecipando a formação destas estruturas coerentes no sentido do escoamento principal. Com o aumento desta intensidade para os próximos casos, é possível observar uma homogeneização destas perturbações, caracterizando uma redução na região de entrada para o desenvolvimento fluidodinâmico do problema.

Porém, de forma similar às componentes instantâneas da velocidade  $u$ , as flutuações no campo de temperatura (Figura 5.18) não podem ser vistas de forma clara no campo médio de temperaturas, sendo este apenas apresentado para um caso intermediário  $IT = 10\%$  na Figura 5.19.

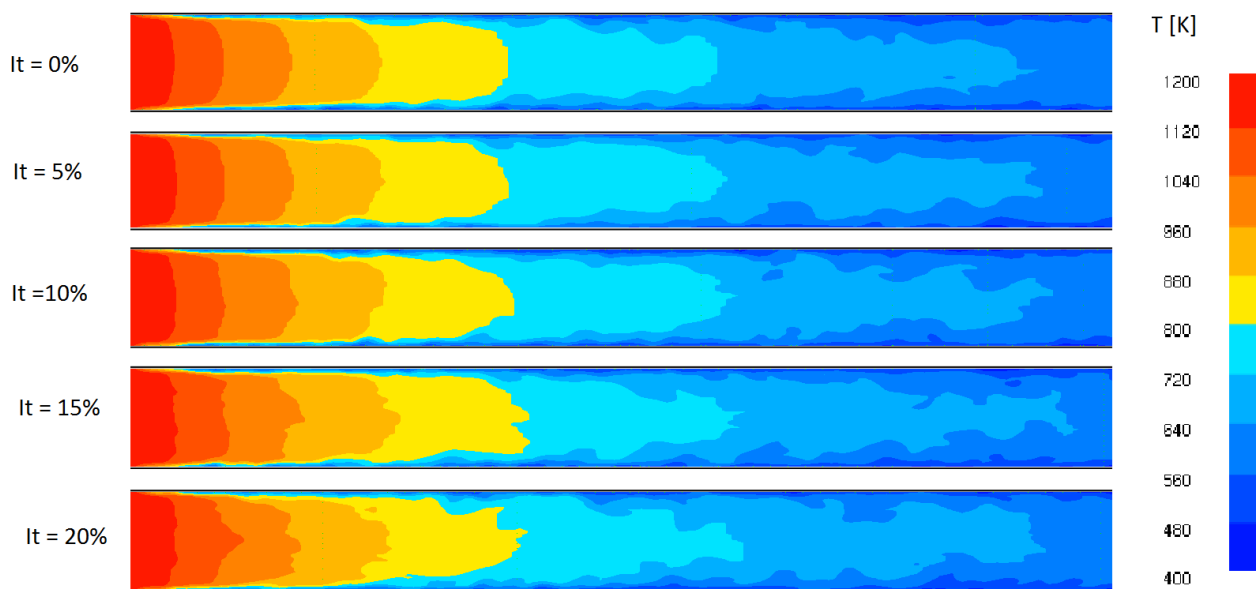


Figura 5.18 – Campo instantâneo de temperatura

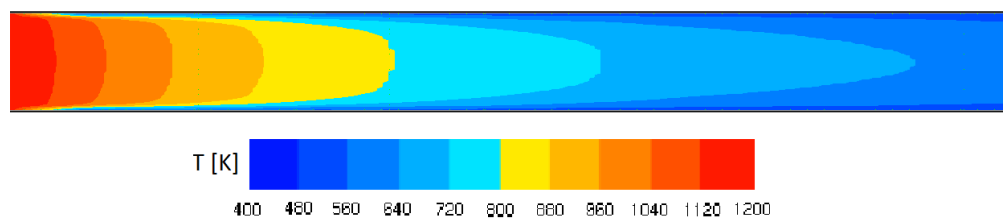


Figura 5.19 – Campo médio de velocidade -  $IT = 10\%$

Estas flutuações de temperatura são responsáveis pelo efeito do TRI, que se caracteriza por uma elevada não linearidade, onde uma flutuação de temperatura elevada à quarta potência causará as oscilações no fluxo radiante. Na Tabela 5.5 estão apresentados os fluxos médios temporais para a simulação realizada através do LES (“com TRI”) comparados com os fluxos radiantes obtidos com o campo médio no tempo de temperaturas (“sem TRI”).



Tabela 5.5 – Fluxo radiante na parede – IT

<i>It</i> [%]	<i>x</i> [m]	0,00	0,50	1,00	1,50	2,00	2,50	3,00	3,50	4,00	4,50	5,00	5,25
0	<i>qr''</i> [kW/m <sup>2</sup> ] – com TRI	-70,52	-26,78	-14,88	-9,64	-6,99	-5,28	-4,16	-3,41	-2,83	-2,45	-2,64	-3,76
0	<i>qr''</i> [kW/m <sup>2</sup> ] – sem TRI	-69,96	-26,71	-14,84	-9,61	-6,96	-5,25	-4,13	-3,38	-2,81	-2,43	-2,62	-3,74
0	Diferença [%]	0,80	0,29	0,28	0,34	0,48	0,65	0,67	0,78	0,85	0,88	0,65	0,38
5	<i>qr''</i> [kW/m <sup>2</sup> ] – com TRI	-71,18	-26,86	-14,92	-9,67	-7,02	-5,32	-4,19	-3,43	-2,85	-2,46	-2,55	-3,42
5	<i>qr''</i> [kW/m <sup>2</sup> ] – sem TRI	-70,60	-26,78	-14,87	-9,63	-6,99	-5,28	-4,16	-3,40	-2,82	-2,43	-2,53	-3,41
5	Diferença [%]	0,81	0,31	0,33	0,42	0,53	0,73	0,71	0,80	0,85	0,90	0,61	0,35
10	<i>qr''</i> [kW/m <sup>2</sup> ] – com TRI	-71,17	-26,91	-14,87	-9,63	-6,98	-5,27	-4,15	-3,41	-2,83	-2,44	-2,54	-3,40
10	<i>qr''</i> [kW/m <sup>2</sup> ] – sem TRI	-70,59	-26,82	-14,81	-9,58	-6,94	-5,24	-4,12	-3,38	-2,81	-2,43	-2,52	-3,39
10	Diferença [%]	0,82	0,36	0,42	0,52	0,64	0,68	0,77	0,82	0,90	0,72	0,52	0,28
15	<i>qr''</i> [kW/m <sup>2</sup> ] – com TRI	-71,17	-26,96	-14,81	-9,59	-6,95	-5,24	-4,12	-3,38	-2,81	-2,43	-2,53	-3,38
15	<i>qr''</i> [kW/m <sup>2</sup> ] – sem TRI	-70,58	-26,84	-14,74	-9,53	-6,90	-5,20	-4,09	-3,35	-2,78	-2,41	-2,51	-3,37
15	Diferença [%]	0,82	0,44	0,47	0,65	0,74	0,78	0,83	0,90	0,90	0,79	0,64	0,33
20	<i>qr''</i> [kW/m <sup>2</sup> ] – com TRI	-71,15	-26,98	-14,74	-9,53	-6,89	-5,20	-4,09	-3,36	-2,79	-2,41	-2,51	-3,36
20	<i>qr''</i> [kW/m <sup>2</sup> ] – sem TRI	-70,57	-26,84	-14,66	-9,47	-6,84	-5,16	-4,06	-3,33	-2,77	-2,40	-2,49	-3,35
20	Diferença [%]	0,82	0,50	0,54	0,65	0,76	0,80	0,84	0,86	0,87	0,81	0,62	0,33

É possível observar os efeitos do TRI na região de entrada do duto devido à diferença no campo fluidodinâmico causada pelas perturbações inseridas em forma de vórtices na condição de contorno. Verifica-se que quanto maior a intensidade de turbulência, maior a diferença entre os fluxos para cada caso, devido ao fato de ocorrerem maiores flutuações na temperatura e consequentemente no fluxo radiante e seu divergente, apresentados em sua forma instantânea e de forma média, respectivamente nas Figura 5.20 e Figura 5.21.

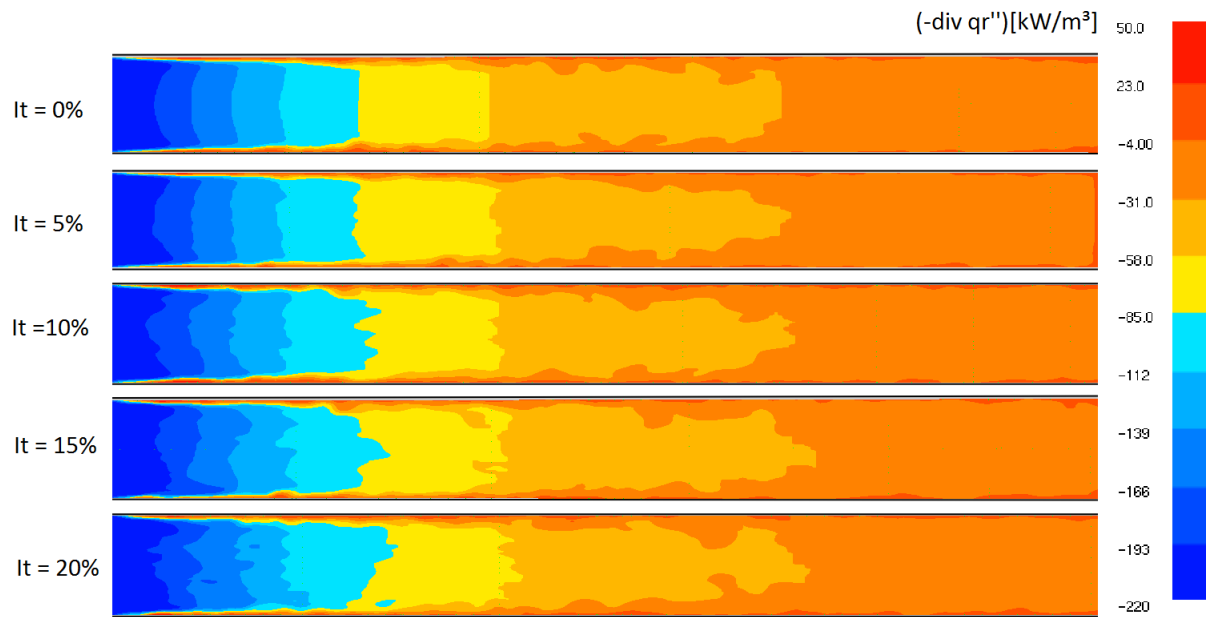


Figura 5.20 – Campo instantâneo do termo fonte radiante

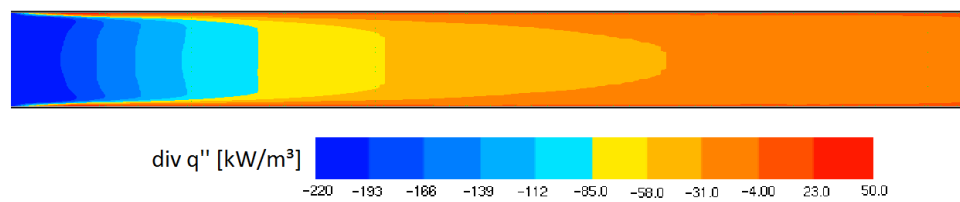


Figura 5.21 – Campo médio do termo fonte radiante - IT = 10%

Conforme pode ser observado, na região de entrada onde ocorrem as maiores flutuações do termo fonte radiante, observa-se maior manifestação do efeito do TRI (Figura 5.22).

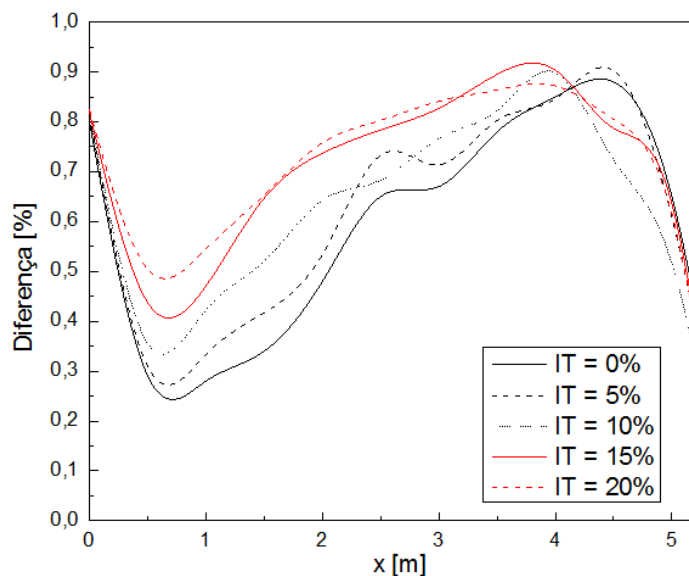


Figura 5.22 – Diferença entre fluxos com TRI e sem TRI x posição

Pode ser observado que na região onde a principal diferença dos casos é a intensidade de turbulência, que à medida que esta aumenta ocorre uma maior diferença entre os casos. Até a região correspondente à  $x = 3,0$  m, observa-se que a diferença varia de acordo com a intensidade de turbulência imposta na condição de contorno, onde o caso corresponde à maior intensidade na entrada (20%) apresenta aumento de 0,84% no fluxo radiante, enquanto um caso sem perturbações na entrada apresenta diferença de 0,60%.

Para a região posterior do duto ocorre uma inversão entre os casos, onde se observa que o caso com maior intensidade de turbulência trocou uma maior quantidade de calor na região inicial do duto, reduzindo sua temperatura média de mistura ao longo do escoamento. Assim, na região final observa-se que os casos que apresentaram menor influência do TRI, apresentam fluxo radiante superior nesta região, devido ao fato de possuírem temperatura levemente superior nesta seção. Porém, este aumento no fluxo se manifesta em uma região de relativa baixa temperatura, onde a magnitude dos fluxos é significativamente menor em relação à entrada (Figura 5.23), não apresentando contribuição significativa à taxa global trocada.

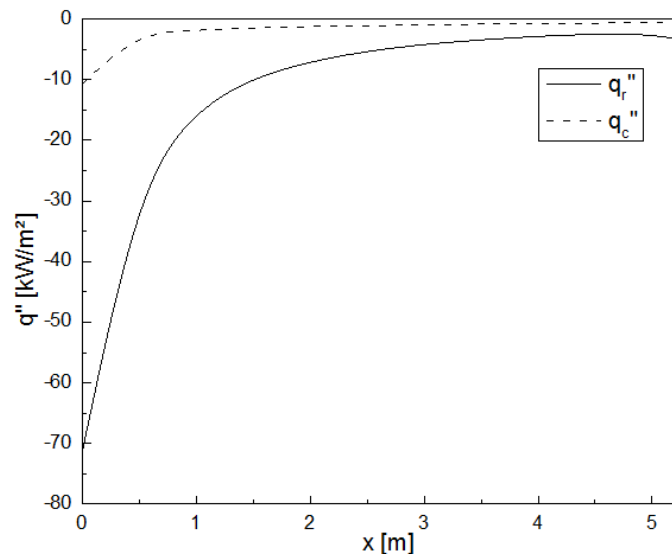


Figura 5.23 – Comparação dos fluxos locais –  $IT = 10\%$

Esta diferença também pode ser visualizada no caso da comparação do fluxo radiante com o convectivo. Da mesma forma que no caso radiante, a convecção também sofre aumento devido à intensidade de turbulência na entrada, conforme pode ser visto na Figura 5.24 e numericamente na Tabela 5.6.

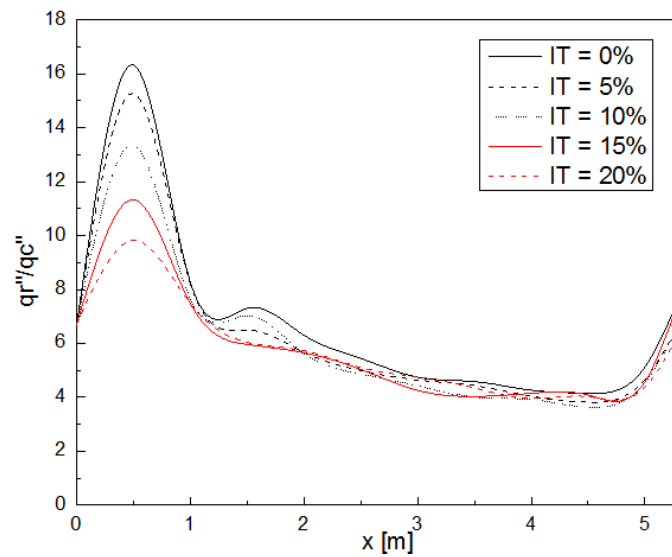


Figura 5.24 – Relação entre fluxo radiante e convectivo

Tabela 5.6 – Fluxo radiante e convectivo na parede – IT

It [%]	$x$ [m]	0,00	0,50	1,00	1,50	2,00	2,50	3,00	3,50	4,00	4,50	5,00	5,25
0	$qr''$ [kW/m <sup>2</sup> ]	-70,52	-26,78	-14,88	-9,64	-6,99	-5,28	-4,16	-3,41	-2,83	-2,45	-2,64	-3,76
0	$qc''$ [kW/m <sup>2</sup> ]	-10,60	-1,64	-1,80	-1,32	-1,11	-0,97	-0,88	-0,74	-0,66	-0,59	-0,52	-0,53
0	$qr''/qc''$	6,65	16,33	8,27	7,30	6,30	5,44	4,75	4,58	4,26	4,15	5,12	7,16
5	$qr''$ [kW/m <sup>2</sup> ]	-71,18	-26,86	-14,92	-9,67	-7,02	-5,32	-4,19	-3,43	-2,85	-2,46	-2,55	-3,42
5	$qc''$ [kW/m <sup>2</sup> ]	-10,63	-1,76	-1,81	-1,49	-1,24	-1,07	-0,90	-0,77	-0,71	-0,64	-0,55	-0,54
5	$qr''/qc''$	6,70	15,28	8,23	6,51	5,67	4,99	4,64	4,43	4,04	3,82	4,66	6,29
10	$qr''$ [kW/m <sup>2</sup> ]	-71,17	-26,91	-14,87	-9,63	-6,98	-5,27	-4,15	-3,41	-2,83	-2,44	-2,54	-3,40
10	$qc''$ [kW/m <sup>2</sup> ]	-10,61	-2,02	-1,94	-1,37	-1,24	-1,08	-0,94	-0,85	-0,72	-0,67	-0,56	-0,54
10	$qr''/qc''$	6,71	13,35	7,66	7,02	5,62	4,86	4,42	4,01	3,92	3,62	4,55	6,26
15	$qr''$ [kW/m <sup>2</sup> ]	-71,17	-26,96	-14,81	-9,59	-6,95	-5,24	-4,12	-3,38	-2,81	-2,43	-2,53	-3,38
15	$qc''$ [kW/m <sup>2</sup> ]	-10,60	-2,38	-1,98	-1,61	-1,23	-1,04	-0,97	-0,84	-0,68	-0,59	-0,55	-0,48
15	$qr''/qc''$	6,71	11,33	7,48	5,96	5,65	5,04	4,26	4,03	4,15	4,09	4,58	6,99
20	$qr''$ [kW/m <sup>2</sup> ]	-71,15	-26,98	-14,74	-9,53	-6,89	-5,20	-4,09	-3,36	-2,79	-2,41	-2,51	-3,36
20	$qc''$ [kW/m <sup>2</sup> ]	-10,57	-2,74	-1,97	-1,58	-1,20	-1,02	-0,86	-0,77	-0,71	-0,60	-0,57	-0,56
20	$qr''/qc''$	6,73	9,83	7,48	6,04	5,73	5,11	4,75	4,35	3,95	4,03	4,37	5,96

Na região de entrada, seu efeito chega a ser quase dobrado, causado pelo aumento do coeficiente de troca por convecção devido à característica turbulenta do escoamento.

Na região final observa-se que para os casos de menores intensidades de turbulência na entrada, a temperatura apresenta-se superior devido à menor taxa de calor perdido, fazendo com que a relação não linear do fenômeno radiante leve à sua maior manifestação em relação a menores temperaturas (casos com maior taxa de calor trocada). Para a intensidade de turbulência nula na entrada observa-se um fluxo radiante de -3,76 kW/m<sup>2</sup> na região final, decaindo para os casos seguintes até apresentar -3,36 kW/m<sup>2</sup> para a intensidade de turbulência de 20%. Como o fenômeno radiante apresenta uma relação não linear, com a quarta potência da diferença de temperatura, para uma troca combinada com a convecção, conforme esperado, quanto menor a temperatura do fluido, menor a diferença entre os fluxos destes dois mecanismos. Observa-se que para uma temperatura de saída de 599,3 K, a fração de energia trocada por radiação em relação à convecção é de 7,16, enquanto que para uma temperatura de saída de 580,4, esta fração cai para 5,96.

### 5.5 Influência da espessura óptica

De maneira similar aos estudos realizados por Dos Santos et al., 2014 e Gupta et al., 2009, foram realizados testes para várias espessuras ópticas para o meio participante, desde um meio não participante até casos opticamente espessos, para uma intensidade de turbulência prescrita na entrada de 10%, conforme apresentados na Tabela 5.7.

Tabela 5.7 – Temperatura média de mistura e taxa de calor retirada – espessura óptica

$\tau_0$	$T_m$ [K]	$\dot{q}_t$ [kW]	dif [%]
0	1075,2	17,9	-
0,05	881,5	45,7	155,3
0,5	581,9	88,8	395,5
5	499,6	100,6	461,4
50	635,7	81,1	352,3

Conforme pode ser observado na Figura 5.25, a taxa de calor trocada aumenta com a elevação da espessura óptica até  $\tau_0 = 5,0$  e, a partir deste valor começa a cair novamente. Isto vai ao encontro do resultado observado por Gupta et al., 2009, o qual destaca que a faixa para maior influência do TRI fica em torno de  $\tau_0 = 10,0$ .

De maneira geral, este problema proposto apresenta algumas sobreposições de efeitos causadas pela significativa alteração no comportamento fluidodinâmico devido à relação das propriedades do fluido com sua temperatura.

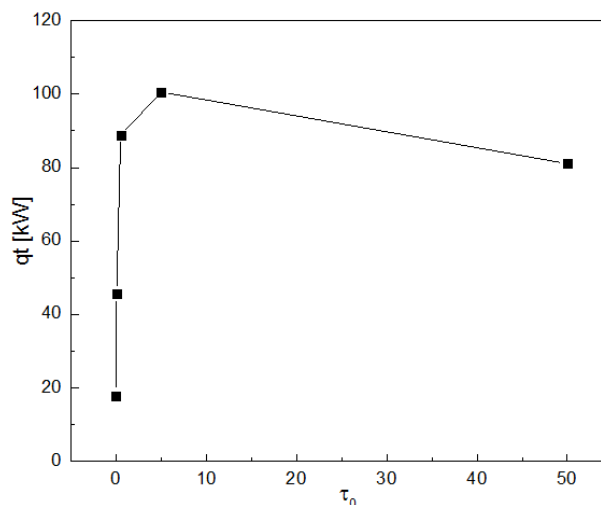


Figura 5.25 – Influência da espessura óptica na taxa total de calor retirada

Conforme pode ser observado nos campos térmicos instantâneo (Figura 5.26) e médio (Figura 5.27) as significantes variações na temperatura levam a alterações na viscosidade e massa específica do fluido. Isto leva a uma alteração no número de Reynolds no interior do duto, porque com a redução da temperatura haverá uma redução na viscosidade, além disto, haverá também um aumento na massa específica do fluido.

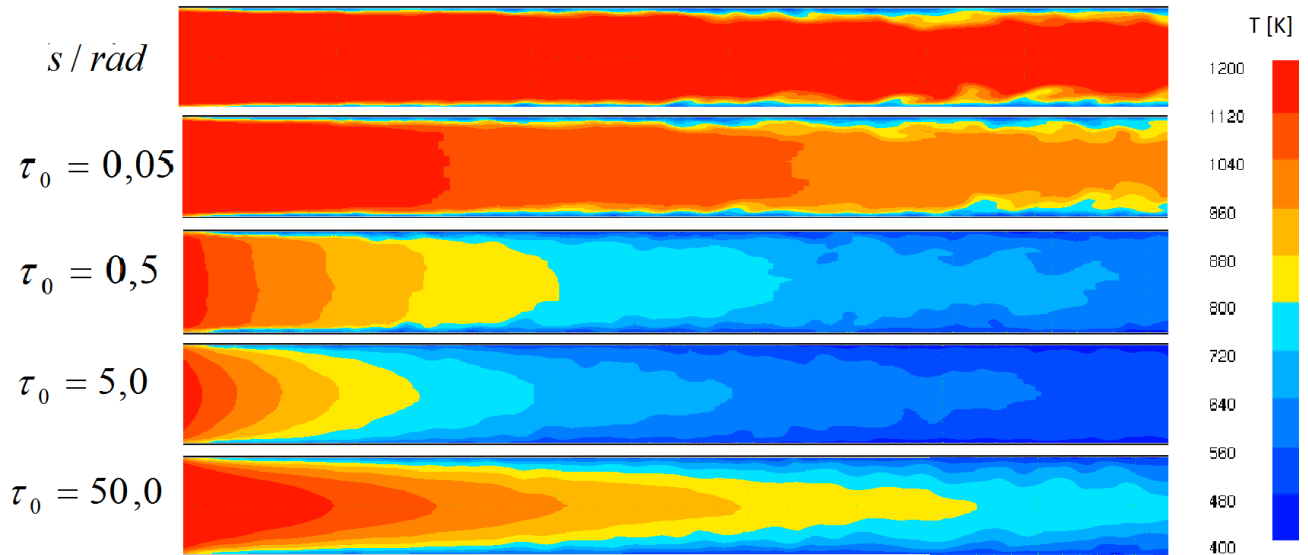


Figura 5.26 – Campo instantâneo de temperatura

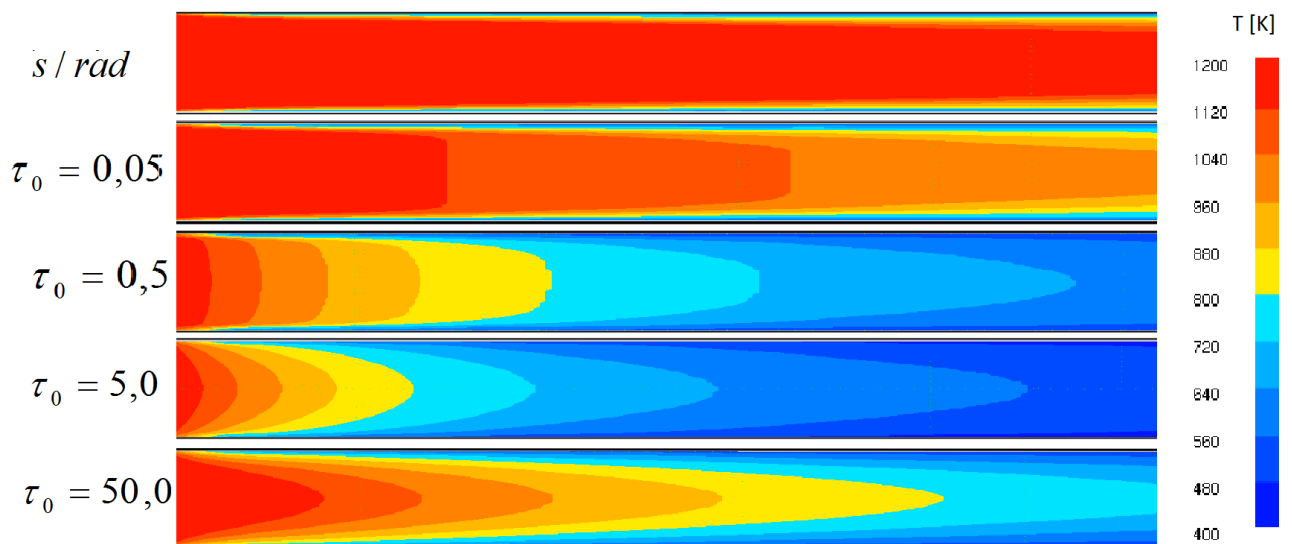


Figura 5.27 – Campo médio de temperatura

Este aumento de massa específica por sua vez levará a uma redução na velocidade média do escoamento devido ao princípio de conservação de massa, podendo ser observado nos campos instantâneo (Figura 5.28) e médio (Figura 5.29) de velocidade.

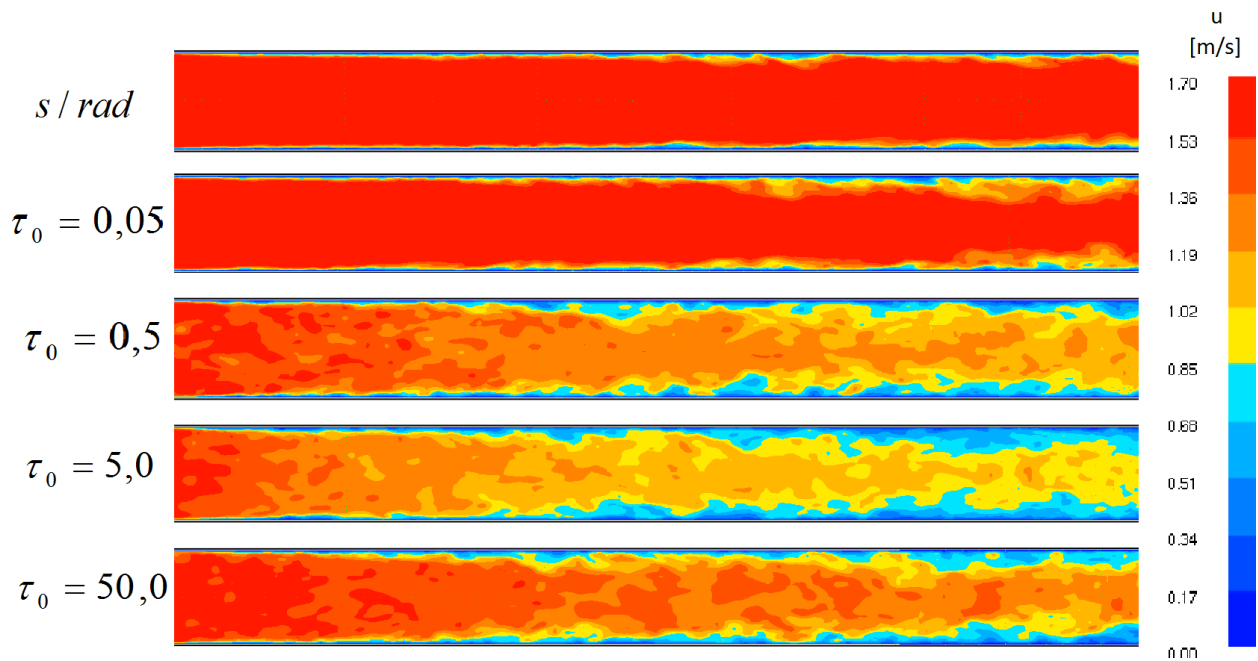


Figura 5.28 – Campo instantâneo da velocidade  $u$

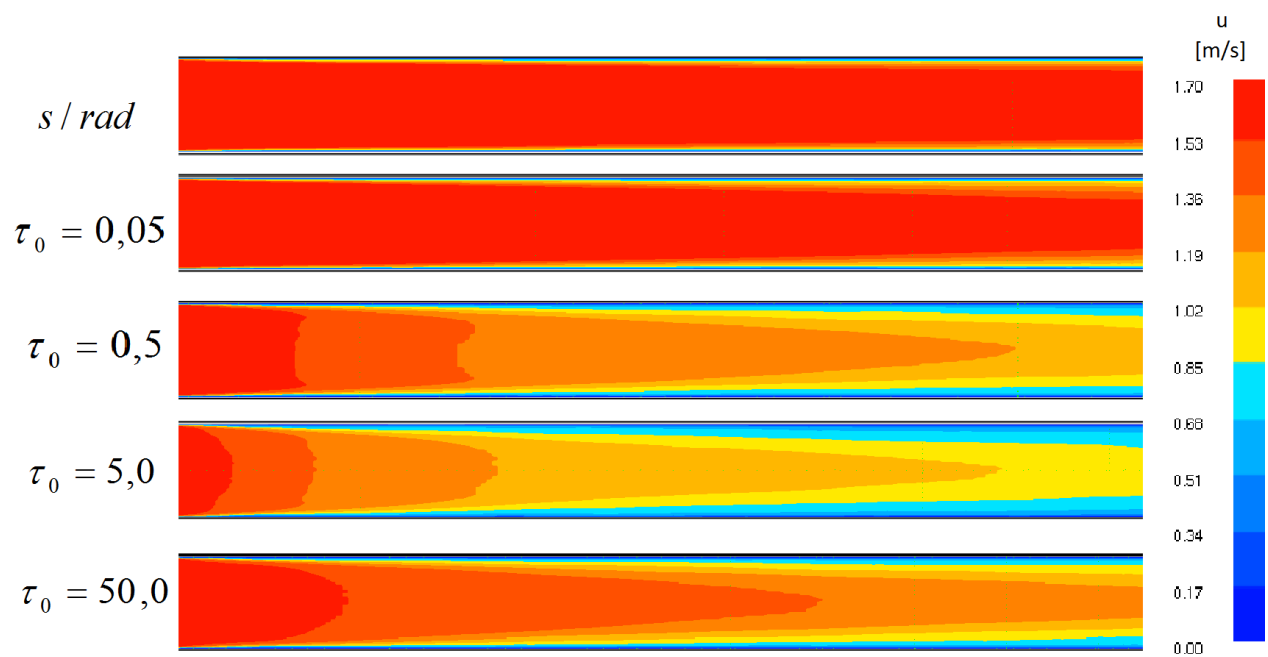


Figura 5.29 – Campo médio da velocidade  $u$

Como o problema envolve a transferência combinada de radiação e convecção, a análise será principalmente voltada ao fluxo radiante, pois é o foco principal do estudo e representa o mecanismo predominante de troca de calor, conforme pode ser visto na Figura 5.30 e na Tabela 5.8.



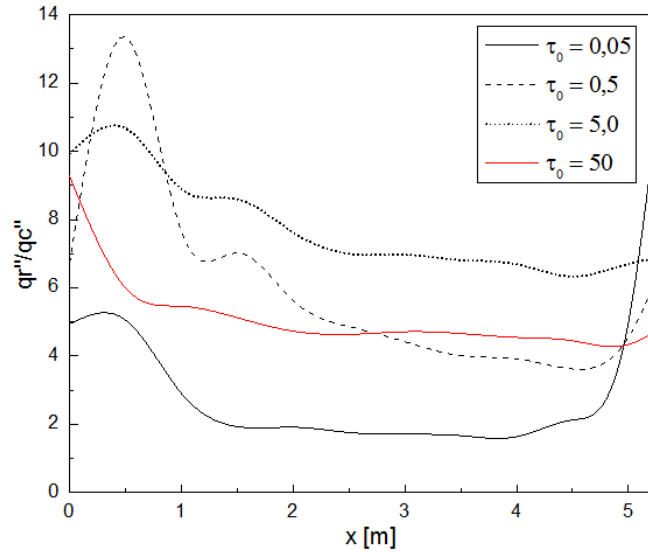


Figura 5.30 – Relação entre fluxo radiante e convectivo

Tabela 5.8 – Fluxo radiante e convectivo na parede – espessura óptica

$\tau_0$	$x$ [m]	0,00	0,50	1,00	1,50	2,00	2,50	3,00	3,50	4,00	4,50	5,00	5,25
s/ rad	$qr''$ [kW/m <sup>2</sup> ]												
s/ rad	$qc''$ [kW/m <sup>2</sup> ]	-10,72	-2,62	-2,15	-2,35	-2,35	-2,01	-1,93	-1,75	-1,87	-1,83	-1,90	-1,84
s/ rad	$qr''/qc''$												
0,05	$qr''$ [kW/m <sup>2</sup> ]	-52,91	-12,31	-6,18	-4,33	-3,49	-3,00	-2,67	-2,47	-2,45	-3,12	-7,44	-16,45
0,05	$qc''$ [kW/m <sup>2</sup> ]	-10,71	-2,44	-2,12	-2,24	-1,83	-1,71	-1,57	-1,48	-1,50	-1,47	-1,49	-1,50
0,05	$qr''/qc''$	4,94	5,06	2,91	1,93	1,91	1,76	1,70	1,67	1,64	2,13	4,98	10,94
0,5	$qr''$ [kW/m <sup>2</sup> ]	-71,17	-26,91	-14,87	-9,63	-6,98	-5,27	-4,15	-3,41	-2,83	-2,44	-2,54	-3,40
0,5	$qc''$ [kW/m <sup>2</sup> ]	-10,61	-2,02	-1,94	-1,37	-1,24	-1,08	-0,94	-0,85	-0,72	-0,67	-0,56	-0,54
0,5	$qr''/qc''$	6,71	13,35	7,66	7,02	5,62	4,86	4,42	4,01	3,92	3,62	4,55	6,26
5	$qr''$ [kW/m <sup>2</sup> ]	-99,69	-30,32	-15,38	-9,53	-6,69	-4,94	-3,80	-3,06	-2,49	-2,05	-1,74	-1,73
5	$qc''$ [kW/m <sup>2</sup> ]	-10,04	-2,84	-1,73	-1,11	-0,88	-0,71	-0,54	-0,45	-0,37	-0,32	-0,26	-0,25
5	$qr''/qc''$	9,93	10,68	8,89	8,60	7,62	7,00	6,97	6,82	6,69	6,33	6,70	6,86
50	$qr''$ [kW/m <sup>2</sup> ]	-83,28	-17,36	-11,66	-8,40	-6,54	-5,36	-4,36	-3,73	-3,24	-2,80	-2,40	-2,87
50	$qc''$ [kW/m <sup>2</sup> ]	-8,98	-2,90	-2,14	-1,64	-1,38	-1,16	-0,93	-0,80	-0,71	-0,63	-0,55	-0,61
50	$qr''/qc''$	9,27	5,99	5,46	5,12	4,73	4,64	4,71	4,66	4,55	4,45	4,34	4,73

Observa-se que as espessuras ópticas menores ( $\tau_0 = 0,05$ ), apresentam o menor fluxo de calor radiante entre os casos, devido ao seu baixo termo de emissão, causado pelo seu reduzido coeficiente de absorção. Além disto, observa-se que a partir da posição  $x = 4$  m ocorre uma elevação no fluxo de calor na parede, porém isto se deve ao fato de estar sofrendo influência da temperatura adjacente do reservatório de saída. Isto pode ser confirmado no campo do termo fonte radiante (Figura 5.31), no qual é possível observar uma região de pequena absorção no final do duto, onde há fluxo de calor para o interior do domínio, uma vez

que a temperatura prescrita na saída é superior à temperatura das paredes. Esta condição vai ao encontro do observado por Gupta et al., 2009 e Dos Santos et al., 2014, para meios opticamente finos.

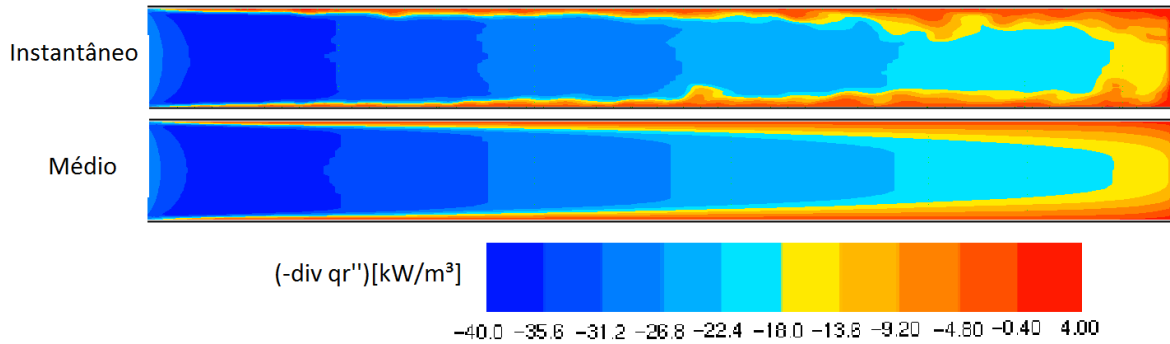


Figura 5.31– Campos do termo fonte radiante -  $\tau_0 = 0,05$

Para os casos de  $\tau_0 = 0,5$  e  $\tau_0 = 5,0$ , nos quais seriam esperadas as maiores influências do TRI, observa-se que ambas apresentam os menores efeitos para o fenômeno, conforme pode ser visto na Figura 5.32 e na Tabela 5.9. Verifica-se que estes casos apresentam as menores diferenças entre o fluxo radiante com TRI e sem TRI.

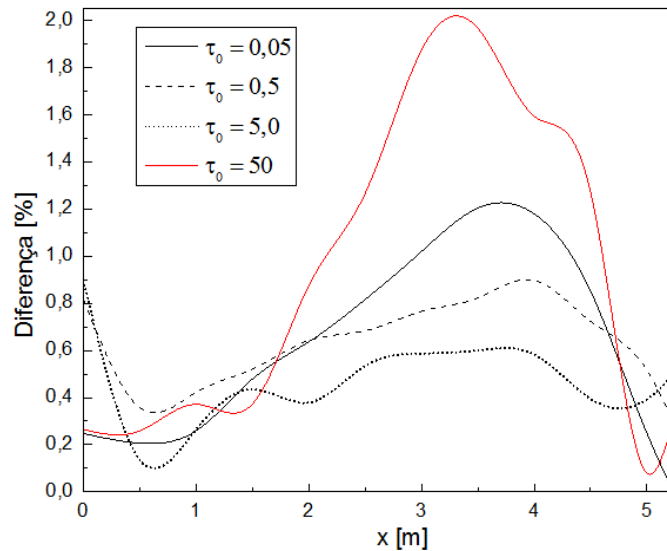
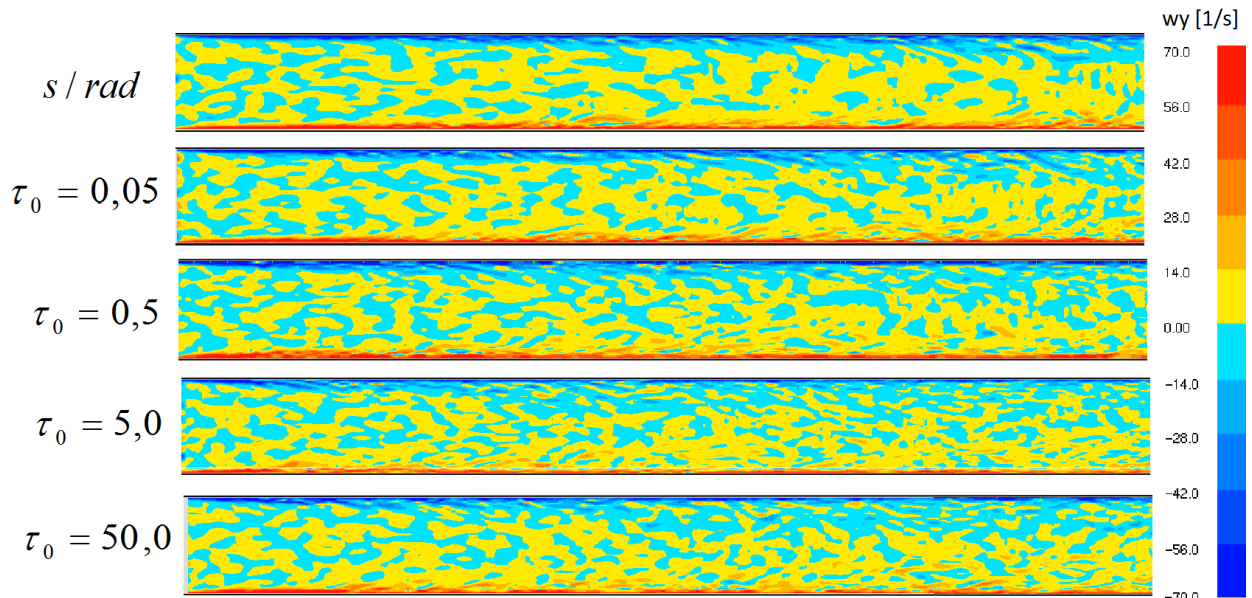


Figura 5.32 – Diferença entre fluxos com TRI e sem TRI

Tabela 5.9 – Fluxo radiante na parede – espessura óptica

$\tau_0$	$x$ [m]	0,00	0,50	1,00	1,50	2,00	2,50	3,00	3,50	4,00	4,50	5,00	5,25
0,05	$qr''$ [kW/m <sup>2</sup> ] – com TRI	-52,91	-12,31	-6,18	-4,33	-3,49	-3,00	-2,67	-2,47	-2,45	-3,12	-7,44	-16,45
0,05	$qr''$ [kW/m <sup>2</sup> ] – sem TRI	-52,78	-12,29	-6,16	-4,31	-3,47	-2,98	-2,64	-2,44	-2,42	-3,09	-7,42	-16,45
0,05	Diferença [%]	0,25	0,21	0,26	0,48	0,64	0,82	1,02	1,20	1,18	0,85	0,25	-0,01
0,5	$qr''$ [kW/m <sup>2</sup> ] – com TRI	-71,17	-26,91	-14,87	-9,63	-6,98	-5,27	-4,15	-3,41	-2,83	-2,44	-2,54	-3,40
0,5	$qr''$ [kW/m <sup>2</sup> ] – sem TRI	-70,59	-26,82	-14,81	-9,58	-6,94	-5,24	-4,12	-3,38	-2,81	-2,43	-2,52	-3,39
0,5	Diferença [%]	0,82	0,36	0,42	0,52	0,64	0,68	0,77	0,82	0,90	0,72	0,52	0,28
5,0	$qr''$ [kW/m <sup>2</sup> ] – com TRI	-99,69	-30,32	-15,38	-9,53	-6,69	-4,94	-3,80	-3,06	-2,49	-2,05	-1,74	-1,73
5,0	$qr''$ [kW/m <sup>2</sup> ] – sem TRI	-98,79	-30,27	-15,34	-9,49	-6,67	-4,91	-3,78	-3,04	-2,48	-2,05	-1,74	-1,72
5,0	Diferença [%]	0,90	0,14	0,26	0,43	0,38	0,53	0,59	0,60	0,58	0,40	0,39	0,50
50,0	$qr''$ [kW/m <sup>2</sup> ] – com TRI	-83,28	-17,36	-11,66	-8,40	-6,54	-5,36	-4,36	-3,73	-3,24	-2,80	-2,40	-2,87
50,0	$qr''$ [kW/m <sup>2</sup> ] – sem TRI	-83,06	-17,32	-11,62	-8,36	-6,48	-5,29	-4,28	-3,66	-3,19	-2,76	-2,39	-2,86
50,0	Diferença [%]	0,27	0,26	0,37	0,37	0,88	1,27	1,87	1,97	1,59	1,27	0,08	0,33

Esta diferença pode ser atribuída à redução da velocidade local no escoamento de aproximadamente 40%, conforme pode ser visto nos campos instantâneo e médio de velocidades. Porém, como pode ser visualizado nos campos de vorticidade instantânea e da velocidade  $w$ , respectivamente Figura 5.33 e Figura 5.34, não há alteração significativa no comportamento fluidodinâmico principalmente em relação às flutuações na componente vertical da velocidade, indicando que possivelmente as características da turbulência não se alteraram significativamente.

Figura 5.33 – Campo instantâneo de vorticidade ( $\omega_y$ )

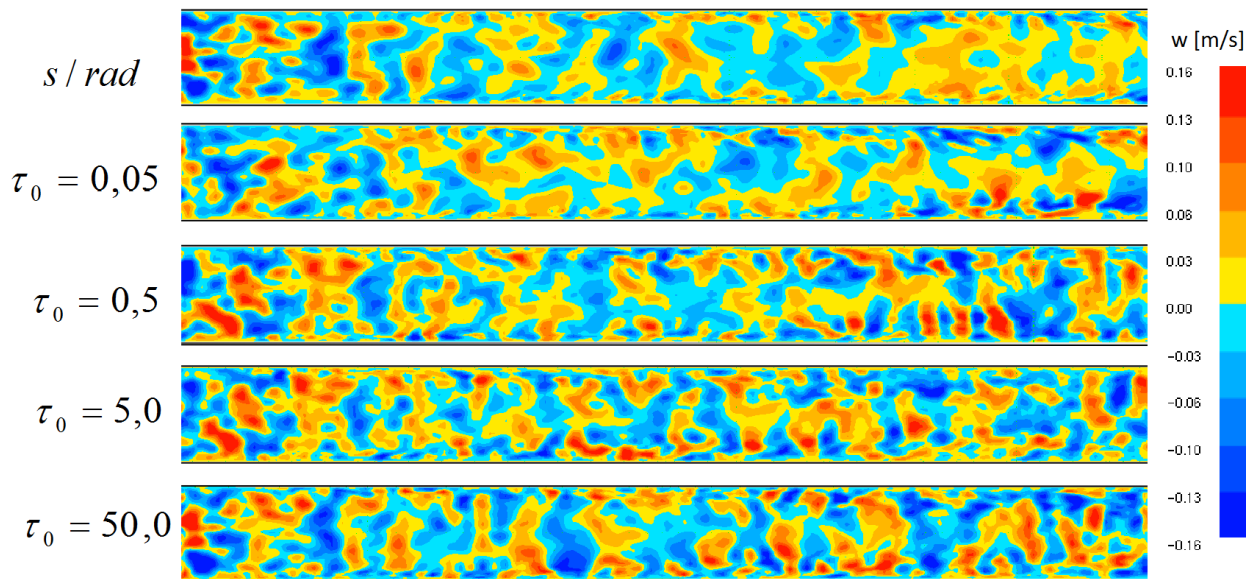


Figura 5.34 – Campo instantâneo da velocidade  $w$

Assim, a redução dos efeitos do TRI para estes casos pode estar vinculada à significativa redução de temperatura [Coelho 2007], visto que ambos os casos foram os que apresentaram maior taxa de calor trocada, conforme pode ser observado pelo termo fonte radiante para os dois casos (Figura 5.35 e Figura 5.36).

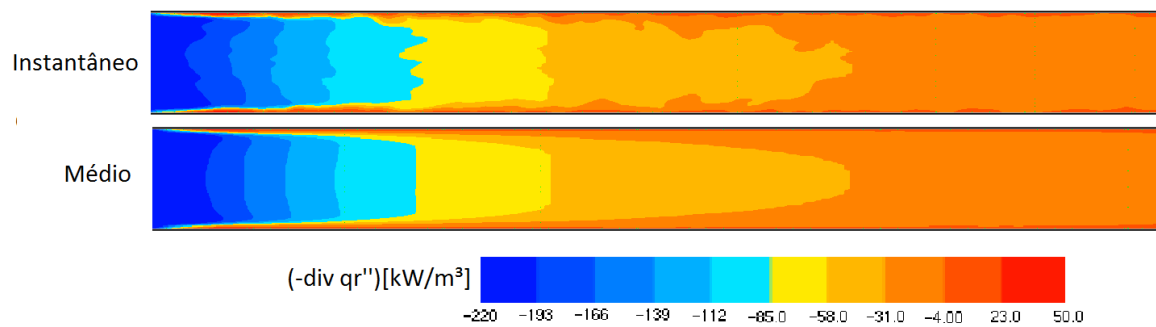


Figura 5.35 – Campos do termo fonte radiante -  $\tau_0 = 0,5$

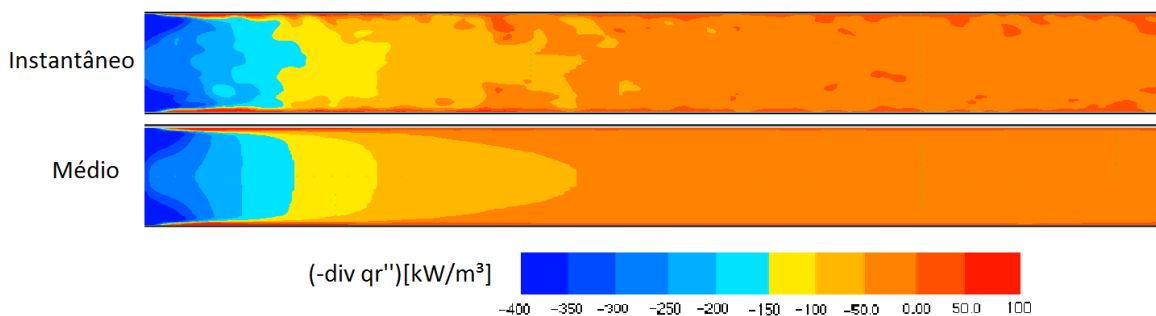


Figura 5.36 – Campos do termo fonte radiante -  $\tau_0 = 5,0$

Para o caso de maior espessura óptica ( $\tau_0 = 50$ ), observa-se que ocorre uma redução da taxa de calor trocada com as paredes, porém apresenta maior influência do TRI, com 1,87% de diferença. Isto se deve ao fato de que para uma espessura óptica elevada os efeitos da radiação térmica tornam-se mais locais, onde a energia acaba sendo absorvida pela região adjacente à emissão [Gupta, 2009]. Assim, conforme pode ser visto na figura Figura 5.37, as flutuações no campo fluidodinâmico decorrente das estruturas formadas e desprendidas na região parietal somadas ao efeito local da radiação neste tipo de meio, acabam resultando em flutuações maiores no fluxo radiante. Essas flutuações resultam na significativa diferença entre o fluxo médio e fluxo obtido com o campo médio de temperaturas, em relação aos demais casos.

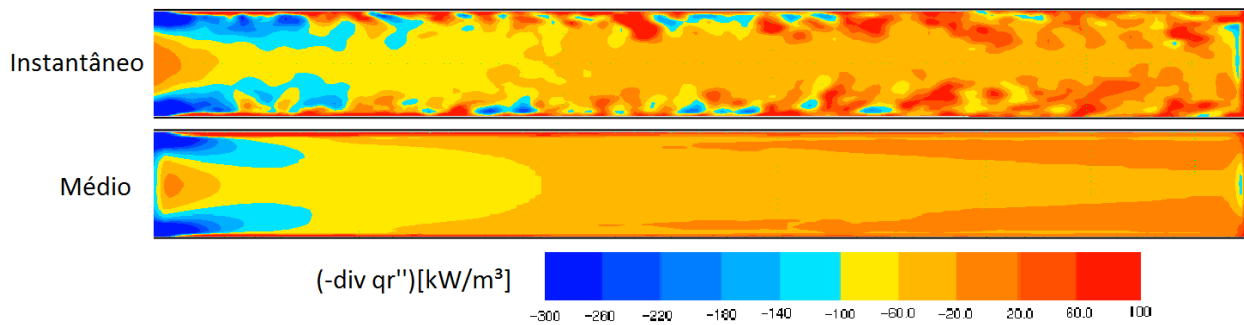


Figura 5.37 – Campos do termo fonte radiante -  $\tau_0 = 50,0$

## 6 CONCLUSÕES

O presente estudo consiste de uma análise dos efeitos do TRI para escoamentos não reativos através de simulação numérica a partir de um código *Open-Source* de CFD. Neste código, a modelagem da turbulência é realizada através da Simulação de Grandes Escalas, a qual consiste em uma situação intermediária entre a Simulação Direta (DNS) e a modelagem clássica por Média de Reynolds (RANS).

O estudo da interação turbulência-radiação foi realizado através da proposição de um problema baseado em características típicas de um trocador de calor, consistindo em um duto de seção quadrada com comprimento de 10 vezes seu diâmetro hidráulico, com o objetivo de desenvolver o problema fluidodinâmico e observar variação na temperatura do fluido ao longo de seu domínio. A metodologia utilizada para avaliação dos efeitos do TRI consiste em utilizar os campos médios de temperatura, e a partir destes calcular o fluxo radiante e compará-los com os fluxos médios obtidos na solução transiente.

A primeira etapa é composta de um teste para avaliar a qualidade da discretização espacial do modelo, no qual são testadas diferentes malhas e avaliados seus resultados de velocidade e temperatura para um ponto no centro do duto. O mesmo procedimento foi realizado com o problema de radiação térmica, porém devido ao elevado custo computacional da discretização que se apresentava fora da região assintótica, foi escolhido um número de divisões menor da RTE que apresenta uma boa relação entre o tempo de processamento e diferença relativa na solução (0,23%).

Outra etapa do problema consiste em atribuir uma temperatura de saída para o reservatório, visto que o presente código somente conta com a condição de contorno de temperatura prescrita para o problema de radiação térmica. O problema foi resolvido iterativamente, onde a temperatura média da saída é reinserida como condição de contorno, e assim sucessivamente até ser atingida a convergência, através do critério desejado.

Após serem definidas as condições de contorno, foi realizado o estudo do TRI propriamente dito, no qual foram variados dois importantes parâmetros a este fenômeno, espessura óptica do meio (coeficiente de absorção constante) e intensidade de turbulência prescrita na entrada.

A intensidade de turbulência é inserida na condição de contorno de entrada através do Método dos Vórtices Sintéticos, em que foram testadas desde uma condição sem perturbações

até uma intensidade elevada de turbulência na entrada (20%). Conforme esperado, foi observado que a taxa de troca de calor do fluido com as fronteiras está associado a esta condição na entrada, onde a intensidade máxima turbulência prescrita produziu uma troca 3,1% maior com as paredes. Também foi observado que esta aumentou cerca de 0,2% a troca de calor por radiação principalmente na região de entrada, onde seus efeitos tornam-se mais relevantes devido à elevada temperatura nesta região.

Para a espessura óptica, o problema tornou-se fisicamente complexo de ser analisado principalmente devido à superposição de vários efeitos sobre o escoamento. Como o fluido utilizado foi o ar atmosférico, considerado gás perfeito e suas propriedades de transporte foram modeladas como função da temperatura, a variação destas grandezas acaba alterando o comportamento fluidodinâmico do problema.

De acordo com a literatura, a taxa de calor trocada eleva-se com o aumento da espessura óptica do meio até certo valor, em torno de  $\tau_0 = 10$ , onde deveriam ser observadas as maiores manifestações dos efeitos do TRI. Por outro lado, para espessuras ópticas maiores, os efeitos tornam-se mais locais, diminuindo a taxa de calor trocada por radiação com as paredes. Ao contrário do esperado, os meios com espessura óptica mais próxima da região de  $\tau_0 = 10$  apresentaram a menor relevância do efeito do TRI, cerca de 0,60 e 0,77% respectivamente para  $\tau_0 = 5$  e  $\tau_0 = 0,5$ , em contrapartida aos 1,97% encontrados para o caso de maior espessura óptica ( $\tau_0 = 50$ ), indo ao encontro da solução encontrada por Dos Santos, 2014. Embora os resultados não sejam conclusivos, pode-se afirmar que estes efeitos foram suprimidos por uma rápida redução na temperatura na região inicial do duto, conforme descrito por Coelho, 2007.

De maneira geral a metodologia utilizada apresenta resultados dentro da faixa esperada, uma vez que em um caso de escoamento não reativo a radiação térmica altera significativamente o campo de temperatura do problema, porém os efeitos do TRI podem ser negligenciados devido a baixa influência de suas flutuações [Gupta et al., 2009,]. Esta desconsideração pode ser feita porque estas flutuações de temperatura são da ordem de 3% para casos não reativos, de acordo com os resultados obtidos na presente análise, na qual foi obtida uma diferença de 2,4% para um caso intermediário de espessura óptica ( $\tau_0 = 0,5$ ) e intensidade de turbulência ( $IT = 10\%$ ).

Verifica-se que um dos problemas fundamentais do método consiste que o campo considerado como médio já possui influência do TRI, sendo assim, os resultados apresentados

não expressam exclusivamente a diferença na consideração destas interações, justificando a baixa relevância destes efeitos nos casos testados, com diferenças da ordem de 1%. Assim, uma possível continuação para o presente trabalho pode ser feita através da comparação destes resultados com soluções obtidas pelas Médias de Reynolds, por exemplo, que não levam em conta diretamente os efeitos da interação entre estes dois fenômenos, podendo evidenciar os efeitos do TRI, mesmo para um caso não reativo.



## 7 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

Abrunhosa, J.D.M.; Nieckele, A.O. Simulação de Grandes Escalas de Escoamento Turbulento de Baixo Reynolds em Duto de Seção Quadrada. **26st Iberian Latin-American Congress on Computational Methods in Engineering**, Guarapari, 2005.

Armaly, B.F.; Durst, F.; Pereira, J.C.F.; Schönung, B. Experimental and Theoretical Investigation of Backward-Facing Step Flow, **Journal of Fluid Mechanics**, v. 127, p. 473-496, 1983.

Bejan, A. **Convection Heat Transfer**, 2<sup>nd</sup> edition, John Wiley & Sons, Durham, 1995.

Cao, S.; Meyers, J. Influence of turbulent boundary conditions on RANS simulations of pollutant dispersion in mechanically ventilated enclosures with transitional slot Reynolds number. **Applied Mechanics and Energy Conversion Section**, v. 59, p. 397-407, 2013.

Cassol, F. Geração de Soluções Benchmark e Avaliação de Modelos de Radiação Térmica em Processos de Combustão. Tese de doutorado, PROMEC-UFRGS, Porto Alegre, 2013.

Centeno, F.R. Modelagem da radiação térmica em chamas turbulentas da combustão de metano em ar. Tese de doutorado, PROMEC-UFRGS, Porto Alegre, 2013.

Centeno, F. R. ; Velasco, G. E.; Silva, C. V. ; França, F. H. R. Evaluation of turbulence-radiation interactions model correlations on RANS simulations of a 2D axisymmetric turbulent non-premixed methane-air flame. **International Congress of Mechanical Engineering (COBEM)**, São Paulo, 2013.

Clark, R.A.; Ferziger, J.H.; Reynolds, W.C. Evaluation of Sub-Grid Scale Turbulence Models Using an Accurately Simulated Turbulent Flow, **Journal of Fluid Mechanics**, v. 91, p. 1-16, 1979.

Coelho, P.J. Turbulence–Radiation Interaction: From Theory to Application in Numerical Simulations. **Progress in Energy and Combustion Science**, v. 33, p. 311-383, 2007.

Coelho, P.J. Turbulence–Radiation Interaction: From Theory to Application in Numerical Simulations. **International Journal of Heat Transfer**, v. 134, 2012.

Coelho, P.J. A theoretical analysis of the influence of turbulence on radiative emission in turbulent diffusion flames of methane. **Combustion and Flame**, v. 160, p. 610-617, 2013.

Dorigon, L.J. Determinação de Coeficientes do Modelo da Soma-Ponderada-dos-Gases-Cinzas a Partir do Banco de Dados HITEMP 2010. Dissertação de Mestrado, PROMEC-UFRGS, Porto Alegre, 2012.

Dos Santos, E.D. Análise de escoamentos não isotérmicos incompressíveis, utilizando simulação de grandes escalas e o método de elementos finitos. Dissertação de Mestrado, PROMEC-UFRGS, Porto Alegre, 2007.

Dos Santos, E.D. Análise numérica de escoamentos turbulentos não reativos com transferência de calor por convecção e radiação térmica em meios participantes. Tese de Doutorado, PROMEC-UFRGS, Porto Alegre, 2011.

Dos Santos, E.D.; Isoldi, L.A.; Petry, A.P.; França, F.H.R. A numerical study of combined convective and radiative heat transfer in non-reactive turbulent channel flows with several optical thicknesses: a comparison between LES and RANS, **The Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering**, v. 36, p. 207-2019, 2014.

Findikakis, A.N.; Street, R.L. Mathematical Description of Turbulent Flows, **Journal of Hydraulics Division**, v. 108, p. 887-903, 1982.

Friedrich, R. e Arnal, M. Analysing turbulent backward-facing step flow with the lowpass-filtered Navier Stokes equations, **J. Wind Engng Indust. Aerodynamics**, v. 35, p. 101-128, 1990.

Gaitonde, U. Quality Criteria for Large Eddy Simulation. Tese de doutorado, The University of Manchester, Manchester, 2008.

Germano, M.; Piomelli, U.; Moin, P.; Cabot, W.H. A dynamic sub-grid-scale eddy viscosity model, **Phys. Fluids**, v. 7, p. 1760-1765, 1991.

Gupta, A.; Modest, M. F.; Haworth D.C. Large-Eddy Simulation of Turbulence-Radiation Interactions in a Turbulent Planar Channel Flow. **Journal of Heat Transfer**, v. 131, 2009.

Halliday, D.; Walker, J.; Resnick, R. **Fundamentos de física**. 8ª edição, LTC, Rio de Janeiro, 2003.

Härtel, C. e Kleiser, L. Analysis and modeling of subgrid-scale motions in near-wall Turbulence, **Journal of Fluid Mechanics**, v. 356, p. 327-352, 1998.

Jarrin, N. Synthetic inflow boundary conditions for the numerical simulation of turbulence. The University of Manchester, Manchester, 2008.

Jarrin, N.; Benhamadouche, S.; Laurence, D.; Prosser, R. A Synthetic-Eddy-Method for Generating Inflow Conditions for Large-Eddy Simulations. School of Mechanical, Aerospace and Civil Engineering, The University of Manchester, Manchester, 2005.

Kawahara, M.; Hirano, H. A Finite Element Method for High Reynolds Number Viscous Fluid Flow Using Two Step Explicit Scheme, *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, v. 3, p. 137-163, 1983.

Le, H.; Moin, P.; Kim, J. Direct numerical simulation of turbulent flow over a backward facing step, **Journal of Fluid Mechanics**, v. 330, p. 349-374, 1997.

Leonard, A. Energy Cascade in Large-Eddy Simulation of Turbulent Flows, **Advances in Geophysics**, v. 18A, p. 237-248, 1974.

Lesieur, M.; Comte, P.; Métais, O., Numerical Simulations of Coherent Vórtices in Turbulence, **ASME - Appl. Mech. Rev.**, v. 48, p. 121-149, 1995.

Lesieur, M.; Métais, O.; Comte, P. **Large-Eddy Simulations of Turbulence**, Cambridge, New York, 2005.

Lilly, D.K. A proposed modification of the Germano subgrid-scale closure method, **Phys. Fluids**, v. 3, p. 633-635, 1992.

Maliska, C. Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos Computacional. 2ª edição, LTC, Rio de Janeiro, 2004.

**Manual FDS - Technical Reference 6.0**, NIST Special Publication 1019, 2013.

**Manual FDS - User's Guide 6.0**, NIST Special Publication 1019, 2013.

Mo, J.; Lee, Y. Numerical Simulation for Prediction of Aerodynamic Noise Characteristics on a HAWT of NREL Phase VI. **Journal of Mechanical Science and Technology**, v. 25, p. 1341-1349, 2011.

Modest, M.F. **Radiative Heat Transfer**. 2<sup>nd</sup> edition, Academic Press, San Diego, 2003.

Patankar, S.V. **Numerical Heat Transfer and Fluid Flow**. McGraw-Hill, New York, 1980.

Petry, A.P. Análise Numérica de Escoamentos Turbulentos Tridimensionais Empregando o Método de Elementos Finitos e Simulação de Grandes Escalas. Tese de Doutorado, PROMEC-UFRGS, Porto Alegre, 2002.

Poitou, D.; Cuenot, B.; El Hafi, M. Diagnosis of turbulence radiation interaction in turbulent flames and implications for modeling in Large Eddy Simulation. **Turkish Journal of Engineering and Environmental Sciences**, v. 31, p. 371-381, 2007.

Pope, S.B. Ten questions concerning the large-eddy simulation of turbulent flows. **New Journal of Physics**, v. 6, p. 1-24, 2004.

Rodi, W.; Ferziger, J.; Breuer, M.; Pourquié, M. Status of large eddy simulation: results of a workshop, **Journal of Fluids Engineering**, v. 119, p. 248-262, 1997.

Rogallo, R.S.; Moin, P. Numerical Simulation of Turbulent Flows, **Ann. Rev. Fluid Mechanics**, v. 16 p. 99-137, 1984.

Roger, M.; Coelho, P.J.; Da Silva, C.B. The influence of the non-resolved scales of thermal radiation in large eddy simulation of turbulent flows: a fundamental study. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, vol. 53, pp. 2897-2907, 2010.

Roger, M.; Coelho, P.J.; Da Silva, C.B. Relevance of the subgrid-scales for large eddy simulations of turbulence–radiation interactions in a turbulent plane jet. **Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer**, vol. 112, pp. 1250-1256, 2011.

Schlichting, H. **Boundary-layer theory**, 7<sup>th</sup> edition, McGraw-Hill Book Company, New York, 1979.

Siegel, R.; Howell, J.R. **Thermal Radiation Heat Transfer**, 4<sup>th</sup> edition, Taylor & Francis, New York, 2002.

Silveira Neto, A. **Turbulência - Volume I**, Editores: Silva Freire, A.P.; Menut, P.P.M.; Su, J., Associação Brasileira de Ciências Mecânicas, Rio de Janeiro, 2002.

Silveira Neto, A.; Grand, D.; Métais, O.; Lesieur, M. A Numerical Investigation of Coherent Vortices in Turbulence Behind a Backward-Facing Step, **Journal of Fluid Mechanics**, v. 256, p. 1-25, 1993.

Versteeg, H.; Malalasekera, W. An Introduction to computational fluid dynamics: The Finite Volume Method. Longman Group Ltd, Harlow, 1995.

The Babcock & Wilcox Company. **Steam / its generation and use**. 41<sup>st</sup> edition, Ohio, 2005.

Tenekes, H.; Lumley, J.L. **A First Course in Turbulence**, MIT Press, Cambridge 1972.

Vervisch, L.; Domingo, P.; Lodato, G.; Veynante, D. Scalar sub-grid energy in large-eddy simulation of turbulent flames: mesh quality criterion, **Quality and Reliability of Large-Eddy Simulations II**, v. 16, p. 201-210, 2011.

Xavier, C.M. **Análise de modelos submalha em elementos finitos**. Dissertação de mestrado, PROMEC-UFRGS, Porto Alegre, 2008.

Wilcox, D.C. **Turbulence Modeling for CFD**, DCW Industries, La Cañada, 1993.

**APÊNDICE A – Cálculo da temperatura do reservatório de saída.**

Tabela A.1 – Cálculo iterativo das temperaturas

Caso	It [%]	k [m <sup>-1</sup> ]	Re	Iteração												
				T0 [K]		t [h]	T1 [K]		t [h]	T2 [K]		t [h]	T3 [K]		t [h]	T4 [K]
1	0	1,0	5.100	773,0	Malha 1	20	595,6	Malha 1	20	590,8	Malha 2	150	599,5	Malha 2	150	599,3
2	5	1,0	5.100	773,0	Malha 1	20	595,6	Malha 1	20	590,8	Malha 2	150	582,6	Malha 2	150	582,3
3	10	1,0	5.100	773,0	Malha 1	20	595,6	Malha 1	20	590,8	Malha 2	150	582,0	Malha 2	150	581,9
4	15	1,0	5.100	773,0	Malha 1	20	595,6	Malha 1	20	590,8	Malha 2	150	581,1	Malha 2	150	581,0
5	20	1,0	5.100	773,0	Malha 1	20	595,6	Malha 1	20	590,8	Malha 2	150	580,6	Malha 2	150	580,4
6	10	0,0	5.100	773,0	Malha 1	-	1041,8	Malha 1	-	1040,9	Malha 2	-	1075,6	Malha 2	-	1075,2
7	10	0,1	5.100	773,0	Malha 1	20	872,8	Malha 1	20	862,9	Malha 2	150	881,3	Malha 2	150	881,5
8	10	1,0	5.100	igual ao caso 3												
9	10	10,0	5.100	773,0	Malha 1	20	516,1	Malha 1	20	508,4	Malha 2	150	500,1	Malha 2	150	499,6
10	10	100,0	5.100	773,0	Malha 1	20	600,5	Malha 1	20	601,2	Malha 2	150	632,6	Malha 2	150	635,7
11	10	1,0	10.200	773,0	Malha 1	20	712,6	Malha 1	20	712,6	Malha 2	150	695,4	Malha 2	150	697,0
12	10	10,0	10.200	773,0	Malha 1	20	711,7	Malha 1	20	711,7	Malha 2	150	591,0	Malha 2	150	590,9