



**Deni Lemgruber Queiroz**

**Influência da Convecção Natural no Resfriamento de  
Dutos Submarinos de Petróleo e Gás**

**Dissertação de Mestrado**

Dissertação apresentada como requisito parcial para obtenção do grau de Mestre pelo Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica do Departamento de Engenharia Mecânica da PUC-Rio.

Orientadora: Professora Angela Ourivio Nieckele

Rio de Janeiro  
Abril de 2007

# **Livros Grátis**

<http://www.livrosgratis.com.br>

Milhares de livros grátis para download.



**Deni Lemgruber Queiroz**

## **Influência da Convecção Natural no Resfriamento de Dutos Submarinos de Petróleo e Gás**

Dissertação apresentada como requisito parcial para obtenção do título de Mestre pelo Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da PUC-Rio. Aprovada pela Comissão Examinadora abaixo assinada.

**Profa. Angela Ourivio Nieckele**

Orientadora

Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro

**Prof. Alcir de Faro Orlando**

Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro

**Dr. Luis Fernando Gonçalves Pires**

Instituto de Pesquisa e Desenvolvimento - Ctex

**Prof. José Eugenio Leal**

Coordenador Setorial do Centro

Técnico Científico – PUC-Rio

Rio de Janeiro, 17 de abril de 2007

Todos os direitos reservados. É proibida a reprodução total ou parcial do trabalho sem autorização da universidade, do autor e do orientador.

### **Deni Lemgruber Queiroz**

Graduou-se em Engenharia Mecânica na PUC-RJ no ano de 2004.

#### Ficha Catalográfica

Queiroz, Deni Lemgruber

Influência da convecção natural no resfriamento de dutos submarinos de petróleo e gás / Deni Lemgruber Queiroz ; orientadora: Angela Ourivio Nieckele. – 2007.

122 f. : il. ; 30 cm

Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica)–Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, 2007.

Inclui bibliografia

1. Engenharia mecânica – Teses. 2. Linhas submarinas. 3. Resfriamento. 4. Convecção natural e mista. I. Nieckele, Ângela Ourivio. II. Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro. Departamento de Engenharia Mecânica. III. Título.

CDD: 621

## Agradecimentos

À Professora Angela, que desde os projetos realizados na graduação durante a iniciação científica me orientou de maneira dedicada acrescentando muito para minha formação, me ajudando sempre que foi preciso, passando assim parte do seu grande conhecimento.

Aos meus pais, Jairo e Leila, e minha irmã Luana, sem vocês nada disso seria possível, agradeço pelo incentivo constante, nas horas de paz e nos momentos difíceis.

À CAPES e ao CNPq pelo apoio financeiro à pesquisa.

Aos professores do Departamento de Engenharia Mecânica que forneceram conhecimentos importantes durante a graduação e o mestrado para realização da pesquisa.

Ao amigo Luiz Eduardo que forneceu grande ajuda com os problemas nas simulações utilizando o cluster.

À grande amiga Caroline que me deu grande e importante apoio moral durante toda a pesquisa.

## Resumo

Queiroz, Deni Lemgruber , Nieckele, Angela, O. **Influência da Convecção Natural no Resfriamento de Dutos Submarinos de Petróleo e Gás.** Rio de Janeiro, 2007. 122p. Dissertação de Mestrado - Departamento de Engenharia Mecânica, Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro.

No processo de transporte e produção de petróleo e seus derivados em linhas submarinas, o controle da transferência de calor entre o produto quente e o mar frio, é fundamental para a garantia do escoamento. Se a temperatura do produto cair abaixo de determinados valores críticos, problemas como formação de hidratos ou deposição de parafina nas paredes da tubulação podem ocorrer, levando ao bloqueio da linha e interrupção de produção, demandando altos custos. A perda de calor para o ambiente é minimizada, através de isolantes térmicos projetados para operações em regime permanente. Nestes casos, devido às altas velocidades do escoamento axial, o qual é tipicamente turbulento, o processo de transferência de calor dominante é o de convecção forçada. Porém, durante uma operação de manutenção de algum equipamento, a produção pode ser interrompida e o fluido ficando parado no interior da linha, tende a resfriar-se podendo atingir uma temperatura crítica. Durante este resfriamento, na ausência de bombeio, o processo de convecção natural passa a dominar. O presente trabalho analisa o processo de transferência de calor após a parada de bombeio, considerando os efeitos da convecção natural no resfriamento do produto, assim como a influência da capacidade térmica da parede do duto e das camadas de revestimento no transiente térmico. Inicialmente, considera-se que o escoamento axial é rapidamente levado ao repouso e utiliza-se um modelo bidimensional da seção transversal do duto, utilizando três produtos típicos: um óleo leve, um óleo pesado, e um gás. Os campos de velocidade e temperatura são obtidos numericamente utilizando o *software* FLUENT, considerando a hipótese de Boussinesq para avaliar a convecção natural. A taxa de resfriamento obtida é comparada com a previsão de um modelo unidimensional na direção axial, que utiliza correlações empíricas para avaliar a transferência de calor entre o fluido e

a parede da tubulação, em função do regime de escoamento. Boa concordância entre as simulações para a seção central da linha é obtida. No entanto, como as variações axiais para o caso do gás são maiores, para este produto, um modelo tridimensional também foi analisado, onde se considerou os efeitos combinados da convecção forçada e natural. Adicionalmente, a hipótese de Boussinesq foi eliminada, e a equação de gás ideal foi considerada.

## **Palavras-chave**

Linhas submarinhas, resfriamento, convecção natural e mista.

## Abstract

Queiroz, Deni Lemgruber, Nieckele, Angela, O. **Natural Convection Influence in the Cooldown of Oil and Gas Subsea Pipelines.** Rio de Janeiro, 2007. 122p. MSc. Dissertation - Departamento de Engenharia Mecânica, Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro.

Heat transfer control is crucial for flow assurance in transport as well as production operations of oil and its derivatives in subsea lines. If the product temperature falls below certain critical values, problems such as hydrate formation or wax deposition in the pipelines walls can occur, inducing line blockage and interruption of production, demanding high costs. The heat loss to the environment is minimized by employing thermal insulation, which are designed for steady state operations. For these cases, due to high axial velocities, the flow is typically turbulent, and the dominant heat transfer mechanism is due to convection forced. However, during maintenance operation of some equipment, the production can be interrupted and the stagnant fluid in the interior of the line tends to cool down and it can reach a critical temperature. During this cooling, in the absence of pumps, the process of natural convection begins to dominate. The present work analyzes the heat transfer process after flow shutdown, considering the effect of the natural convection, as well as the influence in the thermal transient of the thermal capacity of the duct wall and insulation layers. Initially, it is considered that the axial flow is set to rest very quickly and a two-dimensional model of the transversal section of the duct is employed, using three typical products: light oil, heavy oil and pressurized gas. The velocity and temperature fields are obtained using the numerical software FLUENT, considering the hypothesis of Boussinesq to evaluate the natural convection. The cooling rate is compared with the forecast of a unidimensional model in the axial direction based on empirical correlations, function of the flow regime, to evaluate the heat transfer between the fluid and the duct wall. Good agreement is obtained between the solutions of the 2-D model and the pipeline central cross section of the 1-D model. However, as the axial variations for the

gas case are significant, for this product, a three-dimensional model also was analyzed, where it was considered the effects of the forced and natural convection. Additionally, the hypothesis of Boussinesq was eliminated, and the ideal gas equation was considered.

## **Keywords**

Subsea line, cooling, natural and mixed convection

# Sumário

1. Introdução	21
1.1. Objetivo	25
1.2. Organização do Trabalho	25
2. Revisão Bibliográfica	27
2.1 Isolamento de Dutos Submarinos de Petróleo	27
2.2 Convecção	30
3. Modelagem Matemática	34
3.1. Modelo Bi-dimensional	37
3.2. Modelo Tri-dimensional	39
3.3. Condições de Contorno	41
3.4. Condições Iniciais	43
3.4.1 Caso 3-D	43
3.4.2 Caso 2-D	43
3.5. Parâmetros Adimensionais	45
3.6. Coeficientes Convectivos de Transferência de Calor	47
3.7. Método Numérico	48
4. Resfriamento de Óleo	49
4.1. Óleo Leve	50
4.1.1 Modelo 2D	51
4.1.2 Modelo 2D x Modelo 1D	63
4.2. Comparação Óleo Leve com Óleo Pesado	69

5. Resfriamento de Gás	74
5.1. Modelo 2D	75
5.2 Modelo 2D x Modelo 1D	84
6. Modelo 3D	89
6.1 Condição Inicial em Regime Permanente	91
6.2 Análise do Transiente após fechamento da Válvula	99
6.3 Comparação entre os Modelos 1-D, 2-D e 3-D	106
7. Comentários Finais	109
7.1. Recomendações para trabalhos futuros	110
Referências Bibliográficas	111
Apêndice A	117

## Lista de tabelas

Tabela 4.1 Parâmetros geométricos da parede do duto	49
Tabela 4.2 Propriedades da parede do duto	49
Tabela 6.1 Velocidades e temperatura para cada instante de tempo	104
Tabela A1.1 – Distribuição da malha	117

## Lista de figuras

Figura 1.1 – Arranjo típico. Dutos conectam as cabeças dos poços às plataformas	21
Figura 1.2 – Diagrama de fase e condições de formação de hidratos	22
Figura 1.3 – Retirada de hidrato de tubulações. (a) Hidrato no interior da linha (b) Pig com hidratos	23
Figura 1.4 – Parafina no interior do duto	24
Figura 2.1 – Arranjo Pipe-in-Pipe	28
Figura 2.2 – Arranjo Pipe-in-Pipe aquecido eletricamente	28
Figura 2.3 – Possíveis configurações de dutos submarinos enterrados: (a) meio enterrado (b) enterrado com enchimento (c) recoberto externo	29
Figura 2.4 – Configuração Bundle	30

Figura 3.1 – Esquema típico de produção	34
Figura 3.2 – Esquema utilizado na modelagem	34
Figura 3.3 – Seção transversal da tubulação	35
Figura 4.1 – Variação da temperatura de mistura do óleo leve com o tempo	51
Figura 4.2 – Isolinhas de temperatura para diferentes instantes de tempo: (a) 2 h; (b) 8 h; (c) 14 h	52
Figura 4.3 – Resfriamento no óleo, aço e isolante ao longo da linha de simetria	53
Figura 4.4 – Isolinhas de temperatura (em K) para diferentes instantes de tempo: (a) 2 h; (b) 8 h; (c) 14 h	53
Figura 4.5 – Resfriamento no óleo ao longo da linha de simetria para $t=2h$ , $t=8h$ e $t=14h$	54
Figura 4.6 – Variação angular da temperatura da parede interna, para diferentes instantes de tempo.	54
Figura 4.7 – Contornos das linhas de corrente para diferentes instantes de tempo: (a) 1 h; (b) 2 h; (c) 4 h; (c) 6 h; (d) 8 h; (e) 14 h	55
Figura 4.8 – Variação temporal da diferença entre a temperatura de mistura do óleo leve e da parede do aço	56
Figura 4.9 – Variação angular do fluxo de calor na parede interna, para diferentes instantes de tempo	57
Figura 4.10 – Taxa de Transferência de calor por unidade de comprimento para o óleo leve	57

Figura 4.11 – Variação da temperatura de mistura do óleo leve com o tempo	59
Figura 4.12 – Variação do fluxo de calor com o tempo	60
Figura 4.13 – Variação do Nusselt com o tempo	61
Figura 4.14 – Variação do Grashof com o tempo	62
Figura 4.15 – Número de Nu versus número de Grashof	62
Figura 4.16 – Número de $Nu^*$ versus número de $Gr^*$	63
Figura 4.17 – Variação da temperatura de mistura ao longo do duto para o óleo leve. Caso 1-D	65
Figura 4.18 – Variação da temperatura de mistura com o tempo do óleo leve	66
Figura 4.19 – Variação do fluxo de calor com o tempo para o óleo leve	66
Figura 4.20 – Variação do Nusselt com o tempo para o óleo leve	67
Figura 4.21 – Variação do Grashof com o tempo para o óleo leve	68
Figura 4.22 – Comparação da variação da temperatura de mistura dos óleos leve e pesado com o tempo	70
Figura 4.23 – Contornos das linhas de corrente para $t = 2$ h	70
Figura 4.24 – Variação dos fluxos de calor dos óleos com o tempo	71
Figura 4.25 – Variação das taxas de transferência de calor dos óleos com o tempo	72
Figura 4.26 – Variação do Nusselt para os óleos com o tempo	72
Figura 4.27 – Variação do Grashof para os óleos com o tempo	73

Figura 4.28 – Número de Nusselt versus número de Grashof	73
Figura 5.1 – Variação da temperatura de mistura do gás com o tempo	75
Figura 5.2 – Isolinhas de temperatura para diferentes instantes de tempo: (a) 2 h; (b) 6 h; (c) 10 h	76
Figura 5.3 – Isolinhas de temperatura (em K) para diferentes instantes de tempo: (a) 2 h; (b) 6 h; (c) 10 h	77
Figura 5.4 – Resfriamento no gás ao longo da linha de simetria para $t=2h$ , $t=6h$ e $t=10h$	77
Figura 5.5 – Variação angular da temperatura da parede interna, para diferentes instantes de tempo (a) $t = 2 h$ (b) $t = 6 h$ (c) $t = 10 h$	78
Figura 5.6 – Contornos das linhas de corrente para diferentes instantes de tempo (a) 2 h (b) 4 h (c) 6 h (d) 8 h (e) 10 h (f) 14 h	79
Figura 5.7 – Variação temporal da diferença entre a temperatura de mistura do gás e da parede do aço	80
Figura 5.8 – Variação do fluxo de calor com o tempo para o gás	81
Figura 5.9 – Taxa de Transferência de calor por unidade de comprimento para o gás	81
Figura 5.10 – Variação do Nusselt com o tempo para o gás	82
Figura 5.11 – Variação do Grashof com o tempo para o gás	83
Figura 5.12 – Número de Nusselt versus número de Grashof	83
Figura 5.13 – Variação da temperatura adimensional com o Fourier para o gás e óleo	84

Figura 5.14 – Variação da temperatura de mistura do gás ao longo do tempo	85
Figura 5.15 – Resfriamento ao longo do duto para o gás pressurizado, para diversos instantes de tempo. Modelo 1-D	85
Figura 5.16 – Comparação entre modelos 1-D e 2-D do resfriamento ao longo do tempo para o gás pressurizado	86
Figura 5.17 – Variação do fluxo de calor com o tempo para o gás	87
Figura 5.18 – Variação do número de Nusselt com o tempo para o gás	87
Figura 5.19 – Variação do número de Grashof com o tempo para o gás	88
Figura 6.1 – Malha na seção transversal e perspectiva	90
Figura 6.2 – Variação da pressão ao longo do duto	91
Figura 6.3 – Variação da velocidade axial ao longo do raio	92
Figura 6.4 – Elemento infinitesimal do duto	93
Figura 6.5 – Variação da temperatura adimensional do gás ao longo do duto	94
Figura 6.6 – Perfil axial da temperatura de mistura	94
Figura 6.7 – Variação do Nusselt ao longo do duto	95
Figura 6.8 – Perfil de temperatura no gás e na camada de aço ao longo do raio	96
Figura 6.9 – Perfil de temperatura na camada do isolante ao longo do raio	96

Figura 6.10 – Perfil de temperatura 2-D e 3-D nas camadas do duto ao longo do raio	97
Figura 6.11 – Perfil de viscosidade turbulenta ao longo do eixo central do duto	98
Figura 6.12 – Perfil de $\kappa$ e $\xi$ ao longo do eixo central do duto	98
Figura 6.13 – Perfil de viscosidade turbulenta ao longo do eixo central do duto	99
Figura 6.14 – Perfil de $\kappa$ e $\xi$ ao longo ao longo do raio do duto na seção central	99
Figura 6.15 – Variação da pressão ao longo do duto durante o fechamento	100
Figura 6.16 – Variação da velocidade axial ao longo do duto durante o fechamento	100
Figura 6.17 – Isotermas na seção transversal do duto para $t=30$ min em diferentes coordenadas axiais.	101
Figura 6.18 – Variação da temperatura ao longo do duto para 3 instantes de tempo	102
Figura 6.19 – Variação da temperatura do gás ao longo do raio para instantes de tempo $t = 5, 20, 30$ e $60$ min.	102
Figura 6.20 – Variação da velocidade axial ao longo do raio	103
Figura 6.21 – Linhas de tinta na seção central do duto para instantes de tempo $t = 30$ min, $45$ min, $1$ hr e $1$ h e $15$ min.	104
Figura 6.22 – Variação da pressão ao longo do duto para instantes de tempo $t = 5, 20, 30$ e $60$ min.	105

Figura 6.23 – Perfil de viscosidade turbulenta ao longo do eixo central do duto	105
Figura 6.24 – Perfil de $\kappa$ e $\varepsilon$ ao longo do raio do duto na seção central	106
Figura 6.25 – Variação da temperatura de mistura com o tempo	106
Figura 6.26 – Variação da diferença entre a temperatura de mistura e a temperatura da camada de aço com o tempo	107
Figura 6.27 – Variação da temperatura de mistura ao longo do duto	108
Figura 6.28 – Variação da temperatura de mistura ao longo do raio	108
Figura A1.1 – Malha na seção transversal	117
Figura A1.2 – Teste de malha. Variação da temperatura de mistura com o tempo	118
Figura A1.3 – Teste de malha. Variação do fluxo de calor com o tempo	119
Figura A1.4 – Erro médio percentual na variação do fluxo de calor com o tempo	121
Figura A1.5 – Teste de passo de tempo. Variação do fluxo de calor com o tempo	122

## Nomenclatura

$A_T$	Área da secção transversal da tubulação
$A_s$	Área interna de troca de calor da parede do duto
$Bi$	Número de Biot
$c$	Constante empírica do modelo turbulento
$C$	Constante do perfil de temperatura
$c_\mu$	Constante empírica de Launder e Spalding
$c_p$	Calor específico à pressão constante
$D$	Diâmetro da tubulação
$\bar{V}$	Gradiente
$e$	Espessura
$E$	Energia
$\varepsilon$	Taxa de dissipação da energia cinética turbulenta
$\hat{F}$	Forças externas
$f_{at}$	Fator de atrito
$Fo$	Fourier
$g$	Aceleração da gravidade
$G_b$	Termo associado ao empuxo
<b>Gr</b>	Número de Grashof
<b>Gr</b> *	Número de Grashof baseado na temperatura ambiente
$h$	Coeficiente de transferência de calor
$k$	Condutividade térmica
$\kappa$	Energia cinética turbulenta
$L$	Comprimento do duto
$\dot{m}$	Vazão mássica
<b>Nu</b>	Número de Nusselt
<b>Nu</b> *	Número de Nusselt baseado na temperatura ambiente
$p$	Pressão

$\bar{P}$	Pressão modificada
$P_{\kappa}$	Produção de energia cinética turbulenta
$P_{out}$	Pressão de saída
Pr	Número de Pradtl
$P_s$	Pressão a montante da válvula
$Q$	Taxa de transferência de calor
$q''$	Fluxo de calor local
$\bar{q}''$	Fluxo de calor médio
$r$	Coordenada radial
$R_{aco}$	Raio externo do duto
<b>Re</b>	Número de Reynolds
$Re_{s_j}$	Resistência térmica equivalente da parede do duto
$R_{in}$	Raio interno do duto
$R_{iso}$	Raio do isolante
$\Re$	Constante universal dos gases
$S$	Fonte
$t$	Tempo
$T$	Temperatura
$T_s$	Temperatura da parede
$u$	Velocidade do fluido
$\bar{u}$	Velocidade média no tempo
$\vec{u}$	Vetor velocidade média no tempo
$u'$	Flutuação da velocidade
$u_m$	Velocidade média do escoamento
$U$	Coefficiente global de troca térmica
$V_{\infty}$	Velocidade da corrente externa
$W$	Peso molecular
$y$	Eixo de simetria
$z$	Coordenada axial

## Símbolos gregos

$\alpha$	Difusividade térmica
$\beta$	Coeficiente de expansão térmica
$\sigma_\epsilon$	Número de Prandtl de taxa de dissipação
$\sigma_\kappa$	Número de Prandtl de energia cinética turbulenta
$\Phi$	Temperatura adimensional
$\psi$	Linhas de corrente
$\rho$	Densidade / massa específica
$\mu$	Viscosidade absoluta
$\mu_f$	Viscosidade absoluta do fluido
$\mu_m$	Viscosidade da película do fluido junto à parede
$\mu_t$	Viscosidade turbulenta
$\tau$	Tensão de cisalhamento
$\theta$	Coordenada angular

## Subscritos

<i>aço</i>	Camada de aço
<i>D</i>	Desenvolvido
<i>e</i>	Externo
<i>f</i>	Fluido
<i>in</i>	Interno
<i>iso</i>	Camada de isolante
<i>m</i>	Mistura
<i>out</i>	Saída
<i>r</i>	Radial
<i>ref</i>	Referência
<i>t</i>	Turbulento
<i>0</i>	Constante
$\infty$	ambiente
$\theta$	Angular

## Sobrescritos

<i>T</i>	Transposta
----------	------------

# 1 Introdução

O meio de transporte de fluidos mais usual é através de tubulações, uma vez que os dutos se destacam pelo baixo custo e pela segurança operacional. Na indústria do petróleo os dutos são responsáveis pela distribuição de óleos e seus derivados, assim como carregamento e descarregamento em navios petroleiros.

A Figura 1 ilustra um arranjo típico de um campo de exploração de petróleo, onde o transporte da produção tem papel muito importante no processo, onde se pode ver um grande número de dutos conectando as cabeças dos poços às plataformas.

Atualmente, tem havido um aumento da extração e produção de petróleo em águas profundas, sendo que as operações de produção *offshore* estão se expandindo para profundidades cada vez maiores, tornando os custos associados mais altos e fazendo-se imprescindíveis estudos detalhados de viabilização e otimização dos equipamentos e processos relacionados. No Brasil, cerca de 85% da produção de óleo bruto advém de campos de petróleo *offshore*, situados em sua maioria na Bacia de Campos.



Figura 1.1 – Arranjo típico. Dutos conectam as cabeças dos poços às plataformas

As produções são realizadas em profundidades cada vez maiores, e o produto quente deve ser levado à plataforma, através de tubulações (Fig. 1.1). O petróleo flui do reservatório à tipicamente 60 °C para as linhas de produção, as

quais o transportam à plataforma. Em elevadas profundidades, a temperatura do oceano é da ordem de 5 °C. Enquanto o petróleo flui, este perde calor para a água circundante. Se determinada temperatura e pressão críticas forem alcançadas, diversos problemas podem ocorrer. De um modo geral, as tubulações são isoladas visando manter o fluido acima da temperatura crítica para a condição de escoamento em regime permanente, em uma condição típica de produção. No entanto, quando o escoamento na linha é interrompido, seja por motivos de manutenção dos equipamentos ou por algum outro motivo, o fluido fica parado no interior da linha e tende a resfriar-se até atingir a temperatura ambiente externa. Um dos grandes problemas encontrados atualmente na produção de petróleo *offshore* é o resfriamento do produto, podendo levar a obstrução dos dutos responsáveis pelo transporte do mesmo.

A garantia do escoamento de hidrocarbonetos é um ponto chave no desenvolvimento da tecnologia de águas profundas, onde a formação de hidratos deve ser evitada. Hidratos são compostos cristalinos de água contendo alguns hidrocarbonetos leves, CO<sub>2</sub> e H<sub>2</sub>S sob condições de elevadas pressões e baixas temperaturas, condições que prevalecem em operações em águas profundas (Ahmadi et al, 2004; Biancardi et al, 2006). A Fig. 1.2 ilustra um diagrama de fase e sob que circunstâncias os hidratos são formados. Nas condições à esquerda da curva os hidratos são formados, enquanto que a operação à direita da curva esta livre da formação de hidratos.

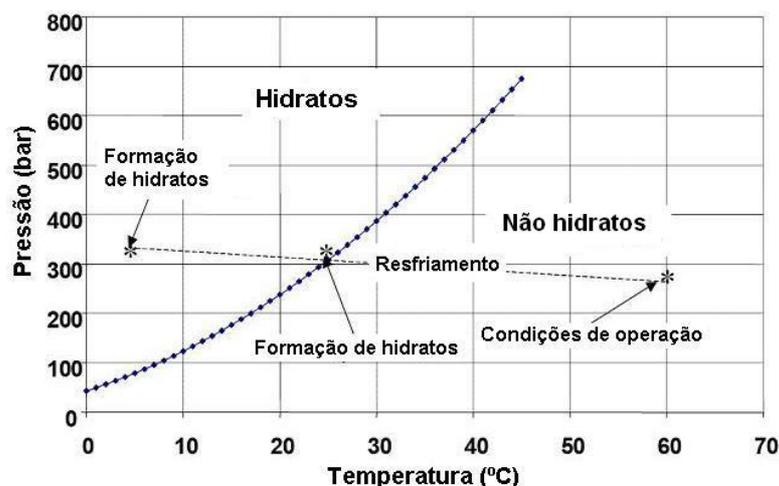


Figura 1.2 – Diagrama de fase e condições de formação de hidratos

Observa-se na Fig. 1.2 que a temperatura onde ocorre a formação do hidrato depende da pressão. Adicionalmente, quanto maior a pressão maior a temperatura

de formação de hidrato, o que torna o problema mais crítico, pois devido às altas profundidades e distâncias a percorrer, o óleo encontra-se pressurizado. Nestas instalações, o gás contendo hidrocarbonetos, juntamente com a água produzida, podem resfriar até a temperatura do mar e inevitavelmente as linhas operarão perto ou dentro do envelope de formação de hidratos (Forsdyke, 1997). O acúmulo de material depositado pode levar ao aumento da potência de bombeamento, redução da vazão ou até mesmo ao bloqueio total da linha com perda da produção e do equipamento de produção instalado, tal como se pode ver nas Fig. 1.3a, que ilustra o hidrato no interior da linha e na Fig. 1.3b, que ilustra o hidrato formado sendo retirado com um *pig*.

Visando manter a temperatura do hidrocarboneto acima da temperatura de formação de hidrato na pressão de operação, muitas vezes utiliza-se isolamento em excesso, o que causa um custo adicional enorme, devido às grandes extensões envolvidas. Para minimizar o problema, a despressurização da linha é utilizada, pois reduzindo a pressão, reduz-se também a temperatura de formação de hidrato.



(a) Hidrato no interior da linha



(b) *Pig* com hidratos

Figura 1.3 – Retirada de hidrato de tubulações

Além do problema de formação de hidratos, outro problema operacional crítico enfrentado na indústria do petróleo é a deposição de parafinas no interior dos dutos de produção e transporte (Azevedo e Teixeira, 2003; Todi e Deo, 2006). A solubilidade da parafina no petróleo é uma função decrescente da temperatura. Enquanto o petróleo flui, ele perde calor para a água circundante. Se certa temperatura crítica for alcançada, a parafina pode se precipitar da solução e se depositar ao longo das paredes internas do duto, como mostrado na Fig. 1.4. Os depósitos podem ser formados por asfaltenos e resinas, embora a fração maior seja

de hidrocarbonetos parafínicos. Com a deposição da parafina, ocorre um aumento da perda de carga, sendo necessário um aumento na potência de bombeamento. No limite, o depósito pode até bloquear o escoamento da produção do petróleo.



Figura 1.4 – Parafina no interior do duto

A diminuição da temperatura também leva a um aumento da viscosidade, podendo elevar a potência necessária para bombear o fluido a níveis proibitivos (ABB, 2005).

Outro problema que pode surgir com o resfriamento do óleo, é que a pressão no interior do duto também diminui, podendo ocorrer a abertura de coluna.

Quando ocorre uma interrupção no bombeamento de produtos, a vazão vai a zero e, portanto, o processo de transferência de calor no interior da tubulação passa a ser governado pela convecção natural. Para uma análise detalhada do resfriamento de linhas submarinas, deve-se considerar a transição da convecção forçada para natural. Esta análise depende diretamente das taxas de transferência de calor entre o fluido e a parede, as quais dependem do regime de escoamento, seja laminar ou turbulento.

De acordo com Barrera et al (2006), a energia armazenada na tubulação e nas camadas de isolamento pode afetar significativamente a taxa de resfriamento.

De um modo geral, as tubulações utilizadas para o transporte do petróleo e seus derivados são tubulações muito longas. A maioria dos *softwares* comerciais disponível utiliza formulações unidimensionais, que necessitam do coeficiente de transferência de calor, entre o fluido e a parede da tubulação, durante o transiente. Uma vez que estes dados não se encontram disponíveis, modelos aproximados de escoamento hidrodinamicamente e termicamente desenvolvido são utilizados para avaliar as taxas de transferência de calor.

De acordo com o exposto fica claro que uma análise do desempenho térmico de dutos submarinos de petróleo é fundamental para a garantia do escoamento, sendo crítica a determinação do tempo de resfriamento do fluido, seja este líquido ou gasoso, quando o escoamento é interrompido.

## 1.1

### Objetivo

O presente trabalho possui como objetivo realizar uma análise numérica do resfriamento de uma linha submarina, após a interrupção do bombeio. Pretende-se determinar o tempo de resfriamento até atingir uma determinada temperatura crítica. Para avaliar o fenômeno, determina-se o fluxo de calor durante o resfriamento e a influência da energia armazenada nas camadas que formam a tubulação. Inicialmente, analisa-se o processo transiente de transferência de calor por convecção natural, utilizando uma formulação bi-dimensional. Posteriormente, o fenômeno da convecção forçada acoplada com a convecção natural é analisado. Para o caso da convecção mista é necessária a utilização de um modelo tri-dimensional.

A partir da análise realizada, pretende-se fornecer subsídios para o coeficiente de transferência de calor interno a ser utilizado em simulações unidimensionais em longas tubulações. Os resultados obtidos com as simulações são comparados com os resultados obtidos com um modelo 1-D.

## 1.2

### Organização do Trabalho

O presente trabalho está organizado em sete capítulos, sendo o primeiro, Introdução, incluindo a motivação para o presente trabalho assim como o objetivo. A revisão bibliográfica é apresentada no Capítulo 2.

No terceiro Capítulo é apresentado o modelamento matemático. São apresentadas as geometrias utilizadas, as equações governantes, as hipóteses simplificadoras e as condições de contorno e iniciais.

Situações típicas de resfriamento são investigadas nos Capítulos 4 e 5. Estudos são realizados em uma linha submarina logo após o bloqueio do escoamento, utilizando os modelos especificados no Capítulo 3. Os estudos dos modelos 2-D e 3-D no regime transiente são importantes, pois permitem estimar o

tempo de resfriamento do óleo e determinar o tempo requerido para que o fluido na linha atinja uma temperatura crítica. Ao chegar a essa temperatura crítica, pode ocorrer a formação de hidratos ou deposição de parafinas no interior do duto.

A influência da capacidade térmica do duto com sua espessura de aço e uma camada de isolamento é avaliada na perda de calor e no tempo de resfriamento.

Duas situações foram investigadas no estudo. A primeira corresponde à análise de um escoamento de dois tipos de líquidos(óleos) no duto, um óleo leve e outro pesado, enquanto a segunda à um escoamento de gás. Em ambos os casos, foram considerados um duto horizontal de espessura constante.

Os resultados utilizando óleo, para o caso bi-dimensional são apresentados na Capítulo 4 enquanto que o Capítulo 5 se refere ao escoamento de gás. O Capítulo 6 apresenta os resultados para o resfriamento de gás pressurizado, utilizando um modelo tri-dimensional.

No Capítulo 7 são apresentadas as conclusões do trabalho juntamente com as recomendações e comentários finais.

## 2 Revisão Bibliográfica

A seguir é apresentada uma revisão bibliográfica associada aos mecanismos para evitar o resfriamento da linha. Como mencionado, após a interrupção do bombeio, o processo de transferência de calor por convecção natural torna-se dominante e uma revisão da literatura neste tema também é apresentada.

### 2.1 Isolamento de Dutos Submarinos de Petróleo

A formação de fases sólidas nos dutos de transporte de hidrocarbonetos é geralmente associada ao resfriamento ou a queda da temperatura do fluido a valores menores de certos valores críticos. Tipicamente, são necessárias de oito a doze horas para o nível de temperatura atingir a temperatura de formação de hidratos, numa condição onde não há escoamento (Dwight J. et al, 2004).

O risco de formação de sólidos poderia ser controlado mantendo a temperatura do produto acima da temperatura crítica. Uma estratégia utilizada para isto é o isolamento térmico dos equipamentos submarinos que permita a operação em regime permanente fora da região crítica de formação de hidratos ou deposição de parafina, e que permita também períodos de resfriamento (*cool-down*) suficientemente longos durante a parada do sistema (*shut down*). Um desafio para os sistemas em águas profundas é a alta pressão ambiental. A pressão hidrostática a 650 m de profundidade é significativa (aproximadamente 60 atm.) e pode reduzir a espessura e portanto a efetividade do material isolante devido à compressão. A seguir, alguns tipos de isolamento de dutos submarinos para resolver este problema são apresentados.

Sistema *Pipe-in-Pipe* é uma alternativa para superar o problema associado às altas pressões hidrostáticas e consta de dois tubos concêntricos (Fig. 2.1). Nuttall e Rogers (1998) analisaram o sistema de isolamento *Pipe-in-Pipe* para o escoamento de hidrocarbonetos. O projeto do sistema *Pipe-in-Pipe* também foi analisado por Hausner e Dixon (2002). O tubo interior tem a função de transportar

fluidos e portanto é projetado para certa pressão interna, o duto é isolado colocando material isolante no anulo entre os dois tubos. O duto portador (*carrier*) protege o material isolante da pressão hidrostática externa e de danos mecânicos.



Figura 2.1 - Arranjo Pipe-in-Pipe

Uma variante do sistema *Pipe-in-Pipe* é o *Pipe-in-Pipe* aquecido (HPIP, *Heated Pipe-in-Pipe*). O aquecimento é utilizado quando o material isolante por si mesmo não pode evitar a formação de parafinas ou hidratos. O princípio de funcionamento consiste em passar uma corrente através do duto. A parede do duto representa uma impedância e quando uma corrente passa por uma resistência, calor é gerado. O aquecimento é utilizado normalmente em uma situação de *shut down* para prolongar o resfriamento, mantendo a temperatura da linha. Este arranjo (Fig. 2.2) também pode contar com um sistema de fibra óptica que fornece dados da temperatura em tempo real da linha que permitam ao operador controlar a potencia elétrica requerida para manter a temperatura da linha.

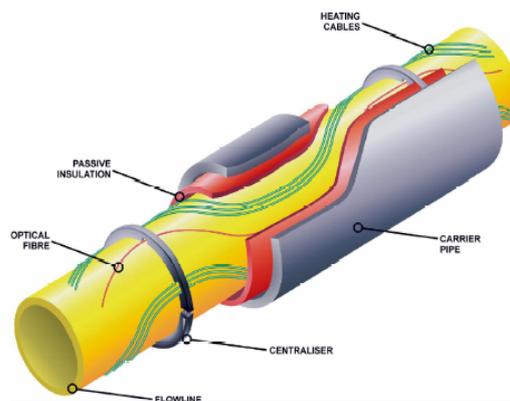
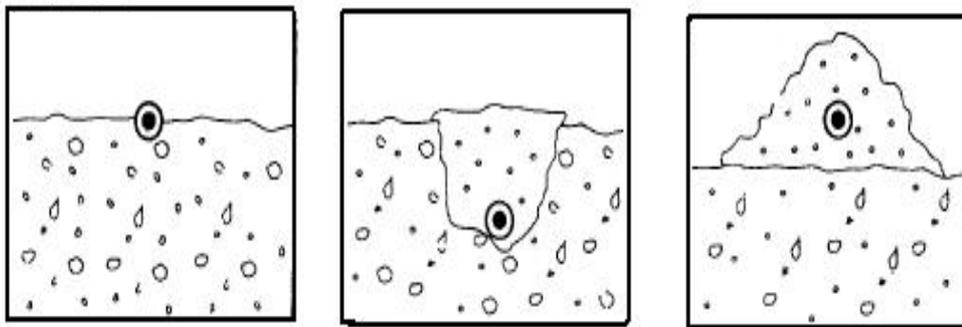


Figura 2.2 - Arranjo Pipe-in-Pipe aquecido eletricamente

A utilização de dutos enterrados é outra solução. Recentes pesquisas têm demonstrado que além dos benefícios de proteção mecânica, como a terra no leito marinho tem baixa condutividade, ocorre uma melhora no desempenho térmico da linha, já que diminui o valor do coeficiente global de troca térmica e adiciona uma massa térmica ao sistema, aumentando assim a retenção de calor. Esta configuração associada a um bom revestimento poderia prover suficiente isolamento térmico e eliminar a necessidade de um sistema *Pipe-in-Pipe*. Esta tecnologia tem sido comprovada no Golfo de México e está sendo utilizada no campo Angus a 623 m de profundidade. As possíveis disposições são mostradas na Fig. 2.3.



(a) meio enterrado (b) enterrado com enchimento (c) recoberto externo

Figura 2.3 - Possíveis configurações de dutos submarinos enterrados

No caso de Sistema *Bundle* utiliza-se um fluido aquecido circulando no espaço anular do *bundle* para manter os tubos operando a temperaturas acima da temperatura de risco. O fluido de aquecimento normalmente flui pelo anular e retorna por uma linha dedicada especialmente para o retorno do fluido quente. Não obstante, a direção do fluxo pode ser revertida durante o escoamento do sistema para melhorar os tempos de pré-aquecimento dos tubos. Um exemplo da configuração *Bundle* é mostrado na Fig. 2.4. Chin et al (2000) estudou a eficiência térmica de um duto com isolamento múltiplo em um sistema tipo *Bundle*.

Uma revisão da literatura mostrou que somente existem alguns artigos tratando do assunto. Brown et al (1996) desenvolveram um modelo computacional, acoplado com o simulador multifásico *OLGA* (Scanpower, 2000), para descrever a troca de calor transiente em arranjos de dutos (*bundles*). As camadas de isolamento e as paredes da tubulação foram consideradas através do

uso de resistências térmicas equivalentes, desprezando os efeitos da capacidade térmica da tubulação.

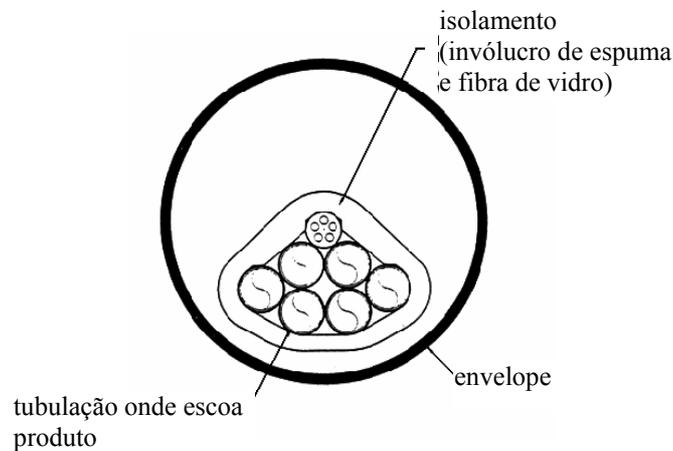


Figura 2.4 - Configuração *Bundle*

Estudos para encontrar coeficientes de transferência de calor globais aproximados para que a temperatura da mistura óleo-gás não chegasse à temperatura de formação de hidrato foram feitos por Rubel e Broussard, (1994), que estudaram também o isolamento adequado para reduzir a quantidade de inibidores químicos necessários para manter a temperatura do fluido acima da temperatura de formação do hidrato.

Zabaras e Zhang (1998) apresentaram um modelo baseado no método de elementos finitos para analisar diferentes configurações do tipo *pipe-in-pipe* e *bundle*. Danielsen e Brown (1999) desenvolveram dois modelos para prescrever o comportamento das linhas com configuração tipo *bundle*. O primeiro modelo foi desenvolvido como uma aproximação do modelo de elementos finitos citado anteriormente. O segundo modelo é uma aproximação analítica, e segundo seus autores, extremamente rápida e fácil de se ajustar.

De acordo com Hight, (2000), as condições nas linhas de escoamento do gás não são afetadas fortemente pelo isolamento. Devido à baixa capacidade térmica dos gases, o índice de calor do fluido que passa pela linha é baixo e a temperatura do fluido é afetada principalmente pelo resfriamento devido à expansão quando a pressão é reduzida. Conseqüentemente, a consideração principal é minimizar perdas de pressão devido ao atrito. Valores de temperatura abaixo da ambiente podem ser evitadas fazendo linhas de escoamento sob medida com capacidade

suficiente para evitar perdas excessivas de pressão. Entretanto, este ponto deve ser questionado para linhas de gás pressurizadas, pois os gases comprimidos apresentam uma difusividade térmica similar à dos líquidos e completamente diferente à dos gases na pressão atmosférica.

Campo (2002) desenvolveu um modelo iterativo simples para determinar a espessura de isolamento em tubulações perdendo calor para o ambiente, considerando tanto convecção natural quanto forçada.

Taxy e Lebreton (2004) utilizaram o código comercial *Fluent* para avaliar o desempenho do isolamento de *risers* do tipo *PIP* e para extrapolar os resultados dos testes de laboratório para *risers* com dimensões reais. De acordo com os autores, a convecção natural dentro do espaço do isolamento induziu altas taxas de transferência de calor.

Janoff et al (2004) analisaram o tempo de resfriamento em linhas submarinas e discutiram sobre o projeto do isolamento das tubulações. Jackson et al. (2005) analisou o projeto de isolamento térmico para sistemas submarinos, destacando a influência da adição de água nas camadas de isolamento, assim como sua compressão após 20 anos de operação, o que afeta suas propriedades.

Osiadacz e Chaczykowski, (2001), estudaram um modelo unidimensional para escoamentos em gasodutos para os casos isotérmicos e não isotérmicos. No caso não isotérmico, a temperatura do gás é função da distância e é calculada utilizando um modelo matemático que inclui a equação de energia. Diferentes modelos foram utilizados e comparados. Os autores concluíram que o resfriamento do gás melhora a eficiência de todo o processo de compressão e que existe uma diferença significativa no perfil de pressão ao longo do duto entre o processo isotérmico e não isotérmico. Essa diferença aumenta, quando a quantidade de gás aumenta.

O comportamento térmico no reinício de uma operação em águas profundas foi analisado por Golczynski et al. (2004). O tempo para aquecer o fluido para temperaturas acima da temperatura de formação de hidratos em longas tubulações, em cenários isolados, pode ser significativamente elevado.

Utilizando um modelo unidimensional na direção radial, as perdas de calor através de um duto submarino foram determinadas resolvendo as equações de condução de calor em regime transiente após a parada do bombeamento do fluido por Barrera et al. (2005).

Barrera et al. (2006a e 2006b) analisaram a influência da capacidade térmica da parede da tubulação no comportamento transiente de linhas submarinas altamente isoladas, para líquidos e gases, respectivamente. Diferentes parâmetros foram utilizados para representar isolamentos térmicos antigos e atuais. O interesse principal do trabalho é ressaltar a importância da energia armazenada nas camadas do duto. As soluções obtidas com os modelos desenvolvidos nesse trabalho, foram comparadas com os softwares comerciais *OLGA* (Scanpower, 2000), e *Pipeline Studio* (*TLNET* e *TGNET*).

## 2.2 Convecção

A transmissão de calor em dutos, normalmente inclui somente dois mecanismos de transferência de calor: Condução e Convecção.

Para dutos isolados, a condução refere-se ao fluxo de calor entre o produto quente e a região de mais baixa temperatura, ou seja, a água do mar circundando o duto, incluindo o revestimento, o material isolante, o duto portador e a terra (se o duto estiver enterrado). A condução está relacionada à transferência de calor no material isolante e através da parede do duto. A convecção está relacionada ao calor transferido pelo fluido à parede interior do duto, e/ou pelo movimento da corrente de água ao redor do duto portador. Na maioria dos casos, as perdas por radiação em dutos submarinos são desprezíveis comparadas com as perdas por condução e convecção.

Durante o bombeamento do produto a convecção forçada domina. Porém, com a interrupção do bombeamento, a convecção natural passa a dominar.

Mesmo sabendo da ocorrência dos transientes hidrodinâmicos e térmicos na tubulação, a hipótese de transferência de calor em regime permanente é uma boa hipótese a ser utilizada, na etapa de projeto da tubulação, em grande parte dos casos práticos de escoamento. Mas não são todos os problemas de escoamento e resfriamento que podem ser aproximados e resolvidos em regime permanente. Existem vários casos em que a transferência de calor deve ser tratada como transientes, por exemplo: parada de uma linha de produção, processos que envolvem rápidas expansões de gás, descargas de grandes golfadas passando por um *riser* e outros.

Diversos estudos podem ser encontrados na literatura analisando o fenômeno da convecção em geometria cilíndrica. Morcos e Bergles, (1975) apresentaram uma análise experimental considerando a combinação da convecção forçada e livre. Estudos de convecção mista (forçada e natural) na entrada de tubulações horizontais foram desenvolvidos por Hishida et al (1982). Shome e Jensen (1995) realizaram uma análise numérica da convecção mista e do fluxo de calor para escoamentos laminares em dutos circulares horizontais com viscosidade variável. Modelos de convecção natural, em regime permanente com diferentes condições de contorno, em geometria anular vertical e horizontal, têm sido vastamente analisados (Vasseur et al, 1983; Lin e Nansteel, 1987; Ho et al, 1990; Hosseini et al, 2004). Billir e Ate (2003) analisaram a transferência de calor conjugada em dutos com paredes espessas. Convecção mista também tem sido largamente analisada em geometrias cilíndricas, onde podemos citar Nieckele e Patankar, (1983), Ciampi et al, (1987); Kuan-Tzong e Wei-Mon (1996) e Habid e Negm, (2001), entre outros.

Yousef e Tarsuk, (1982) estudaram os efeitos da convecção natural na convecção forçada em um tubo horizontal isotérmico, e correlacionaram a troca de calor na região de entrada do tubo horizontal de acordo com a influência da convecção natural. A região de entrada do tubo foi dividida em 3 regiões; região 1 perto da entrada onde a convecção natural é importante; região 2, um pouco mais distante da entrada onde a influência da convecção natural diminui e a convecção forçada torna-se dominante e região 3, longe da região de entrada do tubo, onde o Nusselt médio torna-se constante.

O estudo de convecção natural em geometria cilíndrica tem se concentrado na convecção externa, (Yamamoto e Shin, 2004).

Poucos são os trabalhos que analisam a transferência de calor por convecção no regime transiente. Takeuchi, e Cheng (1976) analisaram a convecção natural transiente, em cilindros horizontais com a temperatura diminuindo a taxa constante. Mahfouz (2003) apresentou uma análise da convecção natural externa transiente em tubulações horizontais. Su e Prasad (2003), desenvolveram uma metodologia experimental para avaliar o coeficiente de transferência de calor em trocadores de calor concêntricos em regime transiente.

### 3 Modelagem Matemática

A Fig. 3.1 ilustra uma situação típica de produção e transporte de óleo e gás em ambiente marítimo, a qual possui uma seção de duto que tem como objetivo transportar o fluido produzido da cabeça do poço à plataforma. O presente trabalho consiste na análise do resfriamento do fluido após a parada do escoamento na linha.

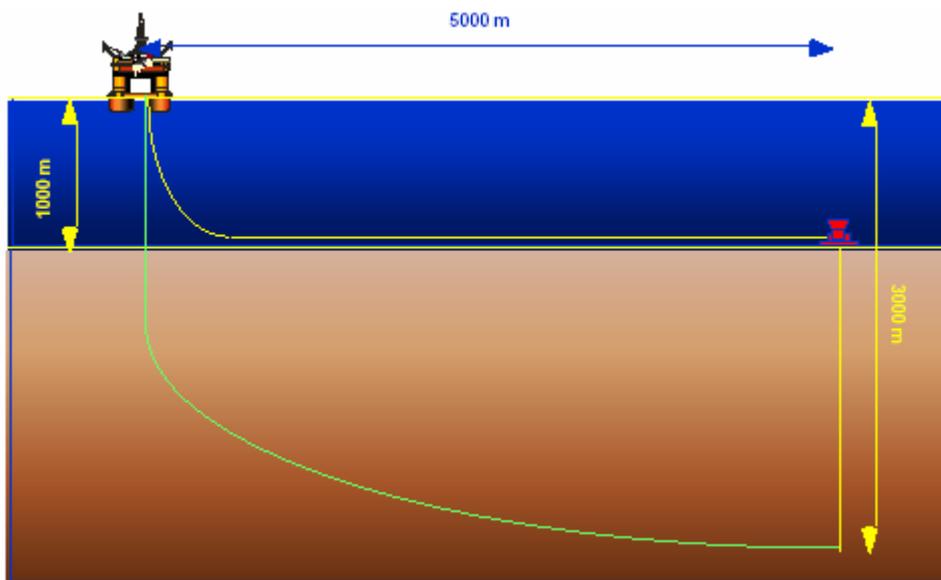


Figura 3.1 – Esquema típico de produção

Para analisar o resfriamento correspondente a uma situação como ilustrada na Fig. 3.1, considerou-se um duto horizontal sendo alimentado por um tanque, com uma válvula na entrada, descarregando para um ambiente com pressão conhecida, como ilustrado na Fig. 3.2.

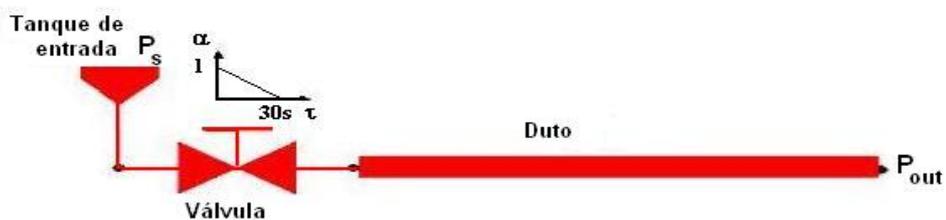


Figura 3.2 – Esquema utilizado na modelagem

O problema de interesse se inicia, quando a válvula é fechada levando o escoamento que se encontrava escoando em regime permanente ao repouso. De um modo geral, as tubulações são muito longas e modelagens unidimensionais são utilizadas, considerando as propriedades uniformes nas seções transversais. Nestes casos, correlações para os coeficientes de transferência de calor entre o fluido e a parede da tubulação devem ser fornecidas. Uma vez que o escoamento axial é levado ao repouso, o processo de convecção natural começa a dominar, com um movimento do fluido na seção transversal. O presente trabalho consiste na análise deste escoamento, visando fornecer subsídios para as formulações unidimensionais.

Inicialmente, considerou-se que ao fechar a válvula, o escoamento axial rapidamente é levado ao repouso, permitindo desprezar o escoamento axial, e avaliar a convecção natural utilizando uma modelagem bi-dimensional. Com o objetivo de avaliar a influência das variações na direção axial, esta simplificação é eliminada, com a investigação de uma situação tri-dimensional. Considerou-se então a convecção mista no interior do duto, ou seja, a convecção forçada também foi levada em consideração e analisada.

Considerou-se uma tubulação típica com uma camada de aço para dar estrutura, a qual possui raio interno  $R_{in}$  e espessura  $e_{aco}$ . A tubulação é revestida com uma camada de isolante, a qual possui espessura  $e_{iso}$ . A tubulação encontra-se no fundo do mar, trocando calor com o ambiente marinho, que se encontra a  $T_{\infty}$ , com coeficiente de transferência de calor externo  $h_{\infty}$ . A camada de isolante é usualmente projetada para atender as condições de escoamento em regime permanente, mantendo o fluido acima de alguma temperatura crítica. A seção transversal do duto encontra-se ilustrada na Fig. 3.3. Devido à simetria em relação ao eixo vertical, somente metade do duto é considerado.

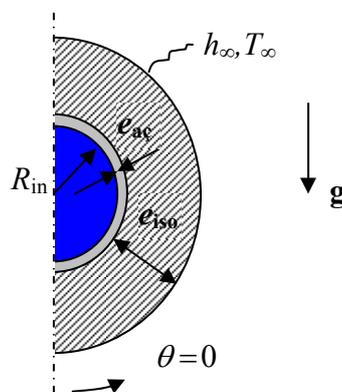


Figura 3.3 – Seção transversal da tubulação.

Para determinar o campo de velocidade, pressão e temperatura do fluido é necessário resolver as equações de conservação de massa, quantidade de movimento linear e energia. A determinação destas variáveis depende do campo de temperatura nas camadas de sólido, as quais são obtidas pela solução da equação da energia, que se reduz para a equação de condução de calor. Para resolver estas equações as seguintes hipóteses foram consideradas:

- Fluido Newtoniano
- Dependência da massa específica do fluido  $\rho$  com a temperatura  $T$
- Propriedades constantes para o fluido com exceção de  $\rho$ : viscosidade absoluta  $\mu$ , condutividade térmica  $k$ , calor específico à pressão constante  $cp$  e coeficiente de expansão térmica  $\beta$
- Propriedades constantes para cada camada de sólido: condutividade térmica  $k_i$ , massa específica  $\rho_i$ , e calor específico à pressão constante  $cp_i$
- Gravidade na direção vertical,  $\mathbf{g} = -g \mathbf{j}$
- Geração de calor nula
- Dissipação viscosa desprezível
- Simetria em relação ao eixo vertical
- Radiação desprezada pois as temperaturas não são elevadas
- Coeficiente externo de transferência de calor uniforme,  $h_\infty$

Para avaliar a dependência da massa específica com a temperatura utilizaram-se dois modelos. Para os casos bidimensionais utilizou-se a aproximação de Boussinesq (Kays e Crawford, 1980), a qual é uma aproximação conveniente para analisar a convecção natural. Neste caso a densidade do fluido é função da temperatura, porém sua variação só é relevante no termo de empuxo. O modelo consiste em tratar a densidade como um valor constante em todos os termos e em todas as equações utilizadas para resolver o problema, exceto para o termo de força de corpo (empuxo) na equação de conservação de quantidade de movimento linear, onde a densidade varia linearmente com a temperatura,

$$\rho \stackrel{p}{g} \approx \rho_{ref} [1 - \beta (T - T_{ref})] \stackrel{p}{g} \quad (3.1)$$

onde  $\rho_{ref}$  é a densidade de referência,  $T_{ref}$  é a temperatura de referência, e  $\beta$  é o coeficiente de expansão térmica. A Eq. (3.1) é obtida a partir da definição do

coeficiente de expansão térmica

$$\beta = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T} \approx -\frac{1}{\rho_{ref}} \frac{\rho - \rho_{ref}}{T - T_{ref}} \quad (3.2)$$

A aproximação só é válida quando as variações de densidade são pequenas, especificamente, a aproximação de Boussinesq é válida quando  $\beta(T - T_{ref}) \ll 1$ .

O modelo tri-dimensional somente foi analisado para o caso do gás. Neste caso, a massa específica foi determinada pela equação de gás ideal

$$\rho = \frac{p}{R T} \quad ; \quad R = \frac{\mathfrak{R}}{W} \quad (3.3)$$

onde  $R$  é a constante do gás,  $\mathfrak{R} = 8314,47 \text{ J/(kmol K)}$  a constante universal de gases,  $W$  o peso molecular do gás,  $p$  é a pressão e  $T$  é a temperatura.

No caso bi-dimensional, considerou-se o escoamento como laminar, porém, para o caso tridimensional, devido às altas velocidades do escoamento inicial, antes do fechamento da válvula, foi necessário considerar escoamento turbulento. Neste caso, consideraram-se as equações de conservação de acordo com a média de Reynolds, sendo todas as variáveis consideradas como médias temporais.

A seguir as equações são apresentadas em detalhes para os casos bi-dimensional e tri-dimensional.

### 3.1

#### Modelo Bi-dimensional

Neste caso, considerou-se que assim que a válvula foi fechada, rapidamente a velocidade axial foi à zero. Adicionalmente, desprezaram-se o fluxo difusivos axiais de todas as grandezas em todas as equações, i.e.,  $\partial^2/\partial z^2 \ll \partial^2/\partial r^2$  pois  $L \gg D$ .

Como mencionado para o caso bi-dimensional, além das hipóteses listadas, considerou-se ainda regime laminar e dependência linear da massa específica com a temperatura somente no termo de empuxo, de acordo com a hipótese de Boussinesq.

A equação de conservação de massa bi-dimensional, incompressível, em coordenadas cilíndricas é

$$\frac{\partial r u_r}{r \partial r} + \frac{\partial u_\theta}{r \partial \theta} = 0 \quad (3.4)$$

onde  $u_r$  e  $u_\theta$  são os componentes da velocidade nas direções  $r$  e  $\theta$ , respectivamente.

Já os componentes da equação de quantidade de movimento linear nas direções radial e angular tomam a seguinte forma:

direção  $r$ :

$$\begin{aligned} \rho_{ref} \left[ \frac{\partial u_r}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} + u_\theta \frac{\partial u_r}{r \partial \theta} - \frac{u_\theta^2}{r} \right] &= - \frac{\partial p}{\partial r} - \\ &- \rho_{ref} [1 - \beta(T - T_{ref})] g \sin \theta + \\ &+ \mu \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial u_r}{\partial r} \right) - \frac{u_r}{r^2} + \frac{\partial^2 u_r}{r^2 \partial \theta^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} \right] \end{aligned} \quad (3.5)$$

direção  $\theta$ :

$$\begin{aligned} \rho_{ref} \left[ \frac{\partial u_\theta}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_\theta}{\partial r} + u_\theta \frac{\partial u_\theta}{r \partial \theta} + \frac{u_r u_\theta}{r} \right] &= \\ &= - \rho_{ref} [(1 - \beta(T - T_{ref}))] g \cos \theta - \frac{\partial p}{r \partial \theta} + \\ &+ \mu \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial u_\theta}{\partial r} \right) - \frac{u_\theta}{r^2} + \frac{\partial^2 u_\theta}{r^2 \partial \theta^2} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} \right] \end{aligned} \quad (3.6)$$

Finalmente a equação da energia para a região do fluido pode ser reescrita como:

$$\begin{aligned} \rho_{ref} c_p \left[ \frac{\partial T}{\partial t} + u_r \frac{\partial T}{\partial r} + u_\theta \frac{\partial T}{r \partial \theta} \right] &= \\ &= k \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T}{r^2 \partial \theta^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right] \end{aligned} \quad (3.7)$$

Nas regiões do aço e do isolante, como não existe escoamento, a velocidade é nula. A equação de energia fica da seguinte forma:

$$\rho_i c p_i \frac{\partial T}{\partial t} = k_i \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T}{r^2 \partial \theta^2} \right] \quad (3.8)$$

onde os índices  $i$  referem-se às regiões do isolante e do aço, respectivamente.

### 3.2

#### Modelo Tri-dimensional

Para o modelo tridimensional, o fluido de trabalho foi um gás considerado como seguindo a lei dos gases ideais. Adicionalmente considerou-se o regime de escoamento como turbulento.

Os escoamentos turbulentos são caracterizados por campos de velocidade flutuantes, i.e., a velocidade pode ser decomposta em uma velocidade média no tempo  $\bar{u}$  e numa flutuação  $u'$ , de acordo com.

$$u = \bar{u} + u' \quad (3.9)$$

Estas flutuações misturam quantidades transportadas tais como a quantidade de movimento e energia, e fazem com que as quantidades transportadas também flutuem. Pelo fato dessas flutuações serem de escala pequena e alta frequência, é muito caro computacionalmente simulá-las diretamente em cálculos práticos de engenharia. De um modo geral, as velocidades médias no tempo são suficientes para analisar o escoamento. Dessa forma as equações governantes precisam ser manipuladas, através de médias temporais para remover as escalas pequenas resultando em um conjunto de equações modificadas que requer menos esforço computacional para ser resolvido. Entretanto, as equações modificadas contêm variáveis desconhecidas adicionais, e nos modelos de turbulência é necessário determinar estas variáveis em termos das quantidades conhecidas.

O modelo de turbulência selecionado foi o modelo  $\kappa$ - $\varepsilon$  (Launder e Spalding, 1974). Este é um modelo semi-empírico baseado nas equações de transporte para a energia cinética turbulenta  $\kappa$  e na taxa de dissipação  $\varepsilon$ , as quais são obtidas a partir de manipulações nas equações de conservação de quantidade de movimento linear.

A equação de conservação de massa ou equação de continuidade para fluidos compressíveis pode ser escrita da seguinte forma:

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho} \underline{u}) = 0 \tag{3.10}$$

onde  $\underline{u}$  é o vetor velocidade média no tempo,  $\bar{\rho}$  é a massa específica média e foi considerado independência entre as flutuações da massa específica e velocidade.

A equação de conservação de quantidade de movimento linear é

$$\bar{\rho} \frac{D \underline{u}}{D t} = \bar{\rho} \underline{g} - \nabla \bar{P} + \nabla \cdot \left[ (\mu + \mu_t) \left[ \nabla \underline{u} + (\nabla \underline{u})^T \right] \right] \tag{3.11}$$

onde  $\bar{\rho} \underline{g}$  é a força de gravitacional,  $\bar{P}$  é a pressão modificada, de acordo com

$$\bar{P} = \bar{p} + \frac{1}{3} (\mu + \mu_t) \nabla \cdot \underline{u} - \frac{2}{3} \bar{\rho} \kappa \tag{3.12}$$

sendo  $\mu$  a viscosidade absoluta do fluido,  $\mu_t$  é a viscosidade turbulenta e  $\kappa$  a energia cinética turbulenta. De acordo com o modelo de turbulência  $\kappa$ - $\varepsilon$ , a viscosidade turbulenta é definida como

$$\mu_t = \frac{c_\mu \bar{\rho} \kappa^2}{\varepsilon} \tag{3.13}$$

onde  $\varepsilon$  é a taxa de dissipação da energia cinética turbulenta e  $c_\mu = 0,09$  é uma constante empírica ((Launder e Spalding, 1974).

O termo  $D/Dt$  é a derivada material definida como

$$\frac{D}{D t} = \frac{\partial}{\partial t} + \underline{u} \cdot \nabla \tag{3.14}$$

A equação de conservação de energia pode ser escrita como

$$\bar{\rho} \frac{D \bar{T}}{D t} = \nabla \cdot \left[ \left( \frac{k}{c_p} + \frac{\mu_t}{Pr_t} \right) \nabla \bar{T} \right] + \frac{D \bar{P}}{D t} \tag{3.15}$$

onde  $c_p$  é o calor específico à pressão constante,  $\bar{T}$  a temperatura,  $k$  é a condutividade térmica,  $Pr_t$  o número de Prandtl turbulento, o qual é empírico. Neste caso, considerou-se que como o fluido é um gás ideal, o coeficiente de

expansão térmica  $\beta$  é igual a  $1/T$ .

As equações de conservação do modelo de turbulência para  $\kappa$  e  $\varepsilon$  são

$$\bar{\rho} \frac{D \kappa}{D t} = \frac{\rho}{\nabla} \cdot \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\kappa} \right) \frac{\rho}{\nabla} \kappa \right] + P_\kappa - \bar{\rho} \varepsilon + G_b \quad (3.16)$$

$$\bar{\rho} \frac{D \varepsilon}{D t} = \frac{\rho}{\nabla} \cdot \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\rho}{\nabla} \varepsilon \right] + \frac{\varepsilon}{\kappa} (c_1 P_\kappa - c_2 \bar{\rho} \varepsilon + c_3 G_b) \quad (3.17)$$

onde  $\sigma_\kappa$  e  $\sigma_\varepsilon$  são os números de Prandtl de energia cinética turbulenta e taxa de dissipação,  $P_\kappa$  é a produção da energia cinética turbulenta e  $G_b$  é o termo associado ao empuxo

$$P_\kappa = (\mu + \mu_t) \left[ \frac{\rho \rho}{\nabla u} + \left( \frac{\rho \rho}{\nabla u} \right)^T \right] \otimes \frac{\rho \rho}{\nabla u} \quad (3.18)$$

$$G_b = \frac{\mu_t g}{Pr_t} \nabla \bar{\rho} \quad (3.19)$$

As constantes empíricas do modelo são apresentadas a seguir.

$$Pr_t = 0,9 ; \sigma_\kappa = 1,0 ; \sigma_\varepsilon = 1,3 ; c_\mu = 0,09 ; c_1 = c_3 = 1,44 ; c_2 = 1,92 .$$

Na região dos sólidos, a velocidade é nula, logo é suficiente resolver somente a equação da energia, sendo que neste caso a derivada material se reduz a  $D/Dt = \partial/\partial t$  e a equação da energia se reduz a

$$\rho_i c_{p_i} \frac{\partial T}{\partial t} = k_i \nabla^2 T \quad (3.20)$$

### 3.3

#### Condições de Contorno

Para resolver as equações apresentadas, considera-se a condição de não deslizamento nas paredes. No caso tri-dimensional turbulento, utilizou-se a lei da parede padrão (Patankar e Spalding, 1974) nas regiões das paredes.

No eixo de simetria, tem-se:

$$u_\theta = 0 ; \partial/\partial\theta = 0 \quad \theta = (0, \pi) \quad (3.21)$$

Com relação à temperatura, tem-se que a tubulação perde calor para o ambiente externo marinho, que se encontra a  $T_\infty = 5 \text{ }^\circ\text{C}$ , com coeficiente de transferência de calor externo  $h_\infty$ . Adicionalmente, supondo continuidade dos fluxos entre cada material, tem-se

$$\bullet \quad r = R_{iso} \quad \text{para} \quad \forall \theta \quad \Rightarrow \quad -k_{iso} \frac{\partial T}{\partial r} = h_\infty (T - T_\infty) \quad (3.22)$$

$$\bullet \quad r = R_{aco} \quad \text{para} \quad \forall \theta \quad \Rightarrow \quad -k_{aco} \frac{\partial T}{\partial r} = -k_{iso} \frac{\partial T}{\partial r} \quad (3.23)$$

$$\bullet \quad r = R_{in} \quad \text{para} \quad \forall \theta \quad \Rightarrow \quad -k \frac{\partial T}{\partial r} = -k_{aco} \frac{\partial T}{\partial r} \quad (3.24)$$

onde os subscritos *iso* e *aco*, indicam isolante e aço.  $h_\infty$  foi calculado a partir da correlação específica para um duto deitado em um leito submarino (Knudsen and Kates, 1958):

$$\mathbf{Nu}_\infty = \frac{h_\infty D_e}{k_\infty} \quad ; \quad \mathbf{Nu}_\infty = 0,0266 \mathbf{Pr}_\infty^{1/3} \mathbf{Re}_\infty^{0,805} \quad (3.25)$$

onde o número de Reynolds e Prandtl do ambiente externo são:

$$\mathbf{Re}_\infty = \frac{\rho_\infty V_\infty D_e}{\mu_\infty} \quad (3.26)$$

$$\mathbf{Pr}_\infty = \frac{\mu_\infty c_{p,\infty}}{k_\infty} \quad (3.27)$$

sendo  $\rho_\infty$ ,  $\mu_\infty$  e  $k_\infty$ , a massa específica, a viscosidade absoluta e a condutividade térmica do meio externo, respectivamente.  $V_\infty$  é a velocidade da corrente externa e  $D_e = 2 (R_{in} + e_{aco} + e_{iso})$  é o diâmetro externo da tubulação.

Para o caso 3D é necessário considerar as condições de contorno na direção axial. Na entrada, em  $z=0$ , considerou-se que a válvula foi fechada, logo a vazão é nula, resultando em velocidade nula. Na saída,  $z=L$ , sendo  $L$  o comprimento do duto prescreveu-se uma pressão constante  $p_{out}$  como condição de contorno.

$$\bullet \quad z = 0 \quad \Rightarrow \quad u_{in} = 0 \quad (3.28)$$

$$\bullet \quad z = L \quad \Rightarrow \quad p = p_{out} \quad (3.29)$$

Em ambas as extremidades desprezou-se a variação axial da temperatura.

### 3.4

#### Condições Iniciais

O problema de interesse se inicia considerando que o fluido escoar em regime permanente na direção axial, sem nenhum movimento na seção transversal. A inicialização do problema foi especificada de forma um pouco diferente para cada caso.

##### 3.4.1

#### Caso 3D

Para inicializar o problema tri-dimensional, determinou-se numericamente o campo de velocidade, pressão e temperatura para o escoamento em regime permanente do fluido perdendo calor para o ambiente externo com temperatura  $T_{\infty}$  e coeficiente de transferência de calor  $h_{\infty}$ , considerando-se na entrada da tubulação uma vazão constante e igual a  $\dot{m}_{in}$  com temperatura  $T_{in}$ . O resultado dessa simulação numérica gerou o perfil de inicialização para simulação Tridimensional transiente.

##### 3.4.2

#### Caso 2D

O problema de interesse se inicia considerando que o fluido escoar em regime permanente na direção axial, sem nenhum movimento na seção transversal. Logo, como condição inicial considerou-se os componentes de velocidade na direção radial e angular como nulos. Como a velocidade axial não é resolvida, para a região do fluido especificou-se uma temperatura inicial  $T_{in}$  aproximada, uniforme, igual à temperatura de mistura  $T_{in} = T_m = 60^{\circ}\text{C}$ . Já para as camadas da parede, especificou-se o perfil de temperatura correspondente ao

regime permanente.

A solução da equação de condução de calor, assumindo simetria angular, no regime permanente é

$$T_{aco} = C_1 \ln(r) + C_2 \quad (3.30)$$

$$T_{iso} = C_3 \ln(r) + C_4 \quad (3.31)$$

As constantes  $C_1$  a  $C_4$  podem ser obtidas, considerando-se continuidade da temperatura na interface aço-isolante,  $T_{iso} = T_{aco}$  e aplicando-se as condições de contorno (3.22) e (3.23), juntamente com a seguinte equação para a interface entre o fluido e o aço

$$r = R_{in} \quad \Rightarrow \quad h_{in} (T_m - T_s) = -k_{aco} \frac{\partial T}{\partial r} \quad (3.32)$$

onde  $h_{in}$  é o coeficiente de transferência de calor interno correspondente a situação de escoamento em regime permanente, hidrodinamicamente e termicamente desenvolvido e  $T_s$  a temperatura da parede do duto. As constantes resultantes são

$$C_1 = \frac{T_\infty - T_{in}}{\frac{k_{aco}}{k_{iso}} \left( \frac{1}{Bi_{out}} + \ln \frac{R_{iso}}{R_{in}} \right) + \frac{1}{Bi_{in}} + \ln \frac{R_{aco}}{R_{in}} \left( 1 - \frac{k_{aco}}{k_{iso}} \right)} \quad (3.33)$$

$$C_2 = T_{in} - C_1 \left[ \ln(R_{in}) - \frac{1}{Bi_{in}} \right] ; \quad C_3 = \frac{k_{aco}}{k_{iso}} C_1 \quad (3.34)$$

$$C_4 = C_1 \left( 1 - \frac{k_{aco}}{k_{iso}} \right) \ln(R_{aco}) + C_2 \quad (3.35)$$

sendo que os números de Biot interno e externo são iguais a :

$$Bi_{in} = \frac{h_{in} R_{in}}{k_{aco}} ; \quad Bi_{out} = \frac{h_\infty R_{iso}}{k_{iso}} \quad (3.36)$$

O coeficiente de transferência de calor interno  $h_{in}$  para a situação inicial é calculado a partir do número de Nusselt  $Nu$

$$\mathbf{Nu}_{\text{inicial}} = \frac{h_{in} D}{k} \quad (3.37)$$

onde  $D = 2 R_{in}$  é o diâmetro interno da tubulação de aço. O número de Nusselt depende das condições do escoamento, isto é, do número de Reynolds  $\mathbf{Re}_{\text{inicial}}$  e do número de Prandtl  $\mathbf{Pr}$ ,

$$\mathbf{Re}_{\text{inicial}} = 4 \dot{m} / (\pi D \mu) \quad (3.38)$$

$$\mathbf{Pr} = \mu c_p / k \quad (3.39)$$

onde  $\dot{m}$  é a vazão em massa do escoamento inicial em regime permanente.

Para regime laminar ( $\mathbf{Re}_{\text{inicial}} < 2300$ ), o número de Nusselt foi especificado correspondente à condição de contorno de temperatura constante na parede (Incropera e DeWitt, 1998), como:

$$\mathbf{Nu}_{\text{inicial}} = 3,66 \quad (3.40)$$

Para casos de regime turbulento, a seguinte correlação de Sieder e Tate (Incropera e DeWitt, 1998), foi empregada:

$$\mathbf{Nu}_{\text{inicial}} = 0,027 \mathbf{Re}_{\text{inicial}}^{4/5} \mathbf{Pr}^{1/3} \left( \frac{\mu}{\mu_s} \right)^{0,14} \quad (3.41)$$

válida para  $0,7 \leq \mathbf{Pr} \leq 16.700$ ,  $\mathbf{Re}_{\text{inicial}} \geq 10.000$  e  $\frac{L}{D} \geq 10$ .

### 3.5

#### Parâmetros Adimensionais

Adimensionalizando as equações de conservação com

$$U = \frac{\rho_{ref} u_{\theta} D}{\mu} ; \quad V = \frac{\rho_{ref} u_r D}{\mu} ; \quad W = \frac{\rho_{ref} u_z D}{\mu} \quad (3.42)$$

$$P = \frac{p^*}{\rho_{ref} [\mu / (\rho_{ref} D)]^2} ; \quad (3.43)$$

$$\Phi = \frac{T - T_{\infty}}{T_{in} - T_{\infty}} \quad (3.44)$$

$$\eta = \frac{r}{D} \quad ; \quad Z = \frac{z}{L} \quad (3.45)$$

$$Fo = \frac{\alpha t}{D^2} \quad (3.46)$$

onde

$$p^* = p - \rho_{ref} g r \text{ sen } \theta \quad \text{e} \quad D = 2 R_{in} \quad (3.47)$$

observa-se que o problema é governado pelo número de Grashof **Gr** e pelo número de Reynolds inicial:

$$\mathbf{Gr} = \frac{\beta g (T_{in} - T_{\infty}) D^3}{(\mu / \rho_{ref})^2} \quad (3.48)$$

$$\mathbf{Re}_{inicial} = \frac{4 \dot{m}}{\pi D \mu} \quad (3.49)$$

pelas propriedades termofísicas:

$$\mathbf{Pr} = \frac{\mu cp}{k} \quad (3.50)$$

$$\frac{k_{iso}}{k} \quad ; \quad \frac{k_{aco}}{k} \quad ; \quad \frac{\alpha_{iso}}{\alpha} \quad ; \quad \frac{\alpha_{aco}}{\alpha} \quad (3.51)$$

pelas propriedades geométricas:

$$\frac{e_{iso}}{D} \quad ; \quad \frac{e_{aco}}{D} \quad ; \quad \frac{L}{D} \quad (3.52)$$

pelo número de Nusselt externo:

$$\mathbf{Nu}_{\infty} = \frac{h_{\infty} D_e}{k_{\infty}} \quad (3.53)$$

### 3.6

#### Coeficientes Convectivos de Transferência de Calor

O número de Nusselt interno na seção transversal foi determinado, durante o transiente, sendo definido de acordo com,

$$\mathbf{Nu} = \frac{h_{in} D}{k}, \tag{3.54}$$

onde  $h_{in}$  é o coeficiente convectivo de troca de calor interno

$$h_{in} = \frac{\bar{q}''}{(T_m - T_s)} \tag{3.55}$$

obtido a partir do fluxo de calor médio  $\bar{q}''$

$$\bar{q}'' = \frac{1}{A_s} \int_{A_s} q'' dA_s \tag{3.56}$$

que por sua vez, depende de  $A_s$  que é a área interna de troca de calor da parede do duto e do fluxo de calor local na parede do aço  $q''$ , o qual é determinado a partir do gradiente radial de temperatura do fluido na parede interna do duto.

$$q'' = -k \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right)_{in} \tag{3.57}$$

Na Eq. (3.55),  $T_s$  é a temperatura da parede interna do aço e  $T_m$  é a temperatura de mistura do fluido.

No caso 3D, a temperatura de mistura é calculada de acordo com

$$T_m = \frac{\int T u_z dA}{u_m A_T} \tag{3.58}$$

onde  $A_T$  é a área transversal,  $u_z$  é o componente axial da velocidade e  $u_m$  é a velocidade média do escoamento,

$$u_m = \frac{1}{A_T} \int u_z dA \tag{3.59}$$

Já para o caso 2D, como a velocidade axial é nula, a temperatura de mistura é calculada como a temperatura média na seção transversal.

$$T_m = \frac{\int T \, dA}{A_T} \quad (3.60)$$

### 3.7

#### Método Numérico

Para solução das equações de conservação apresentadas é necessário a utilização de um método numérico devido as não linearidades e acoplamento entre essas equações. Selecionou-se o software comercial FLUENT (Fluent, 2006), o qual é baseado no método de volumes finitos (Patankar, 1980).

Para avaliar os fluxos convectivos e difusivos nas faces dos volumes de controle, selecionou-se o esquema *Power-law*, com integração temporal totalmente implícita. O acoplamento velocidade pressão foi resolvido de forma segregada com o algoritmo SIMPLE, e o sistema algébrico foi resolvido com a técnica de *Multigrid* (van Doormal e Raithby, 1984).

## 4 Resfriamento de Óleo

Para analisar o tempo de resfriamento e o fluxo de calor através das paredes do duto, considerou-se que inicialmente há um fluido quente escoando no interior da tubulação, em regime permanente. Por algum motivo operacional o escoamento teve que ser interrompido, fechando a válvula na extremidade do duto. A partir desse instante o fluido perde calor para o ambiente marinho. Investigaram-se tempos de resfriamento, coeficiente de transferência de calor por convecção, fluxos de calor assim como parâmetros adimensionais necessários para um melhor entendimento do processo.

A presente análise consiste na simulação de um óleo, escoando no interior de um duto de aço, do tipo 12 in – Sch 80 – API 5L X56 com isolamento de lã de vidro. A Tabela 4.1 apresenta os dados geométricos utilizados, enquanto que as propriedades termofísicas da tubulação e isolamento encontram-se na Tabela 4.2.

Tabela 4.1 Parâmetros geométricos da parede do duto

<b>Dimensões</b>	<b>(mm)</b>
raio interno do duto de aço	152,4
espessura da parede de aço	12,7
espessura de isolamento	200

Tabela 4.2 Propriedades da parede do duto

<b>Propriedades</b>	<b>Aço</b>	<b>Lã vidro</b>
Densidade (kg/m <sup>3</sup> )	7850	52
Calor específico (J/kg K)	440	657
Condutividade térmica (W/m K)	60	0,38
Difusividade térmica (m <sup>2</sup> /s)	$1,282 \times 10^{-5}$	$1,112 \times 10^{-5}$
Espessura da parede (mm)	12,7	200

Dois óleos foram selecionados, um óleo leve (Albacora) e um óleo pesado (Mersey). Inicialmente, os resultados obtidos utilizando o óleo leve são apresentados.

#### 4.1 Óleo Leve

As propriedades utilizadas para o óleo leve são apresentadas a seguir:

- Viscosidade absoluta:  $\mu_{ref} = 2,572 \times 10^{-3} \text{ kg/(ms)}$
- Condutividade térmica:  $k = 0,13129 \text{ W/(mK)}$
- Massa específica de referência:  $\rho_{ref} = 882,7 \text{ kg/m}^3$
- Temperatura de referência:  $T_{ref} = 20 \text{ }^\circ \text{C}$
- Pressão de referência:  $p_{ref} = 1 \text{ kgf/cm}^2 = 98,066 \text{ kPa}$
- Calor específico a pressão constante:  $cp = 1830 \text{ J/(kgK)}$
- Coeficiente de expansão térmica:  $\beta = 7,8 \times 10^{-4} \text{ 1/K}$
- Difusividade térmica:  $\alpha = \kappa / (\rho cp) = 8,12 \times 10^{-8} \text{ m}^2/\text{s}$
- Número de Prandtl:  $\text{Pr} = 36$

Como apresentado no Capítulo 3, para determinar o perfil inicial de temperatura é necessário definir qual a vazão do escoamento de regime permanente, antes do fechamento da válvula. Considerou-se a vazão do óleo em regime permanente como sendo igual a  $200 \text{ m}^3/\text{h}$ , o que corresponde a uma velocidade média de  $0,76 \text{ m/s}$ . A temperatura de mistura considerada foi  $T_m = 60 \text{ }^\circ \text{C}$ . Com esses dados, o número de Reynolds interno inicial é  $\text{Re}_{inicial} = 7,96 \times 10^4$ . Utilizando a correlação de Sieder e Tate (Incropera e DeWitt, 1998), determinou-se o coeficiente interno de transferência de calor como sendo igual à  $h_{in} = 272 \text{ W/(m}^2 \text{ K)}$ .

O coeficiente externo de troca de calor foi calculado a partir da correlação para um duto deitado em um leito marinho (Knudsen e Kates, 1958). A velocidade e temperatura da corrente marinha externa  $V_\infty$  consideradas foram  $0,2 \text{ m/s}$  e  $T_\infty = 5 \text{ }^\circ \text{C}$ . As propriedades da água do mar são: massa específica,  $\rho_\infty = 1055 \text{ kg/m}^3$ , viscosidade absoluta,  $\mu_\infty = 1,08 \times 10^{-3} \text{ kg/(mK)}$ , condutividade térmica  $k_\infty = 0,59 \text{ W/(m}^2 \text{ K)}$  e número de Prandtl  $\text{Pr}_\infty = 8,81$ . A partir dessa correlação foi calculado um coeficiente externo  $h_\infty = 2000 \text{ W/m}^2\text{K}$ .

Um teste de malha foi realizado para definir a malha, através de um compromisso entre precisão e tempo de processamento. Os resultados do teste de malha encontram-se no Apêndice A1, onde a malha de 4200 pontos foi selecionada, com um passo de tempo de 1 segundo.

#### 4.1.1 Modelo 2D

Os resultados obtidos para o caso do óleo leve (Albacora), utilizando a formulação 2-D, que despreza a convecção axial, são apresentados a seguir.

A Figura 4.1 ilustra a variação da temperatura de mistura com o tempo. Percebe-se que o óleo inicialmente está a  $T_m = 60$  C, que foi a condição inicial dada no problema, chegando a  $T_m = 23$  C após 17,7 horas. Na mesma figura, foi traçada a variação da temperatura média na região do óleo para o caso em que só existe condução de calor no óleo. Observa-se claramente, que a presença da convecção natural, induzida pela diferença de temperatura do fluido na seção transversal, aumenta a taxa de transferência de calor. Como resultado o fluido esfria mais rapidamente.

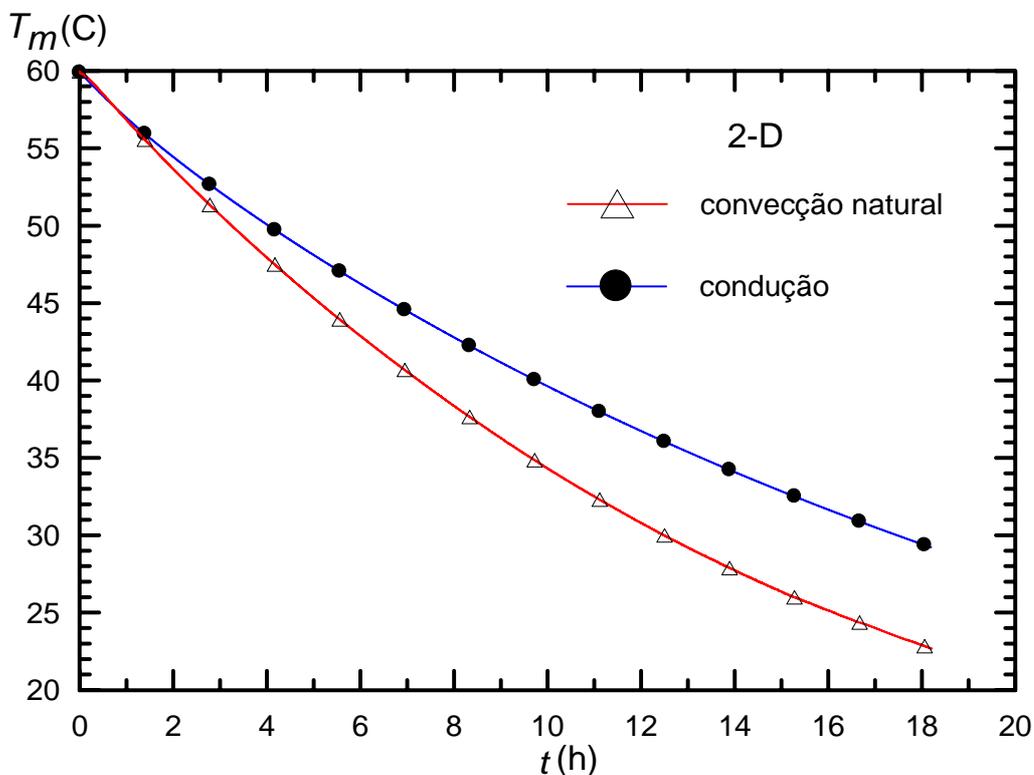


Figura 4.1 – Variação da temperatura de mistura do óleo leve com o tempo

A Figura 4.2 apresenta as isotermas uniformemente espaçadas na seção transversal do duto, para três instantes de tempo:  $t = 2 h$ ,  $8 h$  e  $14 h$ . Pode-se observar que em  $t = 2 h$  (Fig. 4.2a) o óleo ainda encontra-se com temperatura próxima a temperatura inicial. Como foi mostrado na Fig. 4.1, com o passar do tempo, o óleo vai se resfriando, tendendo a temperatura ambiente. Observa-se que a temperatura do óleo é aproximadamente uniforme, sendo aproximadamente igual a 53 C, 38 C e 26 C, igual à temperatura de mistura observada na Fig. 4.1, para os instantes de tempo iguais a 2 h, 8 h, e 14 h, respectivamente.

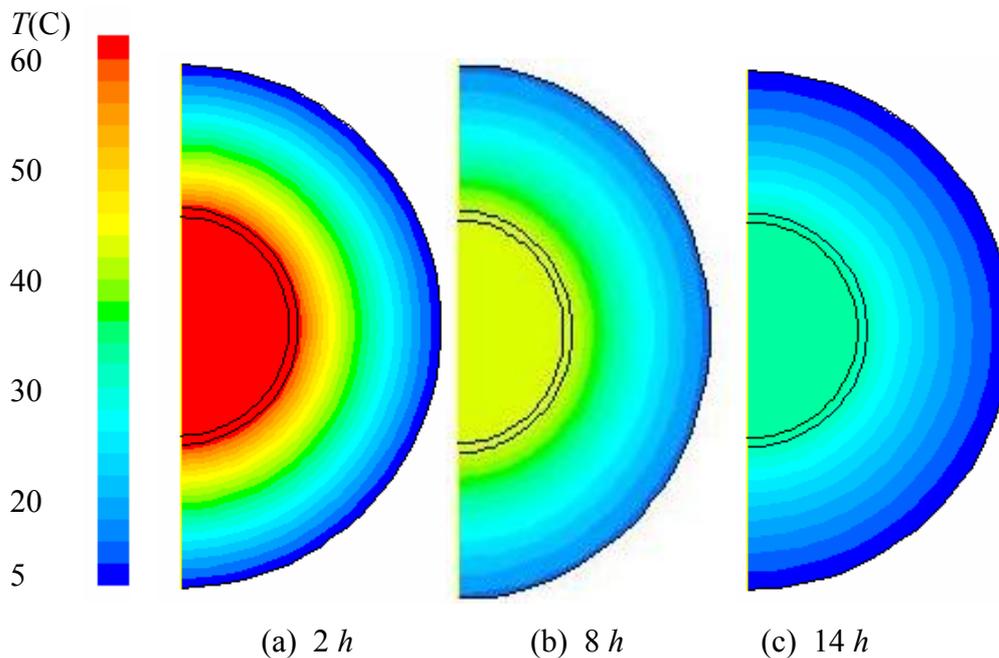


Figura 4.2 – Isolinhas de temperatura para diferentes instantes de tempo.

A Figura 4.3 mostra a variação de temperatura para diferentes instantes de tempo ao longo da linha de simetria, coordenada  $y$ . Como já comentado, a temperatura do fluido é aproximadamente uniforme, assim como a temperatura na camada de aço (com valor inferior ao fluido). Um gradiente acentuado pode ser observado na camada de isolante, o qual diminui à medida que o tempo passa, quando toda a estrutura busca equilíbrio com a água do mar.

Apesar da temperatura do óleo ser aproximadamente uniforme, existe uma pequena diferença de temperatura na seção transversal, a qual induz a convecção natural. Esta diferença de temperatura pode ser visualizada na Fig. 4.4, correspondente aos mesmos três instantes de tempo, utilizadas na Fig. 4.2, porém utilizando escalas diferentes de temperatura.

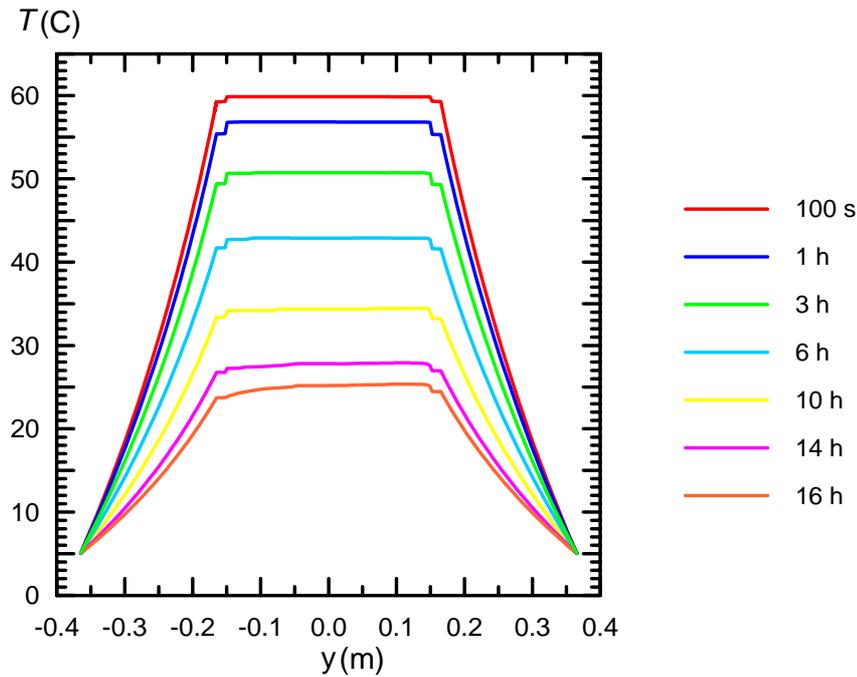


Figura 4.3 – Resfriamento no óleo, aço e isolante ao longo da linha de simetria

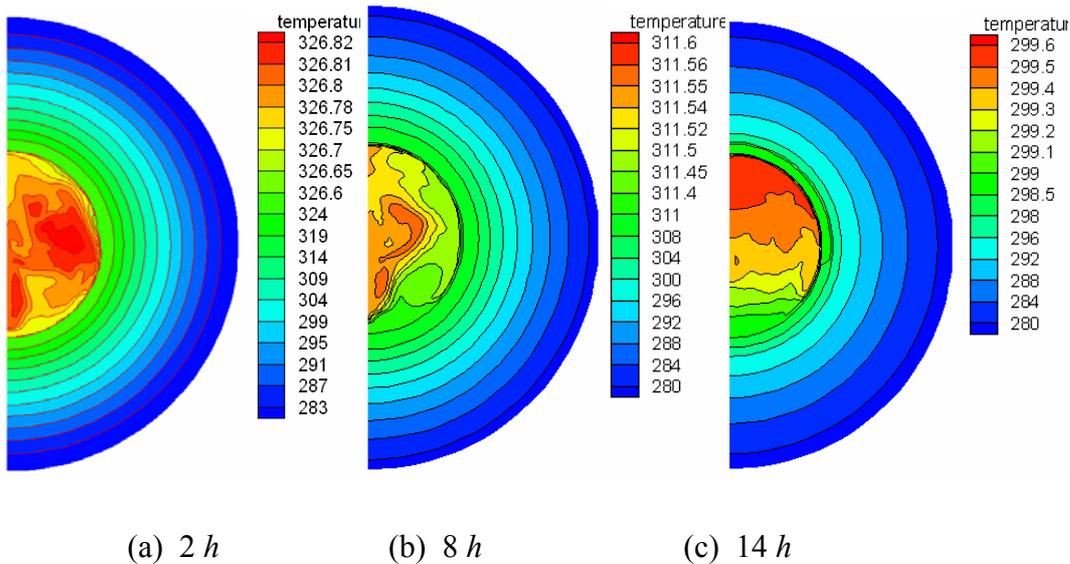


Figura 4.4 – Isolinhas de temperatura (em K) para diferentes instantes de tempo.

Ainda para auxiliar na visualização do gradiente de temperatura no óleo, o qual induz a recirculação na seção transversal, apresenta-se na Fig. 4.5, o perfil de temperatura ao longo da linha de simetria somente para o óleo, onde se pode observar, que apesar de pequena, existe uma diferença de temperatura, a qual é responsável pelo aumento da troca de calor como apresentado.

A Figura 4.6 apresenta a variação angular da temperatura na parede interna do duto, ocasionada pelo movimento do fluido na seção transversal, devido à convecção natural. Novamente, a variação é muito pequena. Isto pode em parte

ser explicado pelo fato de ter sido considerado um coeficiente externo de transferência de calor uniforme. Na simulação realizada, a tubulação encontra-se apoiada no fundo do mar, e o coeficiente de transferência de calor externo não deveria ser uniforme.

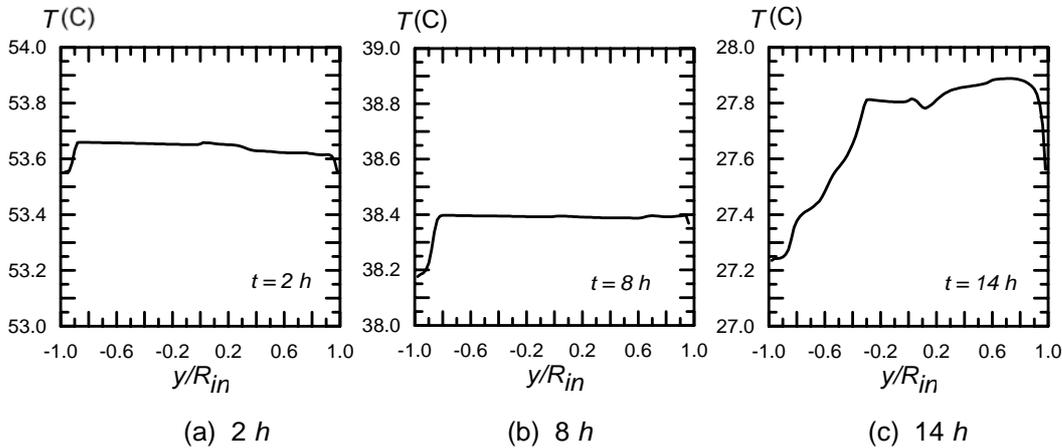


Figura 4.5 – Resfriamento no óleo ao longo da linha de simetria para  $t=2h$ ,  $t=8h$  e  $t=14h$

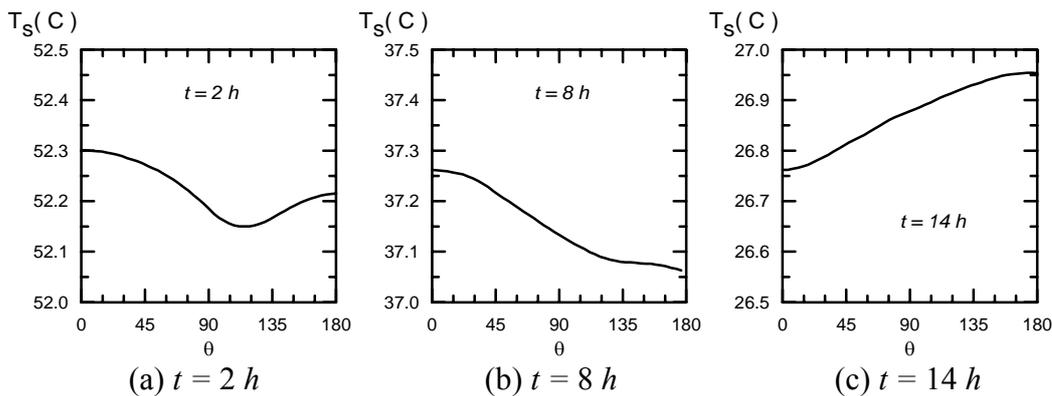


Figura 4.6 – Variação angular da temperatura da parede interna, para diferentes instantes de tempo.

A influência do gradiente de temperatura no campo de velocidade pode ser melhor visualizada na Fig. 4.7, que ilustra os contornos das linhas de corrente para seis instantes de tempo diferentes, após o início do resfriamento, permitindo observar a recirculação do fluido no interior do duto. Os mesmos níveis de isolinhas foram selecionados nos seis casos.

As linhas de corrente  $\psi$  são obtidas a partir do campo de velocidade integrando as seguintes expressões

$$\rho u_r = \frac{\partial \psi}{r \partial \theta} = u_x \cos \theta + u_y \sin \theta \quad ; \quad \rho u_\theta = \frac{\partial \psi}{\partial r} = -u_x \sin \theta + u_y \cos \theta \quad (4.1)$$

Pode-se observar na Fig. 4.7, que o fluido quente sobe a partir do centro e desce a partir da periferia do duto, ocorrendo assim a recirculação. Esse deslocamento é caracterizado pela diferença de densidade entre o fluido quente e o fluido resfriado. Observa-se ainda a presença de múltiplas recirculações que desaparecem à medida que a tempo passa. Pode-se observar na Fig. 4.7f que as velocidades para  $t = 14 h$  já são muito baixas indicando que a convecção natural está influenciando muito pouco o processo de resfriamento.

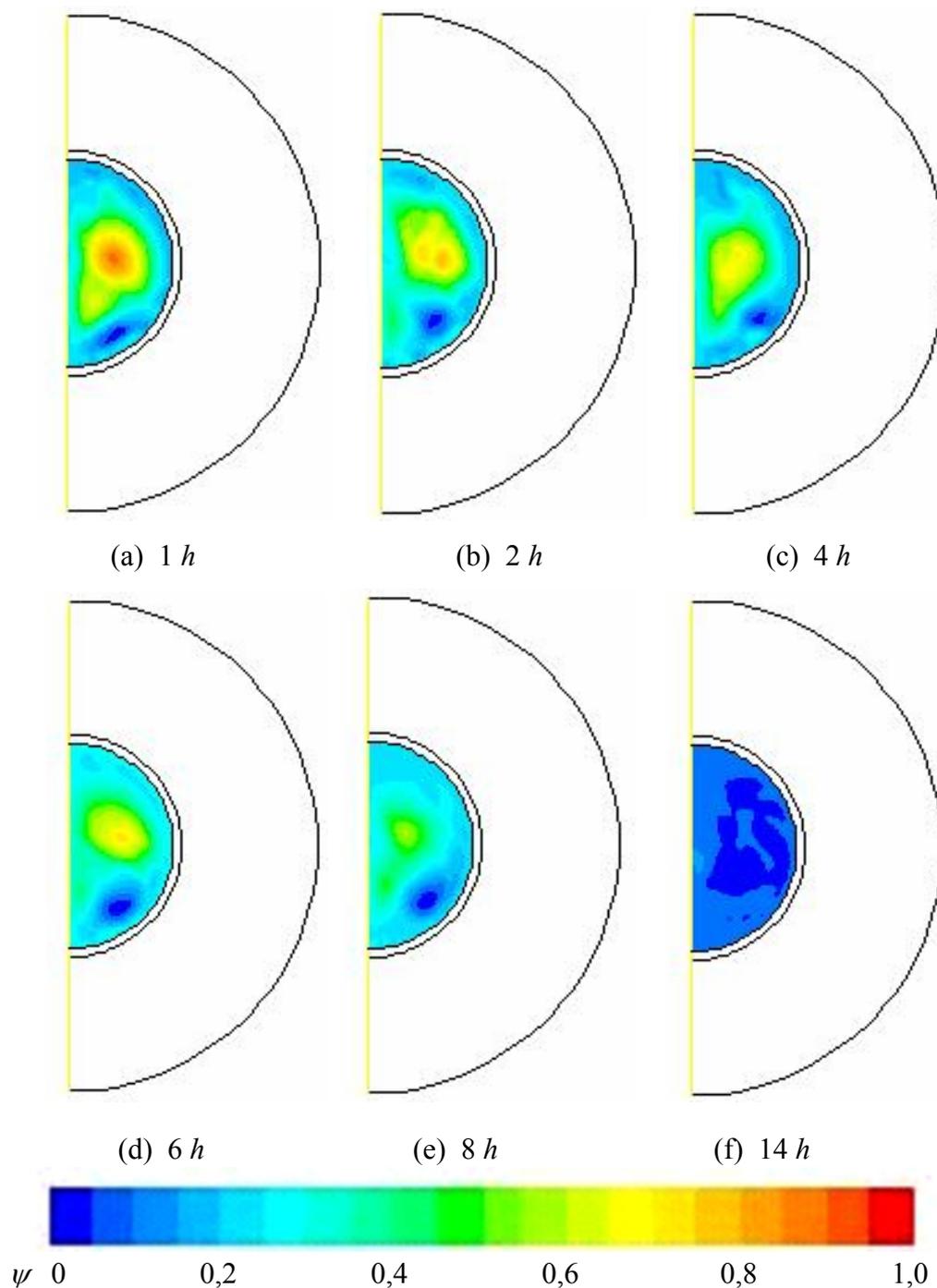


Figura 4.7 – Contornos das linhas de corrente para diferentes instantes de tempo

A redução de velocidade observada na Fig. 4.7f, pode ser entendida visualizando a Fig. 4.8 onde a variação temporal da diferença entre a temperatura de mistura  $T_m$  e a temperatura da superfície interna do aço  $T_s$  é apresentada. Para  $t = 14 h$ , esta diferença de temperatura já é muito pequena.

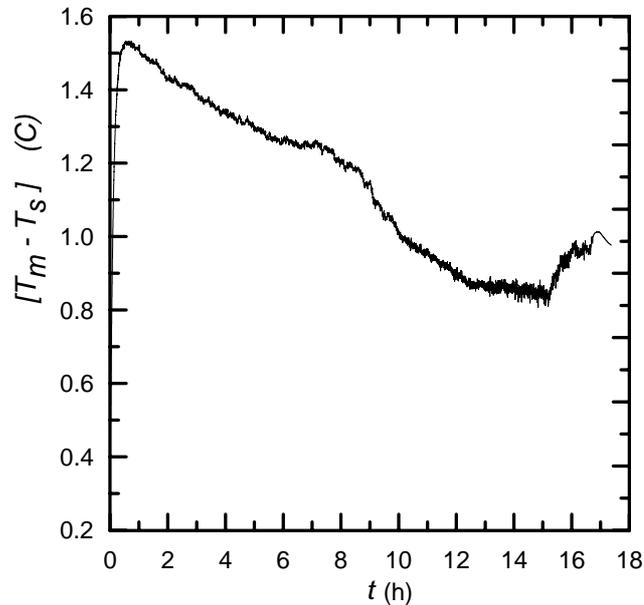


Figura 4.8 – Variação temporal da diferença entre a temperatura de mistura do óleo leve e da parede do aço

A Figura 4.9 apresenta a variação angular do fluxo de calor  $q''$  na parede interna do duto para diferentes instantes de tempo. Pode-se observar uma variação maior no fluxo de calor no início do resfriamento ( $t = 2$  horas). Com o passar do tempo, a variação angular do fluxo de calor na parede interna diminui. Isto pode ser explicado pela recirculação maior no interior do duto no início do processo, que pode ser visualizado nos contornos das linhas de corrente na Fig. 4.7.

A Figura 4.10 apresenta a variação com o tempo da taxa de transferência de calor  $Q = \overline{q''} A_s$ , em cada camada do tubo. Pode-se observar uma variação brusca na transferência de calor entre o fluido e o duto no começo do processo. A variação brusca está associada à variação do coeficiente de transferência de calor interno, devido à redução da velocidade a zero e também pela diferença entre a temperatura de mistura do fluido e a temperatura da parede nos instantes iniciais do resfriamento. O complexo campo de velocidade formado induzido pela diferença de densidade causa oscilações do fluxo de calor na parede interna do duto de aço.

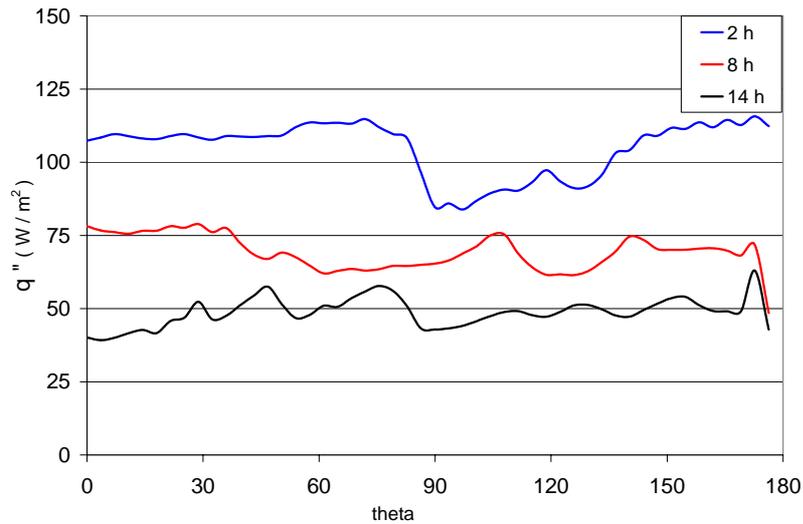


Figura 4.9 – Variação angular do fluxo de calor na parede interna, para diferentes instantes de tempo

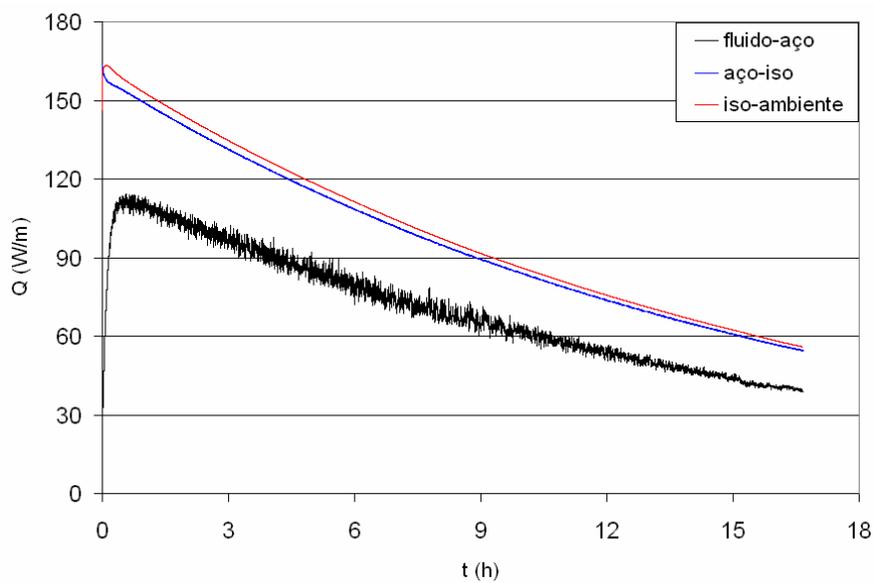


Figura 4.10 - Taxa de Transferência de calor por unidade de comprimento para o óleo leve

A diferença entre as taxas de transferência de calor entre cada uma das camadas da tubulação está diretamente relacionada com a energia armazenada nas respectivas camadas (duto e isolante).

$$\frac{\partial E_{st}}{\partial t} = Q_{entra} - Q_{sai}, \quad \frac{\partial E_{st}}{\partial t} = \rho_{s,i} c p_{s,i} \nabla \frac{\partial T_{s,i}}{\partial t} \quad (4.2)$$

sendo os fluxos obtidos a partir de

$$Q = -k_{s,i} A \frac{\partial T_{s,i}}{\partial r} \quad (4.3)$$

Como o fluido está esfriando, o fluxo que sai é maior do que o que entra em uma determinada camada. A variação da energia armazenada depende do volume e da taxa de variação da temperatura.

É muito comum na prática, desprezar a energia armazenada nas camadas da tubulação. No entanto, ao desprezar o termo  $\partial E_{st} / \partial t$  para modelar a perda de calor para o ambiente, o calor que entra em uma camada é igual ao que sai.

Observa-se na Fig. 4.10 que as taxas de transferência de calor na interface aço - isolamento e isolamento-ambiente são muito próximas, enquanto que uma grande diferença nas taxas de transferência de calor pode ser observada entre a parede interna e externa do duto, indicando que a energia armazenada na parede de aço é significativa, apesar de sua pequena espessura.

Para avaliar a influência da energia armazenada nas paredes do duto, determinou-se o campo de temperatura do óleo, considerando a convecção natural no óleo, porém desprezando a energia armazenada nas camadas da parede do duto, isto é, desprezando a capacidade térmica da parede. Neste caso, determinou-se o campo de temperatura somente no óleo, sendo a condição de contorno imposta na parede interna do duto igual a

$$-k \frac{\partial T}{\partial r} = U_w (T_s - T_\infty) \quad (4.4)$$

A resistência térmica da parede  $1/(U_w A_i)$  depende da resistência à condução de cada camada do revestimento  $Res_j$  e da resistência térmica externa entre a superfície externa do isolamento e o ambiente externo,  $1/(h_\infty A_o)$ , logo:

$$U_w = \left[ A_i \sum_{j=1}^N Res_j + \frac{A_i}{h_\infty A_o} \right]^{-1} \quad (4.5)$$

onde:  $Res_j$  são as resistências térmicas equivalentes da parede do tubo, das camadas de isolante que compõem a parede da tubulação, definidas da seguinte maneira:

$$A_i \operatorname{Res}_j = \frac{D}{2 k_{s,j}} \ln \left( \frac{D_{rev,j}}{D_{rev,j} - 2 e_j} \right) ; \quad D_{rev,j} = D + 2 \sum_{k=1}^j e_k \quad (4.6)$$

onde:  $D$  é o diâmetro interior da tubulação,  $D_{rev,j}$  é o diâmetro exterior da camada  $j$  de revestimento do tubo, e  $e_j$  é a espessura da camada.

A Figura 4.11 apresenta a variação da temperatura média do óleo com o tempo, considerando a convecção natural no óleo, porém desprezando a energia armazenada nas camadas da parede do duto, i. e., sem capacidade térmica. Pode-se observar claramente, que a energia armazenada retarda significativamente o resfriamento. Por exemplo, o óleo leva 12,5 h para atingir a temperatura de 30 C, enquanto que os modelos que desprezam este termo prevêm somente 8,7 h para o óleo atingir esta temperatura. Como conseqüência, o isolamento das tubulações é superdimensionado. Como as tubulações são muito grandes, este desperdício trás um elevado custo adicional desnecessário,

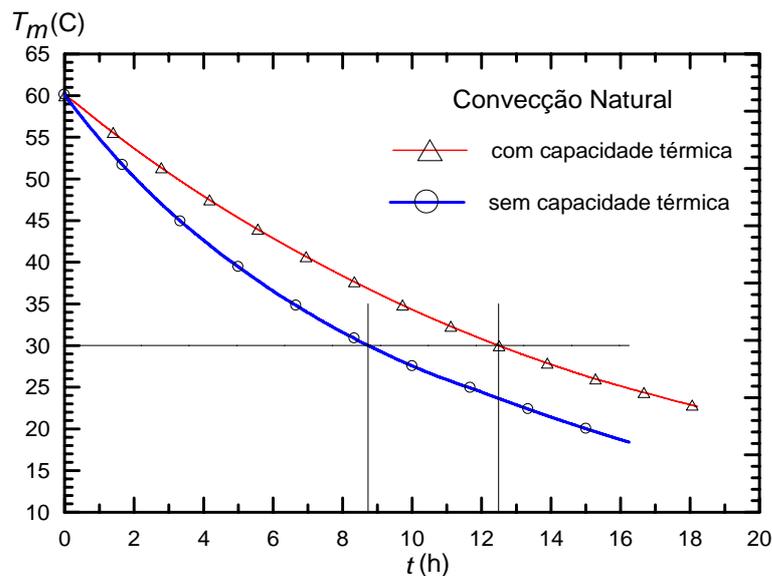


Figura 4.11 – Variação da temperatura de mistura do óleo leve com o tempo

A variação com o tempo do fluxo de calor médio  $\overline{q''}$  através da parede interna do duto, entre o duto e o isolamento e na parede externa do isolamento é apresentado na Fig. 4.12. É interessante observar que o fluxo de calor que entra na parede interna de aço é inferior ao fluxo que sai, uma vez que todo o sistema está sendo resfriado. No entanto, o fluxo de calor entre o isolante e a água do mar é inferior ao fluxo perdido pelo fluido. Isto pode ser explicado, pela pequena diferença de temperatura

entre a parede externa do isolante e a água do mar e devido ao fato que a área de troca de calor externa do isolamento é muito maior que a área de troca do duto de aço. Com o passar do tempo uma parcela de energia é armazenada na camada de aço, diminuindo assim essa diferença de temperatura. Nos valores do fluxo de calor entre o fluido e a camada interna do duto pode ser observada uma oscilação nos valores ao longo do tempo. Essa oscilação pode ser compreendida visualizando as linhas de corrente na Figura 4.7. Com o resfriamento do óleo através da convecção natural, ocorre a recirculação no fluido, alterando constantemente a velocidade nas proximidades da parede do duto.

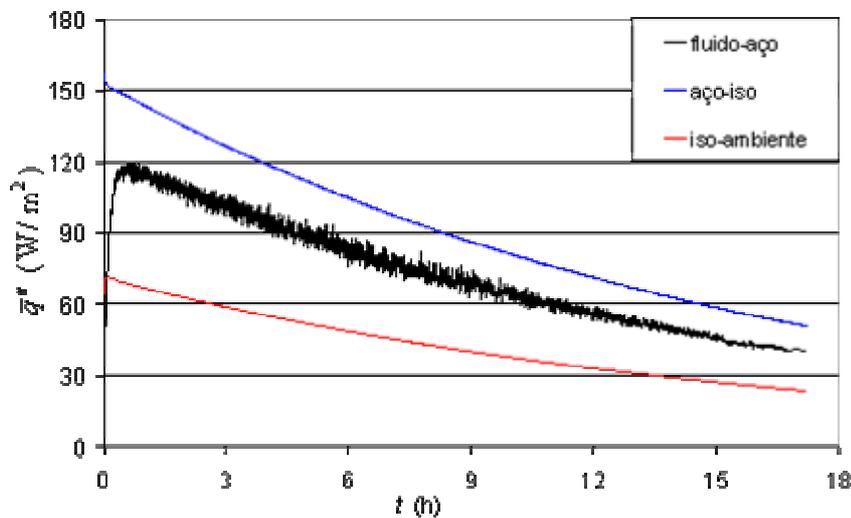


Figura 4.12 – Variação do fluxo de calor com o tempo

Com os dados do fluxo de calor na parede interna do duto, temperatura de mistura do óleo e temperatura da parede do duto, foi possível calcular o coeficiente de transferência de calor ao longo do tempo através da Eq. (3.52) e posteriormente o número de Nusselt através da Eq. (3.51), o qual é rescrito aqui como

$$\mathbf{Nu} = \frac{\overline{q''} D}{(T_m - T_s) k}, \quad (4.7)$$

A Fig. 4.13 apresenta o comportamento do Nusselt ao longo do tempo. À medida que o tempo passa, a diferença de temperatura entre o óleo e parede diminui assim como a taxa de transferência de calor, pois a intensidade da recirculação também diminui. Após aproximadamente umas 8 horas, observa-se

uma mudança do comportamento do Nusselt com o tempo, indicando que uma mudança na estrutura do escoamento deve ter ocorrido. Provavelmente, as duas recirculações vistas na Fig. 4.7e colapsam.

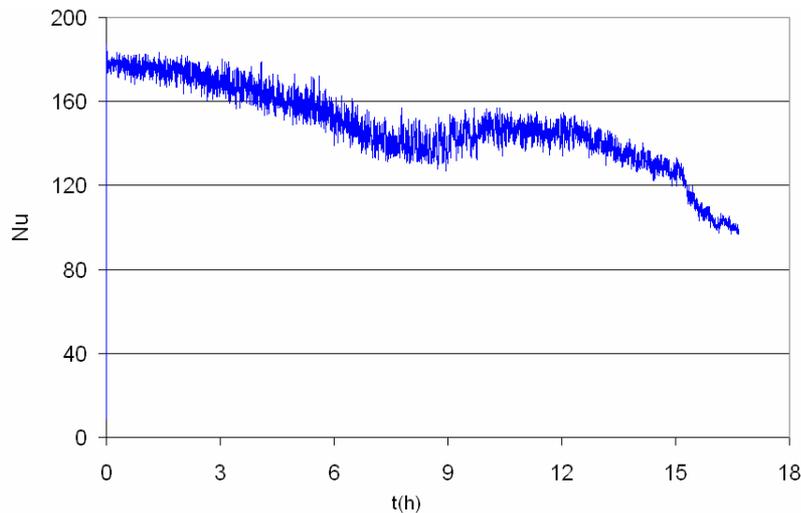


Figura 4.13 – Variação do Nusselt com o tempo

O comportamento do número de Grashof instantâneo, definido como

$$\mathbf{Gr} = \frac{\beta g (T_m - T_s) D^3}{(\mu l \rho_{ref})^2} \quad (4.8)$$

é apresentado na Fig. 4.14. Note que a variação do Grashof com o tempo é igual à variação  $T_m - T_s$ , apresentada na Fig. 4.8, uma vez que os dois termos diferem entre si apenas por constantes (Eq. 4.8). Percebe-se que no início do resfriamento o número de Grashof é baixo e aumenta rapidamente até aproximadamente  $t = 1 h$ , quando então começa a cair. No início do resfriamento, a diferença entre as temperaturas cresce, devido à diferença entre a capacidade térmica do óleo e da parede do duto. No entanto, com a queda de temperatura do óleo, a massa específica se altera, dando início ao fenômeno de convecção natural, diminuindo a diferença entre as duas temperaturas e conseqüentemente o Grashof.

Visando buscar uma correlação entre o número de Nusselt e Grashof para fornecer a um simulador unidimensional, traçou-se na Fig. 4.15 um gráfico do número de Nusselt versus o número de Grashof. Como pode ser observado, nenhuma correlação pode ser retirada a partir destes dados.

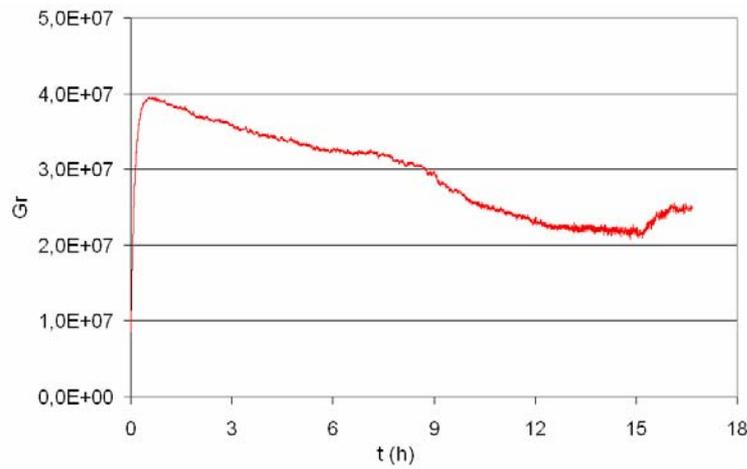


Figura 4.14 – Variação do Grashof com o tempo

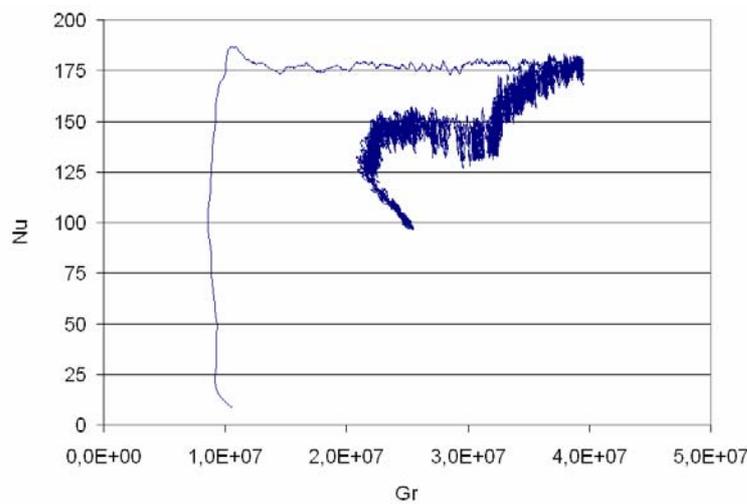


Figura 4.15 – Número de Nu versus número de Grashof

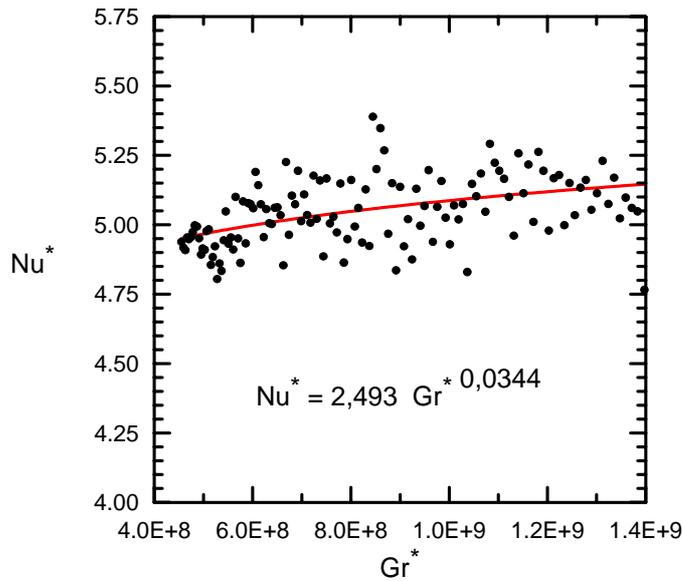
Tendo por objetivo obter algum tipo de correlação entre os dados, uma nova definição foi utilizada para o Nusselt e Grashof, utilizando a temperatura do ambiente, de acordo com

$$\mathbf{Nu}^* = \frac{\overline{q''} D}{(T_m - T_\infty) k}, \quad \mathbf{Gr}^* = \frac{\beta g (T_m - T_\infty) D^3}{(\mu l \rho_{ref})^2} \quad (4.9)$$

A Figura 4.16 ilustra a variação de  $\mathbf{Nu}^*$  versus  $\mathbf{Gr}^*$ , onde se pode observar que agora seria possível correlacionar os dados, de acordo com

$$\mathbf{Nu}^* = 2,493 \mathbf{Gr}^{*0,0344} \quad (4.10)$$

No entanto, esta correlação não é adequada para representar o fenômeno da convecção natural, pois o tipo de revestimento do duto a influenciaria.

Figura 4.16 – Número de  $Nu^*$  versus número de  $Gr^*$ 

#### 4.1.2 Modelo 2D x Modelo 1D

Nesta seção é apresentada uma comparação entre o modelo bidimensional e unidimensional para o caso do óleo leve. Para o óleo analisado foi investigados o resfriamento dos fluidos, os fluxos de calor nas interfaces do duto, o armazenamento de energia nas camadas do duto, parâmetros adimensionais, etc.

O modelo unidimensional utilizado para comparar os resultados foi desenvolvido no trabalho de Barrera (2005). As mesmas propriedades do fluido e das camadas do duto foram consideradas, assim como a temperatura ambiente e o coeficiente externo de troca de calor, e adicionalmente foi necessária a definição do comprimento do duto  $L = 10.000$  m, juntamente com a definição da pressão na saída, o qual foi especificada com igual valor que a pressão de referência. Utilizou-se uma válvula com fechamento em 30 segundos. O modelo assume a velocidade e temperatura uniformes na seção transversal e considera a convecção axial. O modelo desenvolvido considera a capacidade térmica das camadas que formam a parede do duto, utilizando um modelo unidimensional radial de condução de calor, em cada seção transversal do duto.

O fator de atrito entre o óleo e a parede, assim como o fluxo de calor são determinados através de correlações empíricas que levam em consideração o regime do escoamento (laminar ou turbulento) e dependendo da relação entre o número de Grashof e número de Reynolds local, seleciona diferentes correlações

para determinar o número de Nusselt interno.

Para o cálculo do fator de atrito no caso unidimensional utilizou-se a correlação de Miller, Eq.4.11 (Fox & Mcdonald, 2001) :

$$f_0 = 0,25 \left[ \log \left( \frac{e/D}{3,7} + \frac{5,74}{\mathbf{Re}^{0,9}} \right) \right]^{-2} \quad (4.11)$$

Para o caso bidimensional a correlação de Colebrook, Eq. 4.12 (Fox & Mcdonald, 2001), foi utilizada para validação, considerando o duto liso com rugosidade  $\varepsilon$  nula.

$$\frac{1}{f_{at}^{0,5}} = -2,0 \log \left( \frac{\varepsilon/D}{3,7} + \frac{2,51}{\mathbf{Re}_{inicial} f_{at}^{0,5}} \right) \quad (4.12)$$

Para regime laminar ( $\mathbf{Re} < 2000$ ), o número de Nusselt é especificado correspondente à condição de contorno de temperatura constante na parede, como:

$$\mathbf{Nu} = 3,66 \quad (4.13)$$

Para o regime turbulento, ( $\mathbf{Re} > 2500$ ), a seguinte correlação de Gnielinski (Incropera e DeWitt, 1998), é empregada:

$$\mathbf{Nu} = \mathbf{Pr} \frac{(f_{at}/8) (\mathbf{Re} - 1000)}{1 + 12,7 \sqrt{(f_{at}/8) (\mathbf{Pr}^{2/3} - 1)}} \quad (4.14)$$

para  $0,5 < \mathbf{Pr} < 2000$  e  $2500 < \mathbf{Re} < 5 \times 10^6$ , onde  $f_{at}$  é o fator de atrito.

A correlação de Olivier (Holman, 1983) é utilizada para levar em consideração o fenômeno da convecção natural junto com a convecção forçada:

$$\mathbf{Nu} = 1,75 \left( \frac{\mu_m}{\mu_f} \right)^{0,14} \left[ \mathbf{Re} \mathbf{Pr} \frac{D}{L} + 0,0083 (\mathbf{Re} \mathbf{Gr})^{0,75} \right]^{1/3} \quad (4.15)$$

sendo  $(\mu_m/\mu_f)$  razão de viscosidades entre a película junto à parede e a viscosidade do fluido, que neste caso são consideradas equivalentes devido à pequena diferença de temperaturas entre a corrente de fluido e o fluido junto à parede da tubulação;  $D/L$  é a razão entre o diâmetro da tubulação e o comprimento do mesmo. Para dutos muito longos este termo pode ser negligenciado;  $\mathbf{Gr}$  é o Numero de Grashof, definido como:

$$\mathbf{Gr} = \frac{\rho^2 g \beta (T_m - T_s) D^3}{\mu_f^2} \quad (4.16)$$

A Eq. (4.13) só é válida se  $\mathbf{Gr}/\mathbf{Re}^2 > 1$ , quando a convecção natural tem maior influência na transferência de calor que a convecção forçada (Holman, 1983).

Quando a velocidade do fluido tende a chegar a zero, o Nusselt limite igual a 2 correspondente a condução pura é utilizado (Pipeline Studio, 2004).

A Figura 4.17 ilustra a variação da temperatura de mistura do óleo leve ao longo do duto para o modelo unidimensional em diferentes instantes de tempo. Como pode ser observado, há uma variação axial na temperatura de mistura do óleo. Como no caso bidimensional a temperatura de inicialização foi de 60 C, para que a comparação entre os modelos fosse válida, a temperatura de inicialização no caso unidimensional foi de 69 C. Dessa forma, pode-se observar na Fig. 4.17, que a temperatura no centro do duto para o regime permanente é aproximadamente 60 C, podendo assim a partir daí, ser comparada com o caso bidimensional.

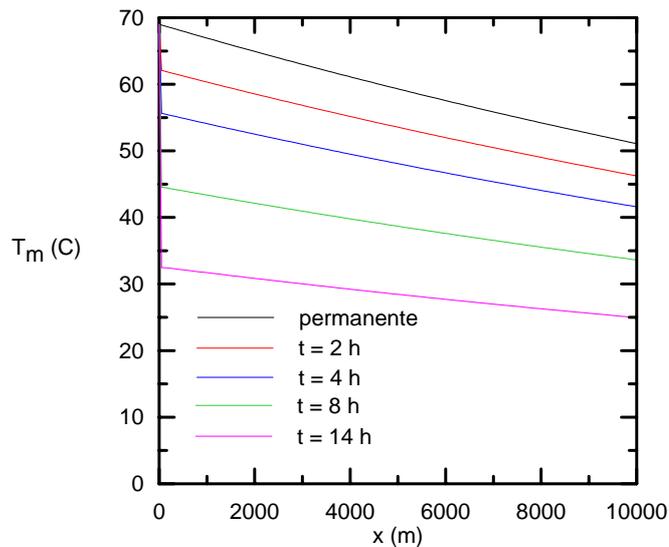


Figura 4.17 – Variação da temperatura de mistura ao longo do duto para o óleo leve.

Caso 1-D

Todas as comparações entre os modelos 2-D e 1-D foram realizadas, utilizando os dados obtidos na seção central da tubulação do caso 1-D.

A Figura 4.18 apresenta a variação da temperatura de mistura do óleo leve com o tempo para os modelos analisados. Pode-se perceber que os resultados estão bem próximos. Logo, com relação ao caso do óleo analisado, a modelagem unidimensional é suficiente para o estudo do resfriamento ao longo do tempo.

A variação do fluxo de calor através das interfaces do duto com o tempo

para os modelos uni e bidimensional é ilustrada na Fig. 4.19. Assim como no caso da temperatura média, os resultados da comparação dos dois modelos são satisfatórios. No caso do fluxo de calor através da interface óleo-aço, interface entre o fluido e a parede interna do duto, observa-se uma pequena diferença entre os modelos simulados. No modelo bidimensional para o óleo leve (Albacora), como já mencionado anteriormente, há uma pequena oscilação que se deve ao fato da grande recirculação no interior do duto. No caso do modelo unidimensional esse fenômeno não é modelado.

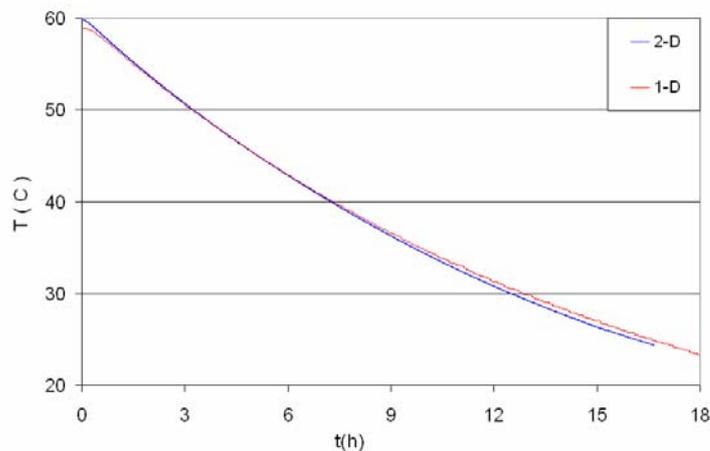


Figura 4.18 – Variação da temperatura de mistura com o tempo do óleo leve

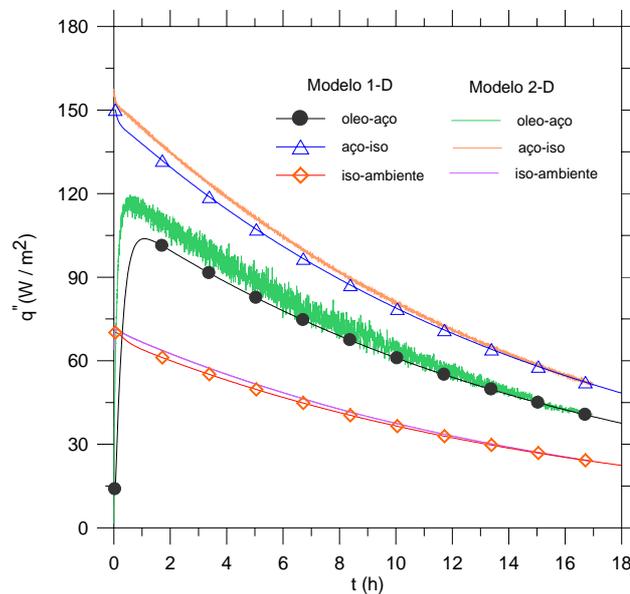


Figura 4.19 – Variação do fluxo de calor com o tempo para o óleo leve

A comparação do número de Nusselt dos dois modelos é apresentada na Fig. 4.20. Aqui é interessante observar a diferença significativa entre os valores obtidos com os dois modelos, apesar da temperatura e do fluxo de calor terem apresentado uma excelente concordância. No caso da temperatura ao longo do

tempo o erro médio foi de 1,3%, já no fluxo de calor, para interface fluido-aço, o erro médio encontrado foi 3,8%, interface aço-isolante, 2,2% e isolante-ambiente, 2,1%. Isto pode ser explicado pela importância maior das paredes do duto em relação ao fluido, pois este possui resistência menor.

O Nusselt do modelo 1D é calculado através de uma das correlações apresentadas dependendo do regime do escoamento. Porém, no caso 2D, o Nusselt é calculado indiretamente a partir do fluxo de calor e da diferença de temperatura entre o fluido e a parede interna do duto, de acordo com

$$\mathbf{Nu} = \frac{\overline{q''} D}{(T_m - T_s) k}, \quad (4.17)$$

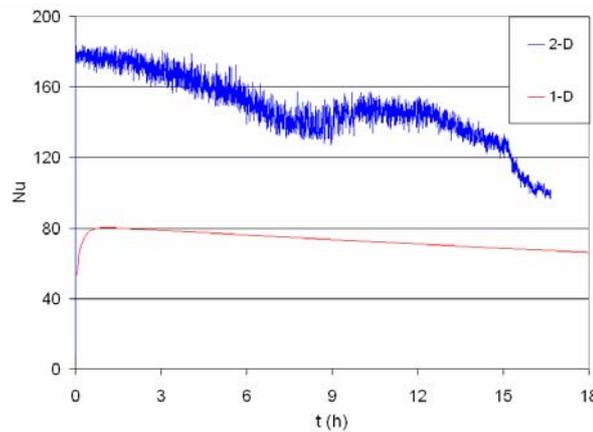


Figura 4.20 – Variação do Nusselt com o tempo para o óleo leve

Logo, uma variação no Nusselt depende da variação de todas as grandezas envolvidas na sua obtenção, i.e.,

$$d \mathbf{Nu} = \frac{\partial \mathbf{Nu}}{\partial \overline{q''}} d \overline{q''} + \frac{\partial \mathbf{Nu}}{\partial T_m} d T_m + \frac{\partial \mathbf{Nu}}{\partial T_s} d T_s + \frac{\partial \mathbf{Nu}}{\partial D} d D + \frac{\partial \mathbf{Nu}}{\partial k} d k, \quad (4.18)$$

A incerteza no diâmetro e na condutividade térmica pode ser desprezada, já que as mesmas variáveis são utilizadas nos dois modelos. Logo,

$$d \mathbf{Nu} = \frac{D}{(T_m - T_s) k} d \overline{q''} + \frac{-\overline{q''} D}{(T_m - T_s)^2 k} d T_m + \frac{+\overline{q''} D}{(T_m - T_s)^2 k} d T_s, \quad (4.19)$$

ou

$$\frac{d \mathbf{Nu}}{\mathbf{Nu}} = \frac{d \overline{q''}}{\overline{q''}} + \frac{d T_s - d T_m}{(T_m - T_s)}, \quad (4.20)$$

Analisando a Eq. (4.18) nota-se que mesmo para pequenas diferenças no fluxo de calor e nas temperaturas, a variação no número do Nusselt depende da diferença entre a temperatura do fluido e da parede e esta diferença é sempre muito pequena, levando a uma incerteza enorme na avaliação do Nusselt.

Como resultado da comparação dos modelos 1D e 2D, pode-se concluir que apesar das correlações utilizadas no modelo 1D para determinar o número de Nusselt serem baseadas em escoamento hidrodinamicamente e termicamente desenvolvido em regime permanente, os resultados obtidos com este modelo mais simples são plenamente satisfatórios.

De acordo com a Eq. (4.14), o número de Grashof depende diretamente da diferença entre a temperatura de mistura e da parede interna da tubulação. As temperaturas de mistura, assim como as temperaturas da parede interna, obtidas com os dois modelos são muito próximas. Porém, no cálculo do número de Grashof, a diferença entre as duas temperaturas é grandemente ampliada através do coeficiente multiplicador  $\rho^2 g \beta D^3 / \mu_f^2 = 1,26 \times 10^5$ , como pode ser observado na Fig. 4.21, a qual apresenta a variação do Número de Grashof com o tempo para os dois modelos testados. Observa-se que os dois modelos apresentam a mesma tendência do número de Grashof com o tempo, indicando uma equivalência no comportamento do Grashof para os modelos uni e bidimensionais. Assim como na avaliação do Número de Nusselt, pequenas incertezas no cálculo das temperaturas levam a grandes incertezas na avaliação do número de Grashof, devido às pequenas diferenças de temperatura.

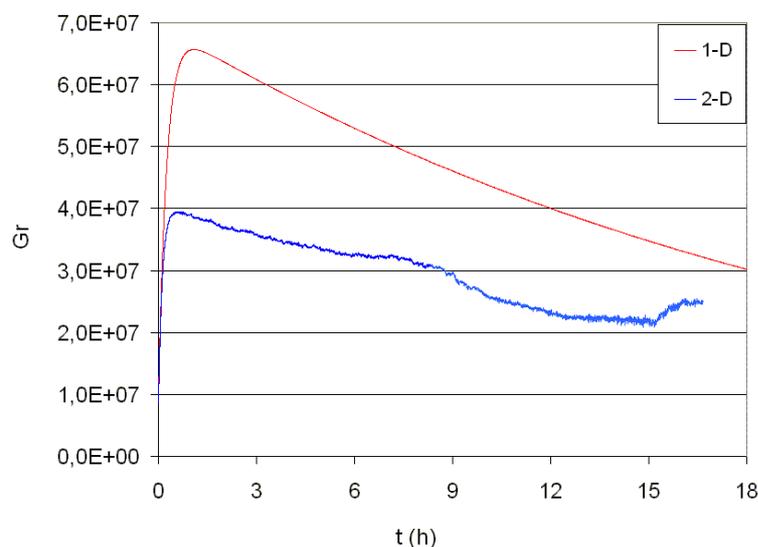


Figura 4.21 – Variação do Grashof com o tempo para o óleo leve

## 4.2 Comparação Óleo Leve com Óleo Pesado

A seguir será analisada a influência na taxa de resfriamento da variação das propriedades do óleo. Selecionou-se um óleo pesado, com as seguintes propriedades:

- Viscosidade absoluta:  $\mu_{ref} = 0,8059 \text{ kg/(ms)}$
- Condutividade térmica:  $k = 0,1217 \text{ W/(mK)}$
- Massa específica de referência:  $\rho_{ref} = 952 \text{ kg/m}^3$
- Temperatura de referência:  $T_{ref} = 20 \text{ }^\circ \text{C}$
- Pressão de referência:  $p_{ref} = 1 \text{ kgf/cm}^2 = 98,066 \text{ kPa}$
- Calor específico a pressão constante:  $cp = 1762 \text{ J/(kg K)}$
- Coeficiente de expansão térmica:  $\beta = 6,7 \times 10^{-4} \text{ 1/K}$
- Difusividade térmica:  $\alpha = \rho / (k cp) = 7,25 \times 10^{-8} \text{ m}^2/\text{s}$
- Número de Prandtl: **Pr** = 11.668

Observa-se que a única propriedade que apresenta uma diferença significativa é o número de Prandtl, devido à variação da viscosidade absoluta. Como a mesma vazão volumétrica inicial de  $200 \text{ m}^3/\text{h}$  foi utilizada, o número de Reynolds inicial é menor e conseqüentemente, o coeficiente de transferência de calor inicial também. Adicionalmente, é de se esperar que devido ao valor da alta viscosidade que o escoamento axial seja levado a zero mais rapidamente, o que melhora a aproximação bi-dimensional utilizada.

A Figura 4.22 ilustra o resfriamento do óleo tanto para o caso do óleo leve quanto para o óleo pesado. Percebe-se um resfriamento mais lento no caso do óleo pesado, pois como a viscosidade é muito alta, o efeito da convecção natural é menor, i.e., as recirculações na seção transversal, são de menor intensidade, resultando em menor incremento da transferência de calor.

A Figura 4.23 apresenta uma comparação entre as linhas de corrente do óleo leve e pesado,  $2h$  após o início do resfriamento, onde se observa que a intensidade da função de corrente do óleo pesado é bem menor que a do óleo leve, como esperado.

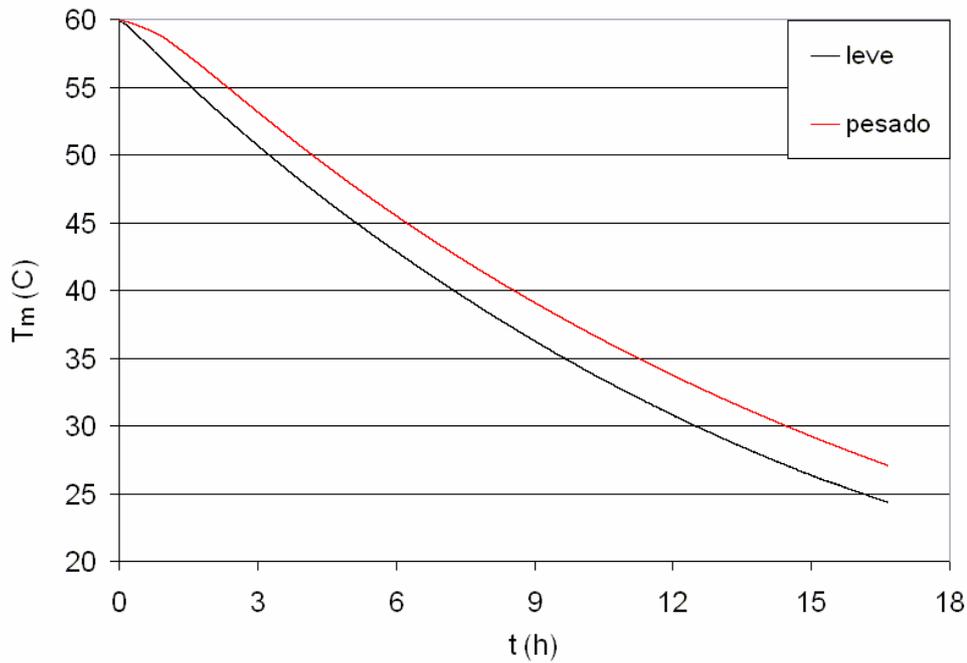


Figura 4.22 – Comparação da variação da temperatura de mistura dos óleos leve e pesado com o tempo

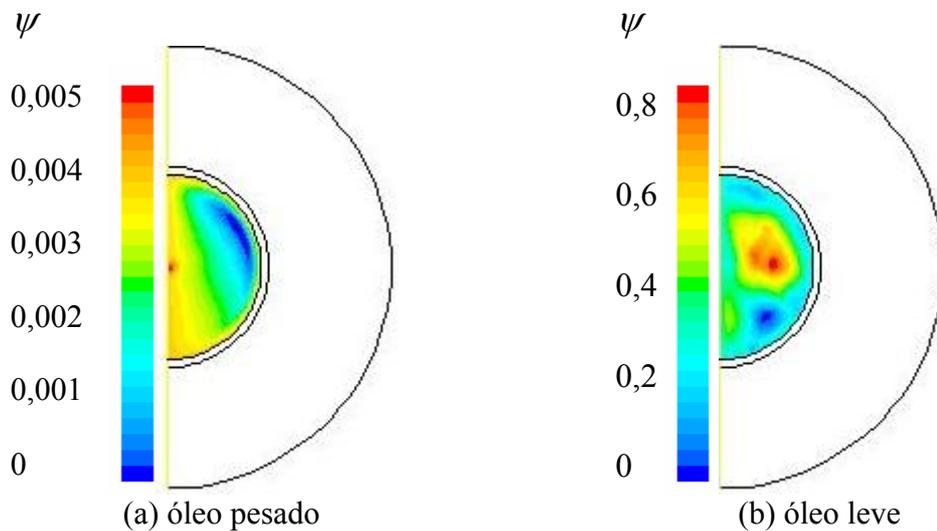


Figura 4.23 – Contornos das linhas de corrente para  $t=2$  h

A comparação entre a taxa de transferência de calor obtida com os dois óleos pode ser visualizada na Fig. 4.24., onde se pode observar o mesmo comportamento para os dois casos, sendo as taxas de transferência de calor um pouco menores, como esperado. Observa-se ainda que para o caso do óleo pesado, o fluxo de calor na parede interna do duto é mais estável, não possuindo uma

oscilação como no caso do óleo leve, uma vez que as recirculações na seção transversal são menos intensas.

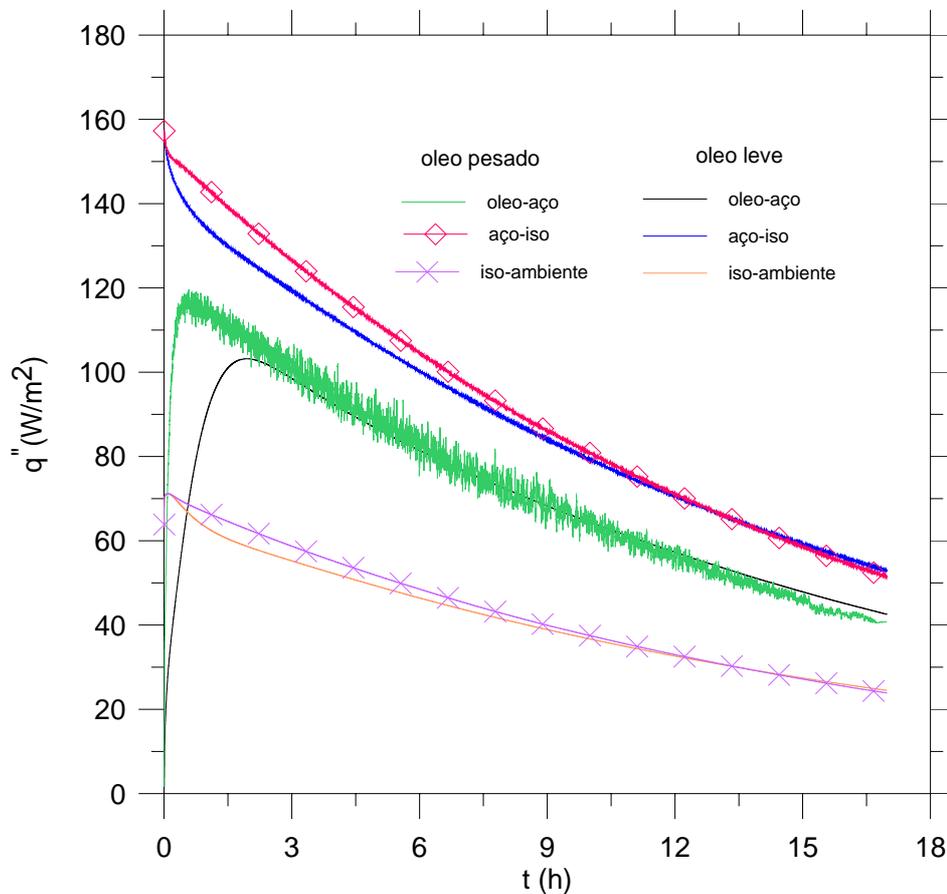


Figura 4.24 – Variação dos fluxos de calor dos óleos com o tempo

A Figura 4.25 apresenta a influência das propriedades do óleo na armazenagem de energia na camada de aço do duto. Pode-se observar que a energia armazenada é aproximadamente a mesma. No caso do óleo leve a energia se armazena na camada do aço de forma mais rápida devido ao fato de seu resfriamento ser mais acelerado.

A comparação da variação do Número de Nusselt com o tempo entre os óleos leve e pesado é ilustrada na Fig. 4.26. Como já mencionado, a taxa de transferência de calor do óleo pesado é bem menor, assim como a queda de temperatura do óleo pesado é mais suave. Conseqüentemente, o Nusselt é bem menor e mais estável.

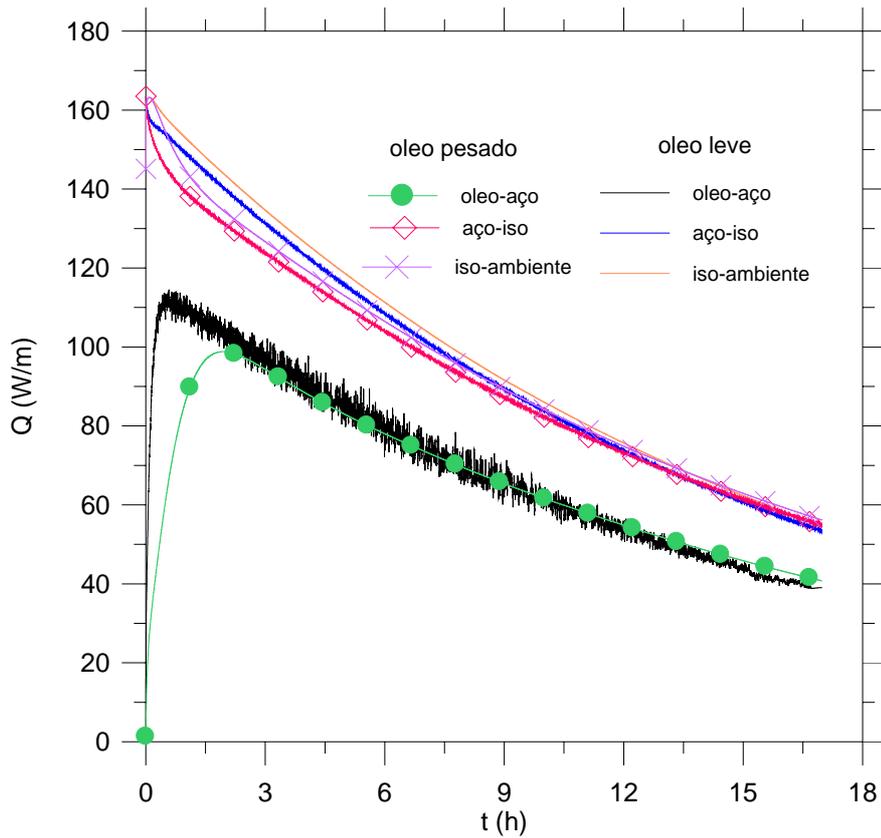


Figura 4.25 – Variação das taxas de transferência de calor dos óleos com o tempo

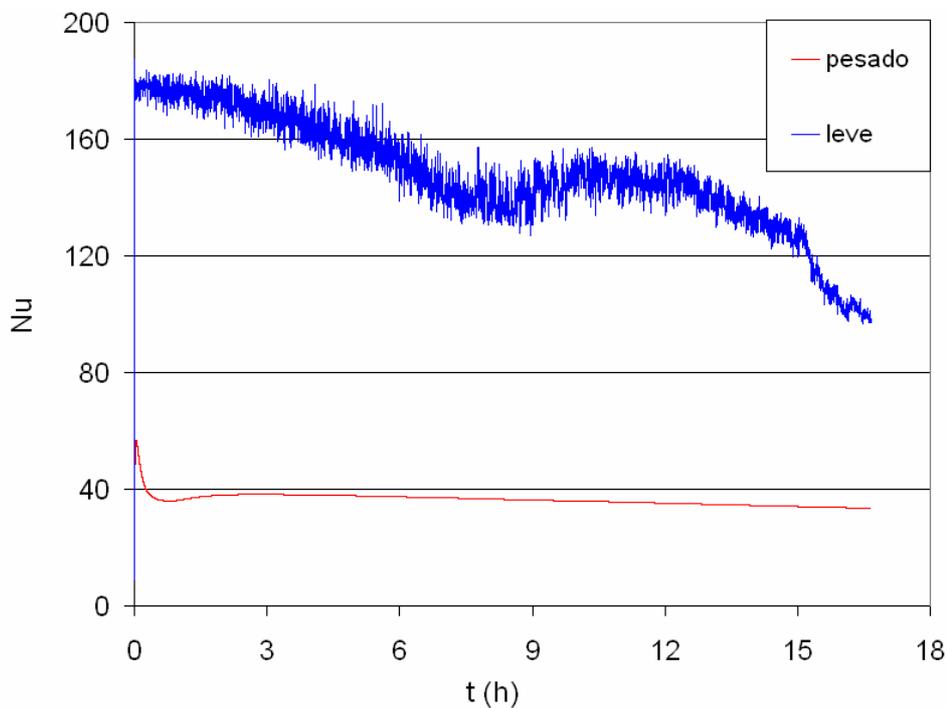


Figura 4.26 – Variação do Nusselt para os óleos com o tempo

A Figura 4.27 apresenta o comportamento do Número de Grashof para os dois óleos, em escala logarítmica. Pela Eq. (4.8) e verificando as propriedades dos

óleos pode-se explicar o fato do número de Grashof do óleo pesado ser bem menor que o valor do óleo leve. Na equação, a viscosidade está no denominador e elevado ao quadrado e a viscosidade do óleo pesado é bem maior que a do óleo leve. O baixo Grashof corrobora o fato de que para o caso do óleo pesado a convecção natural na seção transversal é desprezível.

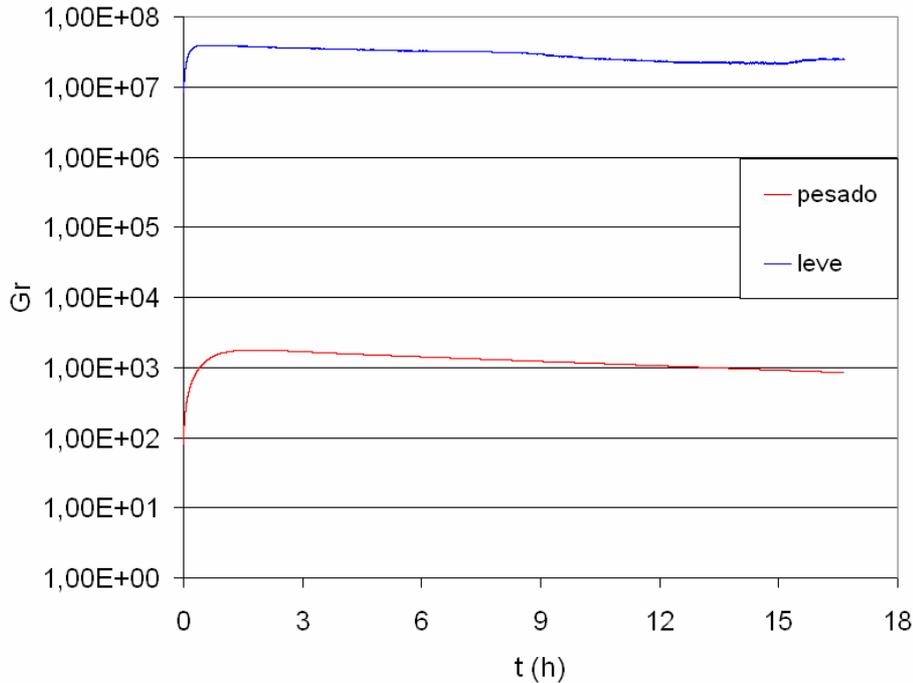


Figura 4.27 – Variação do Grashof para os óleos com o tempo

Assim como no caso do óleo leve, não foi possível correlacionar o número de Nusselt com Grashof, como pode ser observado na Fig. 4.28.

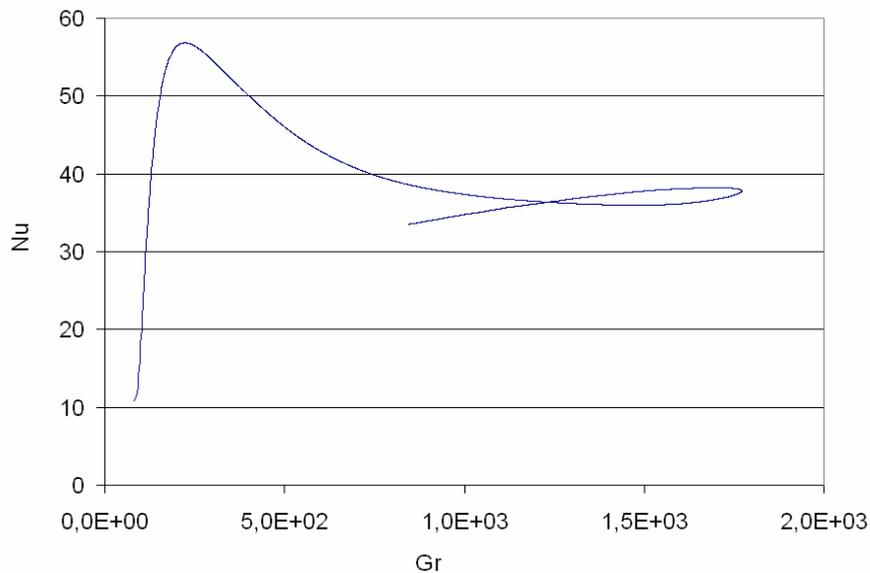


Figura 4.28 – Número de Nusselt versus número de Grashof

## 5 Resfriamento de Gás

Para analisar o tempo de resfriamento e o fluxo de calor através das paredes do duto, para o caso do gás, foram consideradas as mesmas condições iniciais já apresentadas para o caso do óleo com exceção da vazão de escoamento de regime permanente. Assim como nos casos já mencionados, no escoamento de gás no interior do duto, foram investigados tempos de resfriamento, coeficiente de transferência de calor por convecção, fluxos de calor assim como parâmetros adimensionais necessários para um melhor entendimento do processo. Os parâmetros geométricos e as propriedades da parede do duto e da camada de revestimento utilizadas na simulação foram as mesmas já especificadas anteriormente (Tabelas 4.1 e 4.2). Visando analisar uma situação realista, considerou-se o escoamento de gás pressurizado.

As propriedades utilizadas para o gás são apresentadas a seguir:

- Viscosidade absoluta:  $\mu_{ref} = 1,23 \times 10^{-5} \text{ kg/(ms)}$
- Condutividade térmica:  $k = 0,03011 \text{ W/(mK)}$
- Temperatura de referência:  $T_{ref} = 20 \text{ }^\circ \text{C}$
- Pressão de referência:  $p_{ref} = 60 \text{ kgf/cm}^2 = 5,884 \text{ MPa}$
- Constante do gás:  $R_{gas} = 478,3 \text{ N m/(kg K)}$
- Peso molecular  $W = 17,38 \text{ kg/kgmol}$
- Massa específica de referência:  $\rho_{ref} = 42,39 \text{ kg/m}^3$
- Calor específico a pressão constante:  $cp = 2812,2 \text{ J/(kgK)}$
- Coeficiente de expansão térmica:  $\beta = 3,4 \times 10^{-3} \text{ 1/K}$
- Difusividade térmica  $\alpha = \rho / (k cp) = 2,53 \times 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$
- Número de Prandtl:  $Pr = 1,15$

A vazão de escoamento de regime permanente utilizada para determinação do perfil de temperatura antes do fechamento da válvula foi de 10 kg/s o que corresponde a uma velocidade média de 3,27 m/s. A temperatura de mistura considerada foi  $T_m=60 \text{ C}$ . Com esses dados, o número de Reynolds interno inicial

é  $Re_{inicial} = 3,44 \times 10^6$ . Utilizando a correlação de Sieder e Tate (Incropera e DeWitt, 1998), determinou-se o coeficiente interno de transferência de calor como sendo igual à  $h_{in} = 403 \text{ W}/(\text{m}^2 \text{ K})$ .

Admitiu-se que a mesma tubulação utilizada nos casos analisados anteriormente, encontra-se submersa no mar, também nas mesmas condições já consideradas, logo se especificou o mesmo coeficiente externo de troca de calor,  $h_{\infty} = 2000 \text{ W}/\text{m}^2\text{K}$ .

Utilizou-se a mesma malha de 4387 pontos nodais, que os casos de óleo, a qual foi selecionada a partir do teste de malha que se encontra no Apêndice A. Devido às maiores variações de temperatura com o tempo, especificou um passo de tempo igual 0,05 s, o qual é inferior ao utilizado nos casos de óleo, de forma a garantir independência da solução no passo temporal, otimizando também processo de convergência.

## 5.1

### Modelo 2D

Os resultados obtidos para o caso do gás pressurizado, utilizando a formulação 2-D, que despreza a convecção axial, são apresentados a seguir:

A Figura 5.1 apresenta a variação da temperatura de mistura do gás ao longo do tempo. Pode-se perceber através do gráfico que após 14 horas de resfriamento o gás está praticamente à mesma temperatura do ambiente externo.

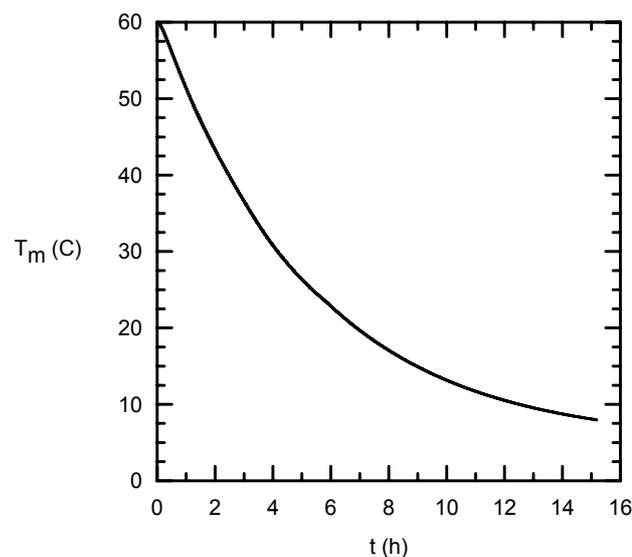


Figura 5.1 – Variação da temperatura de mistura do gás com o tempo

Isotermas espaçadas uniformemente na seção transversal do duto para o resfriamento do gás são apresentadas na Fig. 5.2. Foram selecionados três instantes de tempo para visualizar melhor o processo:  $t = 2 h$ ,  $6 h$  e  $10 h$ . De acordo com a Fig. 5.1, após  $2 h$ , pode-se observar que a temperatura do gás já diminuiu significativamente encontrando-se em torno de  $42\text{ C}$ . Analisando a Fig. 5.2a para  $t=2 h$  observa-se a uniformidade da temperatura do gás no interior do duto. O mesmo vale para os outros tempos de resfriamento. Pode-se verificar que em  $t = 10 h$ , o gás se encontra praticamente todo resfriado, ou seja, próximo à temperatura ambiente.

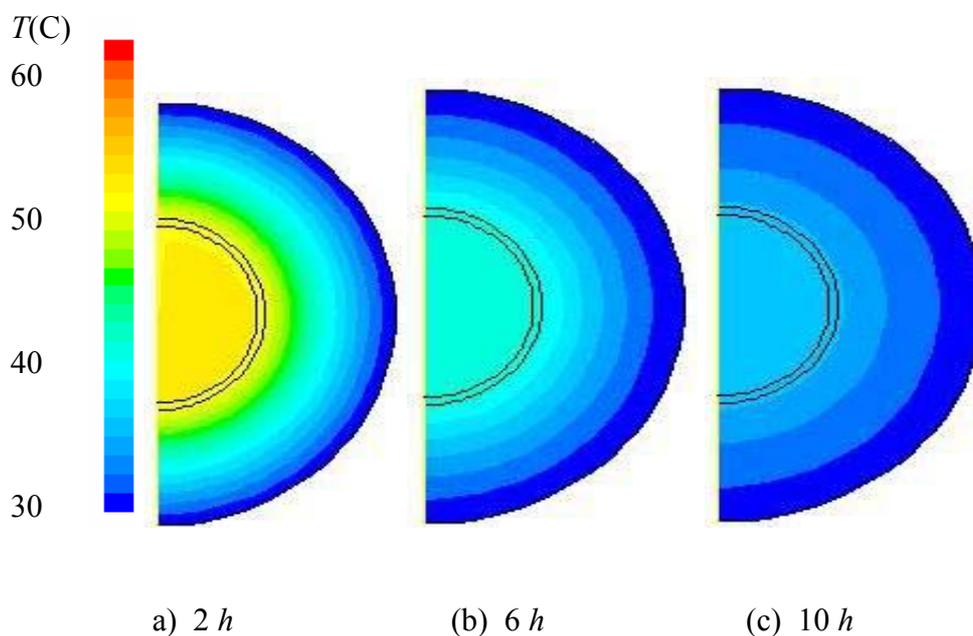


Figura 5.2 – Isolinhas de temperatura para diferentes instantes de tempo

Apesar da temperatura do gás ser aproximadamente uniforme, existe uma pequena diferença de temperatura na seção transversal, a qual induz a convecção natural. Esta diferença de temperatura pode ser visualizada na Fig. 5.3, correspondente aos mesmos três instantes de tempo, utilizadas na Fig. 5.2, porém utilizando escalas diferentes de temperatura. Neste caso, utilizou-se escala de temperatura em Kelvin. Observa-se na Fig. 5.3a, para  $t= 2 h$ , uma região aquecida na parte inferior da seção transversal, indicando a presença de uma recirculação. À medida que o tempo passa, apesar da temperatura cair, observa-se duas regiões mais aquecidas, indicando agora, que a estrutura do escoamento se alterou, dando origem a duas recirculações na seção transversal, Figs. 5.3b e 5.3c.

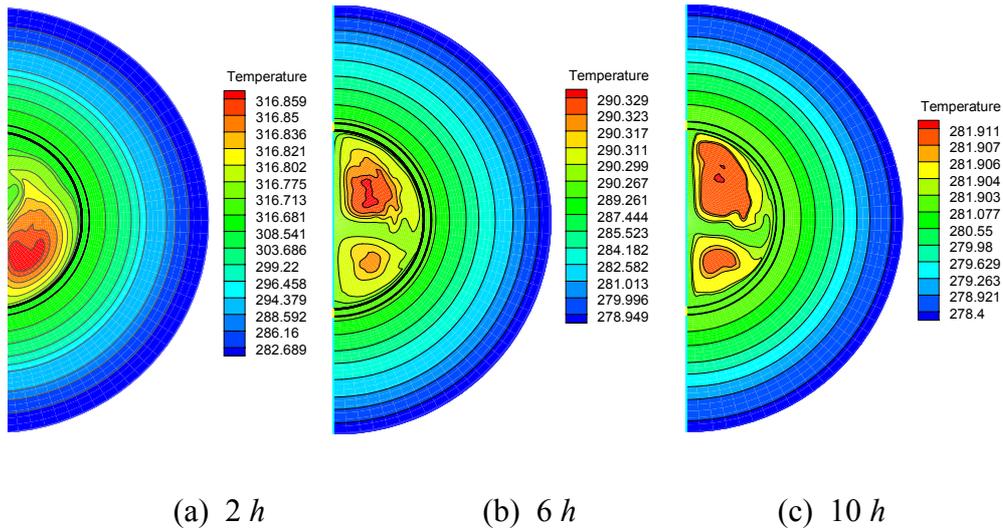


Figura 5.3 – Isolinhas de temperatura (em K) para diferentes instantes de tempo.

Para auxiliar na visualização do gradiente de temperatura no gás, o qual induz a recirculação na seção transversal, apresenta-se na Fig. 5.4, os perfis de temperatura ao longo da linha de simetria somente para a região do gás, onde se pode observar, que apesar de pequena, existe uma diferença de temperatura, a qual é responsável pelo padrão complexo de recirculações apresentado. Como já mencionado, para  $t=2 h$ , o fluido quente encontra-se na parte inferior da seção transversal. Observa-se ainda, que a temperatura tende a se uniformizar na seção transversal, tendendo ao valor da temperatura do mar, e reduzindo o efeito da convecção natural.

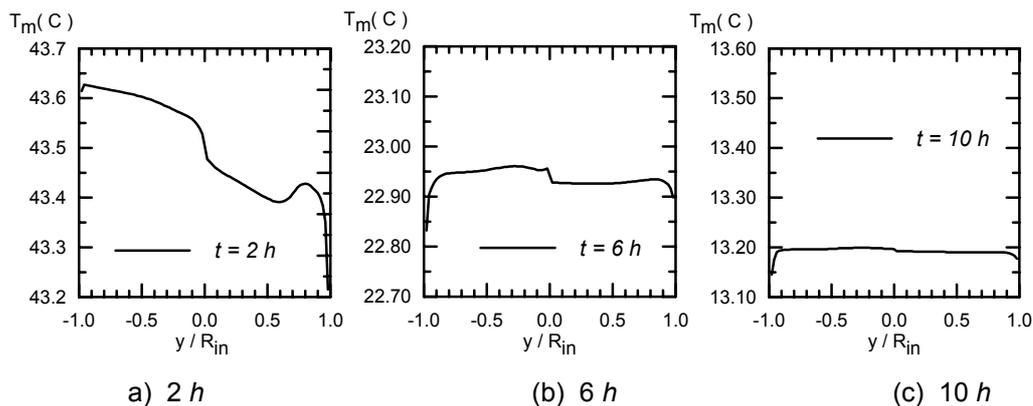


Figura 5.4 – Resfriamento no gás ao longo da linha de simetria para  $t=2h$ ,  $t=6h$  e  $t=10h$

A Figura 5.5 apresenta a variação angular da temperatura na parede interna do duto,  $T_s$ , ocasionada pelo movimento do fluido na seção transversal, devido à convecção natural. De acordo com a Fig. 3.3,  $\theta=0$  corresponde a parte inferior da

seção transversal. A Fig. 5.5 complementa os dados ilustrados na Fig. 5.4. Observa-se que a pequena variação da temperatura da parede. Isto pode em parte ser explicado pelo fato de ter sido considerado, como já mencionado, um coeficiente externo de transferência de calor uniforme. Pode-se observar uma redução na variação angular da temperatura no instante  $t = 10 h$ . Isto se deve ao fato do gás está praticamente todo resfriado nesse instante.

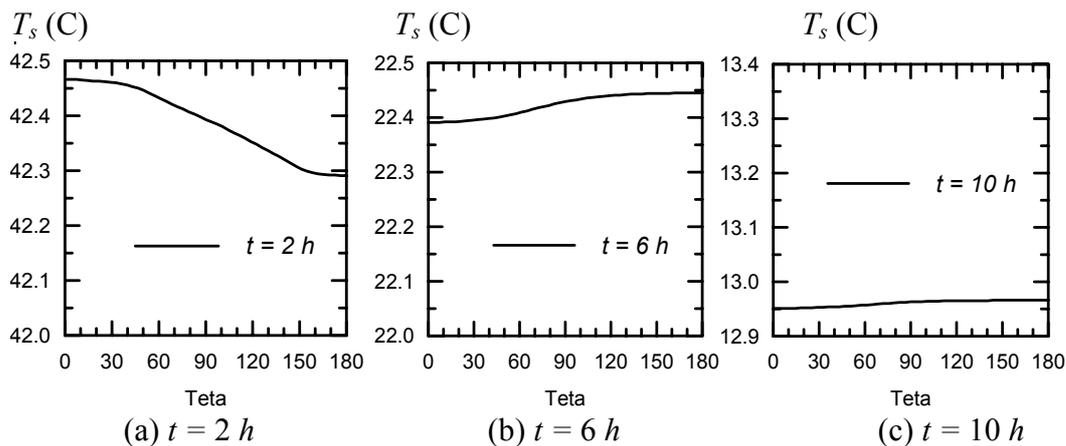


Figura 5.5 – Variação angular da temperatura da parede interna, para diferentes instantes de tempo.

Os contornos das linhas de corrente, definidas de acordo com as Eqs. (4.1), podem ser visualizados na Fig. 5.6, para seis instantes de tempo diferentes, após o início do resfriamento. Duas escalas diferentes foram utilizadas para melhor visualizar o processo ao longo do tempo. No instante de tempo  $t = 2 h$ , observa-se uma recirculação deslocada para a parte inferior da seção transversal, que como foi visto na Fig. 5.3a, encontra-se mais quente. Após mais duas horas de resfriamento, nota-se que a estrutura do escoamento começa a se alterar com o surgimento de uma nova recirculação na parte superior da seção transversal, Fig. 5.6b. Percebe-se claramente nas Figs. 5.6b e 5.6c, a mudança na estrutura do escoamento entre os instantes de tempo  $t = 4h$  e  $t = 6h$ , com o crescimento da segunda recirculação ocorreu, que aumenta de intensidade para  $t=8h$ . A partir de  $t = 10 h$ , como o fluido já está quase totalmente resfriado, a estrutura do escoamento se estabiliza, como pode ser visto nas figuras 5.6e e 5.6f.

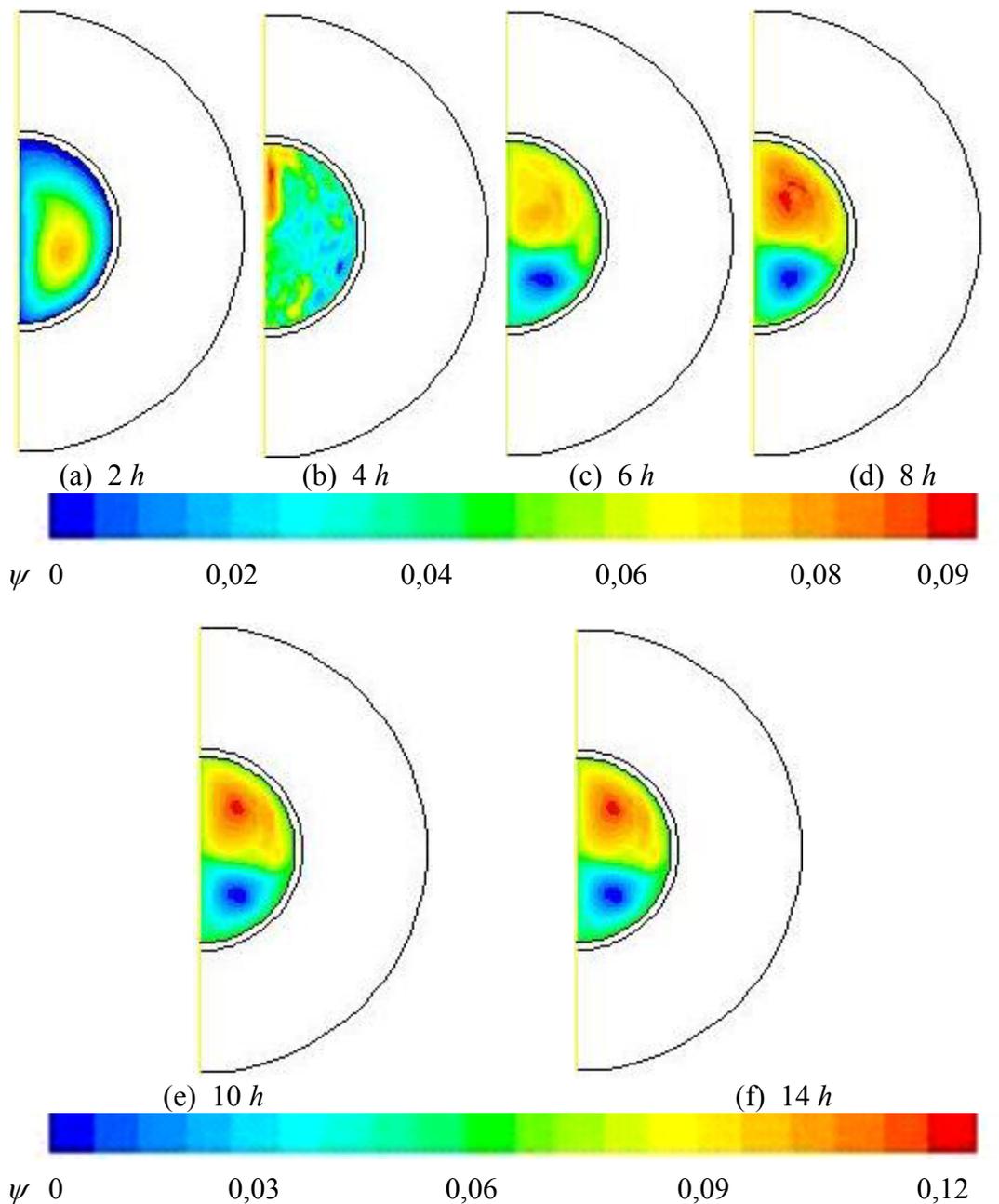


Figura 5.6 – Contornos das linhas de corrente para diferentes instantes de tempo

A Fig. 5.7 ilustra a variação temporal da diferença entre a temperatura de mistura do gás e da parede da camada de aço. Inicialmente, há um aumento significativo na diferença entre as temperaturas, devido ao resfriamento mais rápido da tubulação. Os efeitos da convecção natural começam a aparecer, aumentando a mistura do gás, uniformizando a temperatura na seção transversal, reduzindo a diferença entre a temperatura do gás e da parede. Observa-se um aumento na diferença das temperaturas, pouco antes das 6 horas após o fechamento da válvula. Essa mudança de comportamento pode ser explicada pela mudança na estrutura do escoamento, com o surgimento da segunda recirculação,

como já mencionada acima. Pode-se perceber que para  $t = 14 h$ , esta diferença de temperaturas já é muito pequena, menor que 0,1, indicando assim que o gás e as camadas do duto se encontram totalmente resfriadas.

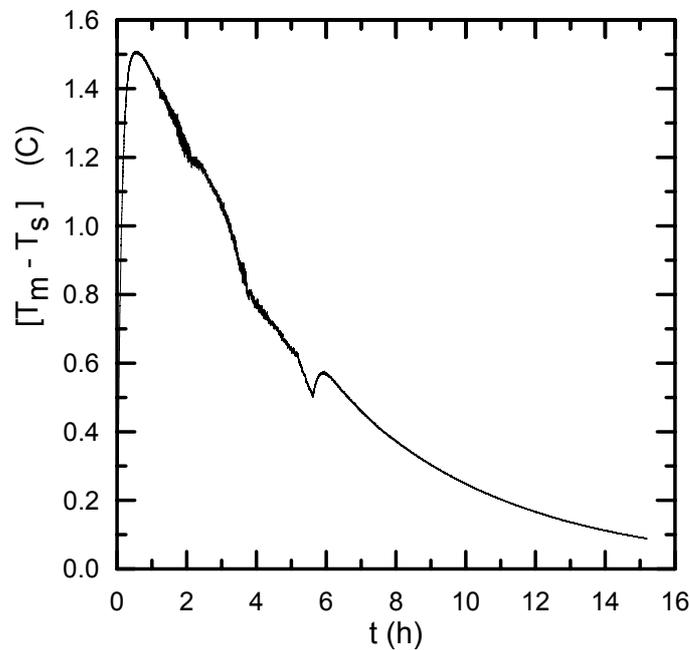


Figura 5.7 – Variação temporal da diferença entre a temperatura de mistura do gás e da parede do aço

A Figura 5.8 apresenta a variação dos fluxos de calor através de cada camada do duto com o tempo. São ilustrados os fluxos de calor através da parede interna do duto, entre o duto e a camada de isolamento e através da parede externa de isolamento. Observa-se que devido à baixa condutividade térmica do gás, o fluxo de calor entre o gás e a parede do duto apresenta a menor contribuição. Este comportamento não é observado no caso dos óleos, Fig. 4.24, onde o menor fluxo é entre o isolante e o ambiente. Para ambos os fluidos o maior fluxo de calor encontra-se entre as camadas de aço e isolante.

A taxa de transferência de calor através das mesmas paredes no duto é ilustrada na Fig. 5.9. Pode-se observar que à medida que o tempo aumenta, como a temperatura cai, a energia armazenada diminui e as taxas de transferência de calor se aproximam. Assim como para o caso do óleo, Fig. 4.24, observa-se a importância da energia armazenada na camada de aço apesar de sua pequena espessura. Como esperado, para os dois tipos de fluido, a maior taxa de transferência de calor, ocorre entre o isolante e o ambiente marinho, devido à maior área de troca desta superfície.

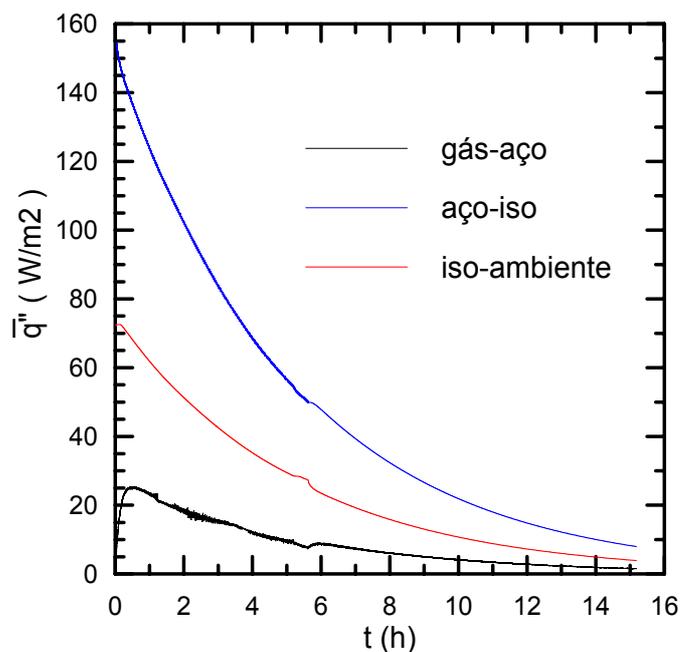


Figura 5.8 – Variação do fluxo de calor com o tempo para o gás

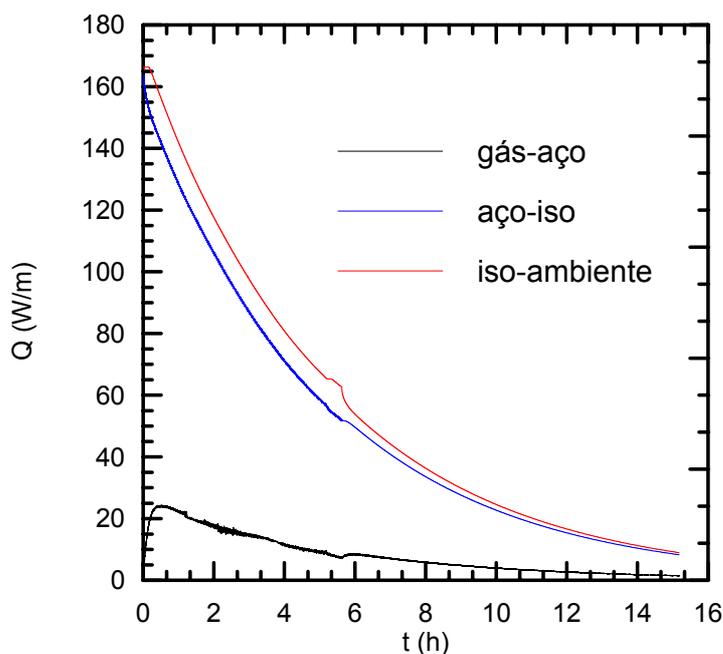


Figura 5.9 – Taxa de Transferência de calor por unidade de comprimento para o gás

Com os dados do fluxo de calor na parede interna do duto, temperatura de mistura do gás e temperatura da parede do duto, foi possível calcular o coeficiente de transferência de calor ao longo do tempo através da Eq. (3.55) e posteriormente o número de Nusselt através da Eq. (3.54).

A Fig. 5.10 apresenta o comportamento do Nusselt ao longo do tempo. À medida que o tempo passa, a diferença de temperatura entre o gás e parede diminui assim como a taxa de transferência de calor. Após aproximadamente 3

horas, observa-se uma mudança do comportamento do Nusselt com o tempo. Essa mudança de comportamento pode ser melhor compreendida pelos complexos padrões de recirculações e mudanças na estrutura do escoamento no interior do duto ilustrados na Fig. 5.6.

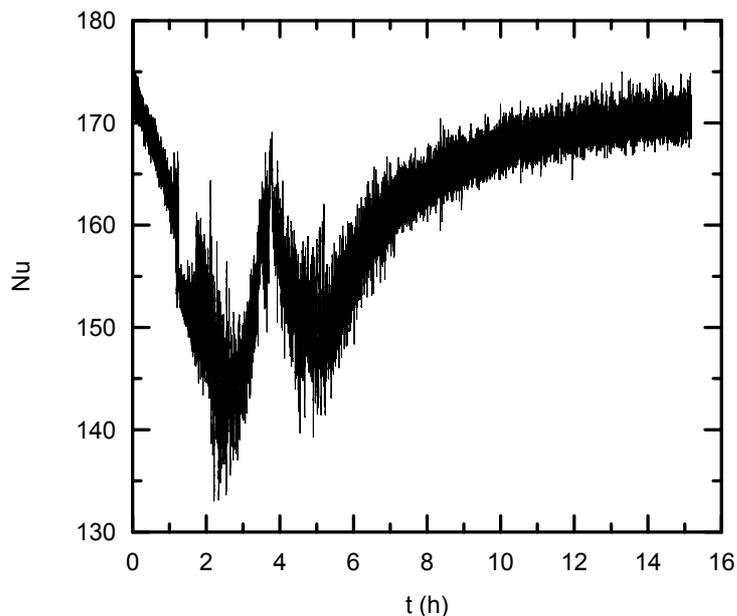


Figura 5.10 – Variação do Nusselt com o tempo para o gás

O comportamento do número de Grashof instantâneo, definido na Eq. 4.8, é apresentado na Fig. 5.11. Note que a variação do Grashof com o tempo, assim como no caso do óleo, é igual à variação  $T_m - T_s$ , apresentada na Fig. 5.7, uma vez que os dois termos diferem entre si apenas por constantes, Eq. 4.8. Observa-se que no início do resfriamento o número de Grashof é baixo e aumenta rapidamente até aproximadamente  $t = 1 h$ , quando então começa a cair. No início do resfriamento, a diferença entre as temperaturas cresce, devido à diferença entre a capacidade térmica do óleo e da parede do duto. No entanto, com a queda de temperatura do óleo, a massa específica se altera, dando início ao fenômeno de convecção natural, diminuindo a diferença entre as duas temperaturas e conseqüentemente o Grashof.

Visando buscar uma correlação entre o número de Nusselt e Grashof para fornecer a um simulador unidimensional, traçou-se na Fig. 5.12 um gráfico do número de Nusselt versus o número de Grashof. Como pode ser observado, assim como no caso do óleo, nenhuma correlação pode ser retirada a partir destes dados.

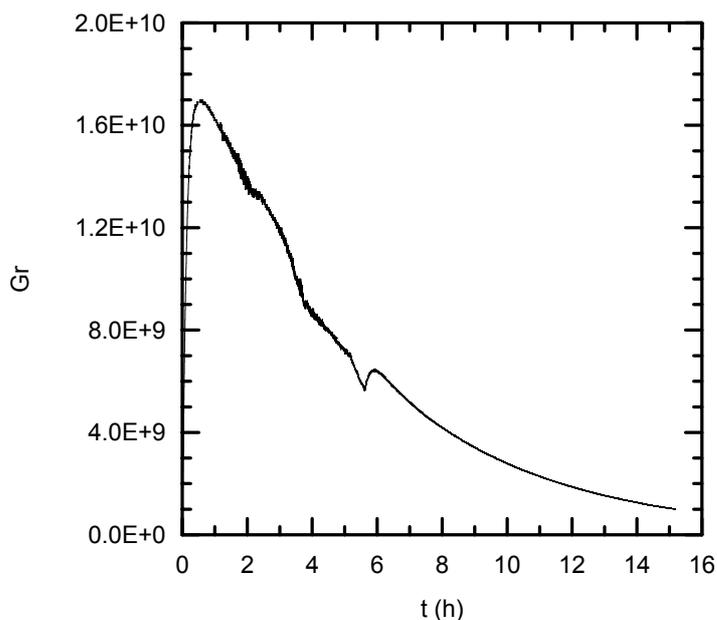


Figura 5.11 – Variação do Grashof com o tempo para o gás

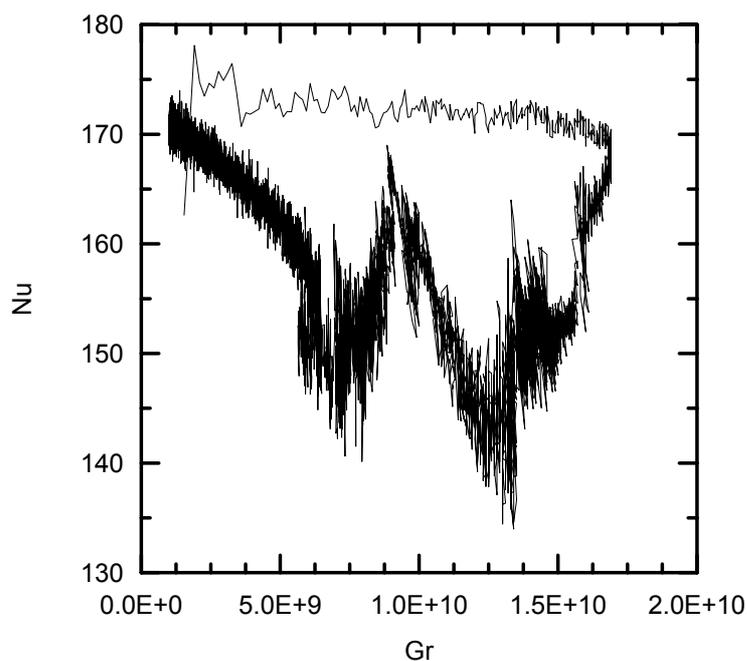


Figura 5.12 – Número de Nusselt versus número de Grashof

A Figura 5.13 apresenta uma comparação entre o gás e o óleo com o objetivo de estudar de maneira adimensional os comportamentos da variação de temperatura ao longo do tempo. No gráfico é ilustrada a variação da temperatura adimensional  $\Phi$ , Eq. (3.44), ao longo do tempo adimensional, Fourier,  $Fo$ , definido pela Eq. (3.46). Pode-se perceber uma equivalência no comportamento dos dois fluidos.

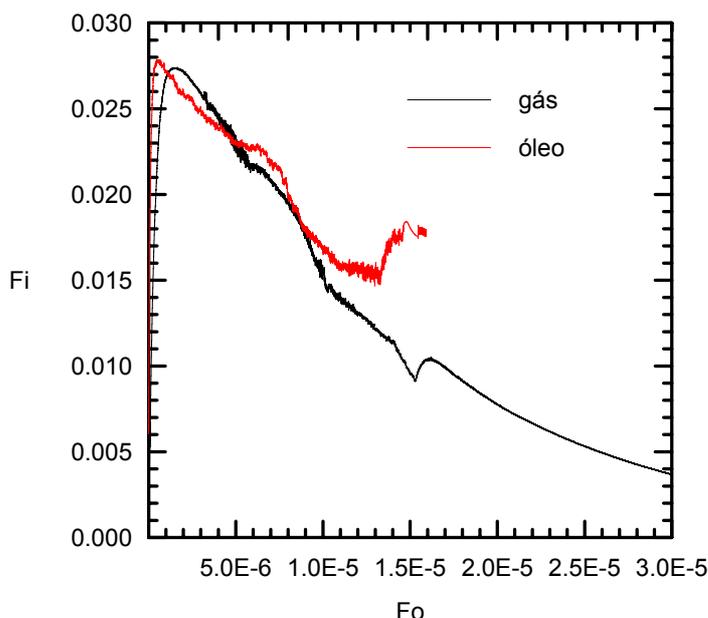


Figura 5.13 – Variação da temperatura adimensional com o Fourier para o gás e óleo

## 5.2 Modelo 2D x Modelo 1D

Nesta seção é apresentada uma comparação entre as soluções obtidas pelo modelo bidimensional e unidimensional para o caso do gás.

O modelo unidimensional utilizado para comparar os resultados foi o mesmo utilizado na comparação no caso do óleo, sendo este desenvolvido no trabalho de Barrera (2005). Os detalhes do modelo estão especificados na seção 4.1.2.

Inicialmente, considerou-se o gás entrando na tubulação a 60 C, utilizando um procedimento análogo ao que foi realizado no caso do óleo. A Figura 5.14 ilustra a variação temporal da temperatura do gás obtida como o modelo 2-D e da temperatura em diversas coordenadas espaciais diferentes ao longo da tubulação 1-D. Observa-se uma grande variação da temperatura entre as diversas posições axiais. Antes do fechamento da válvula, no centro do duto, a temperatura do gás encontra-se a 38 C. Nota-se que a comparação da solução obtida na coordenada central com o modelo 2-D é inviável, uma vez que no instante inicial as temperaturas já são muito diferentes.

De forma a ser possível comparar a solução obtida com o modelo 2-D e com a solução da seção central do modelo 1-D, aumentou-se a temperatura do gás na seção da entrada para 99 C. Desse modo a temperatura inicial na seção central do modelo 1-D foi igual à temperatura inicial do caso 2-D, i.e. 60 C.

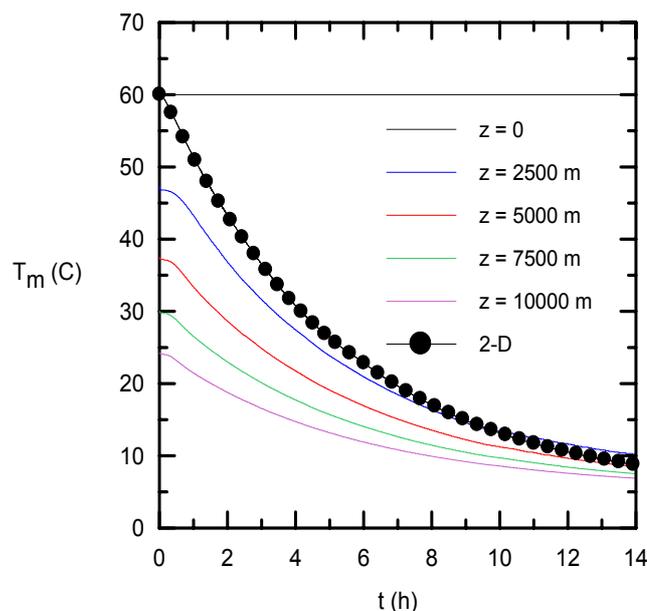


Figura 5.14 – Variação da temperatura de mistura do gás ao longo do tempo

A Figura 5.15 apresenta para o caso 1-D, a variação da temperatura do gás pressurizado ao longo do duto para a condição inicial de regime permanente, ao injetar a gás a 99 C. Na mesma figura, encontra-se ilustrado o perfil de temperatura para diferentes instantes de tempo após o fechamento da válvula. Observa-se uma queda da temperatura com um subsequente aumento na região próxima a entrada, a qual poderia ser explicada pela variação brusca da pressão após o fechamento da válvula. Observa-se que a variação da temperatura de mistura do gás ao longo do duto é bem superior que a observada no caso do óleo leve, Fig. 4.17.

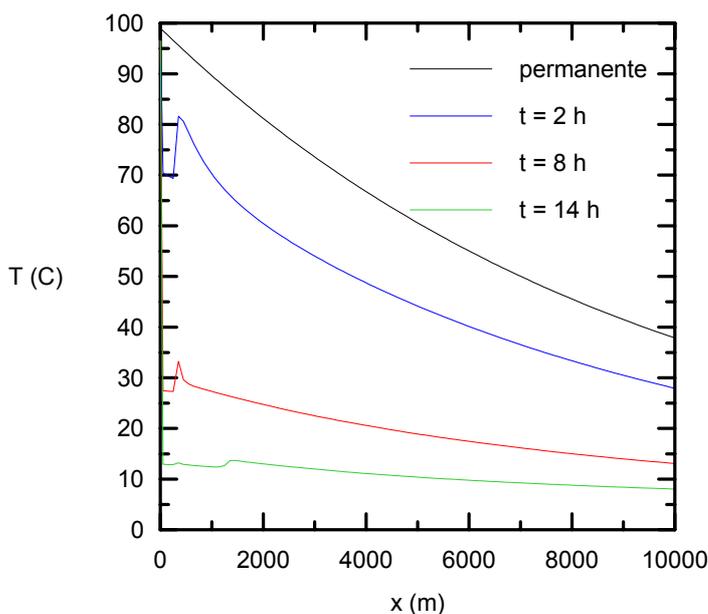


Figura 5.15 – Resfriamento ao longo do duto para o gás pressurizado, para diversos instantes de tempo. Modelo 1-D

A grande variação da temperatura ao longo do duto pode ser atribuída em grande parte a massa específica, a qual no modelo unidimensional é obtida pela lei dos gases ideais, sendo, portanto afetada não só pela temperatura, mas também pela pressão. Adicionalmente a condutividade do gás é uma ordem de grandeza menor do que a dos óleos, reduzindo a difusão de calor.

A Figura 5.16 apresenta a comparação da variação temporal da temperatura do gás pressurizado do modelo bidimensional e a temperatura no centro do duto no caso unidimensional. Pode-se observar que o comportamento do resfriamento dos dois modelos é equivalente com erro médio de 3,3%.

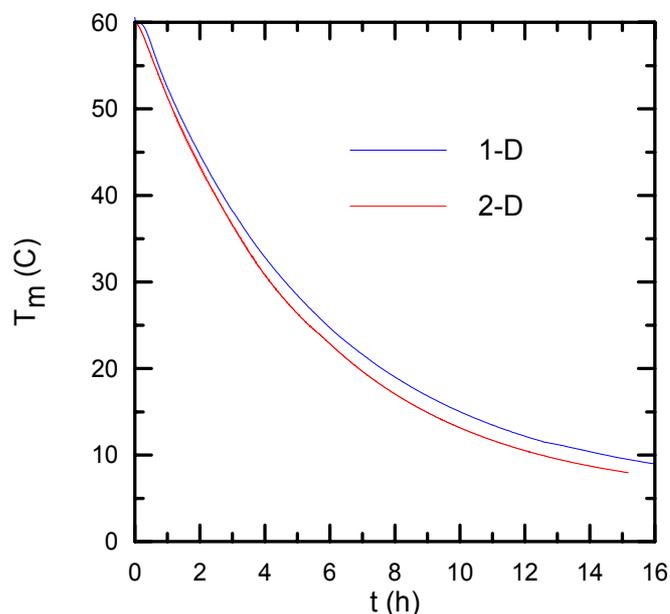


Figura 5.16 – Comparação entre modelos 1-D e 2-D do resfriamento ao longo do tempo para o gás pressurizado

Uma comparação dos fluxos de calor obtidos com os modelos uni e bidimensionais é apresentada na Figura 5.17. Novamente, observa-se uma boa concordância entre os modelos com erro médio de 2,6% na interface fluido-aço, 2,7% na interface aço-isolante e 2,4% entre a camada do isolante e o ambiente.

Na Figura 5.18 é apresentada uma comparação do Nusselt para os dois modelos simulados. Pode-se perceber uma diferença significativa nos valores e no comportamento do número de Nusselt obtidos com os dois modelos, apesar da temperatura e dos fluxos de calor terem apresentado uma boa concordância. Como já mencionado na seção 4.1.2, devido às pequenas diferenças entre as temperaturas do gás e da parede do duto, a influência do número de Nusselt nos

resultados é pequena, levando a uma excelente concordância entre os fluxos e temperaturas obtidos com os 2 modelos, apesar da grande diferença entre os números de Nusselt.

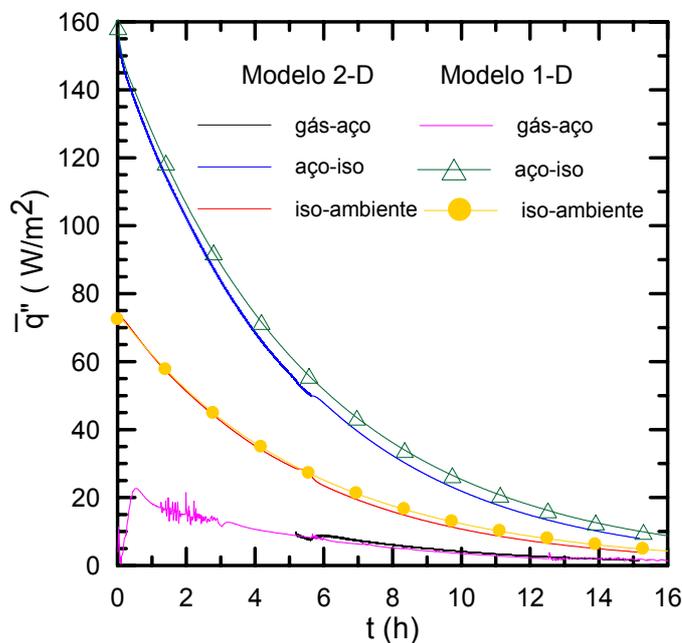


Figura 5.17 – Variação do fluxo de calor com o tempo para o gás

Mais uma vez pode-se concluir que apesar das correlações utilizadas no modelo 1D para determinar o número de Nusselt serem baseadas em escoamento hidrodinamicamente e termicamente desenvolvido em regime permanente, os resultados obtidos com este modelo mais simples são plenamente satisfatórios.

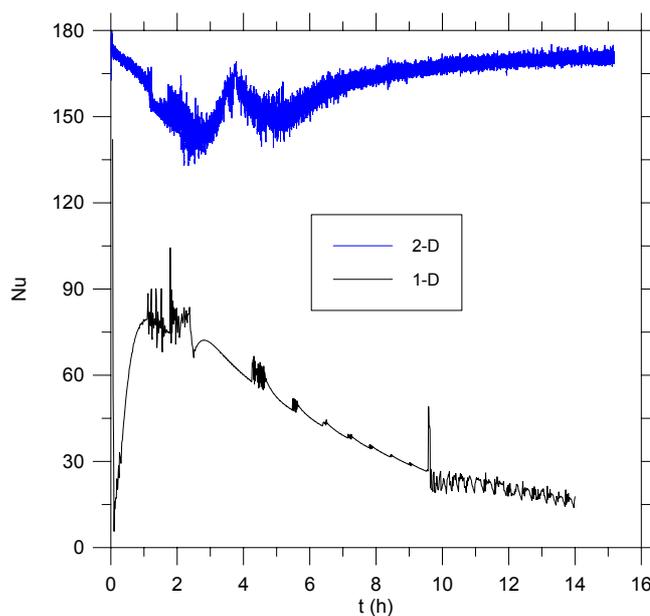


Figura 5.18 – Variação do número de Nusselt com o tempo para o gás

Observa-se na Fig. 5.19 que os dois modelos apresentam uma tendência equivalente do número de Grashof com o tempo, indicando uma similaridade no comportamento do Grashof para os modelos uni e bidimensionais. Este comportamento já era esperado, pois como já analisado, o número de Grashof é diretamente proporcional a diferença de temperatura entre o gás e a parede do duto, e a temperaturas dos dois modelos apresentam comportamento análogo.

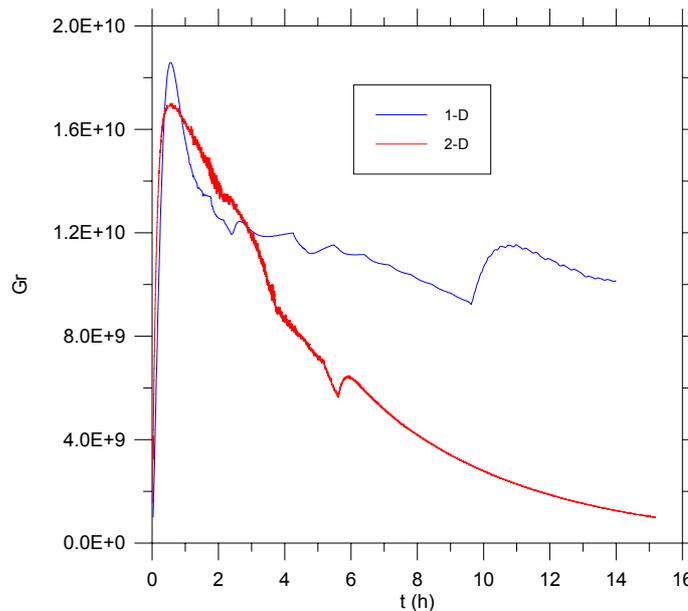


Figura 5.19 – Variação do número de Grashof com o tempo para o gás

A partir dos resultados obtidos conclui-se que o modelo 2-D, o qual despreza a convecção axial, porém avalia com precisão a convecção natural, apresentou um resultado análogo ao obtido com o modelo 1-D, baseado em correlações empíricas. Este resultado é animador, pois indica que as soluções mais simples e baratas dos modelos unidimensionais são satisfatórias. No entanto, visando eliminar as dúvidas referentes às aproximações utilizadas no modelo 2-D, e buscar uma melhor correlação entre os números de Nusselt, tornou-se necessário realizar um estudo tri-dimensional.

## 6 Modelo 3D

Como já mencionado no capítulo anterior, o estudo do modelo tridimensional teve como principal motivação a grande variação da temperatura de mistura do gás na direção axial. As propriedades do gás utilizadas na modelagem tridimensional são as mesmas já utilizadas no modelo bidimensional com exceção da densidade que foi calculada nesse caso a partir da equação de gás ideal Eq. (3.3), rescrita aqui como

$$\rho = \frac{p}{R T} \quad ; \quad R = \frac{\mathfrak{R}}{W} \quad (6.1)$$

Utilizou-se a mesma equação de estado que o caso unidimensional, sendo o peso molecular do gás igual  $W = 17,38 \text{ kg/kg.mol}$ , o que corresponde a uma constante do gás igual a  $R=478,3 \text{ N m/(kg K)}$ .

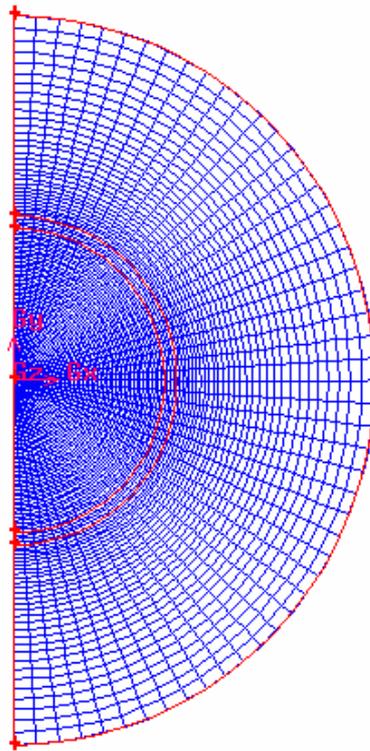
Os parâmetros geométricos assim como as propriedades das camadas do duto também são os mesmos já especificados anteriormente, definidas nas Tabelas 4.1 e 4.2, sendo o comprimento do duto igual a 10.000 m, igual ao utilizado nas simulações unidimensionais.

Para inicializar o problema transiente, determinou-se numericamente o campo de velocidade, pressão e temperatura em regime permanente, considerando na entrada da tubulação uma vazão em massa de 10 kg/s, a 99 C e uma pressão de descarga de 60 kgf/cm<sup>2</sup>, i.e., as mesmas condições que as utilizadas no modelo 1-D.

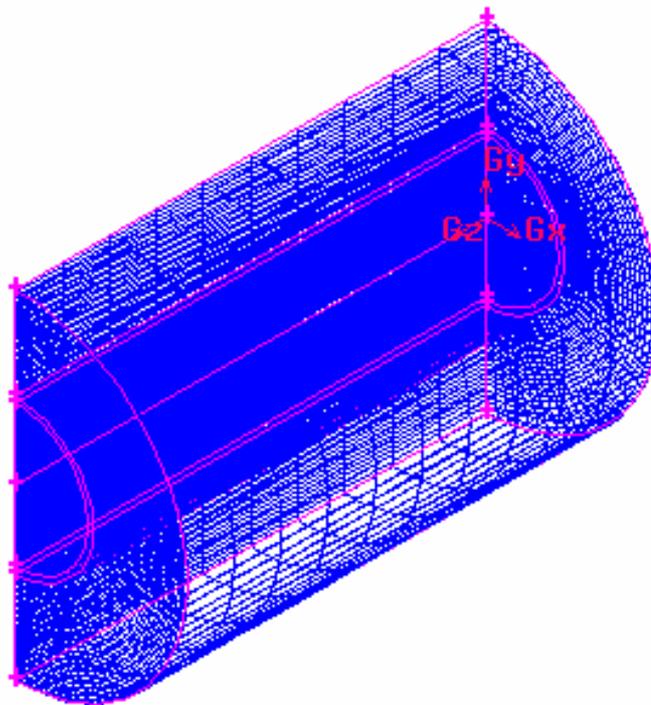
A temperatura do ambiente externo com o qual o gás troca calor foi a mesma utilizada anteriormente,  $T_{\infty} = 5 \text{ C}$ , assim como o coeficiente de transferência de calor  $h_{\infty}=2000 \text{ W/m}^2\text{K}$ .

Devido à simetria com relação ao eixo vertical, as simulações foram realizadas considerando somente metade do duto, com exatamente a mesma seção transversal que o caso bi-dimensional. A malha da seção transversal, Fig. 6.1(a), foi igual a dos casos 2-D com 4200 pontos. Já na seção axial utilizou-se 100 nós,

como pode ser observado na Fig. 6.1(b) em perspectiva, o que corresponde ao mesmo número de pontos utilizados na simulação unidimensional.



(a) seção transversal



(b) perspectiva

Figura 6.1 – Malha na seção transversal e perspectiva

Alguns resultados da modelagem tridimensional em regime permanente são mostrados abaixo.

### 6.1 Condição Inicial em Regime Permanente

A Figura 6.2 apresenta a variação da pressão ao longo do duto, utilizando a pressão relativa,  $p-p_{out}$ . Apesar do perfil de pressão parecer linear, o perfil de pressão ao longo de um duto que escoa gás é parabólico. Esta ilusão se deve ao fato de se utilizar um duto relativamente curto e uma vazão baixa.

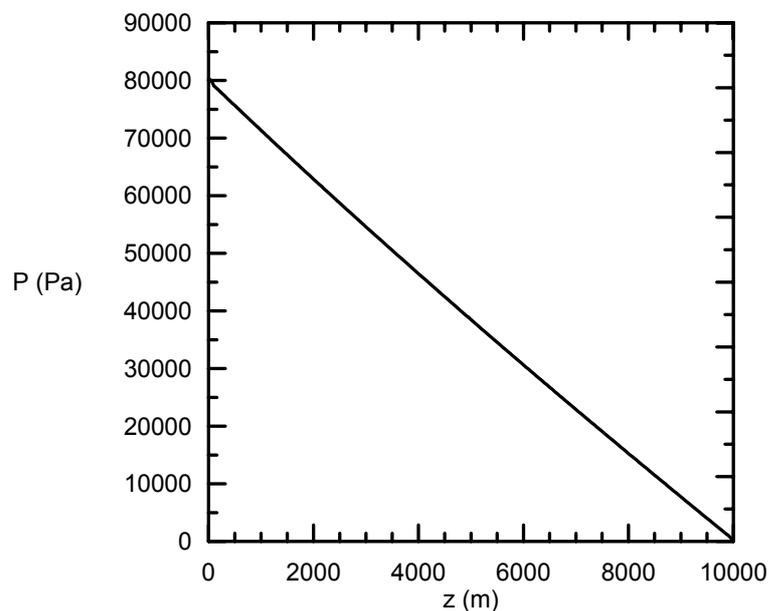


Figura 6.2 – Variação da pressão ao longo do duto

Utilizando esse resultado, o fator de atrito foi calculado a partir da Eq. 6.2

$$f_{at} = \frac{-\partial p / \partial z}{\rho u_m^2 / 2} \quad (6.2)$$

e comparado com o resultado a partir da fórmula de Colebrook, Eq. 6.3 (Fox e Mcdonald, 2001), considerando o duto liso (com rugosidade  $\varepsilon$  nula)

$$\frac{1}{f_{at}^{0,5}} = -2,0 \log \left( \frac{\varepsilon / D}{3,7} + \frac{2,51}{\text{Re}_{inicial} f_{at}^{0,5}} \right) \quad (6.3)$$

O fator de atrito calculado pela Eq. 6.2 foi  $f_{at} = 0,009553$ , enquanto o

resultado a partir da correlação de Colebrook foi  $f_{at} = 0,009541$ , com diferença de 0,12%. Uma vez que os resultados dos fatores de atrito foram bem próximos, pode-se considerar a solução satisfatória, indicando que o modelo encontra-se corretamente definido e a malha é adequada.

Os perfis do componente axial de velocidade ao longo do raio na seção central do duto ( $x=5.000$  m) nas direções horizontal,  $u_z(x)$  ( $\theta=\pi/2$ ), e vertical,  $u_z(y)$  ( $\theta=\pi$ ) são ilustrados na Fig. 6.3, onde o raio foi normalizado com o raio interno do duto, sendo  $R$ . Nota-se que durante o escoamento em regime permanente, devido às altas velocidades axiais, a convecção natural é desprezível e o perfil de velocidade independe da coordenada angular.

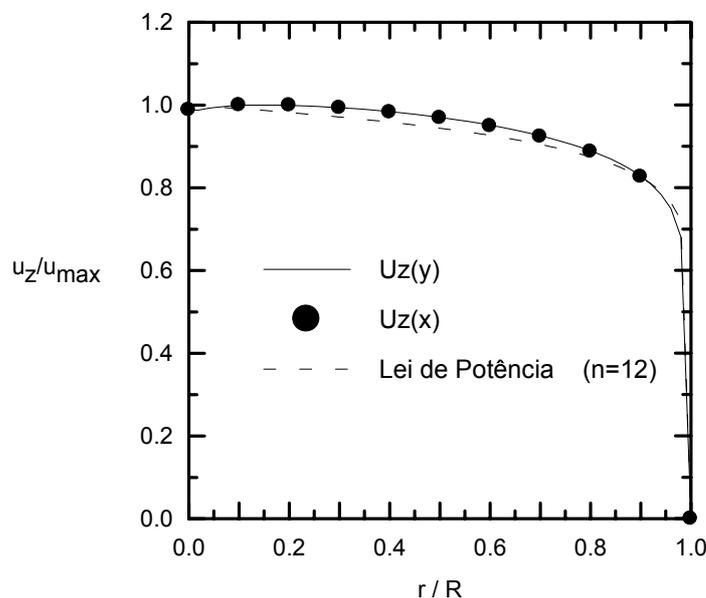


Figura 6.3 – Variação da velocidade axial ao longo do raio

A nível de comparação, o valor de  $u_z$  calculado pela lei de potência empírica elaborada por Laufer (Fox e McDonald, 2001) representada pela Eq. 6.4, também foi apresentado na Fig. 6.3.

$$\frac{u_z}{u_{\max}} = \left(1 - \frac{r}{R}\right)^{1/n} \quad (6.4)$$

onde  $u_z$  é a velocidade axial e  $u_{\max}$  é a velocidade máxima na linha de centro do duto. Observou-se uma excelente concordância entre os perfis ao considerar o expoente  $n$  igual a 12 com erro médio de 1,8%.

A variação da temperatura de mistura ao longo da tubulação, na condição de

escoamento em regime permanente e termicamente desenvolvido, pode ser obtida aplicando-se um balanço de energia em um elemento infinitesimal do duto, Fig. 6.4.

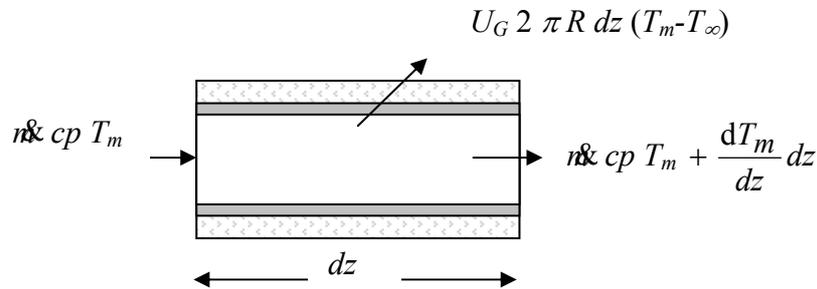


Figura 6.4 – Elemento infinitesimal do duto

$$\dot{m} c_p T_m = \dot{m} c_p \left( T_m + \frac{dT_m}{dz} dz \right) + U_G 2\pi R (T_m - T_\infty) = 0 \quad (6.5)$$

ou

$$\frac{1}{(T_m - T_\infty)} \frac{d(T_m - T_\infty)}{dz} = - \frac{\overline{Nu}_G}{\mathbf{Pr} \mathbf{Re}_{inicial}} \frac{4}{D} \quad (6.6)$$

onde

$$\overline{Nu}_G = \frac{U_G D}{k} \quad ; \quad \mathbf{Re}_{inicial} = \frac{\rho_{ref} u_m D}{\mu} \quad ; \quad \mathbf{Pr} = \frac{\mu c_p}{k} \quad (6.7)$$

e integrando da entrada até uma coordenada arbitrária  $z$ , obtém-se

$$\Phi = \frac{T - T_\infty}{T_{in} - T_\infty} = \exp \left( - \frac{4 \overline{Nu}_G z}{\mathbf{Re} \mathbf{Pr} D} \right) \quad (6.8)$$

O número de Nusselt global  $\overline{Nu}_G$  pode ser determinado em função do coeficiente de transferência de calor global  $U_G$ , a partir de correlações para avaliar o número de Nusselt interno  $\mathbf{Nu}_{inicial} = h_i D / k$ , das resistências térmicas das camadas que formam as paredes do duto e do coeficiente de transferência de calor externo  $h_\infty$ ,

$$U_G = \left[ \frac{D}{2 k_{iso}} \ln \left( \frac{D_{ext}}{D_{iso}} \right) + \frac{D}{2 k_{aco}} \ln \left( \frac{D_{iso}}{D} \right) + \frac{D}{h_o D_{ext}} + \frac{1}{h_i} \right]^{-1} \quad (6.9)$$

onde a seguinte correlação de Sieder e Tate (Incropera e DeWitt, 1998) foi empregada para avaliar o número de Nusselt interno:

$$\text{Nu}_{\text{inicial}} = 0,027 \text{Re}_{\text{inicial}}^{4/5} \text{Pr}^{1/3} \quad (6.10)$$

O coeficiente interno de troca de calor foi calculado como sendo igual a 475 W/(m<sup>2</sup> K). De acordo com a Eq. (6.10) o número de Nusselt global é igual a 31,6.

A Figura 6.5 ilustra a variação da temperatura adimensional do gás  $\Phi$  ao longo do duto, onde se pode observar o decaimento exponencial de acordo com a solução exata.

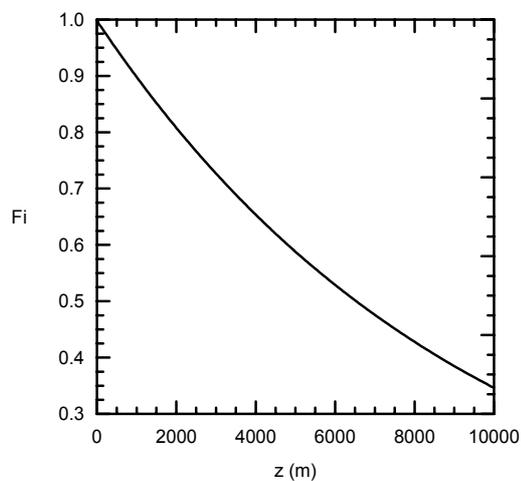


Figura 6.5 – Variação da temperatura adimensional do gás ao longo do duto

Uma comparação do perfil axial da temperatura de mistura para o regime permanente obtido com as formulações 3-D e 1-D é apresentada na Fig. 6.6 onde pode-se observar a excelente concordância.

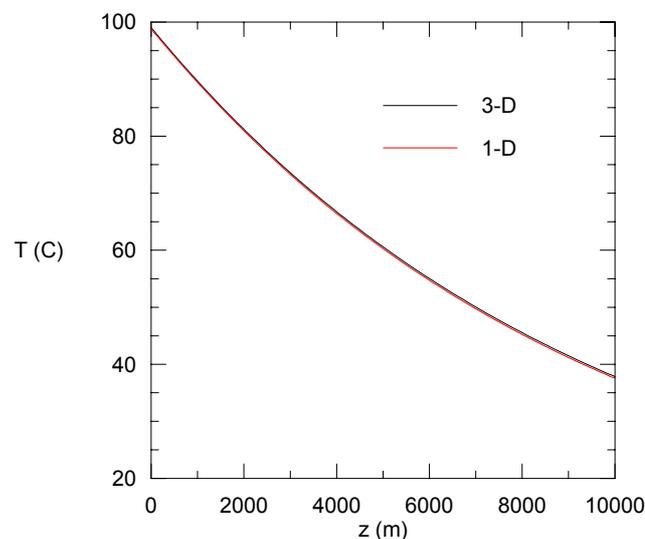


Figura 6.6 – Variação da temperatura ao longo do duto

O número de Nusselt global  $\overline{Nu}_G$  também pode ser determinado a partir do campo de temperatura obtido com a simulação 3-D, utilizando a Eq. 6.8 rescrita como

$$\overline{Nu}_G = -\ln\left(\frac{T - T_\infty}{T_{in} - T_\infty}\right) \frac{\text{Re Pr } D}{4 z} \quad (6.11)$$

A Figura 6.7 ilustra a variação do número de Nusselt global  $\overline{Nu}_G$  ao longo da tubulação, onde se pode observar que para  $z \approx 600$  m, o escoamento pode ser considerado como termicamente desenvolvido, sendo o número de Nusselt constante até o final do duto e igual  $\overline{Nu}_G = 32$ . Nota-se excelente concordância com o valor obtido através da correlação empírica para o número Nusselt interno.

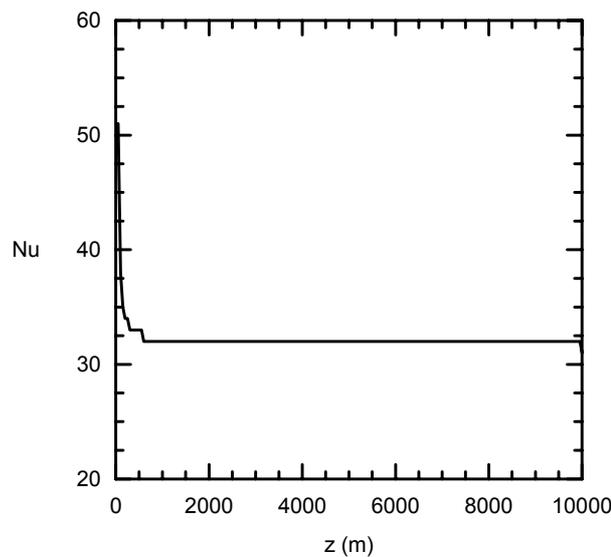


Figura 6.7 – Variação do Nusselt ao longo do duto

O perfil adimensional de temperatura  $\Phi$  do gás e do aço ao longo do raio, para  $\theta = \pi$  (coordenada vertical  $y$ ), avaliados na seção central do duto,  $z = 5000$  m, é apresentado na Fig. 6.8. Na camada correspondente à parede da tubulação, denominada de “Aço”, a qual possui pequena espessura e alta condutividade térmica apresenta temperatura aproximadamente uniforme. A temperatura no gás também é aproximadamente uniforme em quase toda a seção transversal, com gradiente bem elevado próximo à parede, uma vez que o coeficiente de transferência de calor interno é muito elevado.

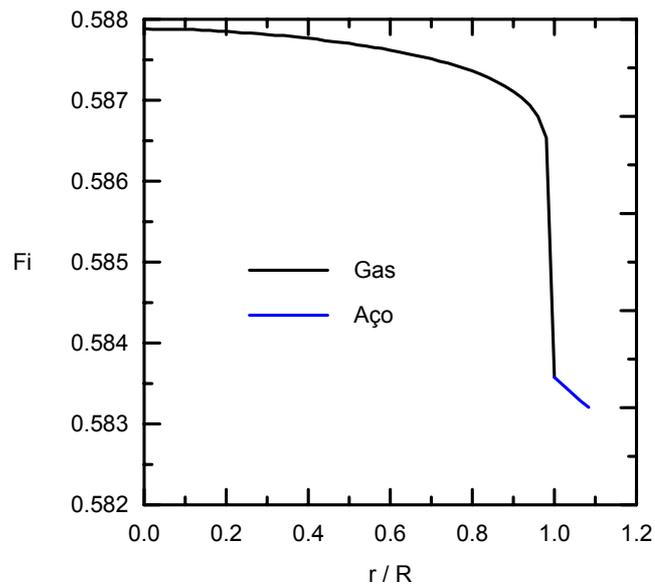


Figura 6.8 – Perfil de temperatura no gás e na camada de aço ao longo do raio

A Figura 6.9 apresenta o perfil de temperatura do isolante, na seção central do duto, ao longo da coordenada radial adimensionalizada por  $R$  para  $\theta = \pi$  (coordenada vertical  $y$ ). Visualizando o gráfico, pode-se perceber um gradiente de temperatura na camada de isolante maior que na camada do aço e no interior do duto onde escoa o gás.

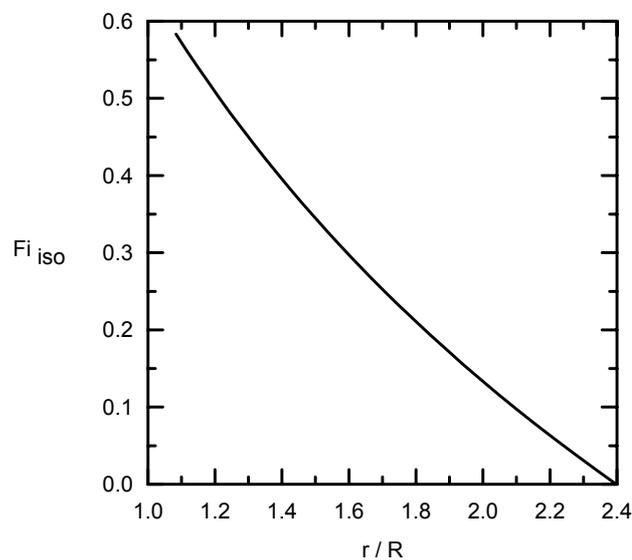


Figura 6.9 – Perfil de temperatura na camada do isolante ao longo do raio

Os perfis de temperatura ao longo do raio para  $\theta = \pi/2$  (coordenada horizontal  $x$ ), no gás, na parede do aço e no isolante coincidiram com os resultados para coordenada  $y$ , indicando que os efeitos de convecção natural são desprezíveis frente à convecção forçada.

Uma comparação entre o perfil de temperatura resultante do regime permanente do modelo 3D no centro do duto e o perfil correspondente à solução exata de condução de calor em regime permanente, utilizada para inicializar o problema 2-D é apresentado na Fig. 6.10. Mais uma vez, observa-se ótima concordância entre as soluções.

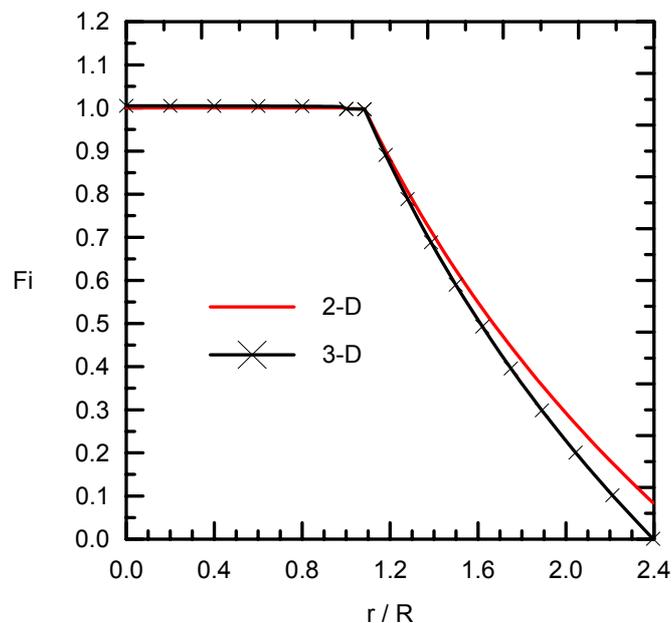


Figura 6.10 – Perfil de temperatura 2-D e 3-D nas camadas do duto ao longo do raio

A partir dos resultados obtidos com a simulação do regime permanente, pode-se analisar a variação de algumas grandezas turbulentas. A Fig. 6.11 apresenta a variação da viscosidade turbulenta  $\mu_t$  ao longo do eixo do duto, enquanto a Fig. 6.12a e Fig. 6.12b correspondem a energia cinética turbulenta  $\kappa$  e a sua taxa de dissipação  $\varepsilon$ . Devido ao alto número de Reynolds, a viscosidade turbulenta é três ordens de grandeza superior à viscosidade molecular. Pode-se observar que todas as grandezas turbulentas são aproximadamente constantes ao longo do eixo do duto, uma vez que o escoamento encontra-se desenvolvido hidrodinamicamente, porém observa-se a ocorrência de uma perturbação próxima à entrada.

Os perfis radiais das grandezas turbulentas, viscosidade turbulenta, energia cinética turbulenta e sua taxa de dissipação são ilustrados nas Fig. 6.13, 6.14a e 6.14b, respectivamente. Observa-se que a viscosidade turbulenta diminui próxima a parede, tendendo a zero na região da sub-camada laminar. Na região central,

onde o gradiente de velocidade é nulo, uma pequena queda de  $\mu_t$  também ser verificada. A energia cinética turbulenta apresenta um aumento na região da camada limite próximo à superfície sólida, tendendo a um valor constante na parede, devido a utilização da lei da parede que impõe deriva para  $\kappa$ . Já a taxa de dissipação  $\varepsilon$  apresenta um acréscimo significativo próximo a parede do duto, pois de acordo com a lei da parede e é inversamente proporcional a distância a superfície sólida.

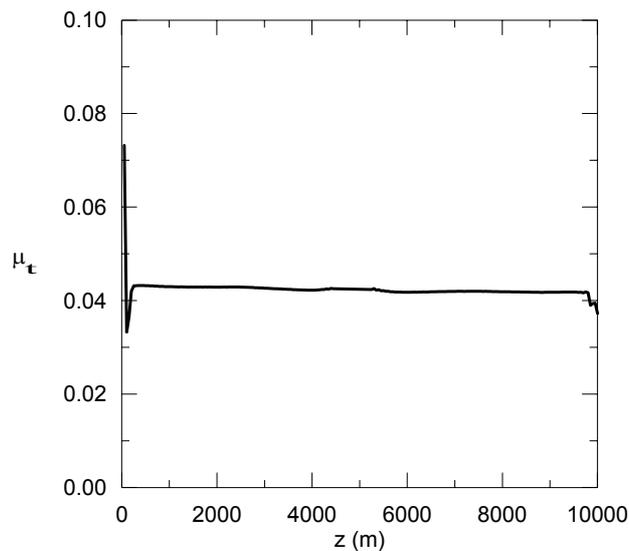
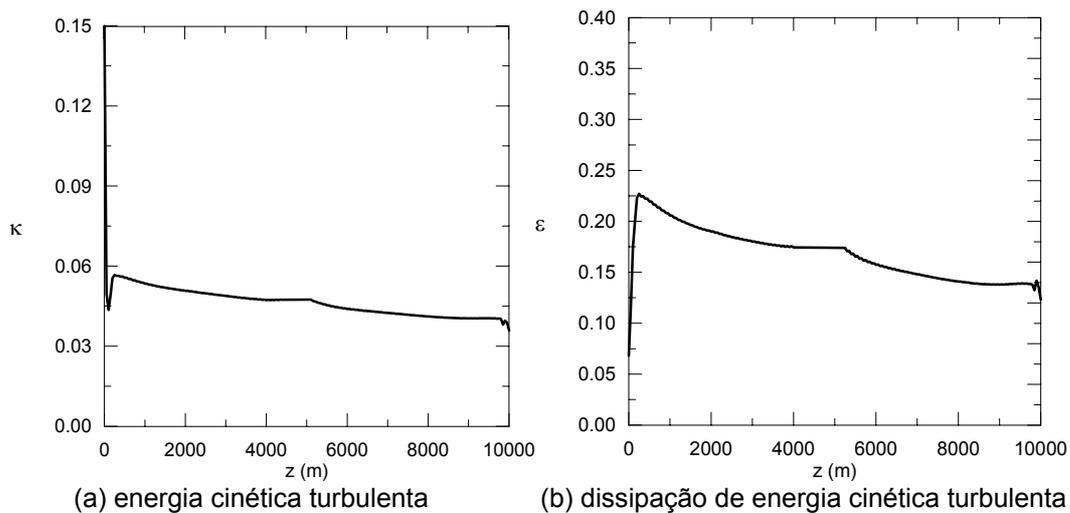


Figura 6.11 – Perfil de viscosidade turbulenta ao longo do eixo central do duto



(a) energia cinética turbulenta

(b) dissipação de energia cinética turbulenta

Figura 6.12 – Perfil de  $\kappa$  e  $\varepsilon$  ao longo do eixo central do duto

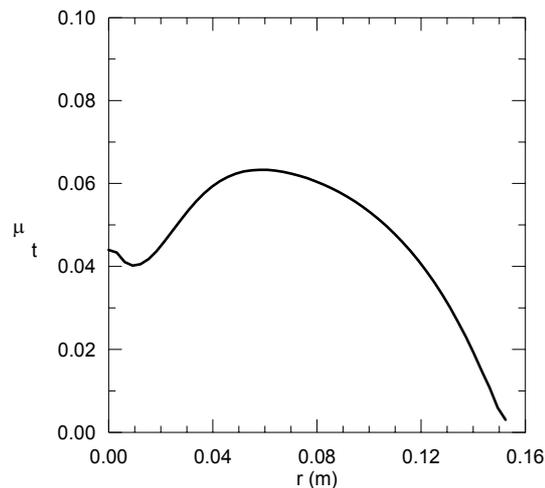
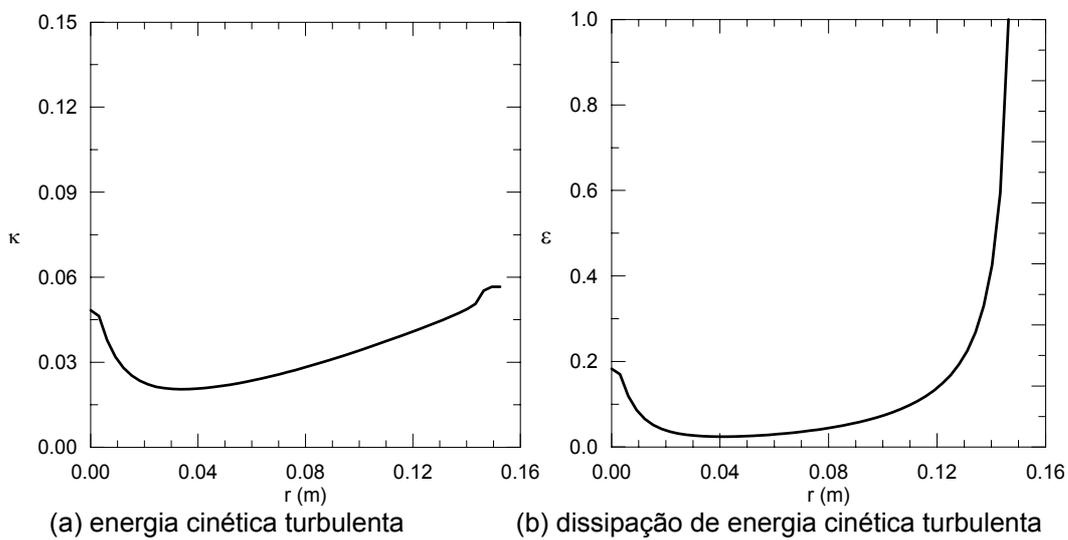


Figura 6.13 – Perfil de viscosidade turbulenta ao longo do eixo central do duto



(a) energia cinética turbulenta

(b) dissipação de energia cinética turbulenta

Figura 6.14 – Perfil de  $\kappa$  e  $\varepsilon$  ao longo do raio do duto na seção central

## 6.2

### Análise do Transiente Após Fechamento da Válvula

Após simular e validar o modelo no regime permanente a válvula foi fechada levando a vazão  $\dot{m}$  à zero em 30 segundos. A Figura 6.15 ilustra a diferença de pressão ao longo do duto antes do fechamento da válvula, durante o fechamento e logo após o fechamento total. Sendo  $\lambda$  a abertura total da válvula, a curva ilustrada na legenda por  $0,93\lambda$  representa uma abertura igual a 93% da inicial. A curva  $0,5\lambda$  representa uma abertura de 50% da válvula e fechada quando a válvula está totalmente fechada, ou seja, vazão igual à zero. Pode-se observar uma queda da pressão acentuada próximo à entrada provocada pelo fechamento da válvula.

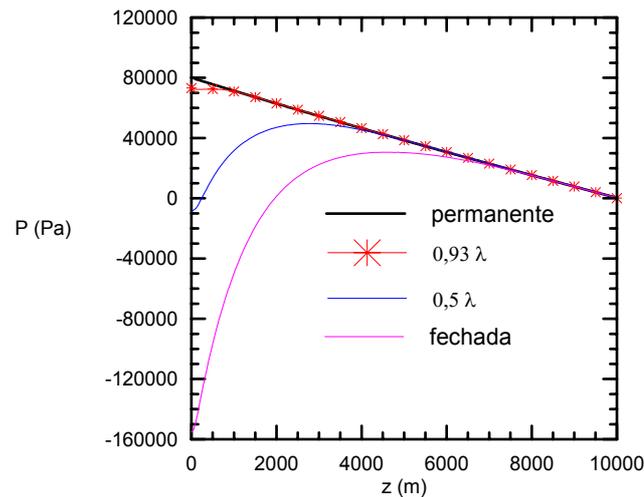


Figura 6.15 – Variação da pressão ao longo do duto durante o fechamento

A velocidade axial ao longo do duto na linha de centro é apresentada na Fig. 6.16. Pode-se observar a redução brusca da velocidade na entrada. No entanto, a queda da velocidade no resto do domínio é pequena uma vez que “pulmão” de gás na tubulação dificulta a propagação da informação ao longo do duto. A partir do centro do duto, as variações da velocidade axial central são mínimas ao longo do comprimento do duto.

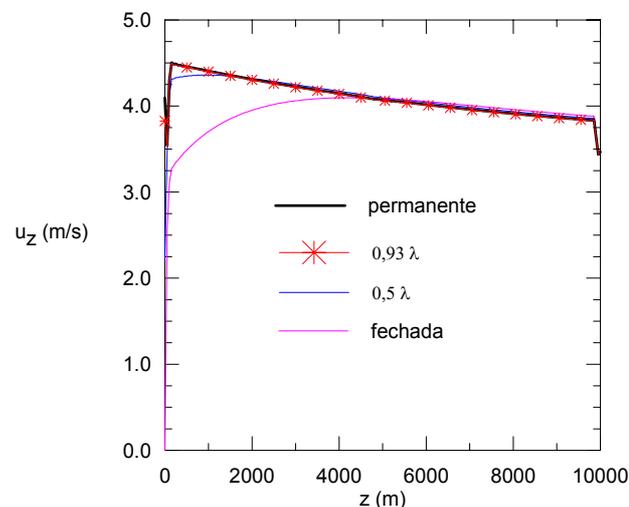


Figura 6.16 – Variação da velocidade axial ao longo do duto durante o fechamento

Posteriormente a válvula é totalmente fechada e alguns parâmetros são analisados ao longo do regime transiente.

As Figuras 6.17a a 6.17e ilustram o resfriamento através das camadas do duto para um instante de tempo  $t = 30$  minutos em 5 diferentes planos do duto,  $z = 0, 2500 \text{ m}, 5000 \text{ m}, 7500 \text{ m}$  e  $10000 \text{ m}$ . Pode-se observar o armazenamento de energia na camada de aço ilustrado pela maior temperatura nessa região.

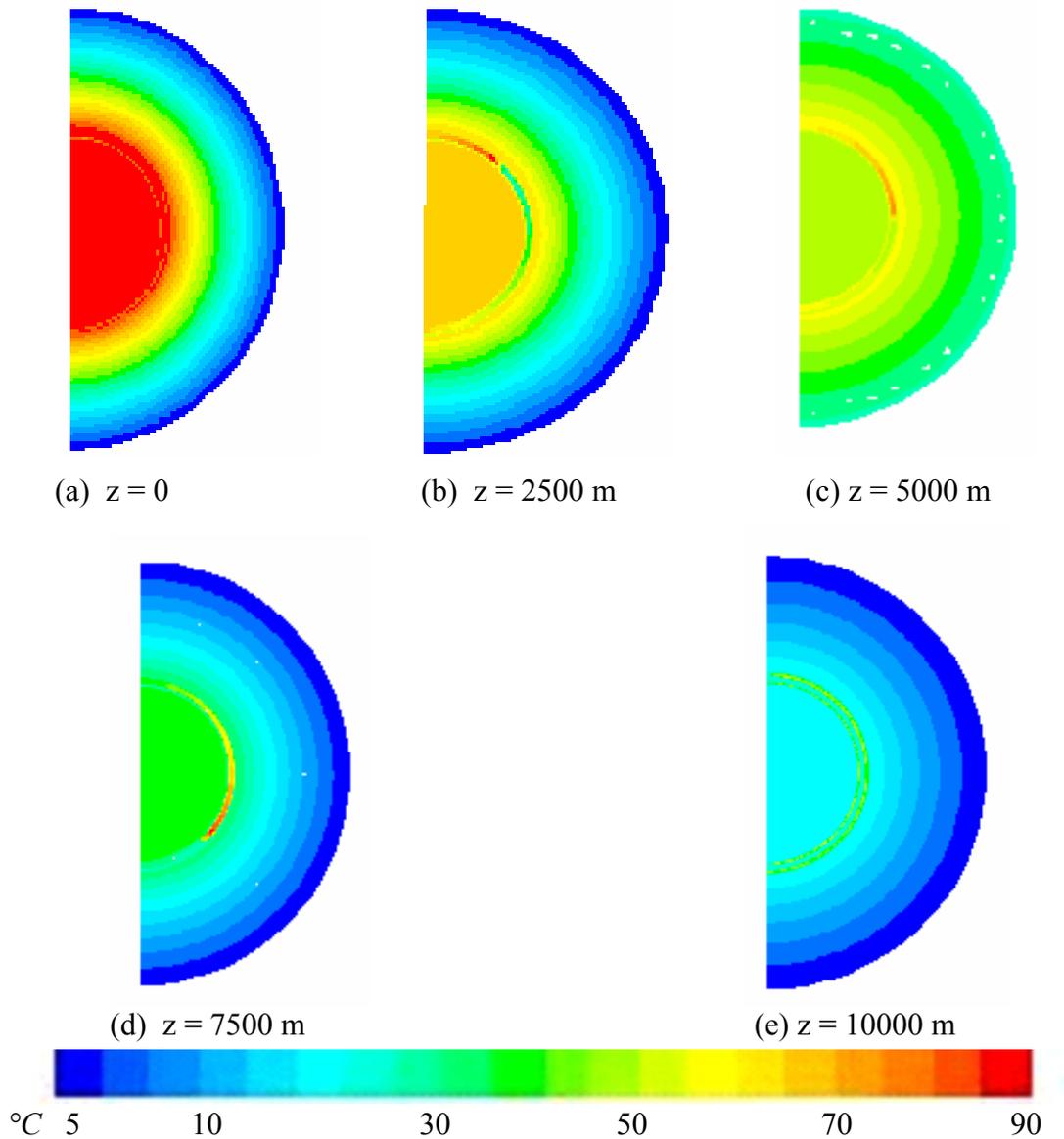


Figura 6.17 – Isotermas na seção transversal do duto para  $t=30$  min em diferentes coordenadas axiais.

A Figura 6.18 apresenta a variação da temperatura ao longo do duto para quatro instantes de tempo,  $t = 5$  min; 20 min; 30 min e 1h. Após 5 minutos ( $t=0,1$  h) a temperatura do gás ainda se encontra próxima inicial ( $T \approx 99^\circ\text{C}$ ). Pode-se observar que em  $t = 1$  h, a temperatura em  $z = 10\,000$  m é aproximadamente  $30^\circ\text{C}$ . Observa-se também um resfriamento mais rápido próximo a entrada do que da saída da tubulação.

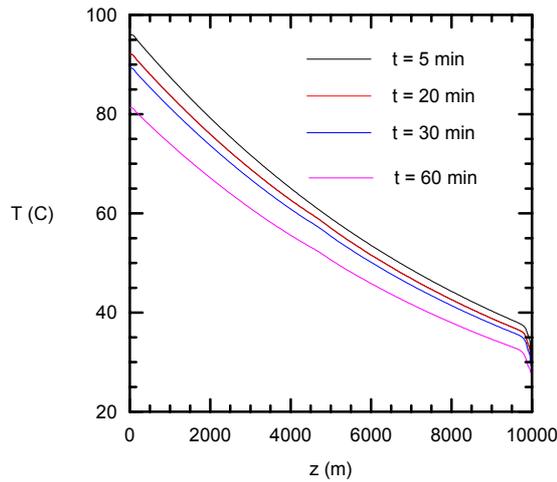


Figura 6.18 – Variação da temperatura ao longo do duto para 3 instantes de tempo

A variação da temperatura do gás ao longo do raio, no centro do duto para diferentes instantes de tempo é apresentada na Fig. 6.19. Pode-se observar uma pequena variação na temperatura do gás ao longo do raio para os 4 instantes de tempo. Apesar da variação ser pequena, recirculações são formadas no interior do duto caracterizando a convecção natural.

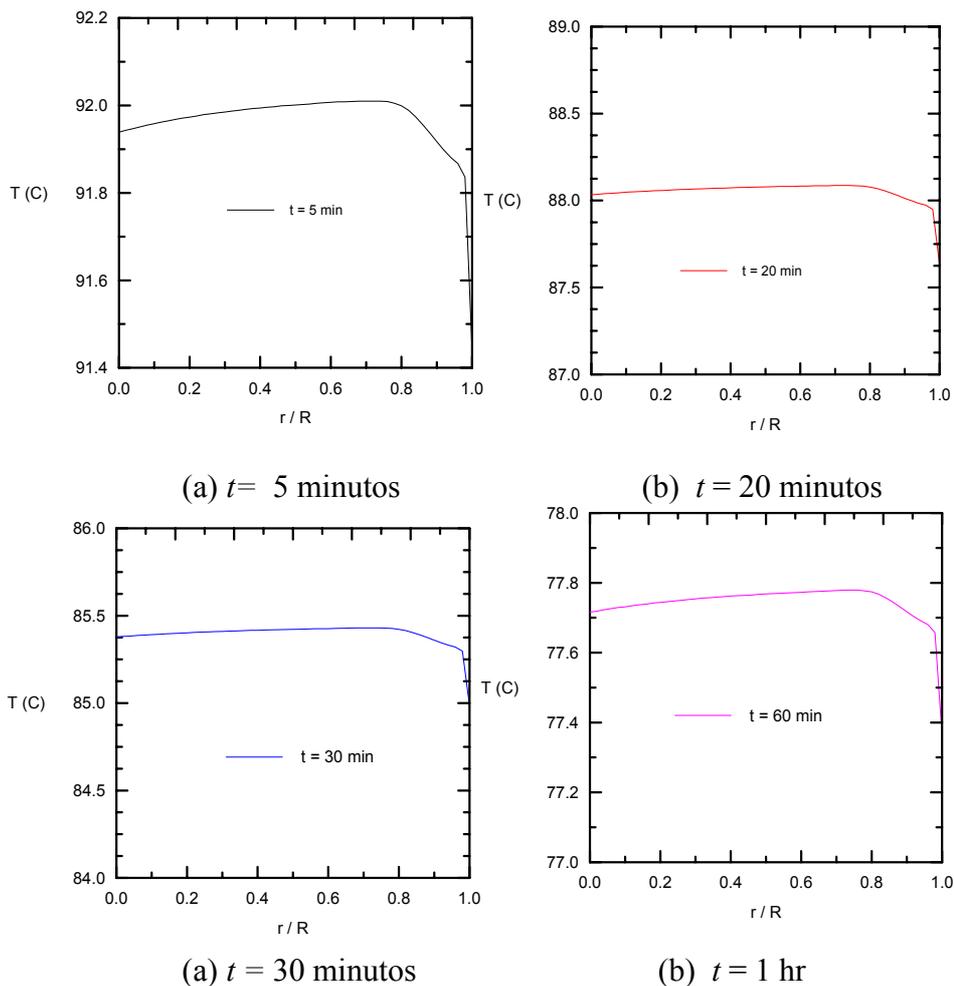


Figura 6.19 – Variação da temperatura do gás ao longo do raio

A variação da velocidade axial no centro do duto ao longo do raio para quatro instantes de tempo é ilustrada na Fig. 6.20. Pode-se observar que as velocidades são negativas. Como os instantes de tempo são ainda bem próximos do início do transiente, após o fechamento da válvula, um refluxo no escoamento do gás foi gerado e pode ser visualizado na Fig. 6.20. Note que a medida que o tempo passa, a velocidade negativa diminui, indicando que a direção do escoamento irá reverter novamente até atingir o repouso.

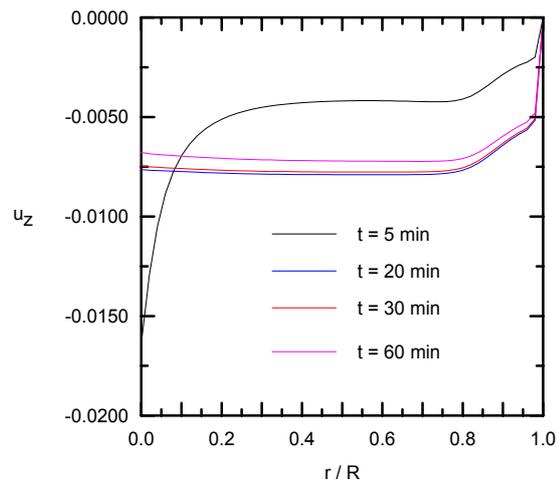
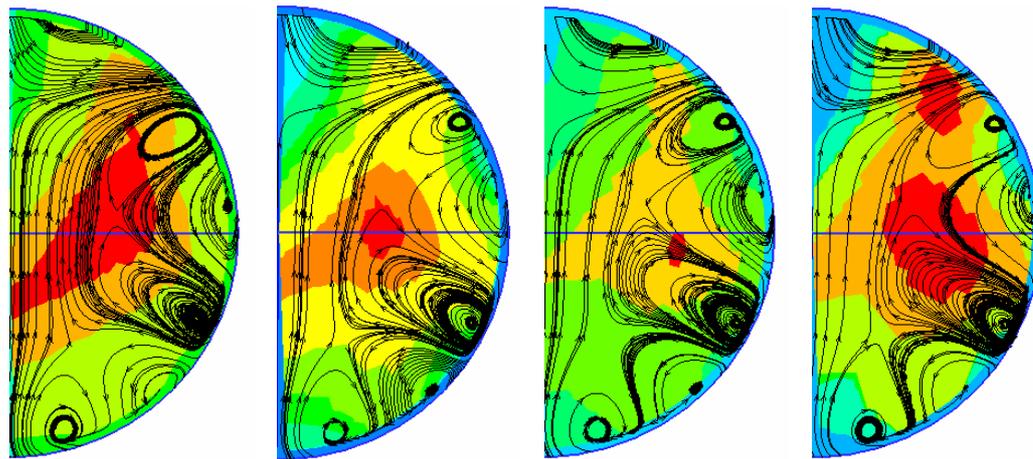


Figura 6.20 – Variação da velocidade axial ao longo do raio

As trajetórias das partículas de fluido na região do gás na seção central do duto para diferentes instantes de tempo são apresentadas pelas Figs. 6.21a a 6.21d. Apesar da temperatura variar muito pouco na seção central, como apresentado na Fig. 6.19, esta diferença de temperatura é capaz de induz o movimento do fluido na seção transversal. Observa-se um escoamento bem complexo, com diversas estruturas de recirculações sendo formadas na seção transversal do escoamento, devido ao efeito da convecção natural, onde o fluido mais pesado desce e o fluido mais quente e leve sobe. A Tabela 6.1 indica a ordem de grandeza das velocidades e temperatura. Observa-se o decaimento da velocidade médias axial na seção transversal central do duto com o tempo, assim como o decaimento da temperatura. Para a faixa de tempo analisado o movimento do fluido na seção transversal não variou muito e é uma ordem de grandeza menor do que o escoamento axial.



(a) 30 min

(b) 45 min

(c) 1 hr

(d) 1hr 15min

Figura 6.21 – Linhas de tinta na seção central do duto para diferentes instantes de tempo

Tabela 6.1 – Velocidades e temperatura para cada instante de tempo

tempo	velocidade u (m/s)	velocidade v (m/s)	velocidade w (m/s)	Temperatura (°C)
30 min	+0,017 ; -0,017	+0,017 ; -0,017	0,140	89,4
45 min	+0,017; -0,04	+0,008; -0,026	0,090	84,9
1 hr	+0,012; -0,03	+0,008; -0,025	0,058	80,9
1hr 15 min	+0,012; -0,04	+0,008; -0,025	0,035	76,9

As Figuras 6.22a a 6.22d apresentam a variação da pressão ao longo do duto para quatro instantes de tempo. Nos instantes  $t = 20$  min;  $t = 30$  min e  $t = 1$  h pode-se observar pressões negativas ao longo do duto, devido ao retorno da onda de pressão causado pelo fechamento da válvula, e que induziu o escoamento reverso ilustrado na Fig. 6.20.

Os perfis radiais, ao longo da linha de simetria, das grandezas turbulentas, viscosidade turbulenta, energia cinética turbulenta e sua taxa de dissipação na seção transversal central do duto, para um instante de tempo  $t = 1$  h, são ilustrados nas Fig. 6.23, 6.24a e 6.24b, respectivamente.

Observa-se na Fig. 6.23 que a viscosidade turbulenta ainda é duas ordens de grandeza maior que a viscosidade molecular, indicando que a turbulência ainda não decaiu totalmente, apesar da redução substancial da velocidade axial.

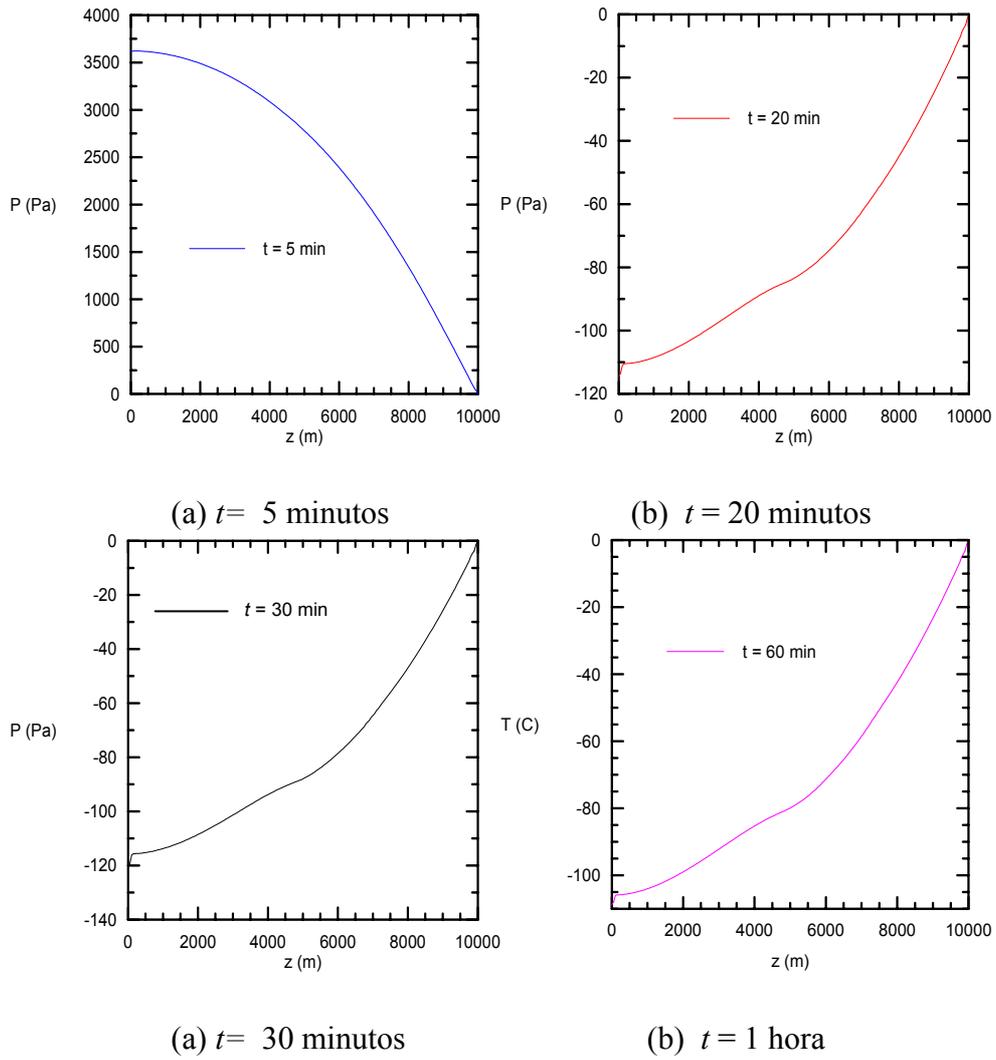


Figura 6.22 – Variação da pressão ao longo do duto

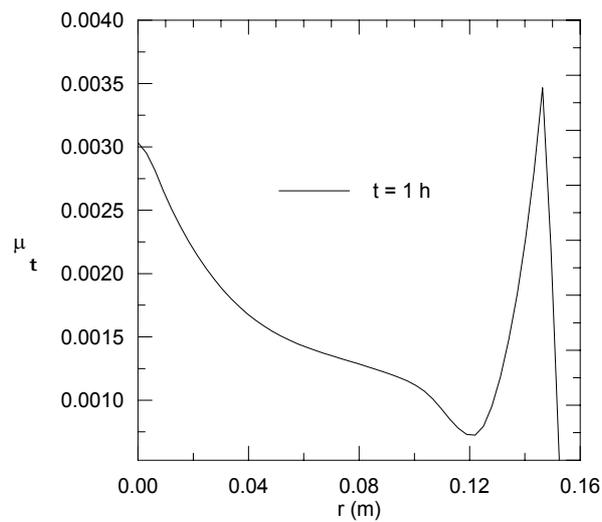


Figura 6.23 – Perfil de viscosidade turbulenta ao longo do eixo central do duto

Próximo à parede do duto observa-se um aumento de da energia cinética turbulenta (Fig. 6.24a) e sua taxa de dissipação (Fig. 6.24b) devido ao cisalhamento com a parede. Como esperado a energia cinética turbulenta tende a zero na parede, mas a dissipação de um valor constante.

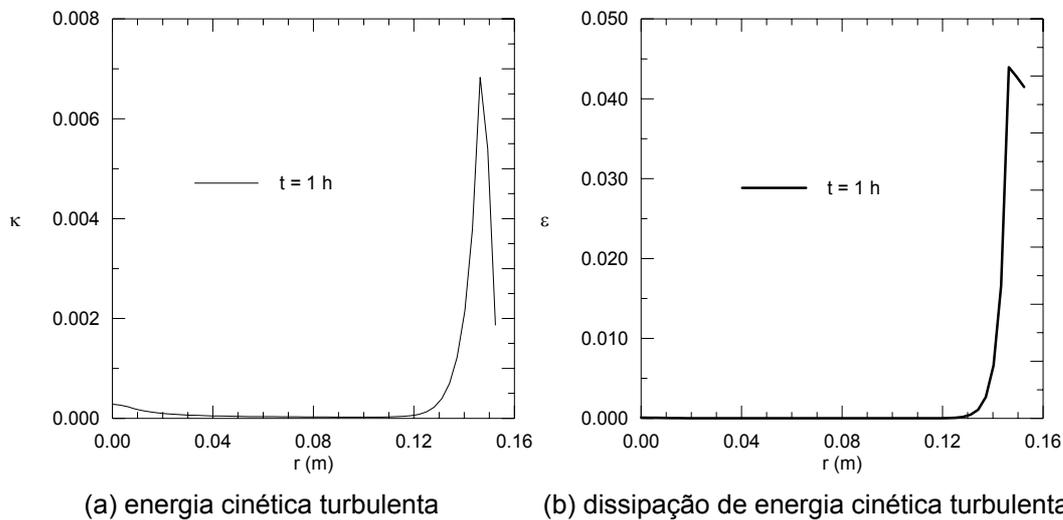


Figura 6.24 – Perfil de  $\kappa$  e  $\varepsilon$  ao longo do raio do duto na seção central

### 6.3 Comparação entre os Modelos 1-D, 2-D e 3-D

A Figura 6.25 ilustra a comparação do resfriamento do gás ao longo do tempo na seção central do duto entre os modelos 1-D, 2-D e 3-D. Pode-se observar equivalência entre os modelos.

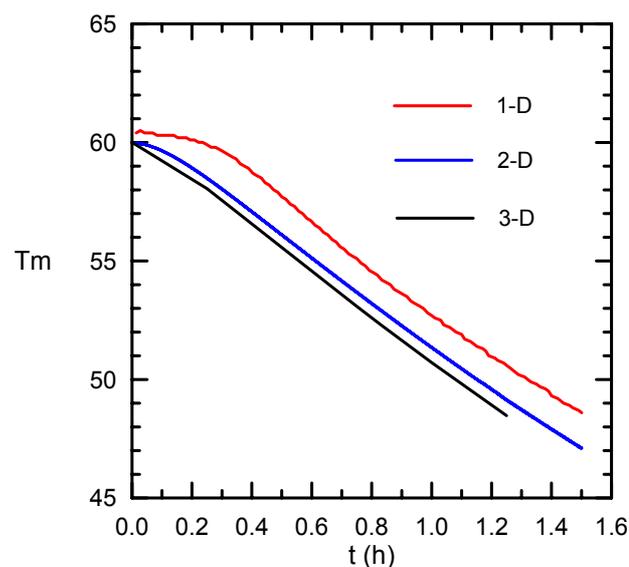


Figura 6.25 – Variação da temperatura de mistura com o tempo

Analisando a Fig. 6.25, verifica-se que no caso 3-D foi previsto um resfriamento mais acelerado da temperatura de mistura do fluido, o que é razoável, pois neste caso tem-se a presença simultânea da convecção natural e forçada.

A Figura 6.26 apresenta uma comparação da variação da diferença entre a temperatura de mistura do gás e da temperatura da camada de aço com o tempo para os modelos uni, bi e tridimensionais. Nos três casos, a diferença entre a temperatura e o fluido cresce, devido à energia armazenada nas camadas da tubulação e no fluido, induzindo a taxas diferentes de resfriamento. Este efeito no caso 3D é menor, devido à presença axial. Após aproximadamente 30 minutos, a diferença de temperatura entre o fluido e parede diminui nos três casos.

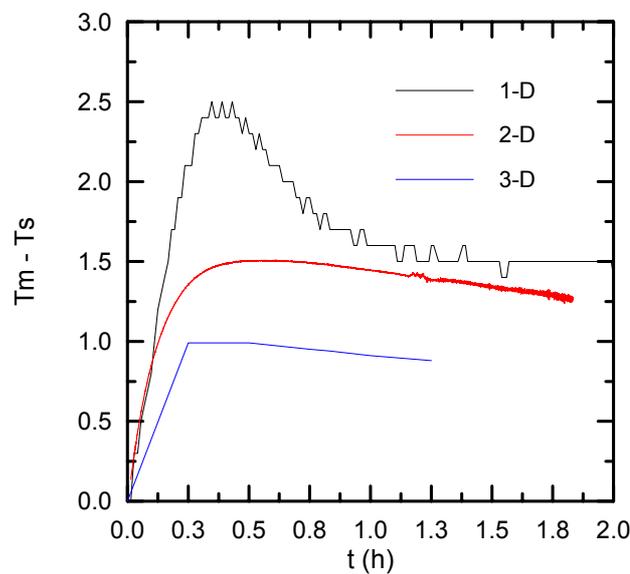


Figura 6.26 – Variação da diferença entre a temperatura de mistura e a temperatura da camada de aço com o tempo

A variação da temperatura de mistura do gás ao longo do duto para um instante de tempo de  $t = 1$  hr para os casos unidimensional e tridimensional é ilustrada na Fig. 6.27. Observa-se uma equivalência no comportamento do resfriamento do gás ao longo do duto.

A variação da temperatura de mistura ao longo do raio na seção central do duto para um instante de tempo igual a 1 hr para os modelos bi e tridimensionais pode ser visualizado na Fig. 6.28. Pode-se perceber uma pequena diferença no perfil de temperatura entre os modelos analisados, sendo a temperatura de mistura

do modelo tridimensional, ligeiramente menor que a temperatura no caso unidimensional, como apresentado na Fig. 6.25.

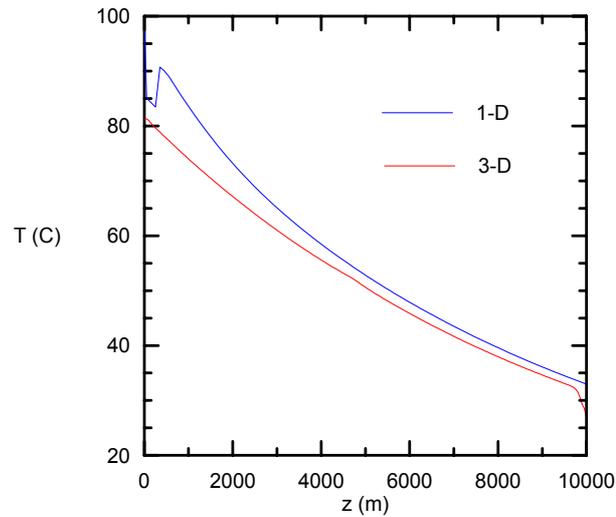


Figura 6.27 – Variação da temperatura de mistura ao longo do duto

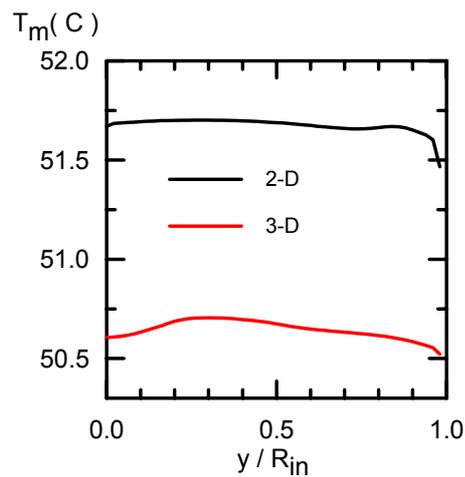


Figura 6.28 – Variação da temperatura de mistura ao longo do raio

De acordo com os resultados apresentados, observa-se que o modelo 1D é plenamente satisfatório para avaliar o resfriamento ao longo da tubulação, pois é muito mais rápido e as discrepâncias obtidas são relativamente pequenas.

Infelizmente, a determinação de uma correlação para avaliar o número de Nusselt durante o regime transiente com o modelo 3D para fornecer ao modelo 1D também não foi possível, pois como ilustrado no caso 2D, os dados não se correlacionam.

## 7

### Comentários Finais

No presente trabalho foi analisada a importância do processo de convecção natural, assim como a influência da capacidade térmica das camadas do duto, no resfriamento do fluido durante, por exemplo, um processo de manutenção do duto onde o bombeio do fluido é interrompido.

A presente análise pode ser útil para determinar os limites de tempo de manutenção de um duto submarino para que uma determinada temperatura crítica não seja atingida e problemas como formação de hidratos ou deposição de parafina possam ser evitados, de forma a não bloquear o processo de escoamento do fluido para plataforma ou tanque de armazenamento.

A partir de um *software* comercial, *FLUENT*, dois modelos foram simulados, primeiramente um modelo bidimensional e posteriormente, considerando as variações axiais, um modelo tridimensional foi analisado. Os resultados obtidos foram comparados com um modelo unidimensional. Três tipos de fluidos foram simulados, um óleo leve, um pesado e um gás.

A comparação realizada entre os modelos bi-dimensional e uni-dimensional mostrou que apesar de haver uma significativa diferença entre os números de Nusselt na parede interna da tubulação, a variação temporal da temperatura, assim como os fluxos de calor, apresentaram excelente concordância entre os modelos, o que proporciona confiança para a utilização das correlações empíricas empregadas nas simulações unidimensionais.

De acordo com a análise realizada pode-se afirmar que a energia armazenada nas camadas do duto influenciam de forma significativa a taxa de resfriamento dos fluidos e devem ser sempre consideradas, mesmo em modelos uni-dimensionais. Observou-se ainda que a energia armazenada na camada de aço do duto é dominante, apesar de sua pequena espessura, influenciando bastante na determinação dos fluxos de calor através das camadas do duto e conseqüentemente no resfriamento do fluido.

---

Uma análise da solução obtida com o modelo uni-dimensional mostrou as variações axiais de temperatura são consideráveis, especialmente para o gás. A simulação tri-dimensional teve por objetivo melhorar a previsão do número de Nusselt, ao considerar os efeitos combinados de convecção natural e forçada.

Pode-se concluir com os resultados apresentados, que o modelo 1D é plenamente satisfatório para avaliar o resfriamento ao longo da tubulação, pois é muito mais rápido e as discrepâncias obtidas são relativamente pequenas.

## **7.1 Recomendações para Trabalhos Futuros**

A principal motivação do presente trabalho consiste em prever com precisão o resfriamento de petróleo e seus derivados em aplicados submarinas. A metodologia mais usual é através de programa unidimensionais, que utilizam correlações empíricas, para avaliar a queda de pressão, assim como o fluxo de calor. Visando ganhar confiança nessas correlações, análises experimentais podem ser realizadas. Pode-se também realizar simulações tri-dimensionais com outros fluidos, uma vez que no presente trabalho, somente gás foi considerado. No entanto, estas recomendações não são fundamentais, devido aos resultados satisfatórios obtidos com a presente análise.

O presente trabalho apresenta uma simulação com fluidos em uma única fase, logo se recomenda uma análise mais detalhada considerando o escoamento multifásico o qual é típico no setor de petróleo e gás. Recomenda-se a utilização de uma simulação unidimensional, pois seria mais barata computacionalmente, e testes de validação análogos aos feitos no caso monofásico seriam importantes para comprovar a validade das correlações empíricas utilizadas.

## Referências Bibliográficas

ABB, Heat transfer – Potential Operating problems. Disponível em: < [www.abb.be/global/abbzh/abbzh251.nsf](http://www.abb.be/global/abbzh/abbzh251.nsf) >. Acesso em: 06 Mar. 2005.

AHMADI, G.; JI, C.; SMITH, D.H., Numerical solution for natural gas production from methane hydrate dissociation, *Journal of Petroleum Science and Engineering*, no. 41(4), 269– 285, 2004

AZEVEDO, L.F.A. E TEIXEIRA, A.M., A Critical Review of the Modeling of Wax Deposition Mechanisms, *Petroleum Science and Technology*, 21, No.3 and 4, 393-408, 2003.

BARRERA ESCOBEDO, Jhoany Jhordann. Modelagem Transiente de Transferência de Calor em Dutos de Petróleo ou Gás, Termicamente Isolados. Dissertação de Mestrado, Dept. Engenharia Mecânica, PUC-RJ, 2005.

BARRERA, J. J.; NIECKELE, A. O.; AZEVEDO, L.F.A. Transient Thermal Analysis In Subsea Pipelines, Proc. of COBEM 2005, 18th International Congress of Mechanical Engineering, Ouro Preto, MG, paper no. 0166, November 6-11, 2005.

BARRERA, J. J.; NIECKELE, A. O.; AZEVEDO, L.F.A. Analysis of the Transient Cooldown of Subsea Pipelines, Proc. of International Pipeline Conference, Calgary, Alberta, Canada, no. 10554, 2006.

BARRERA, J. J., NIECKELE, AZEVEDO, L.F.A., 2006, Gas Cooldown Of Heavily Insulated Pipelines, Considering The Pipe Wall Thermal Capacitance, Proc. of CONEM 2006, Recife, PE, Brazil, paper no. 03-545, 2006b.

BIANCARDI ; FURTADO, A. F. ; CASTRO ; SILVA . Estudo da Cinética de Formação de Hidratos em Dutos de Petróleo pelo Método do Campo de Fase:

Influência dos Parâmetros do Modelo. Proceedings of the 11 Brazilian Congress of Thermal Sciences and Engineering -- ENCIT 2006, 2006.

BILIR, S. E ATE, A. Transient conjugated heat transfer in thick walled pipes with convective boundary conditions , International Journal of Heat and Mass Transfer 46 (14) , pp. 2701-2709, 2003.

BROWN, S.T., CLAPHAM, J., DANIELSON, T.J., HARRIS, R.G., ERICKSON, D.D., Application of a Transient Heat Transfer Model for Bundled Multiphase Pipelines, Pe 36610, Spe Annual Technical Conference, 1996.

CAMPO, A., Quick Algebraic Estimate of the Thickness of Insulation for the Design of Process Pipelines with Allowable Heat Losses to Ambient Air. Heat Transfer Engineering, vol. 23, no. 3, pp. 25-34, 2002.

CIAMPI M. et al. Mixed Convection Heat-Transfer In Horizontal Concentric Annuli For Transitional Flow Conditions, International Journal of Heat and Mass Transfer 30 (5): 833-841, May 1987.

CHIN Y. D. et al. Thermal Performance of an Insulated Multiple Flowline Bundle Using Active Heating, SPE 58971, 2000.

DANIELSON, T.J.; BROWN, L.D., An Analytic Model For A Flowing Bundle System,. SPE 56719, In: SPE Annual Technical Conference, 1999.

DWIGHT J., NIGEL M., JANARDHAN D., Prediction Of Cool Down Times And Designing Of Insulation For Subsea Production Equipment, Proceedings of OTC 16507, 2004.

ENERGY SOLUTIONS INC., Pipeline Studio v. 2.5, 2004.

FLUENT USER'S GUIDE, v. 6.2, Fluent Inc., New Hampshire, 2006

FORSDYKE, I. N., Flow Assurance in Multiphase Environments, SPE 37237, In: SPE International Symposium on Oilfield Chemistry, Houston, February, 18-21, 1997.

FOX, R. W. e MCDONALD, A. T., Introduction to Fluid Mechanics, McGraw-Hill, 2001.

GOLCZYNSKI, T.S., NIESEN, V.G. , Thermal Behavior During Restart of Ultradeepwater Flowlines, Production & Facilities, Society of Petroleum Engineers, paper 88443-PA, 19(2), pp. 59-66, 2004.

HAUSNER M.; DIXON M., Optimized Design of Pipe-in-Pipe Systems, OTC 14182, 2002.

HABIB, M.A.; NEGM, A.A., A Laminar Mixed Convection In Horizontal Concentric Annuli With Non-Uniform Circunferential Heating, Heat And Mass Transfer 37 (4-5): 427-435, Jul. 2001.

HIEBER, C. A.; SREENIVASAN S. K., Mixed Convection in an Isothermally Heated Horizontal Pipe, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 17, pp. 1337-1348, 1974.

HIGHT, M.; JANARDHAN D., Economic Considerations for Flowline Heat Loss Control, OTC 12036, In: Offshore Technology Conference , Houston, 2000.

HISHIDA M.; NAGANO Y., MONTESCLAROS M. S., Combined forced and free-convection in the entrance region an isothermally horizontal pipe, Journal of heat transfer-transactions of the ASME 104 (1): 153-159, 1982.

HO, C. J.; LIN, Y. H., Natural Convection Heat Transfer of Cold Water within an Eccentric Horizontal Cylindrical Annulus, Journal of Heat Transfer, Vol.112, Pp. 117-123, 1990.

HOLMAN, J. P. Heat Tranfer. McGraw-Hill Kogakusha Ltd., 1976.

HOSSEINI R.; HEYRANI-NOBARI M. R.; HATAM M., An Experimental Study of Heat Transfer in an Open-ended Vertical Eccentric Annulus with Insulated and Constant Heat Flux Boundaries. Applied thermal engineering 25 (8-9): 1247-1257, 2004.

INCROPERA, F.P., DEWITT, D.P., Fundamentals of Heat and Mass Transfer, Wiley, 4a. Ed. 1998.

JANOFF D.; MCKIE N.; DAVALATH J., Prediction of Cool Down Times and Designing of Insulation for Subsea Production Equipment, OTC 16507, 2004.

KAYS, W.M.; CRAWFORD, M.E., *Convective Heat and Mass Transfer*, 2nd Edition, Mc Graw-Hill Book Company, New York, 1980.

KNUDSEN, J.G., KATZ,D.L., Fluid Dynamics and Heat Transfer, McGraw Hill Book Co., New York City, 1958.

KUAN-TZONG L.; WEI-MON Y., Transient conjugated mixed convection inside ducts with convection from the ambient, International Journal of Heat and Mass Transfer, 39 (6), pp. 1203-1211, 1996.

LAUNDER, B. E.; SPALDING, D.B., The Numerical Computation of Turbulent Flows, Computational Methods of Applied Mechanical Engineering. Vol. 3, pp. 269-287, 1974.

LIN, D.; NANSTEEL, N. W., Natural Convection Heat Transfer in a Vertical Annulus Containing Water Near The Density Maximum, Journal of Heat Transfer, Vol. 109, Pp. 899-905, 1987.

MAHFOUZ, F.M., Transient Free Convection from a Horizontal Cylinder Placed in a Micropolar Fluid, J. Heat And Mass Transfer 39 (5-6): 455-462 Jun. 2003.

MATZAIN, A.; APTE, M. S. ; ZHANG, H-Q. VOLK, M. E BRILL, J. P., Investigation of Paraffin Deposition During Multiphase Flow in Pipelines and Wellbores—Part 1: Experiments, Journal of Energy Resources Technology, 124(3), pp. 180-186, 2002.

MORCOS S. M.; BERGLES A. E., Experimental investigation of combined forced and free laminar convection in horizontal tubes. Journal of heat transfer-  
transactions of the ASME 97 (2): 212-219, 1975.

NIECKELE A.O., PATANKAR S.V., Laminar Mixed Convection in a Concentric Annulus with Horizontal Axis. Journal Of Heat Transfer-Transactions of The Asme 107 (4): 902-902, 1985.

NUTTALL R. H.; ROGERS M.G., Insulated Pipe-in-Pipe Subsea Hydrocarbon Flowlines, OMAE 98-0610, 1998.

OSIADACZ A.J.; CHACZYKOWSKI M. Comparison of isothermal and non-isothermal pipeline gas flow models. Chemical Engineering Journal 81 (1-3): 41-51 january 2001.

PATANKAR, S. V. Numerical Heat Transfer and Fluid Flow. New York: Hemisphere Publishing Corporation, 1980.

PATANKAR, S.V. & SPALDING, D.B.; A Calculation Procedure for Heat, Mass and Momentum Transfer in Three-Dimensional Parabolic Flow, International Journal Heat Mass Transfer, Vol.15, p.1787, 1972.

PRICE, G. R.; McBRIEN, R. K.; RIZOPOULOS, S. N.; GOLSHAN, H. Evaluating the Effective Friction Factor and Overall heat Transfer Coefficient During Unsteady Pipeline Operation. Journal of Offshore Mechanics and Arctic Engineering, v. 121, p. 131-136, 1999.

RUBEL M.T.; BROUSSARD D.H., Flowline Insulation Thermal Requirements for Deepwater Subsea Pipelines. SPE 28481. In: SPE Annual Technical Conference and Exhibition, September 1994.

SCANDPOWER PETROLEUM TECHNOLOGY, OLGA 2000 Transient Multiphase Flow Simulator. Disponível em: <[www.olga2000.com/capabilities](http://www.olga2000.com/capabilities)>

SHOME B.; JENSEN M. K., Mixed convection laminar-flow and heat-transfer of liquids in isothermal horizontal circular ducts. International Journal of Heat and Mass Transfer 38 (11): 1945-1956, 1995.

SU, F, PRASAD, R.C. A Transient Experimental Method To Determine The Overall Heat Transfer Coefficient In A Concentric Tube Heat Exchanger, Int. Comm. Heat Mass Transfer, Vol. 30, No. 5, Pp. 603-614, 2003.

TAXY, S., LEBRETON, E., Use of Computational Fluid Dynamics to Investigate the Impact of Cold Spots on Subsea Insulation Performance. OTC 16502, Offshore Technology Conference, Houston, 3-6 May 2004.

TAKEUCHI, M. E CHENG' K. C. , Transient natural convection in horizontal cylinders with constant cooling rate, *Journal of Heat and Mass Transfer*, 9(4) pp. 215-225, 2005.

TODI, S., DEO, M. Experimental and Modeling Studies of Wax Deposition in Crude Oil Carrying Pipelines, *Proceedings of 2006 Offshore Technology Conference*, Houston, Texas, USA, May, 2006, OTC 18368, 2006.

VAN DOORMAAN, J.P. & RAITBY, G.D.; Enhancements of The SIMPLE Method for Prediction Incompressible Fluid Flow, *Numerical Heat Transfer*, Vol.7, pp.147-163, 1984.

VASSEUR, P., ROBBILARD, L. CHANDRA SHECAR, B., Natural Convection Heat Transfer of Water within a Horizontal Cylindrical Annulus with Density Inversion Effects, *Journal of Heat Transfer*, Vol. 105, pp. 117-123, 1983.

YAMAMOTO, S.; NIIYAMA D.; SHIN B. R., A numerical method for natural convection and heat conduction around and in a horizontal circular pipe. *International journal of heat and mass transfer* 47 (26): 5781-5792, 2004.

YOUSEF W.W.;TARASUK J.D., Free Convection Effects on Laminar Forced Convective Heat Transfer in a Horizontal Isothermal Tube. *Journal of Heat Transfer*, Vol. 104, p p. 145-152, 1982.

ZHOU J.Y.; ADEWUMI M.A. Simulation of transients in natural gas pipelines. *SPE Production & Facilities* 11 (4), pp. 202-208, 1996.

## A1

### Teste de Malha

Para definição da malha a ser utilizada, foi realizado um teste de malhas, o qual consistiu em comparar os resultados obtidos com três malhas, utilizando o modelo 2D, calculando as diferenças entre estes. Foram selecionadas 3 malhas, com a distribuição de elementos como indicado na Tabela A1.1. A malha intermediária, Malha 2, encontra-se ilustrada na Fig. A1.1. A Malha 3 possui um pouco mais que o dobro do número de pontos da Malha 2, a qual possui aproximadamente, 2,6 pontos da Malha 1.

Tabela A1.1 – Distribuição da malha

	Núcleo do fluido	Parede de aço	Parede de Isolante	Total
Malha 1	900	90	540	1530
Malha 2	2500	200	1500	4200
Malha 3	5625	225	3375	9225

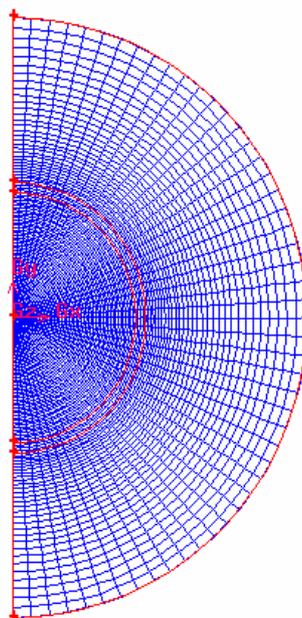


Figura A1.1 – Malha na seção transversal

A Fig. A1.2 ilustra a variação da temperatura média na seção transversal,  $T_m$ , com o tempo, obtida com a três malha, para um caso típico de resfriamento analisado. No presente caso, o fluido no interior da tubulação é óleo Albacora. A determinação das condições do presente teste encontram-se definidas no Capítulo 3.

Analisando a Fig. A1.2 observa-se uma que os resultados obtidos com a Malha 2 são bastante próximos aos obtidos com a malha mais fina. Como é de se esperar, o afastamento entre as soluções cresce a medida que o tempo passa. Após 5 horas de resfriamento a diferença entre as temperaturas médias é de 2,64% entre a Malha 1 e Malha 2 e de 0,81% entre a Malha 3 e Malha 2.

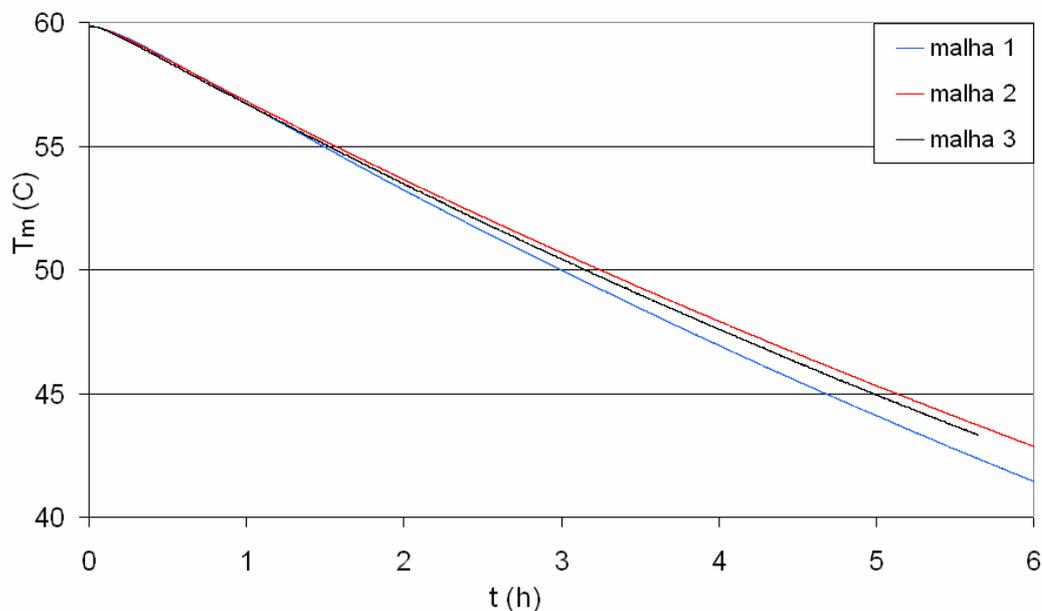
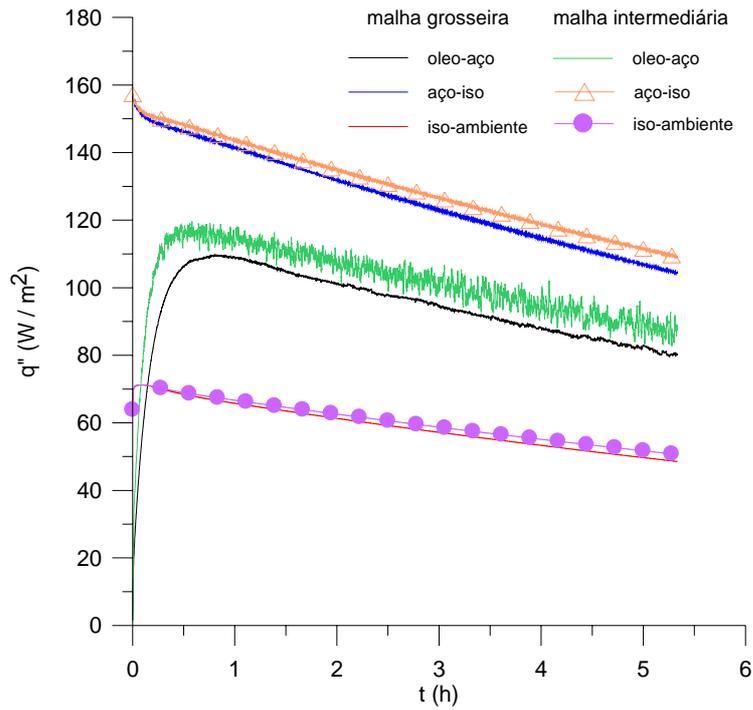
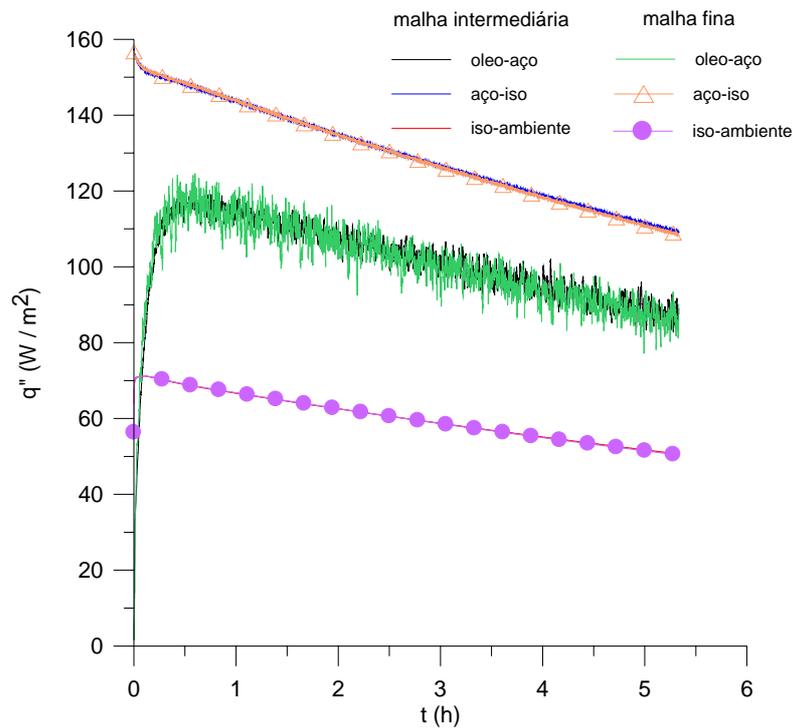


Figura A1.2 – Teste de malha. Variação da temperatura de mistura com o tempo

Para complementar o teste, investigou-se a influência da malha na variação do fluxo de calor através das camadas do duto com o tempo. A Fig. A1.3a ilustra uma comparação entre a Malha 1 e Malha 2, enquanto a Fig. A1.3b apresenta a comparação entre a Malha 2 e Malha 3. Na legenda das figuras, *óleo* corresponde a interface entre o fluido e o duto de aço, enquanto que *aço* corresponde a interface entre o aço e o isolante e *iso* refere-se a superfície externa da tubulação. O subscrito 1, 2 e 3 referem-se as malhas.



a) Comparação entre Malha 1 e Malha 2



b) Comparação entre Malha 2 e Malha 3

Figura A1.3 – Teste de malha. Variação do fluxo de calor com o tempo

Analisando os dados da Fig. A1.3 observa-se o mesmo comportamento qualitativo para o fluxo de calor médio através de cada superfície. Nota-se, no

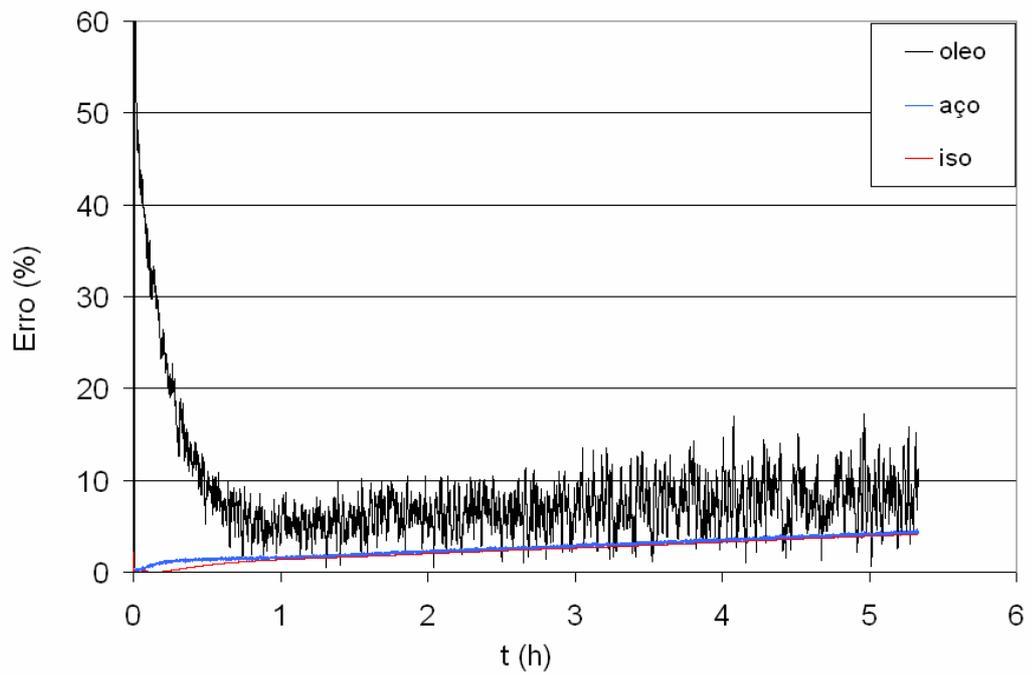
entanto, um pequeno afastamento entre as soluções obtidas com as Malhas 1 e 2. Já para as Malhas 2 e 3, pode-se observar que a diferença de resultados é muito pequena.

A Figura A1.4 ilustra os erros médios para os fluxos de calor através das camadas do duto. A Fig. A1.4a e Fig. A1.4b correspondem a comparação entre as Malhas 1 e 2 e Malhas 2 e 3, respectivamente. Observa-se que uma maior discrepância entre os resultados na parede interna do aço em contato com o óleo, somente no começo do transiente, sendo a diferença diminui muito mais rapidamente com o uso da malha mais fina, onde grandes diferenças somente são observadas nos primeiros 12 minutos. Os erros médios dos fluxos entre as Malhas 1 e 2 foram de 8,47, 2,63 e 2,35% para os fluxos através das camadas de óleo, aço e isolante, respectivamente. Já os erros médios dos fluxos, através das fronteiras de óleo, aço e isolante, entre as Malhas 2 e 3 foram bem inferiores, sendo iguais a 3,19%, 0,23% e 0,18%, respectivamente. Com isso, a utilização da Malha 3 (malha fina) foi descartada, pois apresentou resultados bem próximos aos valores apresentados quando utilizada a Malha 2 (intermediária) além de exigir um esforço e tempo computacional muito maior.

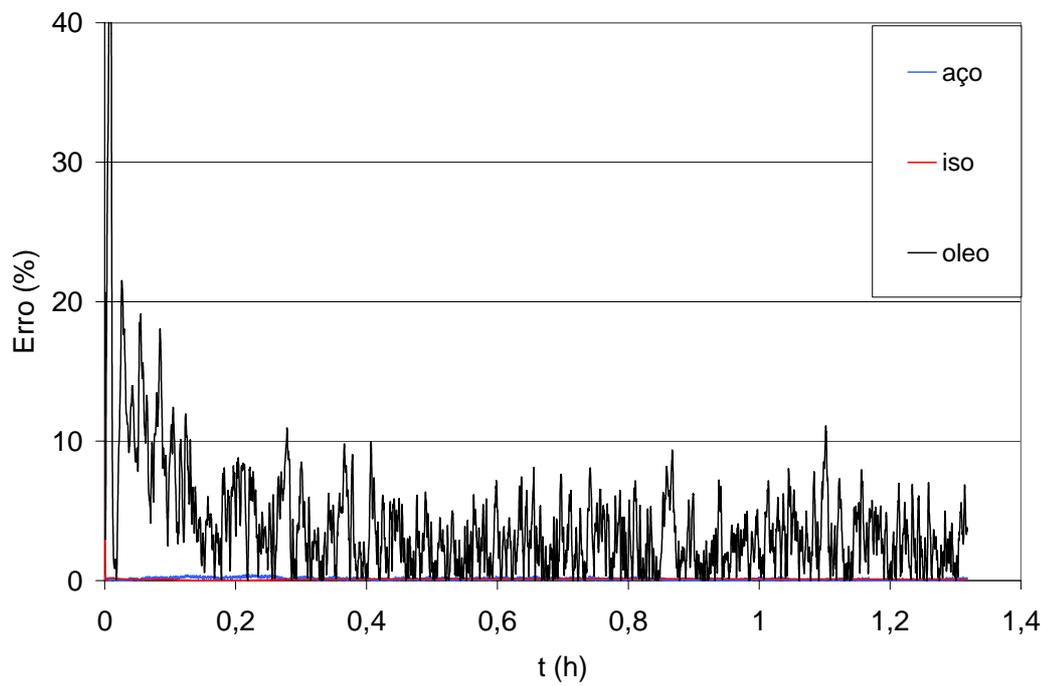
Utilizando a Malha 1 e o mesmo óleo, a Fig. A1.5 ilustra um teste de passo de tempo para observar a sua influência nos resultados do fluxo de calor através das camadas do duto. Por ser mais crítico, o fluxo através da superfície interna do duto foi selecionado para o teste. Pode-se observar através do gráfico que o passo de tempo 1s é um passo razoável a ser selecionado.

Com o objetivo de otimizar o método numérico utilizado, reduzindo o tempo computacional sem afetar os resultados de forma significativa, a malha intermediária foi selecionada para ser utilizada na seção transversal dos dois casos analisados (o caso 2D e 3D).

Para o caso do gás foi utilizada a mesma malha selecionada a partir do teste de malha, mas devido a maiores variações da temperatura com o tempo, foi necessário diminuir o passo de tempo, para garantir independência da solução no passo temporal e auxiliar no processo de convergência. Neste caso utilizou-se um passo de tempo de 0,05 s.



a) Comparação entre Malha 1 e Malha 2



b) Comparação entre Malha 2 e Malha 3

Figura A1.4 – Erro médio percentual na variação do fluxo de calor com o tempo

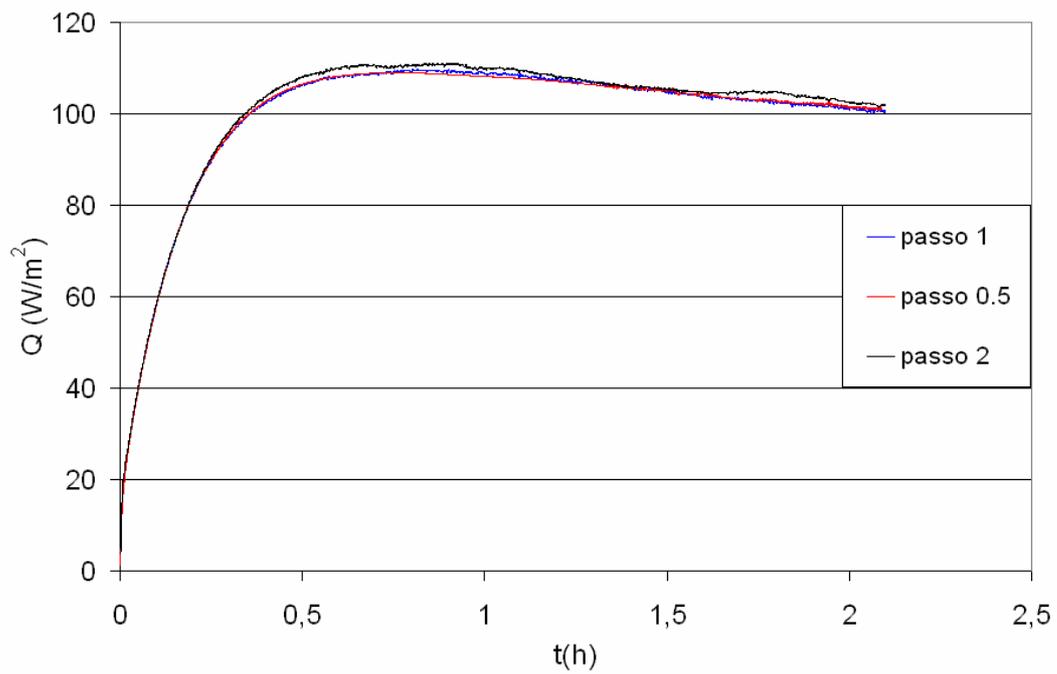


Figura A1.5 – Teste de passo de tempo. Variação do fluxo de calor com o tempo

# Livros Grátis

( <http://www.livrosgratis.com.br> )

Milhares de Livros para Download:

[Baixar livros de Administração](#)

[Baixar livros de Agronomia](#)

[Baixar livros de Arquitetura](#)

[Baixar livros de Artes](#)

[Baixar livros de Astronomia](#)

[Baixar livros de Biologia Geral](#)

[Baixar livros de Ciência da Computação](#)

[Baixar livros de Ciência da Informação](#)

[Baixar livros de Ciência Política](#)

[Baixar livros de Ciências da Saúde](#)

[Baixar livros de Comunicação](#)

[Baixar livros do Conselho Nacional de Educação - CNE](#)

[Baixar livros de Defesa civil](#)

[Baixar livros de Direito](#)

[Baixar livros de Direitos humanos](#)

[Baixar livros de Economia](#)

[Baixar livros de Economia Doméstica](#)

[Baixar livros de Educação](#)

[Baixar livros de Educação - Trânsito](#)

[Baixar livros de Educação Física](#)

[Baixar livros de Engenharia Aeroespacial](#)

[Baixar livros de Farmácia](#)

[Baixar livros de Filosofia](#)

[Baixar livros de Física](#)

[Baixar livros de Geociências](#)

[Baixar livros de Geografia](#)

[Baixar livros de História](#)

[Baixar livros de Línguas](#)

[Baixar livros de Literatura](#)  
[Baixar livros de Literatura de Cordel](#)  
[Baixar livros de Literatura Infantil](#)  
[Baixar livros de Matemática](#)  
[Baixar livros de Medicina](#)  
[Baixar livros de Medicina Veterinária](#)  
[Baixar livros de Meio Ambiente](#)  
[Baixar livros de Meteorologia](#)  
[Baixar Monografias e TCC](#)  
[Baixar livros Multidisciplinar](#)  
[Baixar livros de Música](#)  
[Baixar livros de Psicologia](#)  
[Baixar livros de Química](#)  
[Baixar livros de Saúde Coletiva](#)  
[Baixar livros de Serviço Social](#)  
[Baixar livros de Sociologia](#)  
[Baixar livros de Teologia](#)  
[Baixar livros de Trabalho](#)  
[Baixar livros de Turismo](#)