

ESTE EXEMPLAR CORRESPONDE A REDAÇÃO FINAL DA
TESE DEFENDIDA POR JOSE ANTONIO RABI
E APROVADA PELA
COMISSÃO JULGADORA EM 26 / 02 / 02.


ORIENTADOR

**UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA
COMISSÃO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA**

**Emprego do Método de Fluxos para
Melhorias em Modelagens de
Trocas de Calor por Radiação em
Caldeiras e Gaseificadores de
Leito Fluidizado Borbulhante**

Autor: José Antonio Rabi
Orientador: Prof. Dr. Márcio Luiz de Souza-Santos

08/02

UNICAMP
BIBLIOTECA CENTRAL

UNICAMP
BIBLIOTECA CENTRAL
SEÇÃO CIRCULANTE

**UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA
COMISSÃO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA
DEPARTAMENTO DE ENERGIA**

**Emprego do Método de Fluxos para
Melhorias em Modelagens de
Trocas de Calor por Radiação em
Caldeiras e Gaseificadores de
Leito Fluidizado Borbulhante**

Autor: José Antonio Rabi
Orientador: Prof. Dr. Márcio Luiz de Souza-Santos

Curso: Engenharia Mecânica
Área de Concentração: Térmica e Fluidos

Tese de doutorado apresentada à comissão de Pós Graduação da Faculdade de Engenharia Mecânica, como requisito para a obtenção do título de Doutor em Engenharia Mecânica.

Campinas, 2002
SP – Brasil

200251897

UNIDADE BC
Nº CHAMADA UNICAMP
R112e
V _____ EX _____
TOMBO BCI 51550
PROC 16.837/02
C _____ DX _____
PREÇO R\$ 11,00
DATA 14/11/02
Nº CPD _____

CM00176453-3

BIB ID 267700

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DA ÁREA DE ENGENHARIA - BAE - UNICAMP

R112e Rabi, José Antonio
Emprego do método de fluxos para melhorias em
modelagens de trocas de calor por radiação em caldeiras
e gaseificadores de leito fluidizado borbulhante / José
Antonio Rabi. --Campinas, SP: [s.n.], 2002.

Orientador: Márcio Luiz de Souza-Santos.
Tese (doutorado) - Universidade Estadual de
Campinas, Faculdade de Engenharia Mecânica.

1. Radiação. 2. Calor – Radiação e absorção. 3.
Radiação transferência. 4. Calor – Transmissão. 5.
Combustão em leito fluidizado. I. Souza-Santos, Márcio
Luiz de. II. Universidade Estadual de Campinas.
Faculdade de Engenharia Mecânica. III. Título.

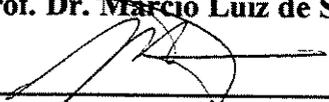
UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA
COMISSÃO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA
DEPARTAMENTO DE ENERGIA

TESE DE DOUTORADO

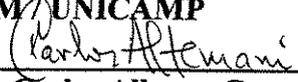
**Emprego do Método de Fluxos para
Melhorias em Modelagens de
Trocas de Calor por Radiação em
Caldeiras e Gaseificadores de
Leito Fluidizado Borbulhante**

Autor: José Antonio Rabi

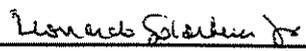
Orientador: Prof. Dr. ~~Márcio~~ Luiz de Souza-Santos



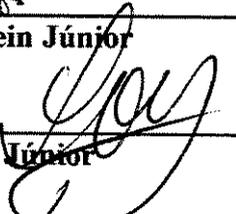
Prof. Dr. Márcio Luiz de Souza-Santos, Presidente
DE / FEM / UNICAMP



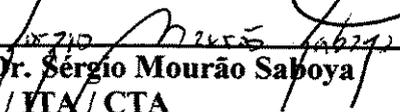
Prof. Dr. Carlos Alberto Carrasco Altemani
DE / FEM / UNICAMP



Prof. Dr. Leonardo Goldstein Júnior
DETF / FEM / UNICAMP



Prof. Dr. Sílvio de Oliveira Júnior
EP / USP



Prof. Dr. Sérgio Mourão Saboya
IEME / ITA / CTA

Campinas, 26 de agosto de 2002.

Dedicatória

Dedico este trabalho a Márcia Okamoto Patriota.

Agradecimentos

Como em todo trabalho desta natureza e porte, o auxílio de diversas pessoas e entidades é imprescindível e a elas presto minha homenagem:

Aos meus pais pelo incentivo em todas as etapas importantes de minha vida.

Ao meu orientador pela confiança, pelo apoio, pelos conselhos e pela assistência acadêmica no desenvolvimento deste trabalho .

À Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo – FAPESP pelo apoio financeiro a este projeto de pesquisa, através de bolsas de estudos e recursos da reserva técnica (processo nº 98 / 02891-8).

A todos os professores, funcionários e colegas do departamento pelas sugestões e pelos auxílios prestados que, direta ou indiretamente, colaboraram na execução deste trabalho. Em particular, agradeço ao colega e companheiro de viagens Emerson dos Reis pelas extensas conversas amistosas não apenas de cunho acadêmico-científico mas também sobre nosso futuro profissional, política, futebol, música...

*“O cérebro eletrônico comanda
Manda e desmanda
Ele é quem manda
Mas ele não anda*

...

*Eu cá com meus botões de carne e osso
Eu falo e ouço
Eu penso e posso”*

*Gilberto Gil
 (“O Cérebro Eletrônico”, 1969)*

Resumo

Rabi, José Antonio, *Emprego do Método de Fluxos para Melhorias em Modelagens de Trocas de Calor por Radiação em Caldeiras e Gaseificadores de Leito Fluidizado Borbulhante*, Campinas: Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, 2002. 122 p. Tese (Doutorado)

Nos últimos 25 anos, um modelo matemático abrangente e o correspondente programa computacional têm sido melhorados e testados para simular a operação em regime permanente de equipamentos de leito fluidizado. Apesar do sucesso, as trocas de calor por radiação têm sido tratadas de modo simplificado. Para temperaturas elevadas, a radiação térmica se torna um modo importante de troca de calor e o modelo original poderia gerar imprecisões acima das aceitáveis. Este trabalho procurou aprimorar o modelo para as trocas de calor por radiação entre as partículas aplicando o Método de Dois-Fluxos a um particulado polidisperso não-homogêneo em equilíbrio radiativo. Os gases foram considerados transparentes à radiação. As novas equações foram incorporadas ao programa de simulação, que foi testado contra a operação real de dois reatores de leito fluidizado: uma caldeira a carvão e um gaseificador a madeira. Resultados numéricos a partir da nova versão foram comparados com aqueles obtidos pela versão anterior do simulador e com dados experimentais reais. Atenção foi dada aos perfis de temperatura de cada sólido, às taxas de trocas de calor por radiação entre eles e a parâmetros de performance do equipamento. Melhorias relacionadas à incorporação do Modelo de Dois-Fluxos foram avaliadas e discutidas.

Palavras-Chave

Radiação Térmica, Método de Fluxos, Transferência de Calor, Leito Fluidizado, Modelagem

Abstract

Rabi, José Antonio, *Usage of Flux Method to Improve Radiative Heat Transfer Modeling inside Bubbling Fluidized-Bed Boilers and Gasifiers*, Campinas: Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, 2002. 122 p. Tese (Doutorado)

Over the last 25 years, a comprehensive mathematical model and its corresponding computational program has been continuously improved and tested to simulate steady-state operations of bubbling fluidized-bed equipments. Despite its success, the simulator has employed a simple approach for the radiative heat transfers. When high temperatures are achieved, thermal radiation becomes an important energy transfer mode and the original model could lead to deviations above acceptable levels. The purpose of the present work was to improve the model for the radiative heat transfers between all particles by applying a Two-Flux Method to a non-homogeneous polydispersed particulate media in radiative equilibrium. Gases were assumed transparent to thermal radiation. The new set of equations was incorporated to the simulation program, which was tested against real operation of two different fluidized-bed reactors: a coal-fed boiler and a wood-fed gasifier. Numerical results from that new version were compared with those from the previous simulator version and also with real operational data. Special attention was paid to the temperature profiles of each solid, to the radiative heat transfer rates between them and to some equipment performance parameters. Improvements related to the incorporation of the Two-Flux Model were assessed and discussed.

Key Words

Thermal Radiation, Flux Method, Heat Transfer, Fluidized Bed, Modeling

Índice

Lista de Figuras	iii
Lista de Tabelas.....	vi
Nomenclatura	vii
Capítulo 1 Introdução.....	1
1.1 Motivação	2
1.2 Objetivos	4
1.3 Desenvolvimento do trabalho	5
Capítulo 2 Revisão Bibliográfica	9
2.1 Leis básicas da radiação térmica	10
2.2 Transferência de calor por radiação térmica	12
2.3 Radiação térmica em meios participantes	13
2.4 Trocas de calor por radiação segundo o Método de Fluxos	18
2.5 Determinação das propriedades ópticas da fase particulada	23
2.6 Considerações sobre os modelos de trocas por radiação em meio participante	25
Capítulo 3 Modelagem da Transferência de Calor por Radiação	29
3.1 Emissão, absorção e propagação de radiação térmica	29
3.2 Informações gerais sobre o modelo original e o atual programa de simulação	32
3.3 Trocas de calor por radiação entre as partículas: análise do modelo original	36
3.4 Trocas de calor por radiação: Modelo de Dois-Fluxos	40
3.5 Aplicação do Método de Dois-Fluxos ao modelo atual	53

Capítulo 4	Descrição Geral do Programa de Simulação	66
4.1	Estratégia básica de cálculo	66
4.2	Entrada de dados no programa	67
4.3	Resultados gerados pelo programa	69
Capítulo 5	Resultados e Discussão.....	71
5.1	Simulação da caldeira alimentada por carvão	72
5.2	Simulação do gaseificador alimentado por madeira	92
Capítulo 6	Conclusão e Sugestões para Próximos Trabalhos	108
Referências Bibliográficas	113

Lista de Figuras

Figura 2.1. Diferentes distribuições espectrais para o poder emissivo do corpo negro.	11
Figura 3.1. Localização do espectro da radiação térmica.	29
Figura 3.2. Esquema de um equipamento de leito fluidizado simulado pelo programa.	33
Figura 3.3. Esquema do modelo para os processos de transferência de calor e massa.	35
Figura 3.4. Variação da intensidade da radiação em um sistema particulado plano-paralelo.....	43
Figura 3.5. Fluxo de calor por radiação sobre ou a partir de um elemento de superfície.	46
Figura 3.6. Mapa de distribuição de espalhamento dependente e espalhamento independente....	49
Figura 3.7. Representação dos ângulos de incidência e de espalhamento.	51
Figura 3.8. Absorção e emissão de radiação térmica em uma partícula de espécie m	58
Figura 3.9. Troca de calor por radiação entre duas superfícies paralelas, cinzas e isotérmicas....	61
Figura 4.1. Diagrama lógico geral do programa computacional de simulação.....	67
Figura 5.1. Perfis simulados da taxa de troca de calor por radiação no leito – carvão.	74
Figura 5.2. Perfis simulados da taxa de troca de calor por radiação no leito – calcário.	75
Figura 5.3. Perfis simulados da taxa de troca de calor por radiação no leito – inertes.	75
Figura 5.4. Perfis simulados de temperatura no leito – carvão.	76
Figura 5.5. Perfis simulados de temperatura no leito – calcário.	76
Figura 5.6. Perfis simulados de temperatura no leito – inertes.	77
Figura 5.7. Perfis simulados de temperatura no leito – gás na emulsão.	78
Figura 5.8. Perfis simulados de temperatura no leito – gás nas bolhas.....	78
Figura 5.9. Perfis simulados de temperatura no leito – média entre as fases.....	79
Figura 5.10. Perfis simulados da taxa de troca de calor por radiação no freeboard – carvão.	80
Figura 5.11. Perfis simulados da taxa de troca de calor por radiação no freeboard – calcário.	80

Figura 5.12. Perfis simulados da taxa de troca de calor por radiação no freeboard – inertes.	81
Figura 5.13. Perfis simulados de temperatura no freeboard – carvão.	81
Figura 5.14. Perfis simulados de temperatura no freeboard – calcário.	82
Figura 5.15. Perfis simulados de temperatura no freeboard – inertes.	82
Figura 5.16. Perfis simulados de temperatura no freeboard – gás.	83
Figura 5.17. Perfis simulados de temperatura no freeboard – média entre as fases.	83
Figura 5.18. Perfis simulados do parâmetro de tamanho no leito – carvão.	84
Figura 5.19. Perfis simulados do parâmetro de tamanho no leito – calcário.	85
Figura 5.20. Perfis simulados do parâmetro de tamanho no leito – inertes.	85
Figura 5.21. Perfis simulados da intensidade de radiação progressiva no leito.	86
Figura 5.22. Perfis simulados da intensidade de radiação regressiva no leito.	87
Figura 5.23. Perfis simulados do parâmetro de tamanho no freeboard – carvão.	87
Figura 5.24. Perfis simulados do parâmetro de tamanho no freeboard – calcário.	88
Figura 5.25. Perfis simulados do parâmetro de tamanho no freeboard – inertes.	88
Figura 5.26. Perfis simulados da intensidade de radiação progressiva no freeboard.	89
Figura 5.27. Perfis simulados da intensidade de radiação regressiva no freeboard.	90
Figura 5.28. Perfis simulados da taxa de troca de calor por radiação no leito – madeira.	94
Figura 5.29. Perfis simulados da taxa de troca de calor por radiação no leito – inertes.	95
Figura 5.30. Perfis simulados de temperatura no leito – madeira.	95
Figura 5.31. Perfis simulados de temperatura no leito – inertes.	96
Figura 5.32. Perfis simulados de temperatura no leito – gás na emulsão.	96
Figura 5.33. Perfis simulados de temperatura no leito – gás nas bolhas.	97
Figura 5.34. Perfis simulados de temperatura no leito – média entre as fases.	97
Figura 5.35. Perfis simulados da taxa de troca de calor por radiação no freeboard – madeira.	98
Figura 5.36. Perfis simulados da taxa de troca de calor por radiação no freeboard – inertes.	98
Figura 5.37. Perfis simulados de temperatura no freeboard – madeira.	99
Figura 5.38. Perfis simulados de temperatura no freeboard – inertes.	100
Figura 5.39. Perfis simulados de temperatura no freeboard – gás.	100
Figura 5.40. Perfis simulados de temperatura no freeboard – média entre as fases.	101
Figura 5.41. Perfis simulados do parâmetro de tamanho no leito – madeira.	102
Figura 5.42. Perfis simulados do parâmetro de tamanho no leito – inertes.	102

Figura 5.43. Perfis simulados da intensidade de radiação progressiva no leito.	103
Figura 5.44. Perfis simulados da intensidade de radiação regressiva no leito.	103
Figura 5.45. Perfis simulados do parâmetro de tamanho no freeboard – madeira.	104
Figura 5.46. Perfis simulados do parâmetro de tamanho no freeboard – inertes.	104
Figura 5.47. Perfis simulados da intensidade de radiação progressiva no freeboard.	105
Figura 5.48. Perfis simulados da intensidade de radiação regressiva no freeboard.	105

Lista de Tabelas

Tabela 2.1. Coeficientes para os Métodos de Dois-Fluxos unidimensionais.....	20
Tabela 2.2. Coeficientes para os Métodos de Dois-Fluxos bidimensionais.....	21
Tabela 3.1. Termos da correlação empírica (r_{32} T_{PE} dados em $\mu\text{m K}$).....	56
Tabela 5.1. Alguns parâmetros operacionais da unidade piloto Babcock & Wilcox (teste n° 26).	72
Tabela 5.2. Composição (% molar, base seca) do gás saindo do freeboard.....	91
Tabela 5.3. Alguns parâmetros de operação da caldeira (unidade piloto).	91
Tabela 5.4. Alguns parâmetros operacionais da unidade piloto RENUGAS.....	93
Tabela 5.5. Composição (% molar, base úmida) do gás produzido.	106
Tabela 5.6. Alguns parâmetros ou condições de operação do gaseificador (unidade piloto).	107

Nomenclatura

Letras Latinas

<i>A</i>	área superficial	$[\text{m}^2]$
<i>B</i>	fração de retroespalhamento	
<i>C</i>	velocidade da luz no vácuo	$[\text{m s}^{-1}]$
<i>E</i>	taxa de transferência de energia por unidade de comprimento	$[\text{W m}^{-1}]$
<i>F</i>	vazão mássica; fator de forma	$[\text{kg s}^{-1}; \text{adim.}]$
<i>G</i>	função radiação total incidente	$[\text{W m}^{-2}]$
<i>H</i>	irradiação sobre uma dada superfície	$[\text{W m}^{-2}]$
<i>I</i>	intensidade da radiação térmica	$[\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1}]$
<i>J</i>	radiosidade de uma dada superfície	$[\text{W m}^{-2}]$
<i>K</i>	coeficiente óptico (absorção, espalhamento, extinção)	$[\text{m}^{-1}]$
<i>M</i>	massa	$[\text{kg}]$
<i>N</i>	número de partículas contidas em um dado volume	
<i>Q</i>	seção de choque efetiva de uma dada partícula	$[\text{m}^2]$
<i>T</i>	temperatura	$[\text{K}]$
<i>S</i>	seção (área) transversal	$[\text{m}^2]$
<i>V</i>	volume	$[\text{m}^3]$
<i>b</i>	constante de Boltzmann	$[\text{J K}^{-1}]$
<i>c</i>	calor específico	$[\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}]$
<i>d</i>	diâmetro (geométrico ou equivalente)	$[\text{m}]$

e	poder emissivo (de radiação térmica)	$[\text{W m}^{-2}]$
f'	fração em número das partículas	
f''	fração em área das partículas	
f'''	fração em volume das partículas	
f_M	fração em massa	
f_V	fração em volume (partículas + gás)	
h	constante de Planck	$[\text{J s}]$
k	condutividade térmica	$[\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}]$
ℓ	comprimento (ao longo de uma dada direção de propagação)	$[\text{m}]$
n	índice de refração; função de distribuição granulométrica	$[\text{adim.}; \text{m}^{-3}]$
q	fluxo de calor	$[\text{W m}^{-2}]$
r	raio (geométrico ou equivalente)	$[\text{m}]$
\vec{r}	vetor posição	$[\text{m}]$
\hat{s}	versor apontando para a direção de propagação da radiação	
t	instante de tempo	$[\text{s}]$
x	parâmetro de tamanho	
z	coordenada axial (do equipamento ou genérica)	$[\text{m}]$

Letras Gregas

Φ	função de fase de espalhamento	
Θ	ângulo de desvio da direção de propagação	$[\text{rad}]$
Ω	ângulo sólido em torno da direção de propagação	$[\text{sr}]$
α	absortividade	
β	difusividade térmica	$[\text{m}^2 \text{s}^{-1}]$
χ	fator de eficiência (absorção, espalhamento, extinção)	
δ	comprimento característico	$[\text{m}]$
ε	emissividade	
ϕ	ângulo de incidência (da radiação sobre as partículas)	$[\text{rad}]$

φ	ângulo polar	[rad]
λ	comprimento de onda da radiação	[m]
μ	co-seno diretor	
θ	ângulo formado entre a direção axial e a direção de propagação	[rad]
ρ	densidade; refletividade	[kg m ⁻³ ; adim]
σ	constante de Stefan-Boltzmann	[W K ⁻⁴ m ⁻²]
τ	profundidade (ou espessura) óptica	
υ	fração de vazios	
ω	albedo para espalhamento simples	
ψ	ângulo azimutal	[rad]

Superescritos

+	sentido progressivo de propagação da radiação térmica
-	sentido regressivo de propagação da radiação térmica
*	referente a uma grandeza adimensional
~	referente ao valor médio entre dois valores da escala granulométrica (Tyler)
—	referente ao diâmetro (ou raio) médio baseado na fração em massa retida

Subscritos

B	referente às bolhas
D	referente à seção do leito
E	referente à emulsão
F	referente ao <i>freeboard</i> (câmara de separação inercial)
G	referente à fase gás
P	referente às partículas
R	referente à radiação térmica

S	referente aos sólidos
T	referente aos tubos imersos
W	referente à parede lateral do equipamento
a	referente à absorção
b	referente ao corpo negro
d	referente à hipótese de espalhamento por partículas difusas (novo modelo)
dist	referente ao distribuidor (placa distribuidora)
e	referente à extinção
i	referente à hipótese de espalhamento isotrópico (novo modelo)
m	referente a uma particular espécie de sólido
n	referente aos resultados numéricos obtidos com base no novo modelo
o	referente aos resultados numéricos obtidos com base no modelo original
s	referente ao espalhamento
λ	referente à propriedade espectral (monocromática)
32	referente ao raio médio (ponderação volume-área)

Capítulo 1

Introdução

A tecnologia de leito fluidizado tem sido empregada em vários processos industriais e, por isso, tem sido estudada com crescente interesse. Particularmente no Brasil, o esgotamento dos recursos hidroelétricos, a baixa qualidade do carvão produzido e a grande disponibilidade de biomassa (ex: bagaço de cana-de-açúcar) são fortes incentivos para a pesquisa desta técnica. Por sua vez, questões ambientais (ex: exigência por menores emissões de poluentes) apresentam-se como outro fator estratégico.

Os equipamentos de leitos fluidizados borbulhantes proporcionam vantagens em relação a processos convencionais de combustão e gaseificação, dentre as quais é possível mencionar (de Souza-Santos, 1987):

- operações com temperaturas (médias entre as fases) relativamente mais homogêneas;
- maior controle, sobretudo em decorrência da uniformidade da temperatura ao longo do leito;
- maior flexibilidade de ajuste à qualidade do combustível empregado (carvão, biomassa ou madeira, mesmo possuindo elevado teor de cinzas);
- valores maiores para os coeficientes de troca de calor para o banco de tubos, em comparação com aqueles verificados em caldeiras convencionais;
- menores emissões de poluentes, devido à possibilidade de adição de calcário ao leito para agir como material adsorvente (por exemplo, para o caso de óxidos de enxofre);

- possibilidade de maior variação na taxa de alimentação de combustível (*turn-over*);
- menor emissão de alcatrão, sobretudo na gaseificação de madeira.

Para o projeto e a otimização de equipamentos, modelagem e simulação são fundamentais, sobretudo nos casos em que os ensaios numéricos consistem no único modo seguro de estudar situações de risco. Além disso, podem surgir problemas na aplicação da tecnologia para os quais um entendimento dos fenômenos ocorrendo no interior do reator de leito fluidizado é essencial, o que pode ser obtido combinando-se pesquisa experimental e teórica. O modelo matemático e o programa computacional correspondente devem, pois, abranger aspectos importantes do processo e estarem aptos a prever parâmetros que caracterizem a operação do equipamento.

Modelagem e simulação de equipamentos de leito fluidizado ocupam uma interface entre a Engenharia Mecânica e a Engenharia Química. Trata-se de um problema com um certo grau de complexidade tanto pela necessidade de serem avaliados os processos químicos que ocorrem ao longo do reator como por estarem envolvidos conhecimentos de mecânica dos fluidos aplicada a sistemas particulados. Além disso, devem ser somados os conceitos referentes aos processos de transferência de calor e massa.

1.1 Motivação

O atual modelo matemático e o respectivo programa de simulação tiveram início em 1980 e foram desenvolvidos a partir da pesquisa experimental sobre gaseificação de biomassa em leito fluidizado, realizada no IPT – Instituto de Pesquisa Tecnológica do Estado de São Paulo, em parceria com a pesquisa em combustão em leito fluidizado, realizada na Universidade de Sheffield, no Reino Unido. Nesta universidade, o modelo foi apresentado como tema de tese de doutorado (de Souza-Santos, 1987) do orientador do presente trabalho. Ao longo dos anos, o modelo tem sido modificado e recebido melhorias, como por exemplo durante os trabalhos desenvolvidos junto ao IGT – Institute of Gas Technology, Chicago, Illinois, EUA (de Souza-Santos, 1992, 1993).

Desde a sua concepção, a idéia é utilizar o programa computacional resultante da implementação numérica do modelo físico-matemático como uma ferramenta de projeto e de otimização. Os resultados gerados para vários parâmetros de interesse têm-se mostrado em boa concordância com o comportamento de unidades reais operando em regime permanente (de Souza-Santos, 1987, 1989, 1992, 1993, 1994a,b, 1996, 1997a,b,c 1998, 1999, de Souza-Santos et al., 1992).

Atualmente, o modelo conta com cerca de 100 relações matemáticas, correspondentes às equações diferenciais não-lineares acopladas que expressam os balanços de massa e de energia, a cinética das várias reações químicas, as correlações auxiliares e as equações constitutivas. Muitas dessas relações foram incorporadas em últimas versões do programa, o que evidencia seu caráter dinâmico, isto é, sua habilidade de ser estendido e atualizado com informação publicada recentemente. Dentre os parâmetros de projeto ou de operação que podem ser previstos pelo simulador, é possível destacar:

- Perfis de concentrações de componentes gasosos ao longo do leito (emulsão e bolhas) e da câmara de separação inercial entre partículas e gases (*freeboard*);
- Perfis de temperatura de gases e sólidos ao longo do leito e da câmara de separação inercial;
- Perfis da taxa de circulação de sólidos no leito;
- Perfis das vazões dos gases ao longo do leito e da câmara de separação inercial;
- Vazões dos sólidos ao longo da câmara de separação inercial;
- Composição e distribuição granulométrica de cada componente sólido presente no processo, ao longo do leito e da câmara de separação inercial;
- Perfis da velocidade de ascensão, dos diâmetros e de outros parâmetros referentes à fase de bolhas ao longo do leito;
- Perfis de temperatura das superfícies dos tubos imersos no leito e na câmara de separação inercial, além de outros parâmetros correlacionados (para o caso de caldeiras);
- Perfis das taxas de reações homogêneas e heterogêneas nas fases do leito;
- Parâmetros relativos à operação de ciclones (para o caso de reciclagem de partículas).

Se por um lado os fenômenos térmicos no interior de leitos fluidizados são complexos e acoplados, ao mesmo tempo é desejável que os modelos físicos e matemáticos sejam capazes de lidar adequadamente com os mesmos. Isto implica no conhecimento das taxas de troca de calor não apenas entre as fases integrantes do leito – gases (emulsão e bolhas) e sólidos (carboníferos, calcário, inertes) – como também entre tais fases e partes do equipamento (paredes laterais, tubos imersos, placa distribuidora).

Em reatores de leito fluidizado borbulhante, os níveis de temperatura atingíveis são tais que a radiação térmica se torna um importante modo de transferência de energia. Conforme dados tabelados por Tien (1988), para leitos fluidizados a 750°C, a contribuição da radiação térmica pode atingir até 40% do total da transferência de calor.

Apesar de seu sucesso, o modelo original (de Souza-Santos, 1987) trata as trocas de calor por radiação de modo simplificado, o mesmo valendo para as versões mais recentes. Embora certas simplificações sejam aceitáveis em algumas situações, em outras elas podem conduzir a erros relevantes, sobretudo na câmara de separação inercial entre gases e partículas (doravante chamada simplesmente de *freeboard*). Nesta região do equipamento, as camadas de gases entre as partículas são relativamente maiores e as trocas de calor na direção axial são significativas.

1.2 Objetivos

Neste sentido, o trabalho aqui apresentado pretende fazer um tratamento físico-matemático mais aprimorado para as trocas de calor por radiação que ocorrem em reatores de leito fluidizado borbulhante tais como combustores, caldeiras e gaseificadores. Para tanto, optou-se pelo emprego do Método de Fluxos para modelar as trocas de calor por radiação.

Segundo a abordagem do Método de Fluxos, os balanços da intensidade da radiação térmica¹ são expressos através de um sistema de equações diferenciais. Este tipo de enfoque é

¹ Conforme será visto no Capítulo 3, a chamada intensidade de radiação é a grandeza de interesse na modelagem de trocas de calor por radiação em meios participantes.

compatível com o tratamento diferencial adotado pelo modelo original aos balanços de massa e de energia para as fases presentes na seção do leito e no freeboard, facilitando a sua incorporação e implementação computacional.

Em geral, modelos matemáticos comportam equações e correlações que são representações aproximadas da natureza. Sua abrangência e validade podem ser testadas comparando-se os resultados simulados com dados reais, para diferentes condições e geometria dos equipamentos e não apenas em casos particulares. No desenvolvimento destas equações, fatores que à primeira vista aparentam pouca relevância, podem na verdade atuar de forma importante na estabilização (ou na instabilidade) do cálculo iterativo como um todo.

Cabe aqui salientar que, desde o trabalho original, o programa computacional de simulação já se encontra devidamente implementado e operacional, não sendo, pois, objetivo do presente trabalho criar um novo programa. Ao autor foram repassadas algumas sub-rotinas do programa completo, nas quais (e somente nelas) foram introduzidas as modificações pertinentes. Ainda assim, a inclusão de novos fenômenos ao modelo matemático original e de novos trechos ao código computacional foi feita com critérios, não confiando simplesmente na grande capacidade de memória e de velocidade de processamento dos computadores atuais.

1.3 Desenvolvimento do trabalho

Uma etapa preliminar deste trabalho constou da familiarização com a nomenclatura e com os conceitos relativos aos processos e à tecnologia de leito fluidizado. Paralelamente, foram estudados os textos previamente coletados (pelo orientador deste trabalho) sobre modelos para a troca de calor por radiação em leitos fluidizados assim como foram pesquisados novos trabalhos sobre o assunto, com ênfase ao Método de Fluxos.

Como fase inicial do treinamento no uso do programa de simulação, foi realizado o estudo das características gerais do modelo matemático original e do próprio programa. Visando uma melhor assimilação dos conceitos, foi elaborado um modelo matemático para a simulação de um

leito fluidizado movente, envolvendo apenas duas fases – gás e partículas. Na seqüência, este modelo foi devidamente implementado em um programa computacional e testado. Ainda que de menor complexidade, seu desenvolvimento² auxiliou na compreensão do modelo e programa originais. Neste sentido, foi possível compreender a metodologia de implementação de aspectos importantes como os balanços diferenciais de massa e de energia, a determinação de propriedades termo e fluidodinâmicas das fases (gás e partículas) presentes no equipamento e a modelagem de processos físico-químicos.

Por ser abrangente, o programa de simulação precisa ser alimentado por um vasto conjunto de dados. São parâmetros que especificam desde as dimensões básicas do equipamento até os critérios de convergência numérica de processos iterativos. O treinamento no uso do programa foi então complementado com um estudo preliminar de otimização de uma unidade piloto real de combustão. Os resultados numéricos correspondentes foram organizados e discutidos em um artigo apresentado no ENCIT 2000 – *8th Brazilian Congress of Engineering and Thermal Sciences* (Rabi e de Souza-Santos, 2000). Paralelamente a esta etapa, foi realizada uma pesquisa bibliográfica complementar sobre os Modelos de Fluxos para trocas de calor por radiação.

Na etapa seguinte, foi feito um estudo minucioso de todas as sub-rotinas acessíveis, visando a compreensão do encadeamento lógico dos comandos e módulos computacionais. Ainda nesta etapa, foram identificados e formalizados os conceitos básicos da modelagem de trocas de calor por radiação térmica em meio participante: grandezas e parâmetros fundamentais, regimes de espalhamento e de absorção da radiação, a equação de transferência e o Método de Fluxos.

Posteriormente, foi realizada a primeira tentativa de incorporação da chamada equação de transferência de radiação ao modelo original, segundo uma aproximação de Dois-Fluxos. As modificações correspondentes foram devidamente implementadas nas sub-rotinas do programa de simulação. Os resultados preliminares, no entanto, acusaram uma grave divergência nos valores da intensidade da radiação. O estudo das possíveis causas apontou para a necessidade de uma

² A elaboração deste modelo e programa de simulação correspondeu como um trabalho para a disciplina IM266 – Modelagem de Processos de Combustão e Gaseificação, ministrada pelo orientador deste trabalho.

nova análise e interpretação dos termos associados à transferência de calor por radiação térmica do modelo original (de Souza-Santos, 1987).

Como resultado desse estudo, foi identificada uma condição matemática para a estabilidade numérica do programa. A sua incorporação implicou na reformulação das equações do modelo de transferência de calor por radiação segundo o Método de Dois-Fluxos. Os resultados obtidos a partir desta nova versão do modelo se mostraram satisfatórios com relação às trocas por radiação entre as partículas na seção do leito, o mesmo ocorrendo para a região do freeboard. Além disso, a determinação das propriedades ópticas (coeficientes de espalhamento e de absorção) da fase particulada foi revista e reformulada, onde necessário.

Dentre os pontos que exigiram uma maior dedicação durante o desenvolvimento do novo modelo matemático de simulação vale mencionar:

- A familiarização com os aspectos mecânicos e químicos referentes a reatores de leitos fluidizados (incluindo o próprio jargão). No cumprimento desta etapa, cabe ressaltar a importante contribuição das disciplinas de pós-graduação cursadas, além do estudo dirigido realizado pelo autor.
- A compreensão do código computacional de cada sub-rotina disponível do programa de simulação. A identificação das funções desempenhadas por estes módulos mostrou ser uma tarefa fundamental para a correta incorporação dos novos trechos de programação.
- A identificação das causas da divergência da 1ª tentativa de implementação do Método de Dois-Fluxos e, por conseguinte, a obtenção de uma condição matemática para a convergência do programa de simulação. Houve a preocupação de se pesquisar e atribuir uma interpretação física para tal condição matemática, qual seja, a condição de equilíbrio radiativo.
- A obtenção da condição de contorno para a intensidade de radiação na base de leito. Em uma abordagem de Dois-Fluxos, foi possível obter uma condição que traduz a influência somente das condições físicas da placa distribuidora e do particulado junto a ela.
- A especificação dos termos da equação de transferência, em especial, os coeficientes de espalhamento e de absorção dos sólidos, levando-se em conta as diferenças granulométricas e de temperatura. Desse estudo resultou a equivalência entre os diâmetros médios geralmente

usados nos cálculos de leitos fluidizados e os diâmetros médios necessários à determinação das propriedades ópticas da fase particulada.

Em face das dificuldades encontradas, o emprego do Método dos Fluxos ficou limitado a dois fluxos axiais: progressivo (*forward*) e regressivo (*backward*). Como resultado da condição de equilíbrio radiativo (oriunda da condição de convergência numérica), verificou-se que estes dois fluxos não são independentes, mas estão algebricamente acoplados entre si.

De início, foi assumido que as partículas são opacas e que absorvem e espalham a radiação térmica de modo independente, ou seja, sem interferência mútua. Além disso, duas condições físicas distintas foram admitidas e comparadas:

- espalhamento isotrópico (partículas refletoras especulares) e
- espalhamento por partículas refletoras difusas.

O Método de Dois-Fluxos foi então aplicado com sucesso para modelar as trocas de calor por radiação térmica entre as partículas de diferentes espécies tanto na seção do leito como no freeboard. No entanto, ratificando uma hipótese admitida desde o modelo original (de Souza-Santos, 1987), os gases foram considerados transparentes à radiação térmica nestas duas regiões do equipamento.

Capítulo 2

Revisão Bibliográfica

Desde os anos 50, a tecnologia de leito fluidizado tem sido alvo de pesquisa, estando hoje presente em vários equipamentos industriais como combustores, gaseificadores e caldeiras (Kunii e Levenspiel, 1969; Geldart, 1986). Muitos processos modernos realizam operações em níveis de temperatura elevados o suficiente para que a troca de calor por radiação se torne significativa. Conforme indica Tien (1988), vários estudos sobre leitos fluidizados a temperaturas elevadas (Glicksman e Decker, 1982; Goshayeshi et al., 1986; Flamant e Menigault, 1987; Renzhang et al., 1987) apontam 750°C como a temperatura a partir da qual a radiação térmica certamente se torna um modo importante de transferência de calor.

A radiação térmica é um mecanismo fundamental de troca de calor que, em maior ou menor escala, atua em todos os processos naturais ou naqueles em que há intervenção humana. Sob o aspecto tecnológico, o assunto tem recebido atenção crescente a ponto de se transformar em uma disciplina de pós-graduação ministrada em muitas instituições de excelência acadêmica.

A transferência de calor por radiação em meio participante é um fenômeno de uma certa complexidade. Neste sentido, os trabalhos publicados nesta área propõem abordagens diferentes visando simplificar o seu tratamento físico-matemático. A presente revisão bibliográfica procura fornecer uma descrição geral não apenas dos trabalhos publicados sobre radiação térmica em meio participante (incluindo os leitos fluidizados) mas também sobre alguns aspectos básicos do fenômeno. A revisão é apresentada segundo uma possível divisão de assuntos, quais sejam:

- leis básicas da radiação térmica;
- transferência de calor por radiação térmica;
- radiação térmica em meios participantes;
- trocas de calor por radiação segundo o Método de Fluxos; e
- determinação das propriedades ópticas da fase particulada.

2.1 Leis básicas da radiação térmica

Segundo Modest (1993), os estudos sistematizados em radiação tiveram início no Século 17. As descobertas desta época que merecem destaque são a lei da refração, por Snell em 1621, a difração da luz branca em seus componentes monocromáticos, por Newton em 1666; e a primeira determinação da velocidade da luz, por Römer em 1675.

As contribuições relacionadas à física da Ondulatória, da Eletricidade e do Magnetismo que surgiram na primeira metade do Século 19 (principalmente devido aos trabalhos de Faraday) conduziram Maxwell à formalização matemática da teoria eletromagnética no início da década de 1860. Manipulando adequadamente as equações de Maxwell demonstra-se a existência das ondas eletromagnéticas (Wiebelt, 1966; Modest, 1993; Reitz et al., 2000), atualmente conhecidas como ondas de rádio, radiação infravermelha, luz visível, radiação ultravioleta, raios X e raios gama.

Nesta mesma época, Kirchhoff apresentara as leis que regem a absorção e a emissão de radiação térmica. A expressão para o poder emissivo total hemisférico do corpo negro (a “Lei da 4ª Potência”) foi estabelecida experimentalmente em 1879 por Stefan e teoricamente em 1889 por Boltzmann, a partir de considerações termodinâmicas (Modest, 1993).

A primeira distribuição espectral da intensidade da radiação do corpo negro, conhecida como equação de Rayleigh-Jeans, foi obtida levando-se em conta conceitos clássicos da Mecânica Estatística e do Eletromagnetismo, em concordância com o Princípio de Equipartição

de Energia³. Porém, suas previsões resultavam na chamada “catástrofe do ultravioleta”, pois era válida apenas para a radiação de comprimento de onda elevado (Wiebelt, 1966; Bransden e Joachain, 1989).

Utilizando argumentos termodinâmicos e dados experimentais, uma expressão mais precisa foi desenvolvida em 1891 por Wien, a qual é amiúde empregada em análises teóricas pelo fato de sua integração ser relativamente mais fácil. Um importante corolário da distribuição proposta é conhecido hoje como Lei de Deslocamento de Wien (Wiebelt, 1966; Modest, 1993).

Na virada do século, Planck (1901) introduziu a inédita hipótese de quantização da energia e resolveu o impasse entre a Física Clássica e a Termodinâmica da radiação ao desenvolver uma nova função para o poder emissivo espectral (ou monocromático) do corpo negro. A distribuição de Planck não apenas traz como casos assintóticos as distribuições de Rayleigh-Jeans (para elevados comprimentos de onda) e de Wien (para baixos comprimentos de onda), como também dela é possível obter a Lei de Stefan-Boltzmann por integração e a Lei de Deslocamento de Wien por derivação (Wiebelt, 1966). A Figura 2.1 compara as distribuições de Rayleigh-Jeans, Wien e Planck para o poder emissivo normalizado do corpo negro (Modest, 1993).

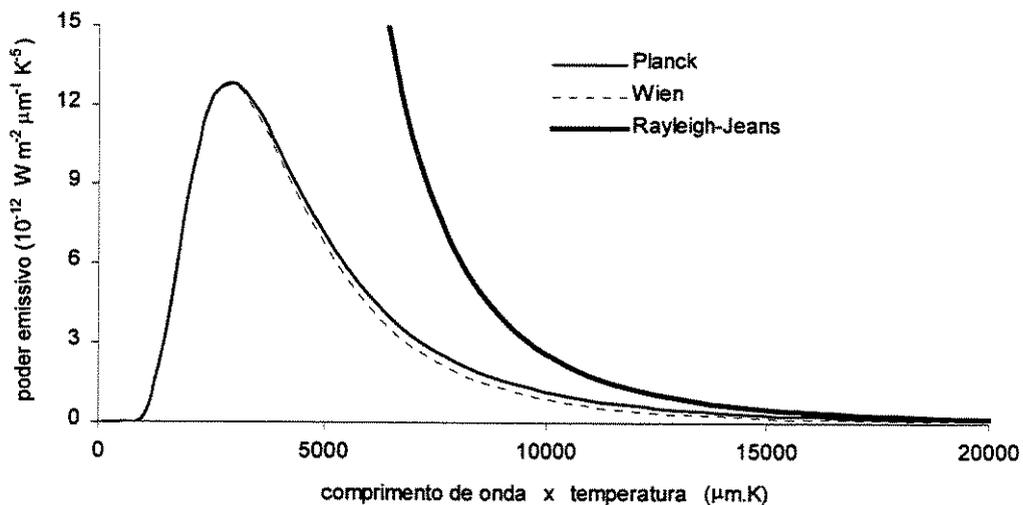


Figura 2.1. Diferentes distribuições espectrais para o poder emissivo do corpo negro.

³ Segundo o qual a energia média por grau de liberdade de um sistema em equilíbrio é igual a $bT/2$, sendo b a constante de Boltzmann e T a temperatura do sistema.

2.2 Transferência de calor por radiação térmica

A radiação térmica se caracteriza pela não necessidade de um meio material para promover a transferência de calor. No entanto, no início do Século 20, os fenômenos de transporte de energia por radiação através da matéria (onde ela pode sofrer absorção, emissão e espalhamento) despertavam o interesse dos astrofísicos. As primeiras considerações sobre esta questão se relacionavam com problemas de linhas de absorção do espectro solar, de transferência de energia em estrelas e nebulosas e de transmissão da luz em atmosferas planetárias (inclusive a terrestre). Dentre as contribuições, Viskanta (1966) chama a atenção para os trabalhos publicados por Schuster (1905), Schwarzschild (1906), Milne (1930) e Rosseland (1936).

Dada a importância da radiação térmica em processos ocorrendo em fornalhas e câmaras de combustão, onde níveis elevados de temperatura estão presentes, os primeiros problemas de engenharia envolvendo este mecanismo de transferência de calor foram encontrados em projetos de caldeiras. Em seguida, com o advento da era espacial, tornou-se necessário prever estas trocas na exaustão dos produtos de combustão e na reentrada das aeronaves na atmosfera. Além destas aplicações, que se aprimoraram e cujos níveis de temperatura tornaram-se ainda maiores, recentemente surgiram outras aplicações relacionadas com projeto de trocadores de calor, aquecimento global e equipamentos de MHD (magnetohidrodinâmica) e conforto térmico.

Tal interesse crescente naturalmente proporcionou uma maior organização e sistematização do estudo deste modo de transferência de calor. Os vastos conhecimentos acumulados foram compilados em muitos textos particularmente voltados para a radiação térmica: Planck (1959), Chandrasekhar (1960), Wiebelt (1966), Hottel e Sarofim (1967), Ozisik (1973), Sparrow e Cess (1978), Siegel e Howell (1988), Brewster (1992) e Modest (1993).

Brewster (1992) aponta dois aspectos importantes e complementares da troca de calor por radiação térmica: o processo de transporte de energia em si e a determinação das propriedades ópticas⁴. Além disso, a transferência de calor por radiação pode ser classificada como uma troca

⁴ Uma possível tradução do termo original em inglês "*radiative properties*".

exclusivamente entre superfícies sem a participação do meio (meio transparente) ou com a sua intervenção (meio participante). Nesta última categoria se enquadram as trocas de calor por radiação em leitos fluidizados (moventes, borbulhantes ou circulantes).

2.3 Radiação térmica em meios participantes

Três processos influenciam a propagação da radiação em meio participante: a emissão, a absorção e o espalhamento, acoplando o processo de transferência com as propriedades ópticas da fase particulada. A solução analítica deste tipo de problema não é uma tarefa trivial, sendo possível apenas em situações bem simples ou particulares. Por isso, muitos métodos aproximados de solução têm sido propostos.

Conforme cita Modest (1993), Hottel e Cohen (1958) apresentaram o Método das Zonas em um trabalho pioneiro sobre trocas de calor em fornalhas. Neste método, o domínio de solução é dividido em um número finito de subvolumes em cujo interior as propriedades são consideradas uniformes. Assim, ao invés de desenvolver um tratamento direcional (referente ao espalhamento), o método introduz uma aproximação espacial para o problema. Uma descrição detalhada pode ser encontrada em (Hottel e Sarofim, 1967).

O Método de Monte Carlo corresponde a uma abordagem estatística e foi originalmente desenvolvida para a análise do fluxo de nêutrons em reatores nucleares (Goldstein Jr., 1988). Seu uso para as trocas de calor por radiação foi sugerido por Bird et al. (1960) e inicialmente aplicado por Howell e Perlmutter (1964). Outras aplicações deste método para modelar as trocas por radiação são citadas por Tien (1988), como o trabalho de Abbasi e Evans (1982), em que foi feita uma analogia com um processo de difusão de gás em meio poroso, e o de Yang et al. (1983), em que o método foi usado para determinar estatisticamente o percurso de cada feixe de radiação.

Por outro lado, muitos problemas são formulados em termos da intensidade da radiação térmica. A variação desta propriedade através do meio participante é governada pela chamada equação de transferência, qual seja,

$$\hat{\Omega} \cdot \vec{\nabla} I_{\lambda}(\vec{r}, \Omega) = -(K_{a,\lambda} + K_{s,\lambda}) I_{\lambda}(\vec{r}, \Omega) + K_{a,\lambda} I_{b,\lambda}(T) + \frac{K_{s,\lambda}}{4\pi} \int_{4\pi} I_{\lambda}(\vec{r}, \Omega') \Phi(\Omega'; \Omega) d\Omega' \quad (2.1)$$

Esta equação representa o balanço da intensidade de radiação monocromática (não-polarizada) I_{λ} ao atravessar um elemento de volume do meio, ao longo da direção de propagação Ω . Aqui, T é a temperatura do meio na posição \vec{r} , $d\Omega'$ é o elemento de ângulo sólido em torno da direção de propagação Ω enquanto que $K_{a,\lambda}$ e $K_{s,\lambda}$ são respectivamente os coeficientes (espectrais) de absorção e de espalhamento do meio. Além do comprimento de onda λ da radiação, estes coeficientes dependem das características ópticas (índice de refração complexo), do tamanho, do formato e da distribuição das partículas sólidas. Uma discussão mais detalhada acerca desta equação é deixada para o próximo capítulo.

Em princípio, problemas de trocas de calor por radiação podem ser resolvidos mediante a solução da Equação (2.1). Todavia, o tratamento matemático do termo de espalhamento (integral no lado direito) requer o conhecimento da função de fase de espalhamento Φ . Tal função rege a probabilidade da radiação propagando segundo uma dada direção Ω' ser espalhada para a direção Ω sob consideração.

Como se observa, a equação de transferência é íntegro-diferencial que, acoplada à equação referente ao balanço de energia, resulta em um sistema não-linear. Para simplificar tal formulação matemática, são introduzidas diferentes hipóteses. De acordo com o tratamento dado ao leito fluidizado ou, mais especificamente, à fase emulsão, os modelos de simplificação podem ser classificados em discretos ou contínuos (Tien, 1988). Mathur e Saxena (1987) chamam a atenção para uma 3^a categoria – os modelos de multicamadas, os quais tratam a fase emulsão como uma seqüência de camadas paralelas de partículas sólidas separadas por gás.

2.3.1 Modelos discretos

Para simplificar a formulação do problema, os modelos discretos supõem que as partículas no leito estão dispostas segundo um arranjo regular. Para interpretar resultados experimentais

visando aplicações metalúrgicas de leitos fluidizados, Szekely e Fisher (1969) assumiram que durante o intervalo de contato com a parede do equipamento, as partículas formam um arranjo triangular. Além disso, os autores admitiram haver uma transferência de calor transiente ao longo da direção normal à parede como também foi admitido um valor médio para o fator de forma. A formulação do problema reduziu-se a uma equação diferencial ordinária (no tempo), cuja solução foi facilmente obtida.

Os resultados podem ser influenciados pela disposição geométrica assumida para as partículas. Conforme aponta Tien (1988), Chan e Tien (1974) examinaram uma célula cúbica enquanto que Kudo et al. (1985) estudaram dois arranjos diferentes: um piramidal e um cúbico.

2.3.2 Modelos de multicamadas

Nestes modelos, o leito é arbitrariamente segmentado em camadas planas e paralelas entre si. Estas camadas contêm as partículas do leito e portanto são consideradas “placas” sólidas separadas pelo gás da emulsão. Os modelos avaliam as trocas de calor por radiação ocorrendo entre tais superfícies planas. Por exemplo, Vedamurthy e Sastri (1974) assumiram que as trocas ocorrem somente entre as placas adjacentes.

Borodulya e Kovensky (1983) apresentaram uma célula consistindo de quatro quartos de esferas localizadas em cada canto de um plano médio. A partir desta geometria discreta, foram usados conceitos da óptica geométrica junto com as propriedades e concentração das partículas para caracterizar as camadas bidimensionais elementares segundo seus coeficientes de reflexão, de absorção e de emissão. Os resultados foram estendidos para um modelo de camadas múltiplas, com a transferência de calor por radiação ocorrendo entre as camadas ou entre uma camada e a superfície imersa, envolvendo as correspondentes emissividades e temperaturas.

Uma abordagem semelhante foi feita no trabalho de Mazza et al. (1991). No entanto, os autores apontaram para o fato de que as camadas não precisam ter a espessura exata de uma única partícula. Eles compararam dois arranjos bidimensionais à mesma concentração de partículas, um

triangular e outro quadrangular, observando pequenas diferenças nos resultados obtidos para cada arranjo. Os autores mostraram que, mediante o estabelecimento de relações adequadas entre os parâmetros de cada modelo, os modelos de Camadas Múltiplas e de Dois-Fluxos podem fornecer resultados idênticos para a intensidade da radiação em um meio isotérmico.

2.3.3 Modelos contínuos

Os modelos que se enquadram nesta categoria tratam a fase particulada como um contínuo de partículas com uma dada concentração. Cada elemento de volume do particulado absorve, emite e espalha radiação. Esta hipótese é tanto mais plausível quanto maior for a razão entre as dimensões características do meio e das partículas (Tien, 1988).

A analogia difusiva, também conhecida como aproximação de Rosseland (Modest, 1993), é um caso limite da Equação (2.1), adequado para meios participantes opticamente espessos. Conforme mostram Brewster (1992) e Modest (1993), a troca de calor por radiação passa a ser tratada como um processo de difusão, cuja formulação se assemelha à Lei de Fourier para a condução de calor ou à Lei de Fick para a difusão de massa.

Por exemplo, para modelar o calor trocado entre os agregados de emulsão durante o seu tempo de contato junto a paredes imersas, Flamant e Menigault (1987) definiram o fluxo de calor q_R de acordo com:

$$q_R = -\frac{16n^2\sigma T^3}{3K_e} \frac{dT}{dz}, \quad k_R \equiv \frac{16n^2\sigma T^3}{3K_e} \quad (2.2)$$

onde n é o índice de refração do meio (fase emulsão), σ é a constante de Stefan-Boltzmann, T é a temperatura local do leito e K_e é o chamado coeficiente de extinção, definido como a soma dos coeficientes de absorção e de espalhamento:

$$K_e = K_a + K_s \quad (2.3)$$

Mediante tais hipóteses, foi possível escrever a equação de balanço (transiente) de energia sob a seguinte forma adimensional:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t^*} = \frac{\partial}{\partial \tau} \left[\left(1 + \frac{4}{3N} \Theta \zeta^3 \right) \frac{\partial \zeta}{\partial \tau} \right], \quad N = \frac{kK_e}{4n\sigma T^3} \quad (2.4)$$

onde ζ e t^* são, respectivamente, a temperatura e o tempo adimensionais, τ é a profundidade óptica (ver definição a seguir), N é o parâmetro de Planck de interação condução-radiação para a emulsão e k é a condutividade térmica do meio.

Há também os modelos que simplificam a dependência direcional de termos da Equação (2.1). Neste sentido, podem ser introduzidas hipóteses com relação à dependência da intensidade da radiação I e/ou da função de fase de espalhamento Φ .

No Método das Ordenadas Discretas (Chandrasekhar, 1960), a variação direcional da intensidade da radiação é discretizada e as integrais desta grandeza sobre o ângulo sólido são aproximadas por quadraturas numéricas. De acordo com Jen (1998), aplicações pioneiras deste método em problemas de radiação térmica incluem os trabalhos de Fiveland (1982) e de Truelove (1987). Extensões recentes deste método recomendam uma distribuição mais adequada dos pontos da quadratura numérica (Wu e Liou, 1997) e a expansão da intensidade da radiação em série de funções de Daubechies (Wang e Bayazitoglu, 1999).

A idéia fundamental dos Métodos de Fluxos é, para cada posição do meio participante, subdividir o ângulo sólido total em um certo número de intervalos e assumir que a intensidade de radiação seja uniforme dentro de cada subdivisão. A integral do termo de espalhamento é então avaliada com base nesta aproximação.

Embora as hipóteses fundamentais são essencialmente diferentes⁵, tanto a aplicação do Método das Ordenadas Discretas e como do Método de Fluxos resultam em sistemas de equações diferenciais similares (Brewster, 1992). O presente trabalho adota um Modelo de Dois-Fluxos para as trocas de calor por radiação entre as partículas; por isso, uma revisão em destaque desta metodologia é apresentada a seguir.

⁵ A diferença está na simplificação introduzida ao tratamento da integral referente ao termo de espalhamento.

2.4 Trocas de calor por radiação segundo o Método de Fluxos

Para um problema unidimensional, com simetria axial e espalhamento isotrópico ($\Phi \equiv 1$), a equação de transferência [Equação (2.1)] assume a forma

$$\mu \frac{dI}{d\tau} = -I + (1 - \omega)I_b + \frac{\omega}{2} \int_{-1}^1 I d\mu \quad (2.5)$$

onde μ é o co-seno diretor, τ e ω são nesta ordem a profundidade óptica e o albedo para espalhamento simples, definidos respectivamente por

$$\tau = \int_0^z K_e dz' \quad \text{e} \quad \omega = \frac{K_s}{K_e} \quad (2.6)$$

As demais grandezas seguem a simbologia já introduzida.

Em uma aproximação de Dois-Fluxos, o ângulo sólido total 4π sr é dividido em dois hemisférios⁶: o progressivo (*forward*, +) e o regressivo (*backward*, -). Em cada um, é assumido que a intensidade da radiação seja uniforme, isto é,

$$I(z, \mu) = \begin{cases} I^-(z) & , \quad -1 < \mu < 0 \\ I^+(z) & , \quad 0 < \mu < +1 \end{cases} \quad (2.7)$$

Diz-se que é estabelecida uma distribuição semi-isotrópica para a intensidade de radiação.

No chamado Método dos Momentos, desenvolvido independentemente por Milne (1930) e Eddington (1959), a meta é obter os momentos de ordem zero e de 1ª ordem da equação de transferência (Modest, 1993). Em outras palavras, a Equação (2.5) é integrada em todo intervalo $-1 < \mu < +1$ após multiplicação por $\mu^0 = 1$ (momento de ordem zero) ou por $\mu^1 = \mu$ (momento de 1ª ordem), resultando em duas equações diferenciais ordinárias acopladas.

Chandrasekhar (1960) estendeu o método introduzindo N divisões para o ângulo sólido. Isto transforma o problema original na solução simultânea de N equações diferenciais acopladas.

⁶ A nomenclatura dos hemisférios tem por referência o sentido de propagação do feixe de radiação.

Gibson e Monahan (1971) aplicaram o Método Milne-Eddington para as trocas de calor em uma chama de combustível pulverizado, assumindo haver espalhamento isotrópico e uma distribuição semi-isotrópica para a intensidade da radiação [ver Equação (2.7)].

Conforme cita Truelove (1984), Joseph et al. (1976) apresentaram uma variação do método, a aproximação delta-Eddington, em que a função de fase de espalhamento Φ é expressa por uma função delta somada a uma expansão em polinômios de Legendre. O próprio Truelove (1984) aplicou tal aproximação para melhorar os resultados obtidos a partir do Modelo de Dois-Fluxos para casos apresentando espalhamento fortemente anisotrópico.

Uma outra variação do Método dos Momentos, denominada Método dos Harmônicos Esféricos, é obtida expressando a intensidade da radiação através de uma expansão em série de Fourier e substituindo as funções de ponderação (que multiplicam a equação de transferência) por harmônicos esféricos. Esta aproximação foi inicialmente proposta por Jeans em 1917 (Modest, 1993) e transforma a equação de transferência em um sistema de equações diferenciais parciais.

O Método de Dois-Fluxos para casos unidimensionais foi apresentado por Schuster em 1905 e independentemente por Schwarzschild em 1906 (Modest, 1993). Assumindo uma distribuição semi-isotrópica para a intensidade da radiação [Equação (2.7)] e espalhamento isotrópico $\Phi = 1$, um sistema de duas equações diferenciais ordinárias é obtido pela simples integração da Equação (2.5) sobre cada um dos hemisférios.

Um modelo pioneiro para geometrias bidimensionais foi proposto por Roesler em 1967 (Siddall, 1972). Além da divisão em dois hemisférios, originando as intensidades progressiva e regressiva [Equação (2.7)], o modelo assumiu que os fluxos de radiação térmica na direção radial correspondem à média aritmética dos fluxos axiais.

Um estudo comparativo entre três abordagens distintas para o Método de Dois-Fluxos em geometrias unidimensionais foi feito por Siddall (1972). Foram considerados os métodos Milne-Eddington, Schuster-Schwarzschild e Schuster-Hamaker. Este último assume que a radiação se

propague tão somente de modo paralelo ao eixo coordenado referente à profundidade óptica. O autor propôs escrever essas três abordagens sob uma forma generalizada, dada por:

$$\begin{aligned}\frac{dq^+}{d\tau} &= 2a_1 e_b - (a_1 + a_2)q^+ - (a_1 - a_2)q^- \\ -\frac{dq^-}{d\tau} &= 2a_1 e_b - (a_1 - a_2)q^+ - (a_1 + a_2)q^-\end{aligned}\quad (2.8)$$

onde $e_b = \pi I_b$, $q^+ = \pi I^+$ e $q^- = \pi I^-$. Definições para os coeficientes a_1 e a_2 são apresentadas na Tabela 2.1 abaixo.

Tabela 2.1. Coeficientes para os Métodos de Dois-Fluxos unidimensionais.

	Milne-Eddington	Schuster-Schwarzschild	Schuster-Hamaker
a_1	$1 - \omega$	$1 - \omega$	$\frac{1}{2}(1 - \omega)$
a_2	$\frac{3}{4}$	1	$\frac{1}{2}(1 + \omega)$

Por sua vez, um estudo semelhante para as trocas de calor por radiação em duas dimensões foi apresentado por Selçuk et al. (1977). No caso, foram comparados os métodos de Dois-Fluxos de Roesler, de Schuster-Schwarzschild e dos Harmônicos Esféricos. As equações relevantes foram expressas na seguinte forma geral:

$$\begin{aligned}\frac{dq_z^+}{dz} &= K_a \left[\xi_1 e_m - \xi_2 q_z^+ + \xi_3 q_z^- + (\xi_2 - \xi_1 - \xi_3) e_w \right] \\ -\frac{dq_z^-}{dz} &= K_a \left[\xi_1 e_m + \xi_3 q_z^+ - \xi_2 q_z^- + (\xi_2 - \xi_1 - \xi_3) e_w \right]\end{aligned}\quad (2.9)$$

onde e_m e e_w são os poderes emissivos totais do meio e da parede. Os coeficientes ξ_i ($i = 1, 2, 3$) assumem valores conforme os diferentes modelos e são apresentados na Tabela 2.2 a seguir. O chamado raio óptico e a emissividade da parede cilíndrica são aqui indicados respectivamente por r_w e ϵ_w .

Tabela 2.2. Coeficientes para os Métodos de Dois-Fluxos bidimensionais.

	Roesler	Schuster-Schwarzschild	Harmônicos esféricos
ξ_1	2	1 ou 2	2
ξ_2	$2 + \frac{1 + \epsilon_w}{2r_w}$	1 → radiação plano-paralela 2 → radiação isotrópica	$\frac{7}{4} + \frac{8/r_w}{3r_w + 8\left(\frac{2}{\epsilon_w} - 1\right)}$
ξ_3	$\frac{1 - \epsilon_w}{2r_w}$	0	$-\frac{1}{4} - \frac{8/r_w}{3r_w + 8\left(\frac{2}{\epsilon_w} - 1\right)}$

Como existem três variáveis físicas, e_m , q_z^+ e q_z^- , uma equação adicional para fechar o problema foi obtida mediante um balanço de energia sobre uma seção da cavidade. Para tanto, foi assumido que a transferência de calor por condução no meio ao longo da direção axial era desprezível frente às trocas por radiação e convecção.

Siddall e Selçuk (1979) apresentaram uma aplicação do Método Schuster-Schwarzschild, dividindo o ângulo sólido total 4π sr em seis ângulos sólidos menores, com a intensidade da radiação constante em cada um destes. A integração da equação de transferência sobre estes subintervalos resultou em seis equações diferenciais de 1ª ordem. Por meio de uma mudança de variável, os autores reduziram-nas a três equações diferenciais de 2ª ordem. O modelo foi então testado para prever as trocas de calor por radiação em uma fornalha com geometria retangular.

Lockwood e Shah (1976, 1978) propuseram uma variação do Modelo de Fluxos em que a dependência direcional da intensidade da radiação foi expressa através de uma expansão em série de Taylor truncada da forma:

$$I = A_1 x + A_2 y + A_3 z + B_1 x^2 + B_2 y^2 + B_3 z^2 \quad (2.10)$$

onde x , y e z são as coordenadas cartesianas. Esta expressão foi introduzida na equação de transferência, a qual foi integrada em seis intervalos de divisão do ângulo sólido total 4π sr. A

solução do sistema de seis equações diferenciais parciais acopladas resultantes do processo permitiu a determinação dos coeficientes A_i e B_i ($i = 1, 2, 3$).

Flamant e Bergeron (1992) determinaram as trocas de calor por radiação entre o leito e uma parede imersa, baseando-se em dados experimentais analisados por um Modelo de Dois-Fluxos na aproximação de Schuster-Schwarzschild. Os autores incluíram os efeitos de uma resistência de contato (representada por uma película de gás transparente de espessura arbitrária) sobre o perfil de temperatura nas proximidades da parede. O resultado foi uma queda linear da temperatura T_w junto à parede a T_0 no leito. A partir daí, foi assumido um perfil exponencial dado por:

$$T(x) = T_D + (T_D - T_0) \exp\left(-\frac{x}{\delta}\right) \quad , \quad \text{com} \quad \frac{T(\delta) - T_D}{T_0 - T_D} = 0.05 \quad (2.11)$$

onde T_D é a temperatura média do leito em uma posição suficientemente afastada da parede e δ é uma espessura característica. A taxa de transferência de calor por radiação foi obtida a partir da solução das duas equações diferenciais acopladas envolvendo I^+ e I^- . Foi admitido também que tal solução correspondia à superposição da solução de dois problemas elementares: a emissão da emulsão para a parede e a radiação refletida pelo próprio meio se este fosse frio.

Em um trabalho semelhante (mas com base no Método das Ordenadas Discretas), Shafey et al. (1993) consideraram os mecanismos combinados de transferência de calor por condução e radiação entre as paredes e o leito fluidizado de pequenas partículas ($d_p \leq 1$ mm). A convecção foi desprezada em virtude das baixas velocidades do gás. Os autores também assumiram que um gradiente linear de temperatura se estabelece no interior da película estacionária de gás adjacente à parede. No entanto, foi proposto que a espessura de tal película de gás depende do diâmetro da partícula na forma: $\delta = 0.08 d_p$.

As trocas foram modeladas segundo um processo transiente e unidimensional, em que os agregados da fase emulsão chegam do leito à temperatura T_D para permanecer durante um certo período de contato com a película de gás. Opticamente, os agregados foram tratados como uma camada plano-paralela de espessura efetiva $\delta = 3 \sim 5 d_p$ ao passo que o gás foi admitido como não-emissor e não-absorvente. A formulação do problema resultou na seguinte equação:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \frac{1}{k_E} \frac{\partial q_R(x)}{\partial x} = \frac{1}{\beta_E} \frac{\partial T}{\partial t} \quad , \quad \beta_E = \frac{k_E}{\rho_E c_E} \quad (2.12)$$

sendo k_E a condutividade térmica, c_E o calor específico, ρ_E a densidade e β_E a difusividade térmica do agregado de emulsão. Mediante um tratamento numérico das variações envolvidas, o problema acoplado foi então resolvido através de um processo iterativo.

2.5 Determinação das propriedades ópticas da fase particulada

Para avaliar as taxas de trocas de calor por radiação, é necessário caracterizar opticamente o sistema particulado, a partir das propriedades dos seus elementos constituintes. Segundo Modest (1993), discussões preliminares sobre o espalhamento e a absorção de radiação por partículas foram feitas por Rayleigh. Em seu trabalho, Rayleigh (1871) obteve uma solução simples para esferas com diâmetros bem menores que o comprimento de onda da radiação.

Modest (1993) aponta dois prosseguimentos distintos para esta publicação inicial. Lorenz (1890) baseou seu trabalho em sua própria teoria eletromagnética; enquanto que o artigo clássico de Mie (1908) resolveu as equações de Maxwell para uma onda eletromagnética atravessando um meio contendo partículas dispersas.

Do ponto de vista físico, a absorção e o espalhamento da radiação por uma única partícula são explicados pelos processos de reflexão, refração e difração. Um fator importante para a análise de tais fenômenos é o chamado parâmetro de tamanho⁷ $x = \pi d_p / \lambda$ que relaciona o diâmetro d_p (geométrico ou equivalente) da partícula e o comprimento de onda λ da radiação incidente. Além deste parâmetro, a física destes processos depende das propriedades ópticas da partícula (em última análise, do seu índice de refração complexo).

Tien (1988) cita vários estudos experimentais para a obtenção das propriedades ópticas das partículas, como o trabalho pioneiro de Chen e Churchill (1963) sobre as seções efetivas de

⁷ Proposta de tradução do termo em inglês “*size parameter*”.

espalhamento e absorção para vários tipos de partículas e o trabalho de Drolen et al. (1987). Brewster e Kunitomo (1984) determinaram o índice de refração de algumas espécies de carvão e calcário na região do infravermelho.

Em situações gerais, a complexa teoria de espalhamento de Mie deve ser empregada. No entanto, dois casos limites simplificam o tratamento matemático. O primeiro, para partículas pequenas (limite de Rayleigh), é caracterizado por $x \ll 1$. O segundo é o limite geométrico para partículas grandes, $x \gg 1$, típico de equipamentos de leito fluidizado. As expressões para os padrões individuais de espalhamento e absorção em cada faixa do parâmetro de tamanho x podem ser encontradas nos textos básicos citados na Seção 2.2. Recentemente, Caldas e Semião (1999) apresentaram uma aproximação para a teoria de Mie usando uma expansão em série de potências para partículas pequenas e um ajuste de curva para partículas grandes e intermediárias.

Os padrões de absorção e espalhamento de um particulado são determinados a partir das características individuais das partículas. Neste sentido, existem duas abordagens: assumir que a independência entre as partículas seja uma hipótese adequada ou considerar as influências mútuas entre as partículas. Para esta análise, além do próprio parâmetro x , Cartigny et al. (1986) chamam a atenção para outros parâmetros como a fração f_V do volume ocupado pelas partículas, a razão δ/d_p entre a distância média entre os centros das partículas e seu diâmetro médio e a razão c/λ entre o espaçamento médio entre as partículas e o comprimento de onda da radiação.

Pela teoria de independência, cada partícula espalha e absorve radiação sem ser afetada pela presença das demais. Esta hipótese é melhor verificada para valores elevados dos parâmetros δ/d_p e c/λ e para distribuições mais aleatórias das partículas no espaço e no tempo. Van der Hulst (1957) sugeriu a condição $\delta/d_p > 1.5$ para que a interferência entre as partículas possa ser desprezada (Tien, 1988). Os padrões de absorção e de espalhamento pelo sistema particulado são obtidos pela adição dos efeitos de todas as partículas em um elemento de volume.

Uma equação empírica para avaliar os chamados coeficientes médios de Planck de absorção e de extinção foi apresentada por Buckius e Hwang (1980), para partículas de carvão em aplicações com temperaturas entre 750 K e 2500 K. Estes coeficientes correspondem a uma

média ponderada dos coeficientes espectrais $K_{a,\lambda}$ e $K_{e,\lambda}$ tendo a distribuição de Planck (ver Capítulo 3) como função de ponderação. O procedimento de obtenção das correlações considerou o comportamento assintótico nos limites $x \ll 1$ (partículas pequenas) e $x \gg 1$ (partículas grandes) para que a expressão final envolvesse os coeficientes de Planck adimensionais e pudesse ser colocada na seguinte forma geral:

$$\frac{1}{\kappa^n} = \frac{1}{\kappa_0^n} + \frac{1}{\kappa_\infty^n} \quad (2.13)$$

Uma discussão com mais detalhes sobre esta correlação é deixada para o próximo capítulo.

O afastamento da teoria de independência ocorre em leitos densos onde o espaçamento é bem pequeno. Em dois artigos complementares, um estudo teórico e outro experimental, Cartigny et al. (1986) e Yamada et al. (1986) propuseram expressões para as propriedades ópticas de espalhamento em regime dependente, em função dos parâmetros x , f_v , δ/d_p e c/λ . Em um trabalho analítico-numérico de caráter semelhante, Kumar e Tien (1990) introduziram um outro parâmetro para a análise: o índice de refração (complexo) da partícula.

Com base em tais parâmetros, Brewster e Tien (1982) propuseram um diagrama de distribuição, indicando quais aplicações em que o regime de espalhamento dependente deve ser observado e aquelas em que a teoria da independência é uma boa aproximação. Este diagrama, também encontrado em (Tien, 1988; Brewster, 1992; Modest, 1993), é apresentado no Capítulo 3.

Há também trabalhos que procuram determinar as propriedades ópticas do leito como um todo. Grosshandler e Monteiro (1982) propuseram equações empíricas para a absortividade, tanto em termos espectrais (monocromáticos) como totais. Por sua vez, Brewster (1986) apresentou expressões para a absortividade e emissividade totais.

2.6 Considerações sobre os modelos de trocas por radiação em meio participante

O conhecimento das taxas de troca de calor em leitos fluidizados é de suma importância para o projeto e a otimização de processos industriais envolvendo combustores, gaseificadores,

caldeiras e reatores químicos. Os fenômenos relacionados à radiação térmica são complexos, além de muitas vezes estarem acoplados com outros modos de transferência de calor: condução e convecção. Discussões preliminares sobre tal questão foram feitas por Viskanta (1966), podendo ser encontradas também na literatura (por exemplo Ozisik, 1973; Brewster, 1992; Modest, 1993).

Além de citar outros trabalhos sobre a interação da radiação com outros modos de trocas de calor, Tien (1988) ressalta que, a rigor, o problema requer a solução da equação do balanço de energia em conjunto com a equação de transferência, impondo-se as correspondentes condições de contorno. Métodos iterativos têm sido empregados para resolver tal acoplamento.

Se novas abordagens são propostas para lidar com as complexidades inerentes ao processo (Maruyama, 1998), há trabalhos que optam por um tratamento simplificado para as trocas de calor por radiação. Nestes, em geral, são feitos estudos analíticos e/ou experimentais sobre a contribuição da radiação térmica para as trocas de calor ou sobre a influência de parâmetros como o diâmetro e a concentração das partículas na definição das taxas de transferência de calor por radiação. Tais taxas são basicamente modeladas por (MacGregor et al., 1995; Dincer et al., 1996; Baskakov & Leckner, 1997; Han & Cho, 1999; Yamada et al., 2001):

$$q_R = \frac{\sigma(T_D^4 - T_W^4)}{\frac{1}{\varepsilon_D} + \frac{1}{\varepsilon_W} - 1} \quad (2.14)$$

onde os índices D e W referem-se às propriedades (temperatura T e emissividade ε) do leito e da superfície imersa, respectivamente. Procura-se então introduzir um coeficiente de troca de calor por radiação da forma:

$$h_R = \frac{\sigma(T_D^2 + T_W^2)(T_D + T_W)}{\frac{1}{\varepsilon_D} + \frac{1}{\varepsilon_W} - 1} \quad (2.15)$$

tal que seja possível escrever $q_R = h_R (T_D - T_W)$.

Conforme já citado, o modelo matemático originalmente desenvolvido por de Souza-Santos (1987) para simular a operação de equipamentos de leito fluidizado conta hoje com cerca de 100

expressões matemáticas, dentre as quais há as equações diferenciais não-lineares acopladas para os balanços de massa e de energia, a cinética das reações químicas e correlações auxiliares. Embora este modelo e o programa computacional correspondente têm gerado bons resultados, as trocas de calor por radiação ainda são abordadas de forma simplificada.

O presente trabalho tem por objetivo introduzir um tratamento físico-matemático mais elaborado (em relação à abordagem original) para este modo de transferência de energia. Ainda que os níveis de temperatura atingidos em operações típicas de leitos fluidizados borbulhantes sejam elevados o suficiente para que a radiação térmica se torne relevante, o grau de sofisticação do novo modelo a ser implementado não é conhecido a priori, consistindo assim em uma questão a ser investigada.

Cabe aqui citar o estudo comparativo realizado por Flamant et al. (1994) entre abordagens simplificadas e aquelas mais elaboradas para o problema de transferência de calor por radiação térmica em leitos fluidizados. Com exceção a leitos de partículas pequenas, os resultados obtidos pelo Método de Dois-Fluxos mostraram-se em boa concordância com aqueles obtidos usando 10 ordenadas no Método das Ordenadas Discretas. Cálculos para até 20 ordenadas também foram realizados, não havendo, todavia, um aumento significativo na precisão dos resultados.

Vale também mencionar o trabalho de Dembele et al. (2000) em que é feita a aplicação do Método de Dois-Fluxos em um spray de água, segundo um equacionamento semelhante ao que é adotado no presente trabalho, no que diz respeito à manipulação da equação de transferência. Em comparação com os resultados fornecidos pelo Método das Ordenadas Discretas, o Método de Dois-Fluxos mostrou-se inadequado se a incidência externa for colimada. Pode, contudo, ser uma boa aproximação se a incidência for difusa.

O presente trabalho optou pela implementação do Método de Dois-Fluxos para modelar as trocas de calor por radiação tanto na região do leito como no freeboard, supondo que nestas regiões a incidência e a emissão de radiação sejam difusas. Para justificar tal escolha, além dos resultados destes trabalhos precedentes (Flamant et al., 1994; Dembele et al., 2000) e de outros apontados por Tien (1988), é possível citar os seguintes motivos complementares:

- A variação da intensidade da radiação térmica é expressa por uma equação diferencial (a equação da transferência), tornando o enfoque compatível com o tratamento diferencial dado pelo modelo matemático original (de Souza-Santos, 1987) aos balanços de massa e de energia. Isto facilita sua incorporação no atual programa e sua implementação computacional.
- O atual programa considera apenas variações unidimensionais das grandezas físicas, em particular, ao longo da direção axial do equipamento. A formulação segundo o Método de Dois-Fluxos para este tipo de dependência espacial é bem direta, em princípio resultando em duas equações diferenciais adicionais apenas, o que não sobrecarrega muito o já complexo procedimento numérico de solução.
- Embora Shafey et al. (1993) apontam para a possibilidade de aplicações como a combustão, outras fontes internas de calor no particulado, além da própria emissão, não são consideradas em geral. Como muitas taxas de reação dependem dos níveis de temperatura das diferentes fases presentes no leito, o programa computacional é suscetível a instabilidades numéricas, que poderiam se agravar caso seja adotado um modelo altamente sofisticado.
- O programa fornece a cada posição axial do equipamento as propriedades físicas de todas as espécies de partículas constituintes (ex: distribuição granulométrica, temperatura, diâmetro médio, fração em volume ocupado). Com isso, é possível determinar os coeficientes ópticos a cada posição axial dentro do reator.

Capítulo 3

Modelagem da Transferência de Calor por Radiação

3.1 Emissão, absorção e propagação de radiação térmica

A radiação térmica pode ser compreendida como ondas eletromagnéticas emitidas por um corpo em virtude somente de sua temperatura (energia interna). Para problemas de transferência de calor, Modest (1993) limita entre $0.1 \mu\text{m}$ e $100 \mu\text{m}$ a faixa de comprimento de onda deste tipo radiação. De acordo com Goldstein Jr. (1988), esta faixa é um pouco mais estreita: entre $0.3 \mu\text{m}$ e $50 \mu\text{m}$. De qualquer modo, o espectro da radiação térmica abrange a radiação infravermelha, a luz visível e a radiação ultravioleta, como esquematiza a Figura 3.1.

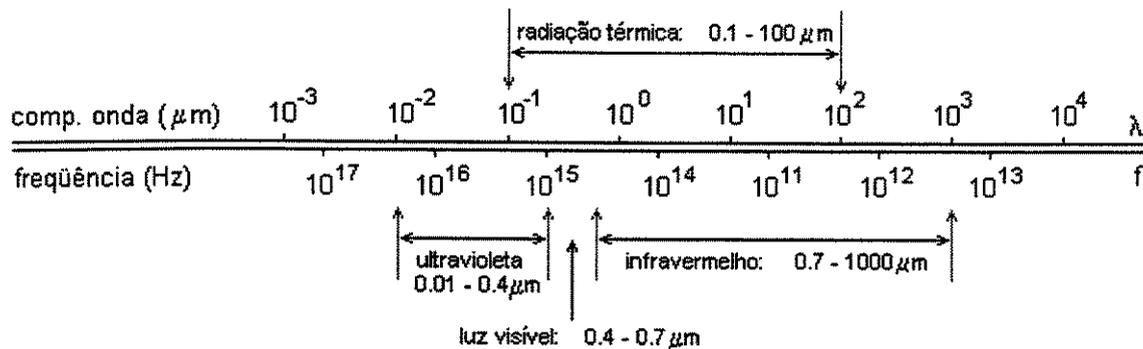


Figura 3.1. Localização do espectro da radiação térmica.

O chamado poder emissivo e corresponde ao fluxo de calor emitido por radiação a partir de uma superfície. Para esta grandeza, é feita a distinção entre:

- poder emissivo espectral \equiv energia emitida / tempo / área superficial / comprimento de onda
- poder emissivo total \equiv energia emitida / tempo / área superficial

Na literatura, é comum substituir a denominação espectral pelo termo monocromático. A uma dada temperatura T , a relação entre o poder emissivo espectral e_λ e o poder emissivo total e se dá conforme

$$e(T) = \int_0^{\infty} e_\lambda(T, \lambda) d\lambda \quad (3.1)$$

Planck (1901) determinou a distribuição do poder emissivo espectral para um corpo negro, a uma dada temperatura T , envolto por um meio transparente de índice de refração n constante. A lei de Planck em termos do comprimento de onda λ é expressa⁸ por

$$e_{b,\lambda}(T, \lambda) = \frac{2\pi h C^2 n^2}{n^2 \lambda^5 [\exp(hC / n\lambda bT) - 1]} \quad (3.2)$$

onde $h = 6.626 \times 10^{-34}$ J.s é a constante de Planck, $b = 1.3806 \times 10^{-23}$ J.K⁻¹ é a constante de Boltzmann, $C = 2.998 \times 10^8$ m.s⁻¹ é a velocidade da luz medida no vácuo e n é o índice de refração do meio circundante (para o caso do ar, $n \cong 1$). A integração desta expressão para todos os comprimentos de onda resulta no poder emissivo total do corpo negro,

$$e_b(T) = \int_0^{\infty} e_{b,\lambda}(T, \lambda) d\lambda = n^2 \sigma T^4 \quad (3.3)$$

onde $\sigma = 5.670 \times 10^{-34}$ W.m⁻².K⁻⁴ é a constante de Stefan-Boltzmann.

Os corpos negros são idealizações pois emitiriam e absorveriam radiação com 100% de eficiência. Qualquer corpo real, estando à mesma temperatura que o corpo negro, emite e absorve radiação com menor eficiência. Tais eficiências são quantificadas através da emissividade (ou

⁸ Outras formas de expressá-la é em termos frequência ou do número de onda da radiação.

emitância) monocromática direcional ϵ_λ e da absortividade (ou absorptância) monocromática direcional α_λ do material de que é feito o corpo. Estas duas grandezas ópticas se relacionam através da lei de Kirchhoff, qual seja,

$$\epsilon_\lambda = \alpha_\lambda \quad (3.4)$$

No entanto, em muitos problemas de engenharia os cálculos de trocas de calor por radiação são feitos em termos das propriedades totais e hemisféricas, aqui indicadas simplesmente por ϵ e α . Para facilitar a análise nestes casos, em geral, recorre-se à relação

$$\epsilon = \alpha \quad (3.5)$$

com base em hipóteses como radiação difusa e corpos cinzas. Uma discussão sobre este particular assunto é apresentada por Goldstein Jr. (1988). Assim, o poder emissivo total hemisférico de um corpo real à temperatura T , envolto por um meio com $n = 1$, fica

$$e(T) = \epsilon e_b(T) = \epsilon \sigma T^4 \quad (3.6)$$

Enquanto o fluxo de radiação emitido por uma superfície é descrito de modo conveniente pelo poder emissivo, a dependência direcional do campo de radiação no interior de um meio participante não é adequadamente descrita por essa grandeza. Para tanto, é usada a intensidade de radiação I , definida como o fluxo de radiação por unidade de ângulo sólido e por unidade de área normal à direção de propagação. Novamente, é feita a distinção entre:

- intensidade espectral: $I_\lambda \equiv$ energia / tempo / área normal à direção de propagação / ângulo sólido / comprimento de onda
- intensidade total: $I \equiv$ energia / tempo / área normal à direção de propagação / ângulo sólido

Em uma dada posição \vec{r} do meio e considerando uma dada direção de propagação \hat{s} , estas grandezas se relacionam conforme

$$I(\vec{r}, \hat{s}) = \int_0^\infty I_\lambda(\vec{r}, \hat{s}, \lambda) d\lambda \quad (3.7)$$

Com respeito a uma superfície, o poder emissivo poder ser obtido a partir da intensidade mediante a integração sobre todo o hemisfério (ângulo sólido 2π sr) que a envolve,

$$e(\vec{r}) = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} I(\vec{r}, \varphi, \psi) \cos \varphi \sin \varphi \, d\varphi \, d\psi \quad (3.8)$$

Com base nesta expressão, a relação entre a intensidade da radiação emitida por uma superfície negra e o seu poder emissivo é tal que

$$e_{b,\lambda}(\vec{r}, \lambda) = \pi I_{b,\lambda}(\vec{r}, \lambda) \quad \Leftrightarrow \quad I_{b,\lambda}(\vec{r}, \lambda) = \frac{e_{b,\lambda}(\vec{r}, \lambda)}{\pi} \quad (3.9)$$

É comum referir-se à intensidade espectral $I_{b,\lambda}$ como a função de Planck. Em termos totais, para uma superfície cuja intensidade emitida independa da direção, isto é, seja difusa (como é o caso da superfície de um corpo negro), vale a relação:

$$I_b(\vec{r}) = \frac{e_b(\vec{r})}{\pi} = \frac{\sigma [T(\vec{r})]^4}{\pi} \quad (3.10)$$

3.2 Informações gerais sobre o modelo original e o atual programa de simulação

O modelo matemático original e o correspondente programa computacional (de Souza-Santos, 1987) simulam a operação em regime permanente de equipamentos de leito fluidizado borbulhante, onde material carbonífero é alimentado continuamente. Este tipo de alimentação pode ser feito para o material inerte e/ou para o calcário ou ainda é possível optar por uma operação em batelada. É assumido também que o material seja retirado continuamente a fim de manter constante o nível do sistema particulado (seção do leito).

Uma hipótese fundamental do modelo de simulação é assumir que as grandezas físicas de interesse variam apenas com a coordenada axial z , medida a partir da base do leito, como mostra a Figura 3.2. Portanto, variações radiais não são admitidas e supõe-se também que haja simetria axial no leito. Assim, para uma grandeza física genérica ϕ tem-se $\phi = \phi(z)$ e suas variações ao longo de z são então modeladas por uma equação diferencial ordinária.

A indexação original será preservada no presente trabalho. O índice D se refere à seção do leito e o índice F ao freeboard. As duas fases do leito, emulsão e bolhas, são indicadas por E e B , respectivamente. A emulsão é composta por sólidos (índice S) e gases (índice G). Assim, por exemplo, o subscrito GE é usado para gás na emulsão, GB para gás nas bolhas e SE para o conjunto de sólidos na emulsão. Cada conjunto de sólidos está associado a um índice m , sendo $m = 1$ para sólido carbonífero, $m = 2$ para calcário e $m = 3$ para material inerte. As propriedades referentes às partículas recebem o índice P .

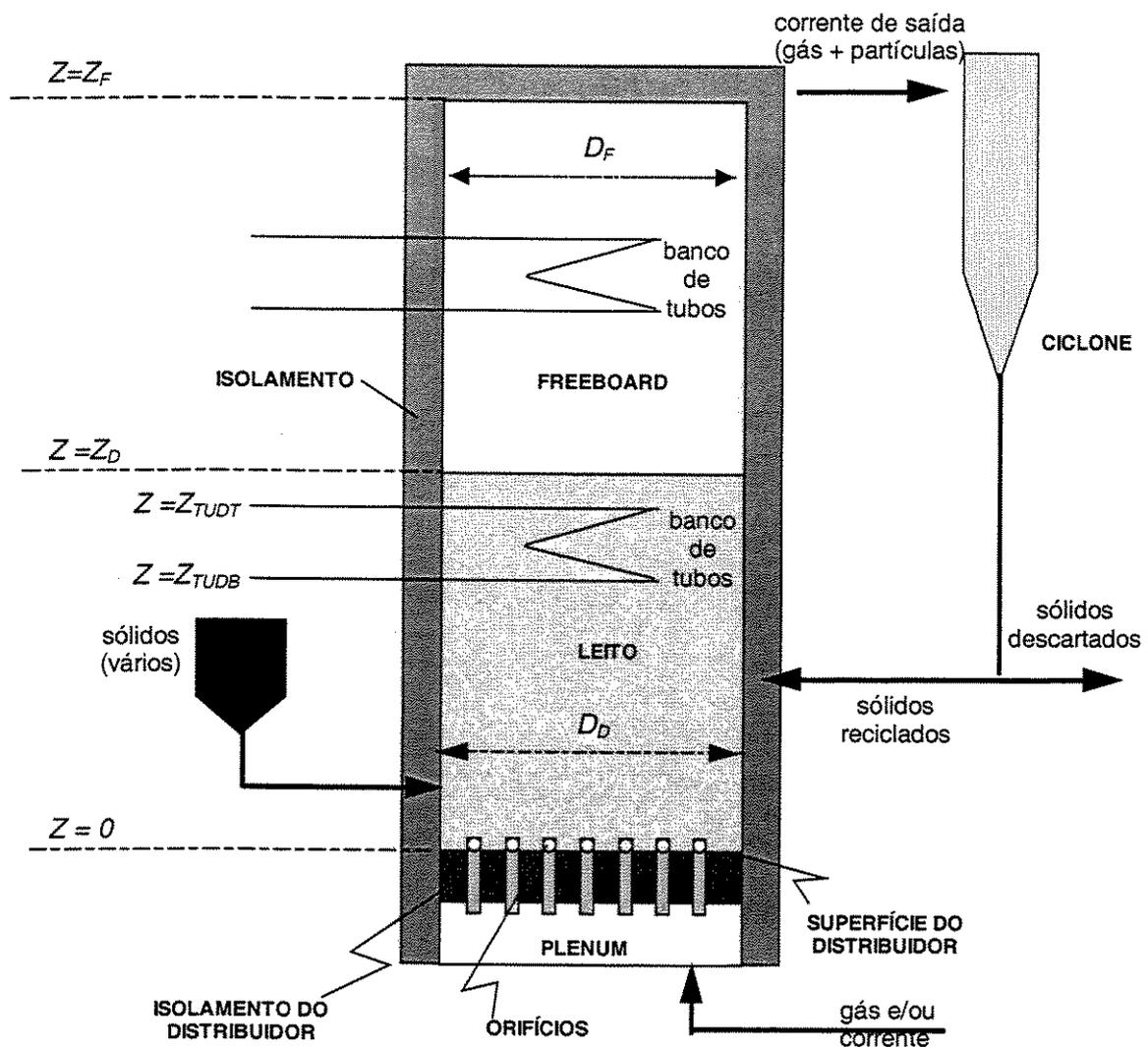


Figura 3.2. Esquema de um equipamento de leito fluidizado simulado pelo programa.

Os processos de devolatilização (reações e transferências de massa através das partículas) ocorrem nas proximidades do local de alimentação do material. A extensão da região afetada por este processo é estabelecida por um balanço entre as taxas dos processos de devolatilização e de circulação das partículas carboníferas no leito. Uma abordagem similar determina a região afetada pelos processos de secagem. O tamanho das bolhas também depende da posição vertical z no leito, com a ressalva de que, na região ocupada pelo banco de tubos, o seu diâmetro máximo é influenciado pela distância horizontal entre tubos vizinhos.

As reações heterogêneas entre os gases e os sólidos carboníferos são descritas pelo modelo de núcleo exposto, enquanto que para a devolatilização do carvão e para a retenção de enxofre pelo calcário é aplicado o modelo de núcleo não-reagido. Estes modelos foram generalizados por de Souza-Santos (1994a) para partículas de formatos distintos (além do formato esférico).

Quanto às condições de contorno, o conjunto de dados que é conhecido por completo diz respeito ao fluxo de gás injetado através do distribuidor ($z = 0$). As condições de contorno para a parte inferior do freeboard são estabelecidas como as condições de saída do topo do leito ($z = z_D$). As temperaturas de cada espécie de sólido na base do leito e do distribuidor são obtidas através de uma rotina de convergência presente desde a versão original do programa (de Souza-Santos, 1987), baseada no balanço de energia envolvendo as trocas de calor entre o distribuidor e leito e a correlação empírica apresentada por Zhang e Ouyang (1985).

Vários mecanismos de transferência de calor e de massa podem ocorrer no interior de caldeiras ou gaseificadores de leito fluidizado. Com respeito a estes processos físicos, a Figura 3.3 exhibe uma representação esquemática do modelo matemático originalmente adotado e implementado no programa de simulação (de Souza-Santos, 1987). Quanto às trocas de calor, são consideradas aquelas acontecendo entre:

- Gás nas bolhas e gás na emulsão;
- Sólidos e gás na emulsão e no freeboard;
- Sólidos e sólidos na emulsão e no freeboard;
- Tubos na região do leito e gás nas bolhas e/ou gás na emulsão;

- Tubos na região do freeboard e gás;
- Sólidos e tubos na seção do leito e na região do freeboard;
- Placa distribuidora e o leito;
- Paredes internas do reator e o leito;
- Paredes internas do reator e gás no freeboard;
- Paredes externas do reator e o meio externo (ambiente);
- Paredes internas dos tubos na região do leito ou no freeboard e água (estado líquido ou vapor) que flui em seu interior.

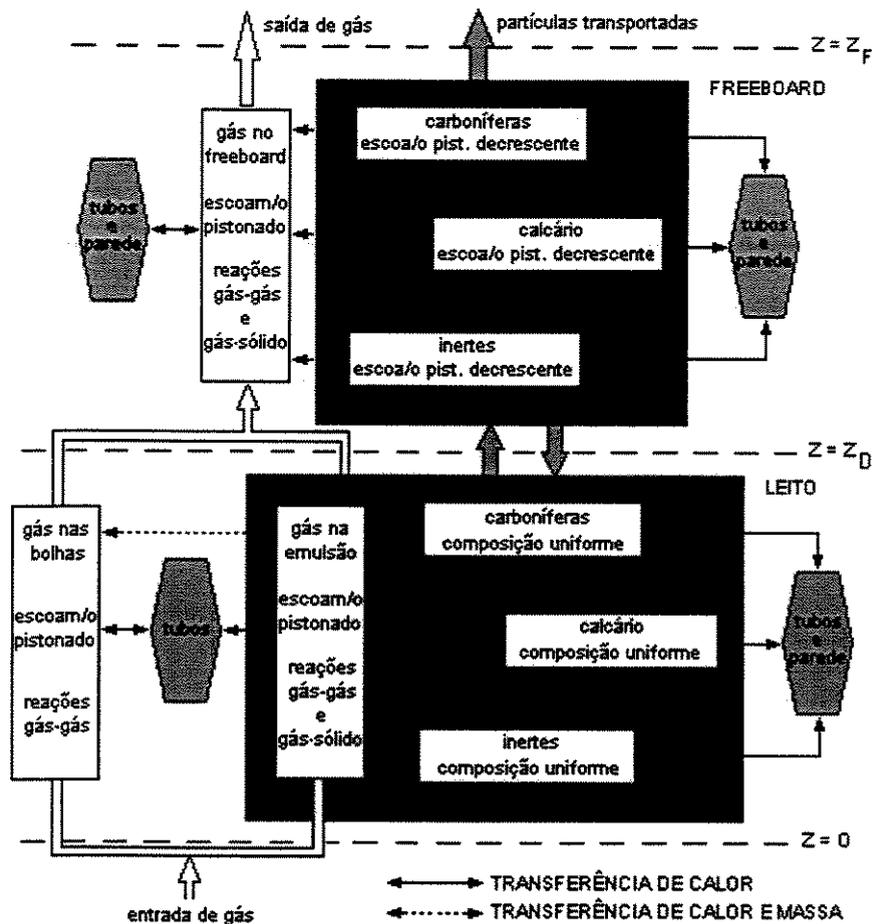


Figura 3.3. Esquema do modelo para os processos de transferência de calor e massa.

O presente trabalho tem interesse em estudar a transferência de calor por radiação entre as diferentes partículas na emulsão e no freeboard. Futuramente, serão analisadas as trocas entre os sólidos e os bancos de tubos e/ou paredes imersas. Obviamente, esses processos têm grande influência nos balanços de energia de cada espécie de partícula. A seguir, é feita uma análise da modelagem matemática preliminarmente adotada para este modo de transferência de energia. Informações adicionais são encontradas no trabalho original (de Souza-Santos, 1987).

3.3 Trocas de calor por radiação entre as partículas: análise do modelo original

Com relação à radiação térmica, uma hipótese básica do modelo original será preservada no presente trabalho, qual seja, a de que os gases na emulsão, nas bolhas e no freeboard sejam transparentes. Como consequência, as trocas de calor por radiação no interior do equipamento influenciam de maneira direta apenas os balanços de energia de cada espécie m de sólido. Do ponto de vista matemático, as equações associadas ao balanço de energia da fase gás ficam por ora desprovidas de termos relacionados à radiação térmica. Versões futuras do modelo de simulação poderão lidar com os efeitos das trocas de calor por radiação térmica na fase gás se fazendo valer, por exemplo, de um modelo de bandas (Brewster, 1992; Modest, 1993).

Considerando a indexação introduzida na seção anterior, o balanço de energia para cada espécie m de sólido na emulsão é expresso no modelo original (de Souza-Santos, 1987) por:

$$F_{SE,m} c_{PE,m} \frac{dT_{PE,m}}{dz} = -E_{Q,SE,m} - E_{M,SEGE,m} - E_{C,SEGE,m} - \sum_{n=1}^3 E_{C,SESE,m,n} - \sum_{n=1}^3 E_{R,SESE,m,n} - E_{R,SETD,m} - E_{R,SEWD,m} \quad (3.11)$$

A vazão mássica do sólido em questão é indicada por F , o respectivo calor específico por c e sua temperatura local por T . O significado de cada termo fonte ou sumidouro de energia (taxa de transferência por unidade de comprimento) no lado direito da equação é apresentado a seguir:

- $E_{Q,SE,m}$ = energia liberada pelas reações químicas;
- $E_{M,SEGE,m}$ = energia transferida entre os sólidos e o gás devido à transferência de massa;
- $E_{C,SEGE,m}$ = energia transferida por convecção entre os sólidos e o gás;

- $E_{C,SESE,m,n}$ = energia transferida por convecção entre os sólidos m e os sólidos n ;
- $E_{R,SESE,m,n}$ = energia transferida por radiação entre os sólidos m e os sólidos n ;
- $E_{R,SETD,m}$ = energia transferida por radiação entre os sólidos e os tubos na seção do leito;
- $E_{R,SEWD,m}$ = energia transferida por radiação entre os sólidos e a parede na seção do leito.

A definição matemática destes termos é apresentada por de Souza-Santos (1987). Uma equação similar está associada ao balanço de energia para cada espécie de sólido no freeboard. Quanto à indexação, os termos desta equação trocam o índice E pelo índice F .

Dentre os termos no lado direito da Equação (3.11) relacionados às trocas de calor por radiação térmica, $E_{R,SETD,m}$, $E_{R,SEWD,m}$ e $E_{R,SESE,m,n}$, o presente trabalho tem interesse neste último, referente à taxa de transferência de calor por unidade de comprimento axial do leito entre os vários sólidos na emulsão. Matematicamente, esta taxa vem sendo avaliada como:

$$E_{R,SESE,m,n} = \varepsilon_{eq,m,n} \sigma (T_{PE,m}^4 - T_{PE,n}^4) f_n'' \frac{dA_{PE,m}}{dz} \quad (3.12)$$

onde $\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}^4$ é a constante de Stefan-Boltzmann e $dA_{PE,m}$ é interpretado como a área superficial total das partículas da espécie m em uma seção diferencial da emulsão (seção do leito), de comprimento dz . O significado da fração adimensional f_n'' vem a seguir.

Uma análise da Equação (3.12) mostra que, para as trocas de calor por radiação, o modelo original parte da idéia de que as partículas de uma dada espécie m estejam cercadas por todos os tipos de partículas (inclusive as da mesma espécie). Com relação a estas outras partículas, aquelas da espécie n são “vistas” segundo uma fração f_n'' da área $dA_{PE,m}$ total das partículas da espécie m na seção dz .

Na Equação (3.12), a emissividade equivalente $\varepsilon_{eq,m,n}$ é obtida a partir das emissividades $\varepsilon_{P,m}$ e $\varepsilon_{P,n}$ e das frações f_m'' e f_n'' da área total das partículas das espécies sólidas envolvidas de acordo com:

$$\frac{1}{\varepsilon_{eq,m,n}} = f_n'' \frac{1 - \varepsilon_{P,m}}{\varepsilon_{P,m}} + f_m'' \frac{1 - \varepsilon_{P,n}}{\varepsilon_{P,n}} + 1 \quad (3.13)$$

As frações da área total são calculadas com base nas áreas expostas $A_{PE,m}$ e $A_{PE,n}$ pelas espécies sólidas na emulsão:

$$f_m'' = \frac{f_m' A_{PE,m}}{\sum_k f_k' A_{PE,k}} \quad \text{e} \quad f_n'' = \frac{f_n' A_{PE,n}}{\sum_k f_k' A_{PE,k}} \quad (3.14)$$

Por sua vez, as frações em número f_m' e f_n' das partículas são calculadas conforme

$$f_m' = \frac{(f_m''' / V_{PE,m})}{\sum_k (f_k''' / V_{PE,k})} \quad \text{e} \quad f_n' = \frac{(f_n''' / V_{PE,n})}{\sum_k (f_k''' / V_{PE,k})} \quad (3.15)$$

onde, em termos das partículas da espécie m , $V_{PE,m}$ é o volume que elas ocupam na emulsão e f_m''' é a correspondente fração do volume total⁹.

Analogamente, para a transferência de calor por radiação ocorrendo no “sentido contrário”, é possível escrever

$$E_{R,SESE,n,m} = \varepsilon_{eq,m,n} \sigma (T_{PE,n}^4 - T_{PE,m}^4) f_m'' \frac{dA_{PE,n}}{dz} \quad (3.16)$$

Conforme a proposta do presente trabalho, as expressões para $E_{R,SESE,m,n}$ e $E_{R,SESE,n,m}$, Equações (3.12) e (3.16), serão substituídas por outras a serem obtidas com base no Método de Fluxos. Para tanto, será estabelecida uma relação entre tais equações.

No modelo original, os termos $(dA_{PE,m}/dz)$ e $(dA_{PE,n}/dz)$ são avaliados conforme

$$\frac{dA_{PE,m}}{dz} = S_E (1 - \upsilon_E) f_m''' \frac{A_{PE,m}}{V_{PE,m}} \quad \text{e} \quad \frac{dA_{PE,n}}{dz} = S_E (1 - \upsilon_E) f_n''' \frac{A_{PE,n}}{V_{PE,n}} \quad (3.17)$$

onde S_E é a área da seção transversal ocupada pela emulsão e υ_E é a fração de vazios na emulsão. Considerando separadamente as Equações (3.14) e (3.15), é imediato verificar que

$$\sum_k f_k' A_{PE,k} = \frac{f_m' A_{PE,m}}{f_m''} = \frac{f_n' A_{PE,n}}{f_n''} \quad \text{e} \quad \sum_k \frac{f_k'''}{V_{PE,k}} = \frac{f_m'''}{f_m' V_{PE,m}} = \frac{f_n'''}{f_n' V_{PE,n}} \quad (3.18)$$

⁹ Para a avaliação de todas estas frações (em volume, em área e em número), apenas são consideradas as espécies sólidas na emulsão, ou seja, não são levadas em conta as contribuições referentes ao gás intersticial.

Assim, expressando convenientemente as Equações (3.17) na forma

$$\frac{1}{f_m''} \frac{dA_{PE,m}}{dz} = S_E (1 - \nu_E) \frac{f_m' A_{PE,m}}{f_m''} \frac{f_m'''}{f_m' V_{PE,m}} \quad (3.19)$$

$$\frac{1}{f_n''} \frac{dA_{PE,n}}{dz} = S_E (1 - \nu_E) \frac{f_n' A_{PE,n}}{f_n''} \frac{f_n'''}{f_n' V_{PE,n}}$$

e nelas introduzindo as Equações (3.18), são obtidas as relações

$$\frac{1}{f_m''} \frac{dA_{PE,m}}{dz} = S_E (1 - \nu_E) \sum_k f_k' A_{PE,k} \sum_k \frac{f_k'''}{V_{PE,k}} \quad (3.20)$$

$$\frac{1}{f_n''} \frac{dA_{PE,n}}{dz} = S_E (1 - \nu_E) \sum_k f_k' A_{PE,k} \sum_k \frac{f_k'''}{V_{PE,k}}$$

donde é imediato verificar que

$$\frac{1}{f_m''} \frac{dA_{PE,m}}{dz} = \frac{1}{f_n''} \frac{dA_{PE,n}}{dz} \quad \Leftrightarrow \quad f_n'' \frac{dA_{PE,m}}{dz} = f_m'' \frac{dA_{PE,n}}{dz} \quad (3.21)$$

Com o auxílio desta última expressão, é obtida uma importante relação entre as Equações (3.12) e (3.16), qual seja:

$$E_{R,SESE,m,n} = -E_{R,SESE,n,m} \quad \Leftrightarrow \quad E_{R,SESE,m,n} + E_{R,SESE,n,m} = 0 \quad (3.22)$$

A taxa de transferência total de calor por radiação por unidade de comprimento $E_{R,SESE,m}$, envolvendo os sólidos da espécie m e os sólidos das outras espécies (incluindo a mesma), é calculada através da soma

$$E_{R,SESE,m} = \sum_{n=1}^3 E_{R,SESE,m,n} \quad (3.23)$$

Como conseqüência, a soma de todos os termos $E_{R,SESE,m}$ considerando as trocas de calor por radiação entre todas as partículas em uma dada posição z no leito é nula, ou seja,

$$\sum_{m=1}^3 E_{R,SESE,m} = \sum_{m=1}^3 \sum_{n=1}^3 E_{R,SESE,m,n} = 0 \quad (3.24)$$

Isso porque os nove termos que compõem este duplo somatório ou se cancelam aos pares, de acordo com a condição imposta pela Equação (3.22), ou são identicamente nulos, como é o caso dos três termos $E_{R,SESE,m,m}$, com base na Equação (3.12) ou (3.16).

A condição físico-matemática expressa pela Equação (3.24) estabelece uma “conservação” para a energia trocada entre os sólidos por radiação térmica. Em outras palavras, em cada posição z no leito as condições físicas locais (temperatura das partículas, frações em número, em área, em volume, emissividades, etc.) determinam o “montante” de radiação térmica a ser trocado entre as partículas das diferentes espécies.

O objetivo do presente trabalho é substituir as expressões ora discutidas, em particular as Equações (3.12) e (3.23), por outras expressões a serem obtidas com a aplicação do Método de Dois-Fluxos para as trocas de calor por radiação. Neste sentido, será admitido que a condição imposta pela Equação (3.24) esteja associada à convergência numérica do programa de simulação e, portanto, será preservada no processo de incorporação do Modelo de Dois-Fluxos na nova versão do programa. Além disso, também será levado em conta o fato do meio participante ser heterogêneo, isto é, composto por partículas de espécies diferentes, apresentando temperaturas e distribuições granulométricas distintas.

Vale notar a semelhança entre a Equação (3.21) e a Relação de Reciprocidade comumente encontrada no estudo das trocas de calor por radiação entre superfícies (Hottel e Sarofim, 1967; Siegel e Howell, 1988; Modest, 1993). No caso, as frações f'' da área total assumiriam os papéis correspondentes aos fatores de forma da Regra de Reciprocidade.

3.4 Trocas de calor por radiação: Modelo de Dois-Fluxos

3.4.1 A equação de transferência

Um feixe de radiação atravessando um meio participante pode ser atenuado tanto em decorrência de sua absorção como dos desvios da direção original de propagação (espalhamento).

Nos dois casos, a redução é proporcional à distância $d\ell$ atravessada e à própria intensidade I do feixe, sendo que tais perdas são avaliadas como $-K_a I d\ell$ e $-K_s I d\ell$, onde os coeficientes de absorção K_a e de espalhamento K_s são as respectivas constantes de proporcionalidade, cuja unidade no SI é m^{-1} .

Por outro lado, o feixe pode aumentar sua intensidade em decorrência da emissão local¹⁰. No caso, o ganho é proporcional à radiação de corpo negro I_b dada pela função de Planck e à própria extensão do volume de particulado (portanto, proporcional ao comprimento $d\ell$), isto é,

$$+ K_a I_b(T) d\ell = + K_a \frac{\sigma T^4}{\pi} d\ell \quad (3.25)$$

Há também o aumento devido ao espalhamento da radiação oriunda de outras direções para a direção de propagação em questão. Seja $\dot{Q}(\varphi, \psi)$ o fluxo de energia espalhada segundo os ângulos¹¹ azimutal ψ e polar φ , por unidade de ângulo sólido de incidência e de espalhamento. Para avaliar a energia total espalhada em torno da partícula, as contribuições de todas as direções devem ser consideradas, o que implica em uma integração por todo o ângulo sólido $\Omega = 4\pi$ sr,

$$\int_{4\pi} \dot{Q}(\varphi, \psi) d\Omega \quad (3.26)$$

O espalhamento é dito isotrópico quando \dot{Q} independe de φ e ψ . Fisicamente, para este caso, a mesma quantidade de energia é espalhada em todas as direções em torno da partícula. Na descrição do espalhamento não isotrópico é introduzido um fator $\Phi(\varphi, \psi)$, a chamada função de fase de espalhamento, que realiza a conversão do valor da intensidade espalhada isotropicamente na direção (φ, ψ) para aquele correspondente à condição anisotrópica, isto é,

$$\dot{Q}(\varphi, \psi) = \Phi(\varphi, \psi) \dot{Q}_{\text{isot}} \quad (3.27)$$

¹⁰ Como constante de proporcionalidade, é utilizado o próprio coeficiente de absorção K_a (no lugar do coeficiente de emissão), em alusão à lei de Kirchhoff (Modest, 1993; Brewster, 1992).

¹¹ Estes ângulos são medidos a partir de um sistema de referência junto à partícula e definem o ângulo de desvio entre as direções de incidência e de espalhamento.

Mostra-se (Hottel e Sarofim, 1967; Modest, 1993) que uma definição conveniente para a função $\Phi(\varphi, \psi)$ é dada por

$$\Phi(\varphi, \psi) = \frac{4\pi \dot{Q}(\varphi, \psi)}{\int_{4\pi} \dot{Q}(\varphi, \psi) d\Omega} \quad (3.28)$$

Com base nesta definição, para que o princípio de conservação da energia seja observado, a função de fase de espalhamento obedece à seguinte condição de normalização:

$$\frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} \Phi(\varphi, \psi) d\Omega = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \Phi(\varphi, \psi) \sin \varphi d\varphi d\psi = 1 \quad (3.29)$$

Em especial, quando as partículas são simétricas ou estão orientadas no espaço de forma aleatória, a função $\Phi(\varphi, \psi)$ torna-se independente do ângulo azimutal ψ , dependendo apenas do ângulo polar φ . Assim, um elemento de ângulo sólido em torno da partícula é expresso por $d\Omega = 2\pi \sin \varphi d\varphi$ e a condição de normalização anterior resulta em

$$\frac{1}{2} \int_0^\pi \Phi(\varphi) \sin \varphi d\varphi = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} \Phi(\mu) d\mu = 1 \quad , \quad \text{onde } \mu = \cos \varphi \quad (3.30)$$

De modo alternativo, é comum avaliar a função de fase com base nas direções de incidência e espalhamento, em relação a uma direção de referência. Nestes termos, é possível interpretar a função de fase como uma descrição da probabilidade de que um feixe de radiação incidindo sobre a partícula segundo uma dada direção Ω' seja desviado para a direção de propagação Ω em consideração. O aumento da intensidade em virtude do espalhamento da radiação oriunda das demais direções é finalmente expresso por

$$+ \frac{K_s}{4\pi} \int_{4\pi} I(\Omega') \Phi(\Omega'; \Omega) d\Omega' d\ell \quad (3.31)$$

Assim, seja um feixe de radiação de intensidade I percorrendo uma distância $d\ell$ em um sistema particulado. O balanço, por unidade de distância percorrida, das perdas por absorção e

por espalhamento para as demais direções e dos ganhos por emissão e por espalhamento oriundo das demais direções resulta na chamada equação de transferência de radiação:

$$\frac{dI}{d\ell} = -(K_a + K_s)I + K_a \frac{\sigma T^4}{\pi} + \frac{K_s}{4\pi} \int_{4\pi} I(\Omega') \Phi(\Omega'; \Omega) d\Omega' \quad (3.32)$$

Na literatura, é comum escrever esta equação usando o albedo ω para espalhamento simples e a profundidade óptica $d\tau = (K_a + K_s)d\ell$, definidos pelas Equações (2.6). Porém, por questões de compatibilidade com o programa de simulação, esta forma alternativa não será empregada.

Em princípio, a intensidade I da radiação pode depender de até sete variáveis: três coordenadas espaciais, dois ângulos direcionais (polar e azimutal) para cada posição do espaço, o comprimento de onda e o tempo, isto é, $I = I(x, y, z, \varphi, \psi, \lambda, t)$. Para simplificar, convém adotar um sistema de coordenadas onde um dos eixos, digamos o eixo z , seja normal às camadas de partículas. Tal adoção é conveniente para análises de sistemas particulados plano-paralelos. No entanto, como ilustra a Figura 3.4, a direção de propagação da radiação (definida com o auxílio do ângulo θ) não precisa necessariamente coincidir com alguma direção coordenada.

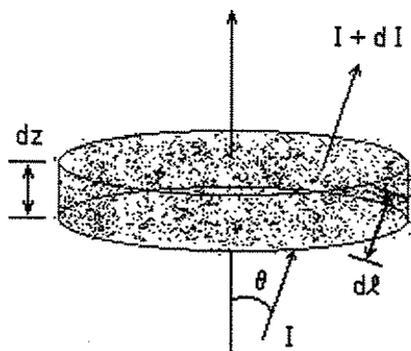


Figura 3.4. Variação da intensidade da radiação em um sistema particulado plano-paralelo.

Vê-se que este sistema coincide com aquele que é adotado pelo modelo original, em que a direção de referência corresponde ao eixo axial z do equipamento e as grandezas físicas só variam com a esta coordenada. Ainda em consonância com as condições simuladas pelo modelo

original, é admitida simetria axial para a radiação térmica. Medindo o ângulo polar φ em relação ao eixo z , isto é, identificando $\varphi = \theta$, a intensidade da radiação assume independência azimutal e o elemento de ângulo sólido passa a ser dado por $d\Omega' = 2\pi \sin\theta' d\theta'$. É admitido também que a função de fase de espalhamento seja independente do ângulo ψ , isto é, $\Phi = \Phi(\theta';\theta)$.

Além disso, no presente trabalho a intensidade da radiação não será analisada de modo espectral, mas somente em termos totais (o que elimina a dependência sobre o comprimento de onda λ). Por fim, como o modelo original simula apenas operações em regime permanente, a dependência da intensidade reduz-se a $I = I(z, \theta)$. Assim, a equação de transferência, Equação (3.32), assume a forma

$$\mu \frac{dI(z, \mu)}{dz} = -(K_a + K_s)I(z, \mu) + K_a \frac{\sigma T^4}{\pi} + \frac{K_s}{2} \int_{-1}^1 I(z, \mu') \Phi(\mu'; \mu) d\mu' \quad (3.33)$$

sendo $T = T(z)$ e onde foram introduzidos $\mu = \cos\theta$ e $dz = d\ell \cos\theta = \mu d\ell$ (ver Figura 3.4).

3.4.2 Aproximação de Dois-Fluxos

Apesar das hipóteses simplificadoras já introduzidas, a solução da equação de transferência acarreta esforços matemáticos por ser íntegro-diferencial (em virtude do termo de espalhamento). Um método aproximado para resolver a Equação (3.33) em aplicações de engenharia é o Método de Dois-Fluxos proposto por Schuster (1905) e Schwarzschild (1906). Basicamente, este modelo assume que a intensidade da radiação obedeça a uma distribuição direcional semi-isotrópica:

$$I(z, \mu) = \begin{cases} I^-(z) & , \quad -1 < \mu < 0 \\ I^+(z) & , \quad 0 < \mu < +1 \end{cases} \quad (3.34)$$

Por esta abordagem, a integral na Equação (3.33) referente ao espalhamento pode ser separada em duas, conforme (Brewster, 1992):

$$\mu \frac{dI}{dz} = -(K_a + K_s)I(z, \mu) + K_a \frac{\sigma T^4}{\pi} + \frac{K_s}{2} \left[\int_{-1}^0 I^-(z) \Phi(\mu'; \mu) d\mu' + \int_0^1 I^+(z) \Phi(\mu'; \mu) d\mu' \right] \quad (3.35)$$

Em seguida, a equação anterior é integrada em cada um dos subdomínios $-1 < \mu < 0$ (hemisfério regressivo) e $0 < \mu < 1$ (hemisfério progressivo), procedimento que resulta em duas equações diferenciais ordinárias acopladas, a saber:

$$\frac{1}{2} \frac{dI^+(z)}{dz} = -(K_a + 2BK_s)I^+(z) + K_a \frac{\sigma T^4}{\pi} + BK_s [I^+(z) + I^-(z)] \quad (3.36)$$

$$-\frac{1}{2} \frac{dI^-(z)}{dz} = -(K_a + 2BK_s)I^-(z) + K_a \frac{\sigma T^4}{\pi} + BK_s [I^+(z) + I^-(z)] \quad (3.37)$$

onde a chamada fração de retroespalhamento

$$B = \frac{1}{2} \int_0^1 \int_{-1}^0 \Phi(\mu'; \mu) d\mu' d\mu \quad (3.38)$$

representa a fração de radiação térmica incidente total que é espalhada para o hemisfério oposto à direção de propagação. Na obtenção das Equações (3.36) e (3.37), é evocada a condição de normalização da função de fase, Equação (3.30).

Um caso particular de espalhamento é a condição isotrópica, expressa matematicamente por $\Phi = 1$. Conforme cita Modest (1993), é uma hipótese comumente encontrada em outros trabalhos de pesquisa e é imediato verificar que nesta condição $B = 1/2$. Assim, as Equações (3.36) e (3.37) resultam respectivamente em

$$\frac{1}{2} \frac{dI^+(z)}{dz} = -(K_a + K_s)I^+(z) + K_a \frac{\sigma T^4}{\pi} + \frac{K_s}{2} [I^+(z) + I^-(z)] \quad (3.39)$$

$$-\frac{1}{2} \frac{dI^-(z)}{dz} = -(K_a + K_s)I^-(z) + K_a \frac{\sigma T^4}{\pi} + \frac{K_s}{2} [I^+(z) + I^-(z)] \quad (3.40)$$

3.4.3 Balço de radiação térmica em meio participante

Transferência de calor por radiação em geral é avaliada em cavidades fechadas. Algumas superfícies que compõem a cavidade podem ser “artificiais” para levar em conta a radiação atravessando aberturas. As trocas ocorrem em meio participante quando no interior da cavidade existe, por exemplo, gás absorvente ou partículas que espalham e/ou absorvem a radiação.

Na análise de trocas de calor por radiação em meio participante, há interesse em saber como a radiação térmica emitida por uma dada superfície atinge uma outra, considerando as interações com o meio participante. A equação de transferência procura assim levar em conta, em uma determinada direção de propagação, as variações da intensidade da radiação associadas à emissão, à absorção e ao espalhamento.

Seja um elemento dA de uma superfície de interesse, como por exemplo a superfície da placa distribuidora exposta ao leito, segundo o esquema da Figura 3.5. O fluxo de radiação térmica incidindo sobre ou emitido a partir de uma projeção $dA_{\perp} = dA \cos\theta$ da superfície normal à direção de propagação é dado por

$$d\dot{Q} = I d\Omega dA \cos\theta \quad \Rightarrow \quad dq = d\dot{Q} / dA = I \cos\theta d\Omega \quad (3.41)$$

O fluxo hemisférico de calor q corresponde à soma das contribuições em todas as direções. Admitindo simetria axial, este fluxo é obtido por integração do campo de intensidade $I(z,\theta)$ por todo o ângulo sólido $d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta$.

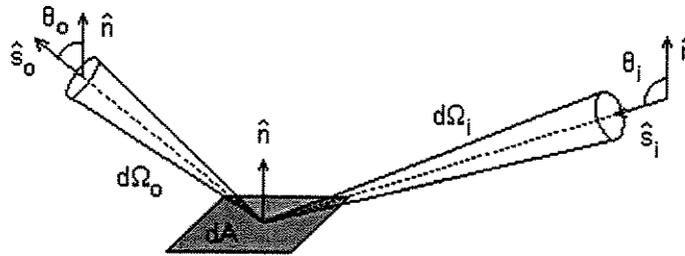


Figura 3.5. Fluxo de calor por radiação sobre ou a partir de um elemento de superfície.

Adota-se como negativo o fluxo de calor q_{in} que atinge a superfície, enquanto que o fluxo de calor que parte da superfície é positivo. Cada qual é respectivamente calculado por

$$q_{in} = \int_{\cos\theta < 0} I(z, \hat{s}_i) \cos\theta_i d\Omega_i \quad e \quad q_{out} = \int_{\cos\theta > 0} I(z, \hat{s}_o) \cos\theta_o d\Omega_o \quad (3.42)$$

O fluxo líquido q de calor resulta então em

$$q = q_{in} + q_{out} = \int_{4\pi} I(z, \hat{s}) \cos \theta \, d\Omega = 2\pi \int_0^\pi I(z, \theta) \cos \theta \sin \theta \, d\theta = 2\pi \int_{-1}^1 I(z, \mu) \mu \, d\mu \quad (3.43)$$

Em termos vetoriais, o elemento de área dA é orientado através de um versor normal \hat{n} , apontando para fora, como mostra a Figura 3.5. O fluxo de calor por radiação sobre o elemento dA em termos das intensidades incidentes e emergentes é então expresso por

$$q = \bar{q} \cdot \hat{n} = \int_{4\pi} I(z, \hat{s}) \hat{n} \cdot \hat{s} \, d\Omega = 2\pi \int_0^\pi I(z, \theta) \cos \theta \sin \theta \, d\theta = 2\pi \int_{-1}^1 I(z, \mu) \mu \, d\mu \quad (3.44)$$

Introduzido na última passagem acima a hipótese básica do Método de Dois-Fluxos, Equação (3.34), temos para o fluxo líquido de calor

$$q = 2\pi \left[\int_{-1}^0 I^- \mu \, d\mu + \int_0^1 I^+ \mu \, d\mu \right] = \pi I^+ - \pi I^- = q^+ - q^- \quad ; \quad \text{com} \quad q^+ = \pi I^+ \quad , \quad q^- = \pi I^- \quad (3.45)$$

A radiosidade J é definida como o fluxo de calor total que parte de uma superfície, ao passo que a irradiação H é o fluxo de calor total que incide sobre a superfície. Para situação da Figura 3.5, q^+ corresponde à radiosidade enquanto que q^- é a irradiação.

Quando se trata do sistema particulado, a grandeza de interesse é a radiação total incidente:

$$G(z) = \int_{4\pi} I(z, \hat{s}) \, d\Omega = 2\pi \int_0^\pi I(z, \theta) \sin \theta \, d\theta = 2\pi \int_{-1}^1 I(z, \mu) \, d\mu \quad (3.46)$$

interpretada como a irradiação total incidindo sobre um ponto, por todas as direções. Introduzido a hipótese básica do Método de Dois-Fluxos, Equação (3.34), tem-se para a radiação total:

$$G = 2\pi \left[\int_{-1}^0 I^- \, d\mu + \int_0^1 I^+ \, d\mu \right] \Rightarrow G = 2\pi(I^+ + I^-) \quad (3.47)$$

Para realizar balanços de radiação térmica no particulado, atenção deve ser dirigida à taxa de energia que deixa¹² um volume elementar, por unidade de tempo e de volume do leito. Esta

¹² Em conformidade com a convenção de sinais adotada para grandeza q .

taxa é representada pelo divergente do vetor \bar{q} e é obtida mediante a integração da equação de transferência, Equação (3.33), por todo o ângulo sólido 4π sr (Modest, 1993). Em problemas com geometria plano-paralela, a expressão resultante é

$$\nabla \cdot \bar{q} = \frac{dq}{dz} = K_a (4\sigma T^4 - G) \quad (3.48)$$

Como a função G está presente neste termo, cabe aqui notar que o balanço de radiação térmica depende em última análise das intensidades I^+ e I^- , que correspondem à solução das Equações (3.36) e (3.37), em uma aproximação de Dois-Fluxos.

3.4.4 Avaliação dos coeficientes ópticos da equação de transferência

Nas Equações (3.36) e (3.37), os termos do lado direito modelam os fenômenos de absorção, emissão e espalhamento da radiação pelo particulado. Para avaliá-los é necessário determinar os coeficientes de absorção K_a e de espalhamento K_s , além da função de fase Φ necessária ao cálculo da fração de retroespalhamento [Equação (3.38)]. Estes parâmetros ópticos dependem de características físicas das partículas como o índice de refração complexo, o formato da partícula e a razão entre a dimensão característica da partícula e o comprimento de onda da radiação.

A rigor, as características de absorção e de espalhamento são determinadas pelas equações de Maxwell (abordagem de Mie). Todavia, somente há soluções disponíveis para alguns formatos regulares de partículas: esferas, cascas esféricas, cilindros infinitos e cascas cilíndricas infinitas. Quando as partículas são ou bem menores ou bem maiores que o comprimento de onda da radiação, é possível fazer uma análise mais simples sem recorrer às equações de Maxwell.

Neste sentido, convém avaliar o parâmetro de tamanho x que compara o diâmetro d_p da partícula (geométrico ou equivalente) com o comprimento de onda λ da radiação, qual seja:

$$x = \frac{\pi d_p}{\lambda} = \frac{2\pi r_p}{\lambda} \quad (3.49)$$

Conforme citado no Capítulo 2, outros parâmetros relevantes são a fração f_v do volume ocupado pelas partículas, a razão δ/d_p entre a distância média entre os centros das partículas e seu diâmetro e a razão c/λ entre o espaçamento médio entre as partículas e o comprimento de onda.

O modelo desenvolvido neste trabalho adota a hipótese de independência. Em outras palavras, é assumido que as partículas espalham e absorvem radiação sem sofrer influência das partículas vizinhas. Com base no diagrama em função dos parâmetros x , f_v e c/λ , apresentado por Brewster e Tien (1982), Tien (1988), Brewster (1992) e Modest (1993) e reproduzido a seguir na Figura 3.6, tal hipótese pode ser adotada em aplicações típicas de leitos fluidizados.

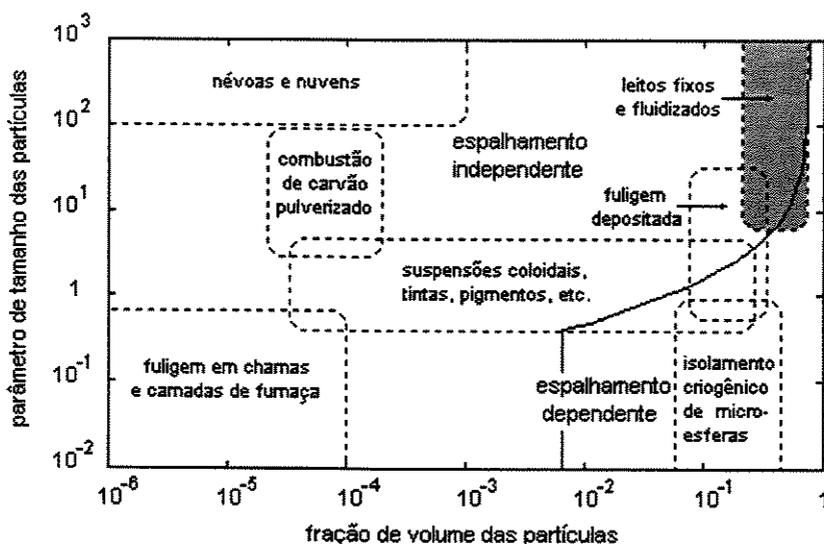


Figura 3.6. Mapa de distribuição de espalhamento dependente e espalhamento independente.

Pela teoria de independência, os coeficientes de absorção e de espalhamento são obtidos pela soma das contribuições de cada partícula. Para um leito fluidizado monodisperso de sólidos de uma dada espécie m , a divisão de cada coeficiente K_m pelo número de partículas por unidade de volume de particulado resulta na seção de choque efetiva Q_m da partícula. Assim, se N_m partículas estão contidas em um volume V_E de emulsão, tem-se que

$$K_m = \frac{N_m Q_m}{V_E} \quad (3.50)$$

A razão entre a seção de choque Q_m e a seção transversal geométrica da partícula corresponde ao fator de eficiência χ_m . Para partículas com raio $r_{P,m}$ tem-se

$$\chi_m = \frac{Q_m}{\pi r_{P,m}^2} \quad (3.51)$$

Além do índice m , cada uma das grandezas K , Q e χ carrega também o índice a ou s para indicar absorção ou espalhamento, respectivamente. Inserindo a Equação (3.51) na Equação (3.50) e realizando as manipulações algébricas indicadas, obtém-se

$$K_m = \frac{N_m \pi r_{P,m}^2 \chi_m}{V_E} \times \frac{V_{P,m}}{V_{P,m}} = \frac{N_m V_{P,m}}{V_E} \frac{\pi r_{P,m}^2 \chi_m}{\frac{4}{3} \pi r_{P,m}^3} = f_{V,PE,m} \frac{3\chi_m}{4r_{P,m}} \Rightarrow K_m = \frac{1.5 f_{V,PE,m} \chi_m}{d_{P,m}} \quad (3.52)$$

onde $f_{V,PE,m} = N_m V_{P,m} / V_E$ é a fração de volume de emulsão ocupado pelas partículas da espécie m , cujo diâmetro $d_{P,m}$ é supostamente constante. Vale notar que esta fração em volume não é a mesma fração f_m''' introduzida anteriormente (Seção 3.3)¹³.

Em aplicações típicas de leitos fluidizados com comprimentos de onda na faixa da radiação térmica tem-se $x \gg 1$ (Shafey et al., 1993). Um modo de verificar este fato é através do uso da Lei de Deslocamento de Wien:

$$n\lambda_{\max}T = 2898 \mu\text{m.K} \quad (3.53)$$

que fornece o comprimento de onda λ_{\max} correspondente à máxima emissão de radiação, para um corpo negro à temperatura T envolto por meio de índice de refração n . Considerando, por exemplo, $d_{P,m} = 0.1 \text{ mm} = 100 \mu\text{m}$ e uma temperatura do leito de 1000 K, a Equação (3.53) para $n = 1$ indica que a máxima emissão ocorre para $\lambda_{\max} = 2.898 \mu\text{m}$, de modo que a Equação (3.49) resulta em $x \sim 100$. No domínio das partículas grandes ($x \gg 1$), a função de fase Φ e os fatores de eficiência de absorção $\chi_{a,m}$ e de espalhamento $\chi_{s,m}$ são determinados através dos resultados da óptica geométrica (Hottel e Sarofim, 1967; Modest, 1993), apresentados a seguir.

A radiação espalhada por partículas grandes pode ser separada em um componente que é difratado e outro, refletido. A radiação difratada está concentrada em um pequeno ângulo sólido

¹³ Mais adiante, será estabelecida uma relação entre estas duas frações.

em torno da direção original de propagação e os picos de intensidade (franjas de Fresnel) ocorrem em ângulos de difração relacionados com o tamanho da partícula. Embora isso seja importante para a determinação deste tamanho, para a maioria dos cálculos de transferência de calor, esta componente da radiação não precisa ser separada daquela que é transmitida. Com base nisso, as propriedades de espalhamento da partícula são obtidas totalmente pela componente refletida.

O caso mais simples de espalhamento diz respeito a um conjunto de esferas perfeitamente refletoras. Desconsiderando os efeitos de difração, pode-se mostrar (Hottel e Sarofim, 1967; Modest, 1993) que o padrão de espalhamento deste conjunto de partículas pode ser aplicado para um conjunto de partículas (não necessariamente esféricas) aleatoriamente orientadas no espaço e cuja superfície não apresente curvatura negativa. Nestas condições, tem-se

$$\chi_a = 0 \quad , \quad \chi_s = 1 \quad e \quad \Phi = 1 \quad (3.54)$$

Quando as partículas são refletoras especulares parciais, sua refletividade deve ser levada em conta, grandeza que em geral depende do ângulo de incidência. Por outro lado, com respeito à função de fase de espalhamento, tal dependência é convenientemente descrita em termos do ângulo de desvio (espalhamento) do feixe refletido em relação ao feixe incidente. A relação entre o ângulo de incidência ϕ e o ângulo de espalhamento Θ pode ser obtida com o auxílio da Figura 3.7. No caso tem-se $\Theta = \pi - 2\phi \Leftrightarrow \phi = \frac{1}{2}(\pi - \Theta)$.

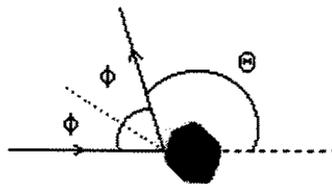


Figura 3.7. Representação dos ângulos de incidência e de espalhamento.

Tratando-se de partículas sem curvatura negativa e aleatoriamente orientadas no espaço, o padrão de espalhamento corresponde ao de partículas esféricas (em analogia ao que ocorre com as partículas perfeitamente refletoras). Omitindo os efeitos de difração, têm-se as expressões:

$$\chi_a = 1 - \rho_{P,h} \quad , \quad \chi_s = \rho_{P,h} \quad e \quad \Phi(\Theta) = \frac{\rho_P\left(\frac{\pi-\Theta}{2}\right)}{\rho_{P,h}} \quad (3.55)$$

onde $\rho_{P,h}$ é a refletividade hemisférica da partícula definida como

$$\rho_{P,h} = \int_0^{\pi/2} \rho_P(\phi) d(\text{sen}^2 \phi) = \int_0^{\pi/2} \rho_P(\phi) 2 \text{sen} \phi \cos \phi d\phi \quad (3.56)$$

Nas aplicações típicas de engenharia, as partículas possuem superfícies ásperas e/ou não homogêneas, sendo então consideradas refletoras difusas. De novo, desconsiderando os efeitos de difração, as expressões para um conjunto de partículas sem curvatura negativa e aleatoriamente orientadas no espaço são as seguintes:

$$\chi_a = 1 - \rho_P = \alpha_P \quad , \quad \chi_s = \rho_P = 1 - \alpha_P \quad e \quad \Phi(\Theta) = \frac{8}{3\pi} (\text{sen} \Theta - \Theta \cos \Theta) \quad (3.57)$$

onde ρ_P e α_P são respectivamente a refletividade e a absorvidade difusa da partícula. Em geral, esta última é identificada com a emissividade difusa, $\alpha_P = \varepsilon_P$ (lei de Kirchhoff).

Vê-se assim que no domínio das partículas grandes ($x \gg 1$), as expressões resultantes não dependem¹⁴ do parâmetro x . Assim, a Equação (3.52) fornece as seguintes expressões para os coeficientes de absorção e de espalhamento para as partículas de uma dada espécie m :

$$K_{a,m} = \frac{1.5 f_{V,PE,m} \varepsilon_{P,m}}{d_{P,m}} \quad e \quad K_{s,m} = \frac{1.5 f_{V,PE,m} (1 - \varepsilon_{P,m})}{d_{P,m}} \quad (3.58)$$

Tais expressões são encontradas em (Hottel e Sarofim, 1967; Brewster e Tien, 1982; Flamant e Menigault, 1987; Siegel e Howell, 1988; Tien, 1988; Brewster, 1992; Flamant e Bergeron, 1992; Modest, 1993; Shafey et al., 1993; Flamant et al., 1994). O tratamento para partículas pequenas e de tamanho intermediário pode ser encontrado em (Hottel e Sarofim, 1967; Modest, 1993).

¹⁴ Contudo, os coeficientes K_a e K_s podem variar com o comprimento de onda da radiação, conforme foi discutido na Seção 2.5 e novamente abordado na Seção 3.5.

3.5 Aplicação do Método de Dois-Fluxos ao modelo atual

Os leitos fluidizados simulados pelo modelo podem possuir até três espécies diferentes de sólidos, cada qual com sua peculiar granulometria e temperatura em cada posição axial z . Neste sentido, o sistema particulado torna-se heterogêneo e as equações introduzidas na Seção anterior devem ser adaptadas. A exemplo das demais grandezas, é assumido que a granulometria e a temperatura de cada espécie de sólido variem apenas com a coordenada axial z do leito.

3.5.1 Reavaliação dos coeficientes ópticos da equação de transferência

Efeitos relacionados à polidispersão surgem quando o leito é composto por partículas com uma certa distribuição granulométrica expressa por $n(r) = N(r) / V_E$, onde $n(r) dr$ corresponde ao número de partículas por unidade de volume de emulsão, cujo raio se situa entre r e $r + dr$. Para uma dada espécie m de sólidos, a definição do coeficiente de espalhamento $K_{s,m}$ ou de absorção $K_{a,m}$, Equação (3.50), deve ser modificada para

$$K_m = \int_0^{\infty} \frac{N_m(r)}{V_E} Q_m(r) dr = \int_0^{\infty} \pi r^2 \chi_m(r) n_m(r) dr = \pi \chi_m \int_0^{\infty} r^2 n_m(r) dr \quad (3.59)$$

onde foi admitido que o fator de eficiência χ_m seja independente da granulometria.

A fração $f_{V,PE,m}$ de volume de emulsão ocupado pelas partículas da espécie m é dada por

$$f_{V,PE,m} = \int_0^{\infty} \frac{N_m(r)}{V_E} V_{P,m}(r) dr = \int_0^{\infty} \frac{4}{3} \pi r^3 n_m(r) dr = \frac{4}{3} \pi \int_0^{\infty} r^3 n_m(r) dr \quad (3.60)$$

Como resultado, nas Equações (3.58) convém substituir o diâmetro $d_{P,m}$ da partícula (através do raio $r_{P,m}$ correspondente) por um diâmetro médio $d_{32,m} = 2 r_{32,m}$ (Buckius e Hwang, 1980; Brewster, 1992), onde a expressão para o raio $r_{32,m}$ é da forma

$$r_{32,m} = \frac{\int_0^{\infty} r^3 n_m(r) dr}{\int_0^{\infty} r^2 n_m(r) dr} = \frac{\int_0^{\infty} r^3 N_m(r) dr}{\int_0^{\infty} r^2 N_m(r) dr} \quad (3.61)$$

No programa de simulação, as integrações são discretizadas. Assim, em uma dada posição z do leito, a massa total M_m das partículas da espécie m obedece às relações

$$M_m = \sum_i N_{m,i} M_{m,i} \quad \Rightarrow \quad 1 = \sum_i \frac{N_{m,i} M_{m,i}}{M_m} = \sum_i f_{M,m,i} \quad (3.62)$$

sendo $f_{M,m,i} = N_{m,i} M_{m,i} / M_m$ a fração em massa das $N_{m,i}$ partículas contidas no i -ésimo intervalo granulométrico (escala Tyler). Supondo constante a densidade $\rho_{P,m}$ das partículas, tem-se

$$M_{m,i} = \rho_{P,m} \frac{4}{3} \pi \tilde{r}_i^3 \quad \Rightarrow \quad \frac{N_{m,i} M_{m,i}}{M_m} = f_{M,m,i} = N_{m,i} \frac{4 \rho_{P,m} \pi \tilde{r}_i^3}{3 M_m} \quad \Rightarrow \quad N_{m,i} = \frac{3 M_m f_{M,m,i}}{4 \rho_{P,m} \pi \tilde{r}_i^3} \quad (3.63)$$

onde \tilde{r}_i é o raio médio do intervalo.

A discretização referente ao cálculo de $r_{32,m}$ resulta então em

$$r_{32,m} = \frac{\sum_i \tilde{r}_i^3 N_{m,i}}{\sum_i \tilde{r}_i^2 N_{m,i}} = \frac{\sum_i \tilde{r}_i^3 \frac{3 M_m f_{M,m,i}}{4 \rho_{P,m} \pi \tilde{r}_i^3}}{\sum_i \tilde{r}_i^2 \frac{3 M_m f_{M,m,i}}{4 \rho_{P,m} \pi \tilde{r}_i^3}} = \frac{\sum_i f_{M,m,i}}{\sum_i \frac{f_{M,m,i}}{\tilde{r}_i}} \quad \Rightarrow \quad r_{32,m} = \frac{1}{\sum_i \frac{f_{M,m,i}}{\tilde{r}_i}} \quad (3.64)$$

Expressando este resultado em termos do diâmetro, tem-se

$$d_{32,m} = \frac{1}{\sum_i (f_{M,m,i} / \tilde{d}_i)} = \bar{d}_{P,m} \quad (3.65)$$

Vê-se assim que o diâmetro médio $d_{32,m}$ presente no cálculo dos coeficientes de absorção e de espalhamento corresponde ao próprio diâmetro médio $\bar{d}_{P,m}$ adotado na maioria das correlações referentes a aplicações de leito fluidizado (Kunii e Levenspiel, 1969).

O programa de simulação calcula este diâmetro médio a cada posição z do equipamento. No entanto, ele não calcula a fração de volume $f_{V,PE,m}$ necessária para determinar os coeficientes ópticos mas sim a fração volumétrica f_m''' referente ao volume total ocupado tão somente pelas partículas. Para estabelecer uma relação entre estas duas frações para cada espécie m de sólido, seja V_{GE} o volume do gás e V_{PE} o volume total das partículas (de todas as espécies) na emulsão. O volume total da emulsão será então $V_E = V_{GE} + V_{PE}$, de modo que

$$1 - v_E = 1 - \frac{V_{GE}}{V_E} = \frac{V_E - V_{GE}}{V_E} \Rightarrow 1 - v_E = \frac{V_{PE}}{V_E} \quad (3.66)$$

lembrando que v_E é a fração de vazios na emulsão. Por outro lado,

$$V_{PE} = \sum_{m=1}^3 V_{PE,m} \Leftrightarrow 1 = \sum_{m=1}^3 \frac{V_{PE,m}}{V_{PE}} = \sum_{m=1}^3 f_m''', \quad f_m''' = \frac{V_{PE,m}}{V_{PE}} \quad (3.67)$$

de modo que, multiplicando a Equação (3.66) por f_m''' , obtém-se a relação desejada:

$$f_m'''(1 - v_E) = \frac{V_{PE,m}}{V_{PE}} \frac{V_{PE}}{V_E} = \frac{V_{PE,m}}{V_E} \Rightarrow f_m'''(1 - v_E) = f_{V,PE,m} \quad (3.68)$$

As Equações (3.58) para os coeficientes de absorção e de espalhamento, escritas para uma espécie m de sólido em um meio particulado monodisperso, são devidamente substituídas por

$$K_{a,m} = \frac{1.5 f_m'''(1 - v_E) \varepsilon_{P,m}}{\bar{d}_{P,m}} \quad \text{e} \quad K_{s,m} = \frac{1.5 f_m'''(1 - v_E)(1 - \varepsilon_{P,m})}{\bar{d}_{P,m}} \quad (3.69)$$

Levando-se em conta a hipótese de independência no espalhamento e na absorção (Figura 3.6), é possível definir os coeficientes globais (*bulk*) K_a e K_s simplesmente através dos somatórios:

$$K_a = \sum_{m=1}^3 K_{a,m} \quad \text{e} \quad K_s = \sum_{m=1}^3 K_{s,m} \quad (3.70)$$

No programa de simulação, estas expressões são avaliadas para cada posição z uma vez que $\bar{d}_{P,m} = \bar{d}_{P,m}(z)$ e $f_m''' = f_m'''(z)$.

Conforme citado no final do Item 3.4.4, muitos trabalhos empregam as Equações (3.58) ou (3.69) para o cálculo dos coeficientes de absorção e de espalhamento. Em princípio, os balanços de radiação térmica no particulado requerem valores médios destes coeficientes com base em todo o espectro de comprimento de onda (Buckius e Hwang, 1980). Neste sentido, são usados os chamados coeficientes médios de Planck (Brewster, 1992), que são determinados tendo a função de Planck, Equação (3.9), como fator de ponderação, ou seja,

$$K_{P,a} = \frac{\pi}{\sigma T^4} \int_0^{\infty} K_{a,\lambda} I_{b,\lambda}(T) d\lambda \quad \text{e} \quad K_{P,s} = \frac{\pi}{\sigma T^4} \int_0^{\infty} K_{s,\lambda} I_{b,\lambda}(T) d\lambda \quad (3.71)$$

Buckius e Hwang (1980) correlacionaram os coeficientes médios de Planck de absorção e de extinção (na forma adimensional) apenas para partículas de carvão. Para tanto, são definidos os coeficientes espectrais adimensionais de absorção $K_{\lambda,a}^*$ e de extinção $K_{\lambda,e}^*$ conforme

$$K_{\lambda,a}^* = \frac{K_{\lambda,a}}{\int_0^{\infty} \pi r^2 n(r) dr} \quad \text{e} \quad K_{\lambda,e}^* = \frac{K_{\lambda,e}}{\int_0^{\infty} \pi r^2 n(r) dr} \quad (3.72)$$

Comparando-os com a Equação (3.59), é possível identificá-los com o correspondente fator de eficiência χ . A correlação empírica proposta é da forma:

$$\frac{1}{\kappa^n} = \frac{1}{\kappa_0^n} + \frac{1}{\kappa_{\infty}^n} \quad (3.73)$$

Assim, identificando os coeficientes de Planck adimensionais K_{λ}^* com os respectivos fatores de eficiência χ , a Tabela 3.1 apresenta o significado de cada termo desta correlação empírica.

Tabela 3.1. Termos da correlação empírica ($r_{32} T_{PE}$ dados em $\mu\text{m K}$).

κ	κ_0	κ_{∞}	n
$\frac{\chi_{P,e}}{r_{32} T_{PE}}$	$0.0032 \left[1 + \left(\frac{r_{32} T_{PE}}{355} \right)^{1.9} \right]$	$\frac{10.99}{(r_{32} T_{PE})^{1.02}}$	1.2
$\frac{\chi_{P,a}}{r_{32} T_{PE}}$	$0.0032 \left[1 + \left(\frac{r_{32} T_{PE}}{725} \right)^{1.65} \right]$	$\frac{13.75}{(r_{32} T_{PE})^{1.13}}$	1.5

As expressões para os coeficientes médios de Planck são obtidas com o auxílio da definição para r_{32} , Equação (3.61). Por exemplo, para o termo de absorção é possível escrever

$$\frac{\chi_{P,a}}{r_{32} T_{PE}} = \frac{\chi_{P,a} \int_0^{\infty} r^2 n(r) dr}{T_{PE} \int_0^{\infty} r^3 n(r) dr} = \frac{K_{P,a}}{T_{PE} \frac{3f_{V,PE}}{4\pi}} \quad (3.74)$$

onde foram usadas as Equações (3.59) e (3.60) na última passagem. Por rearranjo desta equação e introduzindo a Equação (3.68), os coeficientes médios de Planck de absorção e de extinção para as partículas de carvão ($m = 1$) por fim assumem a forma

$$K_{P,a} = \frac{3f^m(1-\nu_E)}{4\pi} T_{PE} \left(\frac{\chi_{P,a}}{r_{32} T_{PE}} \right) \quad \text{e} \quad K_{P,e} = \frac{3f^m(1-\nu_E)}{4\pi} T_{PE} \left(\frac{\chi_{P,e}}{r_{32} T_{PE}} \right) \quad (3.75)$$

Nestas expressões, o termo entre parênteses é obtido a partir da correlação empírica, Equação (3.73), com os respectivos termos obtidos a partir da Tabela 3.1. O coeficiente médio de Planck de espalhamento é diferença entre estes dois coeficientes, ou seja,

$$K_{P,s} = K_{P,e} - K_{P,a} \quad (3.76)$$

3.5.2 Adaptação da equação de transferência com aproximação de Dois-Fluxos

Cuidados devem ser tomados com o termo de emissão na equação de transferência, dado pela função de Planck. Isto porque existe uma não-linearidade associada à temperatura local dos sólidos, pois cada valor diferente $T_{PE,m}$ é elevado à quarta potência. Considerando um meio participante plano-paralelo, polidisperso e termicamente heterogêneo (tal como ocorre em leitos fluidizados), as Equações (3.36) e (3.37) devem ser modificadas para

$$\frac{1}{2} \frac{dI^+}{dz} = -(K_a + 2BK_s)I^+ + \sum_m K_{a,m} \frac{\sigma T_{PE,m}^4}{\pi} + \frac{BK_s}{2\pi} G(z) \quad (3.77)$$

$$-\frac{1}{2} \frac{dI^-}{dz} = -(K_a + 2BK_s)I^- + \sum_m K_{a,m} \frac{\sigma T_{PE,m}^4}{\pi} + \frac{BK_s}{2\pi} G(z) \quad (3.78)$$

onde foi introduzida a função irradiação total $G(z)$ segundo a aproximação de Dois-Fluxos, Equação (3.47). Os coeficientes globais K_a e K_s são dados pelas Equações (3.70), a partir dos coeficientes de cada espécie¹⁵, Equações (3.69).

¹⁵ Conforme discutido no item anterior, para o carvão é possível optar entre a Equações (3.69) e as correlações empíricas de Buckius e Hwang (1980), Equações (3.75) e (3.76), para o cálculo dos coeficientes de absorção e de espalhamento. Todavia, como não foram encontradas correlações similares para o calcário, o material inerte ou a madeira, neste trabalho esses coeficientes são avaliados apenas através das Equações (3.69).

O Método de Dois-Fluxos foi então aplicado na seção do leito a fim de obter uma expressão alternativa para o termo de transferência de calor por radiação por unidade de comprimento $E_{R,SESE,m}$ para cada espécie de partícula, Equação (3.23). A idéia deste trabalho foi empregar as soluções $I^+(z)$ e $I^-(z)$ das equações diferenciais anteriores. Este mesmo raciocínio foi estendido para a região do freeboard no que diz respeito ao termo $E_{R,SFSF,m}$.

3.5.3 Nova expressão para a taxa de troca de calor por radiação por unidade de comprimento

Cabe lembrar que juntas $I^+(z)$ e $I^-(z)$ compõem a função $G(z)$, Equação (3.47). Por sua vez, esta função faz parte do termo $\nabla \cdot \vec{q}$, Equação (3.48), que representa o balanço de radiação térmica em um volume elementar de emulsão. Escrevendo-o para a espécie m de sólido, $\nabla \cdot \vec{q}_m$, permite identificar a nova expressão para o termo de transferência de calor por radiação com

$$E_{R,SESE,m} = S_E \nabla \cdot \vec{q}_m = S_E \frac{dq_m}{dz} \quad \Rightarrow \quad E_{R,SESE,m} = S_E K_{a,m} (4\sigma T_{PE,m}^4 - G) \quad (3.79)$$

onde S_E é a área da seção transversal da emulsão na posição z (incluindo o gás intersticial).

A Equação (3.79) faz o balanço entre a radiação térmica emitida $4\sigma T_{PE,m}^4$ e incidente G para a coleção de partículas da espécie m no interior de um elemento de volume da emulsão de extensão $S_E dz$, em uma dada posição z . A integração em todo o ângulo sólido 4π sr das intensidades envolvidas está implícita. A Figura 3.8 procura ilustrar os termos presentes neste balanço, esquematizando os fenômenos de absorção e de emissão em uma dada partícula.

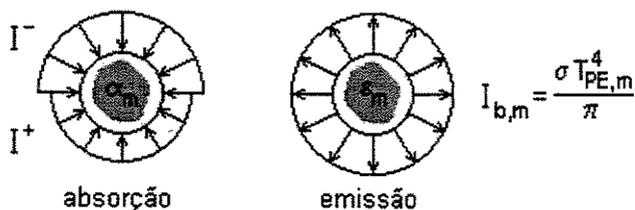


Figura 3.8. Absorção e emissão de radiação térmica em uma partícula de espécie m .

A influência das propriedades físicas das partículas e da fração de volume que elas ocupam na emulsão é devidamente feita através do coeficiente $K_{a,m}$, Equação (3.69). Onde necessário, a hipótese $\varepsilon_{p,m} = \alpha_{p,m}$ é sempre evocada.

3.5.4 Observação da condição de convergência numérica

Quando a condição físico-matemática dada pela Equação (3.24), associada à convergência do programa de simulação, é aplicada à Equação (3.79), tem-se como resultado:

$$\sum_{m=1}^3 E_{R,SESE,m} = \sum_{m=1}^3 S_E \frac{dq_m}{dz} = 0 \quad \Rightarrow \quad \sum_{m=1}^3 \frac{dq_m}{dz} = \frac{dq}{dz} = 0 \quad (3.80)$$

A condição $dq/dz = 0$ é conhecida na literatura como equilíbrio radiativo (Hottel e Sarofim, 1967; Siegel e Howell, 1988; Brewster, 1992; Modest, 1993) e corresponde à situação em que a radiação é o mecanismo dominante de transferência de calor. Em outras palavras, o equilíbrio termodinâmico no meio é atingido em decorrência do balanço da radiação térmica.

Porém, é possível incluir outras fontes (e sumidouros) de calor no interior do particulado, a fim de fechar o problema do ponto de vista termodinâmico. Parafraseando Modest (1993): “*the inclusion of a volumetric heat source allows the treatment of conduction and convection ‘through the back door’*”. Como consequência, o processo de solução se torna iterativo em decorrência da dependência mútua entre os campos de temperaturas e os termos fontes (sumidouros) de energia.

A Equação (3.80) será observada em cada posição z do leito. Com o auxílio das Equações (3.47) e (3.79), esta condição implica em

$$\sum_{m=1}^3 S_E K_{a,m} [4\sigma T_{PE,m}^4 - 2\pi(I^+ + I^-)] = 0 \quad (3.81)$$

Como as intensidades de radiação I^+ e I^- são as mesmas para qualquer tipo m de sólido (o que não ocorre com a temperatura e o coeficiente de absorção), tais termos saem do somatório. Além disso, o termo S_E pode ser cancelado. Decorre assim que estas duas intensidades não são mais independentes entre si mas se relacionam algebricamente conforme:

$$I^+(z) + I^-(z) = \frac{2\sigma}{\pi} \frac{1}{K_a} \sum_m K_{a,m} T_{PE,m}^4 \quad (3.82)$$

Conseqüentemente, apenas uma dentre as Equações (3.77) e (3.78) precisa ser resolvida e implementada no programa de simulação. Cabe notar que tal condição matemática é específica para a aproximação de Dois-Fluxos.

A temperatura $T_{PE,m}$ de cada espécie sólida é agora obtida pela solução da Equação (3.11), com $\sum_{n=1}^3 E_{R,SESE,m,n}$, calculado pelas Equações (3.12) e (3.23), sendo substituído por $E_{R,SESE,m}$, conforme a Equação (3.79), ou seja,

$$F_{SE,m} c_{PE,m} \frac{dT_{PE,m}}{dz} = -E_{Q,SE,m} - E_{M,SEGE,m} - E_{C,SEGE,m} - \sum_{n=1}^3 E_{C,SESE,m,n} - E_{R,SESE,m} - E_{R,SETD,m} - E_{R,SEWD,m} \quad (3.83)$$

Inspeção das Equações (3.47), (3.77), (3.78), (3.79), (3.82) e (3.83) evidencia o acoplamento sugerido por Modest (1993) entre as grandezas físicas de interesse.

3.5.5 Condição de contorno para a equação de transferência

Em princípio, as condições físicas dos tubos e demais paredes (ex: temperatura externa, emissividade, orientação em relação ao eixo z) afetam as condições de contorno para a equação de transferência, Equação (3.33), para cada direção de propagação μ . Na aproximação de Dois-Fluxos, apenas uma condição de contorno é necessária para cada uma das Equações (3.77) e (3.78), visto que são ambas equações diferenciais de 1ª ordem.

Em trocas de calor por radiação (com ou sem meio participante) é comum a presença de superfícies cujas temperaturas estejam especificadas. Um problema unidimensional clássico consiste em duas superfícies planas paralelas, “infinitas” e separadas por uma certa distância (Modest, 1993), conforme o esquema da Figura 3.9 a seguir.

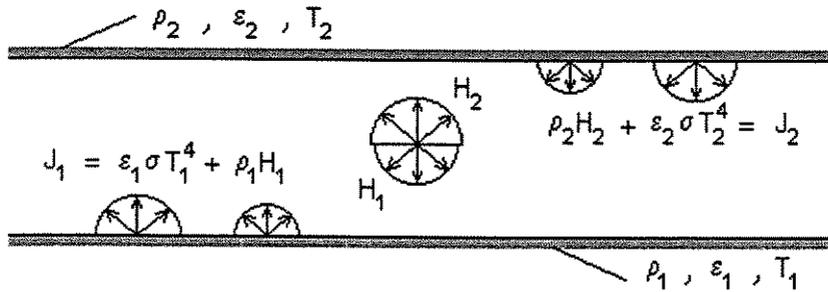


Figura 3.9. Troca de calor por radiação entre duas superfícies paralelas, cinzas e isotérmicas.

Quando as superfícies não são negras, surge uma dificuldade associada à reflexão nelas próprias. Para simplificar a análise, admite-se que as superfícies sejam isotérmicas, cinzas e difusas para a reflexão e para a emissão. Nestas condições, a energia que parte de uma superfície é a soma das contribuições por emissão e por reflexão. Assim, a radiosidade J_i de uma superfície cinza de emissividade $\varepsilon_i = \alpha_i = 1 - \rho_i$ depende da sua temperatura T_i e da irradiação H_i sobre ela de acordo com

$$J_i = \varepsilon_i \sigma T_i^4 + \rho_i H_i = \varepsilon_i \sigma T_i^4 + (1 - \alpha_i) H_i = \varepsilon_i \sigma T_i^4 + (1 - \varepsilon_i) H_i \quad (3.84)$$

Para uma cavidade com N superfícies, pode-se mostrar (Goldstein Jr., 1988) que a irradiação H_i sobre uma superfície i é dada por

$$H_i = \sum_{k=1}^N J_k F_{ik} \quad (3.85)$$

onde F_{ik} é o fator de forma da superfície i em relação à superfície k . Assim, a expressão para a radiosidade resulta em

$$J_i = \varepsilon_i \sigma T_i^4 + (1 - \varepsilon_i) \sum_{k=1}^N J_k F_{ik} \quad (3.86)$$

Aplicando esta expressão para o problema esquematizado na Figura 3.9, resulta no seguinte sistema de equações nas incógnitas J_1 e J_2 :

$$J_1 = \varepsilon_1 \sigma T_1^4 + (1 - \varepsilon_1)(F_{11} J_1 + F_{12} J_2) \quad \text{e} \quad J_2 = \varepsilon_2 \sigma T_2^4 + (1 - \varepsilon_2)(F_{21} J_1 + F_{22} J_2) \quad (3.87)$$

Como as superfícies 1 e 2 são planas e paralelas, os fatores de forma resultam em $F_{11} = F_{22} = 0$ e $F_{12} = F_{21} = 1$. A solução do sistema conduz a

$$J_1 = \frac{\varepsilon_1 \sigma T_1^4 + (1 - \varepsilon_1) \varepsilon_2 \sigma T_2^4}{1 - (1 - \varepsilon_1)(1 - \varepsilon_2)} \quad \text{e} \quad J_2 = \frac{\varepsilon_2 \sigma T_2^4 + (1 - \varepsilon_2) \varepsilon_1 \sigma T_1^4}{1 - (1 - \varepsilon_1)(1 - \varepsilon_2)} \quad (3.88)$$

Na abordagem de Dois-Fluxos, estas radiosidades podem ser relacionadas com as intensidades I^+ e I^- , isto é, $\pi I^+(0) = J_1$ e $\pi I^-(L) = J_2$, onde $z = 0$ e $z = L$ são as localizações respectivas das placas (superfícies) 1 e 2.

No modelo em desenvolvimento, a superfície de radiosidade J_1 pode ser naturalmente associada com a placa do distribuidor, na base do leito, cuja emissividade $\varepsilon_1 = \varepsilon_{\text{dist}}$ é um dado de entrada no programa de simulação. A temperatura $T_1 = T_{\text{dist}}$ é obtida através de um procedimento iterativo presente desde a versão inicial (de Souza-Santos, 1987), baseado em uma correlação empírica apresentada por Zhang e Ouyang (1985).

No entanto, um raciocínio análogo para a superfície que possui radiosidade J_2 esbarra em algumas dificuldades:

- O banco de tubos poderia desempenhar o papel da superfície 2. Porém, tal superfície não seria plana, nem isotérmica e muito menos contínua. Além disso, o domínio de solução (o meio participante) se estenderia para além da cota inicial z_{TUDB} da superfície inferior do banco (ver Figura 3.2), dificultando a caracterização da posição $z = L$ que localiza a superfície.
- A temperatura externa dos tubos (que estaria associada a T_2) não é conhecida a priori. Ela é calculada em tempo de execução por um procedimento iterativo realizado para cada ponto sobre a superfície externa dos tubos, à medida que a solução numérica avança em z .

Como alternativa para contornar tais dificuldades, admite-se que a superfície 2 corresponda à 1ª camada de particulado¹⁶ logo acima da placa distribuidora. Para uma pequena distância de separação da placa distribuidora, é razoável admitir que as condições físicas desta camada correspondam às propriedades médias iniciais (ou seja, em $z = 0$) das partículas, quais sejam:

¹⁶ Conforme será mostrado logo a seguir, a introdução desta camada é de caráter auxiliar e provisório.

- $T_2 = \bar{T}_{PE}$ = temperatura média da 1ª camada de partículas na emulsão e
- $\varepsilon_2 = \bar{\varepsilon}_{PE}$ = emissividade média da 1ª camada de partículas na emulsão.

Além disso, a radiosidade J_2 desta camada é então relacionada com a intensidade $I^-(0)$, isto é, $\pi I^-(0) = J_2$. As Equações (3.88) são então reescritas como:

$$I^+(0) = \frac{\varepsilon_{\text{dist}} \sigma T_{\text{dist}}^4 + (1 - \varepsilon_{\text{dist}}) \bar{\varepsilon}_{PE} \sigma \bar{T}_{PE}^4}{\pi [1 - (1 - \varepsilon_{\text{dist}})(1 - \bar{\varepsilon}_{PE})]} \quad \text{e} \quad I^-(0) = \frac{\bar{\varepsilon}_{PE} \sigma \bar{T}_{PE}^4 + (1 - \bar{\varepsilon}_{PE}) \varepsilon_{\text{dist}} \sigma T_{\text{dist}}^4}{\pi [1 - (1 - \varepsilon_{\text{dist}})(1 - \bar{\varepsilon}_{PE})]} \quad (3.89)$$

Por sua vez, as temperaturas de todos os sólidos na base do leito $T_{PE,m}(0)$ são calculadas pelo programa. A Equação (3.82) fornece assim uma condição para a soma $I^+(0) + I^-(0)$:

$$I^+(0) + I^-(0) = \frac{2\sigma}{\pi} \frac{1}{K_a} \sum_m K_{a,m} T_{PE,m}^4(0) \quad (3.90)$$

Os coeficientes de absorção $K_{a,m}$ são também avaliados com os valores iniciais (em $z = 0$) das propriedades físicas envolvidas, de acordo com a Equação (3.69).

Os valores médios $\bar{\varepsilon}_{PE}$ e \bar{T}_{PE} da 1ª camada de partículas devem ser tais que, ao serem substituídos nas Equações (3.89) junto com os valores referentes ao distribuidor, $\varepsilon_{\text{dist}}$ e T_{dist} , as intensidades $I^+(0)$ e $I^-(0)$ são capazes de satisfazer à Equação (3.90). No entanto, a definição destas médias é desnecessária porque, após manipulações algébricas adequadas, é possível obter a seguinte condição de contorno:

$$I^+(0) = \frac{\sigma}{\pi} \left[\frac{2(1 - \varepsilon_{\text{dist}})}{2 - \varepsilon_{\text{dist}}} \frac{1}{K_a} \sum_m K_{a,m} T_{PE,m}^4(0) + \frac{\varepsilon_{\text{dist}}}{2 - \varepsilon_{\text{dist}}} T_{\text{dist}}^4 \right] \quad (3.91)$$

que é independente tanto de $\bar{\varepsilon}_{PE}$ como de \bar{T}_{PE} .

3.5.6 Incorporação do Modelo de Dois-Fluxos: emulsão e freeboard

Pelo que foi exposto nesta Seção 3.5, o problema de valor inicial para a intensidade de radiação $I^+(z)$ encontra-se completamente definido. O programa de simulação conta agora com

mais uma equação diferencial, Equação (3.77), a qual está sujeita à condição de contorno dada pela Equação (3.91) na seção do leito. A solução da Equação (3.77) para cada posição axial z da emulsão permite avaliar a nova expressão para a taxa de transferência de calor por radiação por unidade de comprimento $E_{RSESE,m}$ segundo a Equação (3.79), junto com as Equações (3.47) e (3.82). Este novo termo é então introduzido na Equação (3.83), referente ao balanço de energia de cada espécie m de sólido.

Conforme discutido nos itens 3.4.2 e 3.4.4, é assumida a condição $x \gg 1$ para o parâmetro de tamanho, correspondendo ao caso de partículas grandes. Além disso, o modelo assume que as partículas sejam opacas. Para a obtenção da fração de retroespalhamento B , duas dentre as três possibilidades apresentadas para a função de fase de espalhamento Φ , Equações (3.54), (3.55) e (3.57), são consideradas no modelo e programa de simulação:

- Espalhamento por partículas refletoras especulares, Equação (3.54), que também corresponde ao espalhamento isotrópico, para o qual a Equação (3.38) resulta em $B = \frac{1}{2}$.
- Espalhamento por partículas refletoras difusas, Equação (3.57), situação em que a Equação (3.38) fornece $B = 0.667$ (Brewster e Tien, 1982).

Uma abordagem semelhante é adotada para a transferência de calor por radiação térmica no freeboard. A expressão para o balanço de energia de cada espécie m de sólido é um pouco diferente nesta seção¹⁷:

$$F_{SF,m} c_{PF,m} \frac{dT_{PF,m}}{dz} = -E_{Q,SF,m} - E_{M,SFGF,m} - E_{C,SFGF,m} - E_{R,SFSF,m} - E_{R,SFTD,m} - E_{R,SFWD,m} \quad (3.92)$$

A taxa de troca de calor por radiação por unidade de comprimento $E_{R,SFSF,m}$ é agora dada por

$$E_{R,SFSF,m} = S_F K_{a,m} (4\sigma T_{PF,m}^4 - G) \quad (3.93)$$

onde S_F é a área da seção transversal do freeboard na posição z . A função irradiação total $G(z)$ continua dependendo das intensidades I^+ e I^- conforme a Equação (3.47). Os coeficientes de absorção e de espalhamento são avaliados de acordo com as Equações (3.69), agora a partir das

¹⁷ Vale lembrar que para a fase gás nesta região não cabe mais a distinção entre gás na emulsão e gás nas bolhas.

propriedades físicas referentes ao freeboard¹⁸. Novamente, a teoria da independência é evocada para que as Equações (3.70) continuem válidas.

A intensidade $I^+(z)$ corresponde à solução da seguinte equação diferencial:

$$\frac{1}{2} \frac{dI^+}{dz} = -(K_a + 2BK_s)I^+ + \sum_m K_{a,m} \frac{\sigma T_{PF,m}^4}{\pi} + \frac{BK_s}{2\pi} G(z) \quad (3.94)$$

A exemplo do que ocorre com todas as grandezas físicas na interface leito-freeboard, a condição de contorno desta equação corresponde ao valor assumido pela intensidade no topo da seção do leito, $I^+(z_D)$. Por outro lado, em todas as posições no freeboard, a intensidade $I^-(z)$ é obtida através do acoplamento sugerido pela condição oriunda do equilíbrio radiativo:

$$I^+(z) + I^-(z) = \frac{2\sigma}{\pi} \frac{1}{K_a} \sum_m K_{a,m} T_{PF,m}^4 \quad (3.95)$$

Por fim, cabe lembrar que, a exemplo do que já vinha sendo adotado desde o modelo original, é assumido que o gás intersticial, o gás nas bolhas e o gás no freeboard sejam todos transparentes à radiação térmica. Por conseguinte, as equações de balanço de energia não contêm termos correspondendo às trocas de calor por radiação envolvendo qualquer fase gasosa.

¹⁸ Em particular, a fração de vazios v_F é uma propriedade relevante.

Capítulo 4

Descrição Geral do Programa de Simulação

O programa computacional foi originalmente escrito em linguagem Fortran e corresponde à implementação numérica do modelo matemático. Portanto, ele é capaz de simular a operação em regime permanente de equipamentos de leito fluidizado borbulhante. A fim de realizar esta tarefa, o programa encontra-se dividido em vários módulos e rotinas. Ao autor do presente trabalho foram repassadas apenas as rotinas que poderiam sofrer alterações em virtude da implementação do novo modelo de trocas de calor por radiação segundo o Método de Dois-Fluxos.

Vale novamente afirmar que o programa de simulação já se encontra operacional desde o início deste trabalho, cujo objetivo não foi portanto elaborar um outro programa mas introduzir novos trechos ao código computacional original, referentes ao novo modelo discutido no capítulo anterior. A seguir, são apresentadas algumas características gerais do programa computacional.

4.1 Estratégia básica de cálculo

Refletindo a hipótese básica do modelo original, admite-se que os equipamentos simulados apresentem simetria axial de modo que todas as grandezas físicas dependem da coordenada axial z apenas. A Figura 4.1 apresenta o diagrama de blocos simplificado do programa computacional de simulação, elaborado com base no modelo matemático. Uma descrição detalhada e a listagem do código Fortran foram consideradas fora de escopo do presente texto.

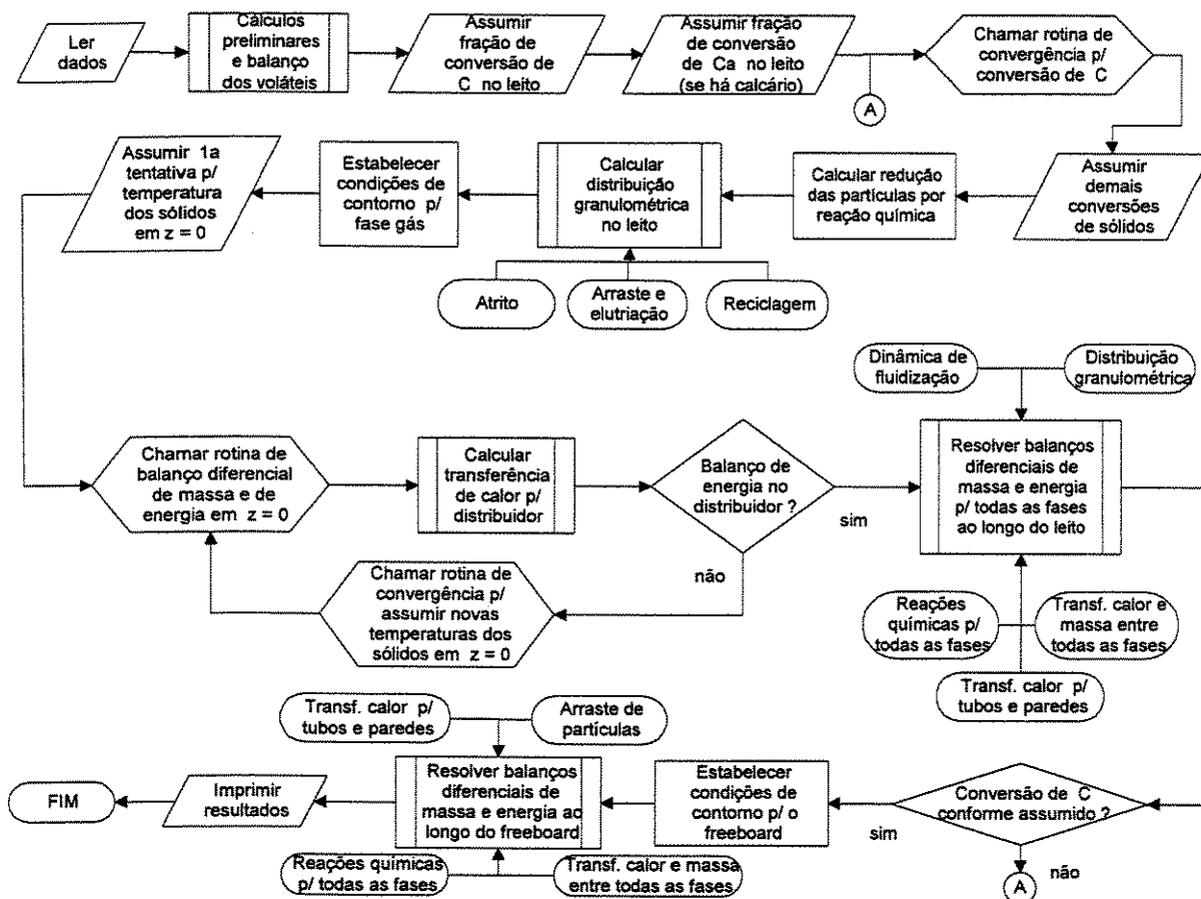


Figura 4.1. Diagrama lógico geral do programa computacional de simulação.

Os dados de entrada ao programa são fornecidos nas unidades do Sistema Internacional. Igualmente, todos os cálculos bem como os resultados são realizados e produzidos também nestas unidades. A título de ilustração, os dados necessários para executar o programa de simulação e os dados por ele gerados são comentados a seguir.

4.2 Entrada de dados no programa

Devido ao seu caráter abrangente, o programa de simulação é alimentado por um amplo conjunto de parâmetros. Todos os dados necessários são lidos no início da execução através de uma sub-rotina específica, a partir de um arquivo externo do tipo “texto”. Tais arquivos podem

ser gerados (ou modificados) em aplicativos comuns como *Word*, *WordPad* ou *Bloco de Notas*. Dentre estes dados de entrada é possível destacar:

- Parâmetros de controle da execução: número máximo de iterações, critérios de convergência, estimativa inicial do parâmetro de controle da convergência, resultados a serem registrados (em arquivo externo e na tela).
- Parâmetros geométricos do equipamento: diâmetro hidráulico interno da seção do leito e do freeboard, extensão da seção do leito e do freeboard, características da placa do distribuidor (espessura, condutividade, orifícios), locais de alimentação dos sólidos.
- Especificação do isolamento térmico: espessura das paredes, condutividade térmica média, emissividade média das superfícies externas, condições físicas do ambiente externo.
- Especificação dos bancos de tubos: posição inicial e final dos bancos na seção do leito e no freeboard, número e disposição geométrica dos tubos nos bancos, comprimento e diâmetro (interno e externo) dos tubos, inclinação (em relação à horizontal), emissividade da superfície externa, condições físicas da água no interior dos tubos.
- Caracterização de cada componente sólido: espécies de sólidos alimentados, tipo de material carbonífero alimentado (carvão betuminoso, carvão semibetuminoso, linhita, carvão vegetal, madeira ou biomassa), fluxos mássicos de entrada, condições físicas (temperatura, densidades real e aparente, umidade, entalpia de combustão), análise imediata e elementar, parâmetros geométricos (distribuição granulométrica, esfericidade).
- Caracterização de cada componente gasoso: fluxos mássicos de entrada, condições físicas (temperatura, pressão), composição dos gases alimentados através do distribuidor.
- Parâmetros auxiliares: caracterização da operação dos ciclones, pressão média de operação, injeções e retiradas intermediárias de gases, características das camisas d'água, modelo das reações heterogêneas (núcleo exposto ou núcleo não-reagido).

Os dados que especificam as características dos sólidos são fornecidos na condição de como eles são alimentados ao leito. De um modo geral, quando um determinado parâmetro é desconhecido ou irrelevante, é atribuído o valor zero para o mesmo. Assim, dependendo da

operação ou *design* do equipamento, alguns parâmetros podem não ter significado e, por isso, são iguais a zero no arquivo de entrada.

Vê-se assim que o programa de simulação depende de uma série de parâmetros e isto acaba se refletindo na execução do mesmo. Em outras palavras, a alteração de determinados dados de entrada pode fazer com que o programa seja executado de modo bem distinto e os resultados correspondentes possam divergir ou oscilar entre determinados valores.

A execução do programa com sucesso (isto é, com convergência) está vinculada não apenas a uma escolha adequada de parâmetros de entrada, mas também da correta implementação dos procedimentos de cálculo. Dentre tais rotinas estão aquelas que determinam as trocas de calor por radiação, onde foram introduzidas as modificações decorrentes do novo modelo matemático. Por isso, a inclusão das novas equações ao modelo original como a incorporação de novos trechos ao código computacional foi feita com critérios, não confiando simplesmente na grande capacidade de memória e de velocidade de processamento dos computadores atuais.

4.3 Resultados gerados pelo programa

Após sua execução, o programa pode fornecer os seguintes resultados:

- Perfis de concentração de 20 componentes gasosos (H_2 , H_2O , CO , CO_2 , O_2 , N_2 , CH_4 , SO_2 , NO , NO_2 , N_2O , H_2S , NH_3 , C_2H_4 , C_2H_6 , C_3H_6 , C_3H_8 , C_6H_6 , alcatrão) ao longo da seção do leito (na emulsão e nas bolhas) e do freeboard.
- Perfis de escoamento e de temperatura dos gases na seção do leito e no freeboard.
- Perfis de temperatura e da taxa de circulação dos componentes sólidos na seção do leito e no freeboard.
- Composição e distribuição granulométrica das partículas de cada espécie sólida na seção do leito e no freeboard.
- Parâmetros importantes relacionados com a dinâmica do leito e do freeboard, em cada ponto do equipamento: diâmetro das bolhas, velocidade de ascensão de cada fase (emulsão, bolhas,

partículas), velocidade superficial do gás, parâmetros de mínima fluidização, elutriação para cada tamanho e espécie de partícula, TDH (*Transport Disengaging Height*).

- Parâmetros descrevendo a operação de reciclagem dos sólidos coletados pelos ciclones (se houver) assim como seus efeitos no processo como um todo.
- Perfil de cada taxa de reação homogênea ou heterogênea (em um número aproximado de 30 reações) na emulsão, nas bolhas e no freeboard, propiciando uma melhor compreensão dos processos ocorrendo em cada posição do equipamento.
- Parâmetros de projeto importantes que auxiliem na operação e otimização do equipamento: fração de conversão total de carbono, razão molar cálcio-enxofre, temperatura da parede externa em qualquer ponto da seção do leito e do freeboard, calor total transferido entre o reator e o ambiente externo.
- Simulando uma caldeira, os seguintes parâmetros são apresentados: calor total transferido para os tubos imersos na seção do leito e no freeboard, temperatura da parede dos tubos no leito e no freeboard, vazão de vapor (ou água quente) produzido(a) junto com todas as suas condições termodinâmicas (qualidade ou fração de água condensada, temperatura, pressão), eficiência da caldeira.
- Simulando um gaseificador, os seguintes parâmetros são apresentados: entalpia de combustão (poder calorífico) fria e quente¹⁹ do gás produzido, taxa de energia (poder calorífico \times vazão mássica) fria e quente de saída, eficiência fria e quente.

Estes resultados são gerados pelo programa de simulação independentemente do modelo adotado para as trocas de calor por radiação térmica. No próximo capítulo, são apresentados e comparados alguns destes parâmetros fornecidos a partir de cada uma das versões do programa: a original e a nova versão implementando o Método de Dois-Fluxos.

¹⁹ Condição “fria” é referente ao gás produzido a 298 K, pressão atmosférica, limpo e seco; a condição “quente” se refere ao gás produzido nas condições apresentadas no freeboard.

Capítulo 5

Resultados e Discussão

O Capítulo 3 mostrou como o modelo original para as trocas de calor por radiação entre as partículas (de todas as espécies sólidas) foi reformulado na seção do leito e no freeboard. Em cada uma destas regiões do equipamento, uma nova equação diferencial ordinária de 1ª ordem (referente à intensidade de radiação progressiva I^+) foi acrescentada ao modelo original. Em última análise, a solução desta equação permite avaliar as trocas de calor por radiação.

Estas duas novas equações diferenciais foram devidamente incorporadas ao programa computacional, junto com as expressões auxiliares correspondentes. Embora elas respondam por uma pequena parte do conjunto completo de equações que compõem o modelo e o programa de simulação, tal incorporação poderia em princípio melhorar a qualidade dos resultados numéricos. Esta questão é avaliada neste capítulo.

Neste sentido, os resultados numéricos obtidos²⁰ a partir do novo modelo são comparados não apenas com aqueles gerados pelo modelo original mas também com dados experimentais disponíveis para a operação real dos dois equipamentos de leito fluidizado borbulhante:

- uma caldeira alimentada por carvão;
- um gaseificador de biomassa (madeira).

²⁰ Tais resultados são extraídos dos arquivos de saída gerados pelo programa.

Com respeito à indexação, os valores gerados pelo programa original recebem o índice o , ao passo que aqueles obtidos pela nova versão são indicados por n . Para esta nova versão, dois regimes de espalhamento foram comparados: espalhamento isotrópico (para o qual $B = 0.5$) indicado pelo subscrito i e espalhamento por partículas refletoras difusas ($B = 0.667$), indicado pelo subscrito d .

Cabe aqui lembrar que a implementação do modelo descrito correspondeu à 2ª tentativa de incorporação. Não ocorreram desta vez os problemas de divergência observados na 1ª tentativa. Isto leva a crer que a condição expressa pela Equação (3.24) (que redundou na Equações (3.80) e (3.82)) deve de fato desempenhar um papel importante na convergência numérica.

5.1 Simulação da caldeira alimentada por carvão

Testes numéricos foram realizados contra dados experimentais de uma caldeira de leito fluidizado (unidade piloto), alimentada por carvão (de Souza-Santos, 1989). Independentemente da versão utilizada, os dados de entrada ao programa são os mesmos. Para a caldeira simulada (Babcock & Wilcox, teste nº 26), a Tabela 5.1 apresenta os valores assumidos por alguns parâmetros de interesse.

Tabela 5.1. Alguns parâmetros operacionais da unidade piloto Babcock & Wilcox (teste nº 26).

Parâmetro	Valor
Análise elementar do carvão (base seca - % massa)	
C	73.2
H	5.1
O	7.9
N	0.9
S	3.0
Cinzas	9.9

Análise imediata do carvão (base úmida - % massa)	
Umidade	5.0
Voláteis	38.0
Carbono fixo	47.6
Cinzas	9.4
Composição do gás injetado (base úmida - % massa)	
N ₂	75.428
O ₂	22.785
H ₂ O	1.201
CH ₄	0.432
C ₂ H ₆	0.154
Geometria básica da caldeira	
Diâmetro equivalente do leito e do freeboard $D_D = D_F$ (m)	1.118
Altura do leito z_D / do freeboard z_F (m)	0.700 / 3.442
Altura do ponto de alimentação dos sólidos (m)	0.305
Emissividades	
Parede externa dos tubos no leito / no freeboard	0.6 / 0.6
Superfície do distribuidor	0.6
Partículas carboníferas	0.95
Partículas de calcário	0.80
Partículas inertes	0.90
Banco de tubos	
Número de tubos no leito / no freeboard	30 / 49
Posição do tubo inferior / superior no leito (m)	0.330 / 0.700
Diâmetro interno / externo do tubo no leito (m)	0.0409 / 0.0483
Posição do tubo inferior / superior no freeboard (m)	0.701 / 3.442
Diâmetro interno / externo do tubo no freeboard (m)	0.0409 / 0.0483
Fluxo mássico de carvão / calcário (kg.s ⁻¹)	0.05850 / 0.01215

5.1.1 Perfis obtidos pelo modelo original e pelo novo modelo: seção do leito

As figuras a seguir comparam as taxas de transferência de calor por radiação por unidade de comprimento $E_{R,SESE,m}$ para cada sólido no leito. Vale lembrar que os resultados obtidos segundo o modelo original, Equações (3.12) e (3.23), recebem o índice o para a distinção daqueles obtidos com base no novo modelo, Equação (3.79), que recebem o índice n . Estes últimos também recebem o índice i (se obtidos com a hipótese de espalhamento isotrópico) ou d (espalhamento por partículas refletoras difusas).

Praticamente não há diferença entre os perfis obtidos para $E_{R,SESE,m}$, seja por espalhamento isotrópico ou por reflexão difusa. Em valor absoluto, as taxas previstas pelo novo modelo estão relativamente menores que aquelas fornecidas pelo modelo original. Apesar destas pequenas discrepâncias numéricas, o mesmo padrão de variação é verificado em todos os perfis das taxas de transferência de calor por radiação por unidade de comprimento do equipamento.

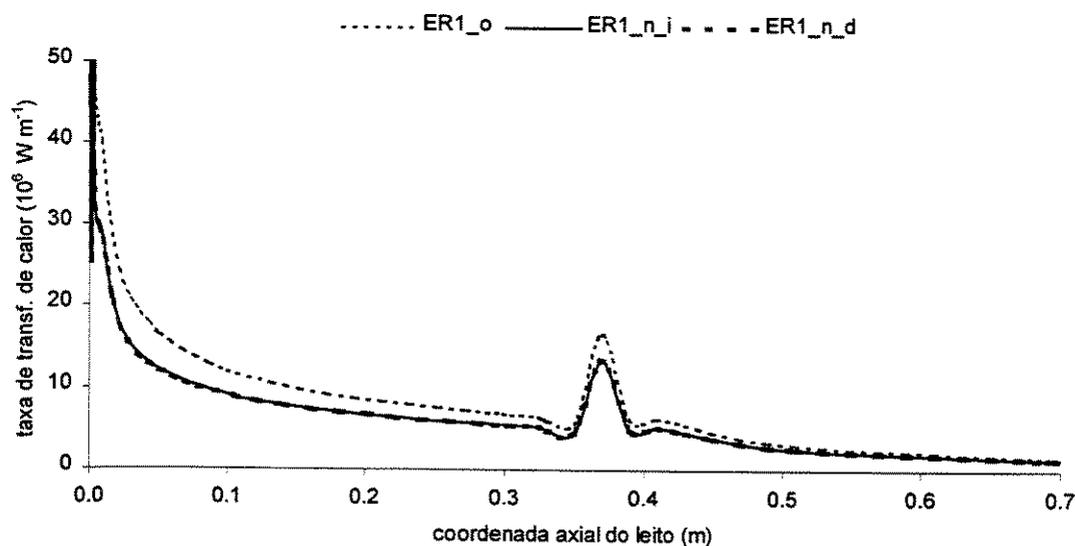


Figura 5.1. Perfis simulados da taxa de troca de calor por radiação no leito – carvão.

Com base na convenção de sinais do balanço de energia dos sólidos, Equação (3.83), e tendo sido obtido $E_{R,SESE,1} > 0$, o novo modelo prevê uma perda de energia menor por parte das partículas de carvão ($m = 1$). Por outro lado, sendo $E_{R,SESE,2} < 0$ como também $E_{R,SESE,3} < 0$, é

previsto que as partículas de calcário ($m = 2$) e de sólido inerte ($m = 3$) passam a receber uma quantidade menor de energia.

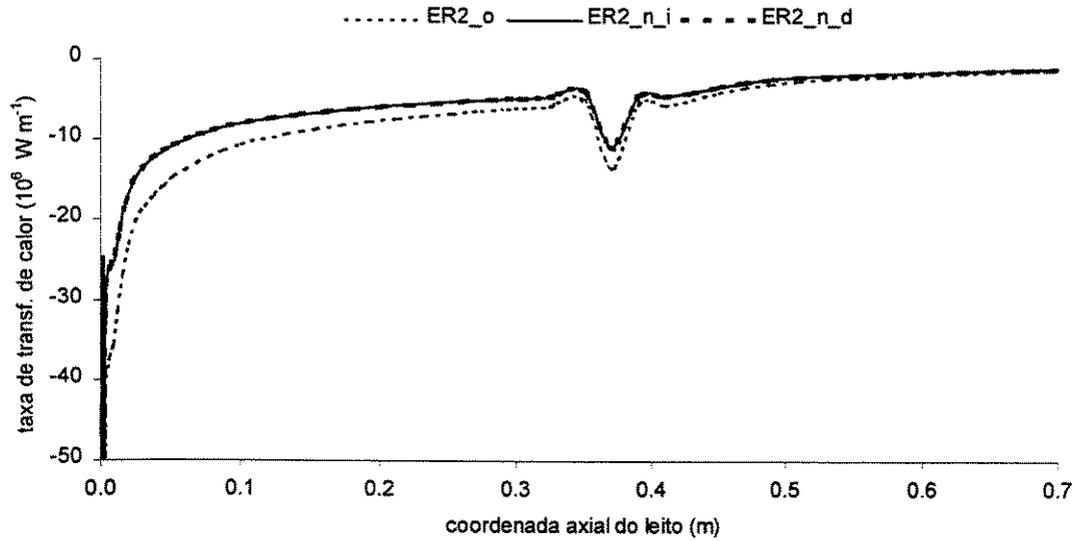


Figura 5.2. Perfis simulados da taxa de troca de calor por radiação no leito – calcário.

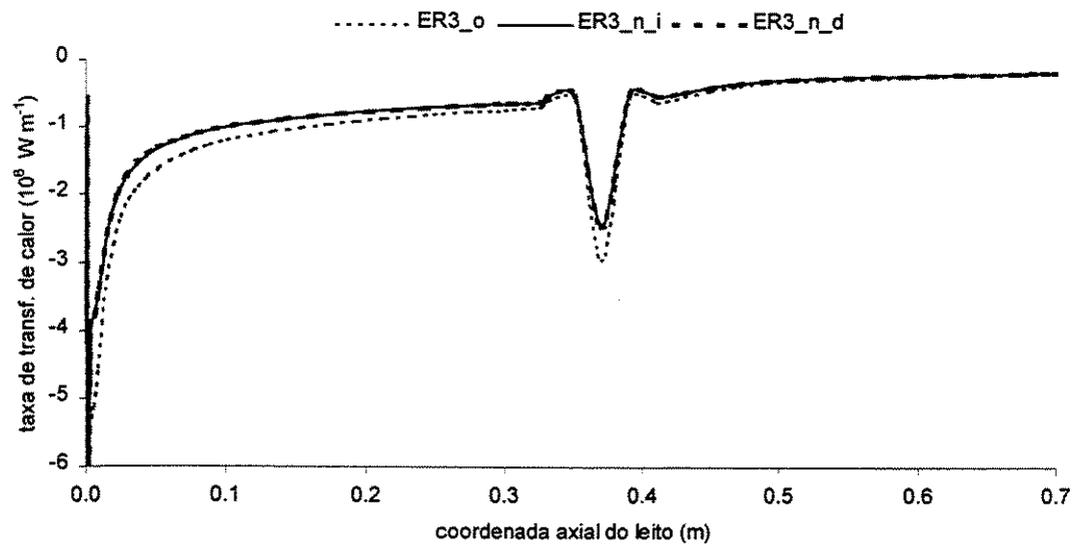


Figura 5.3. Perfis simulados da taxa de troca de calor por radiação no leito – inertes.

Com relação aos perfis de temperatura de cada espécie de sólido na emulsão $T_{PE,m}$, vê-se que os resultados numéricos obtidos pelo novo modelo também possuem padrões semelhantes àqueles obtidos pelo modelo original, como mostram as próximas figuras.

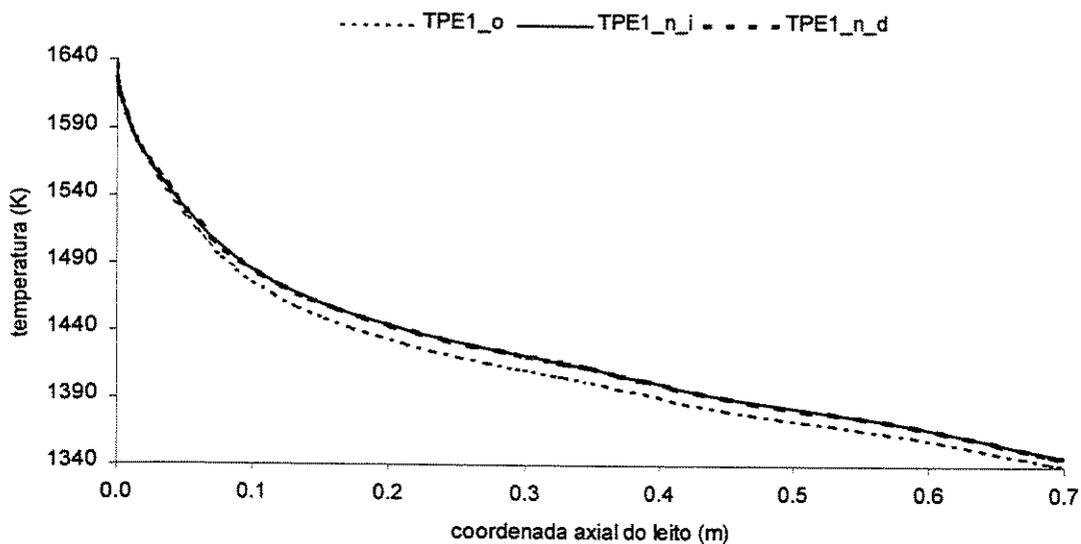


Figura 5.4. Perfis simulados de temperatura no leito – carvão.

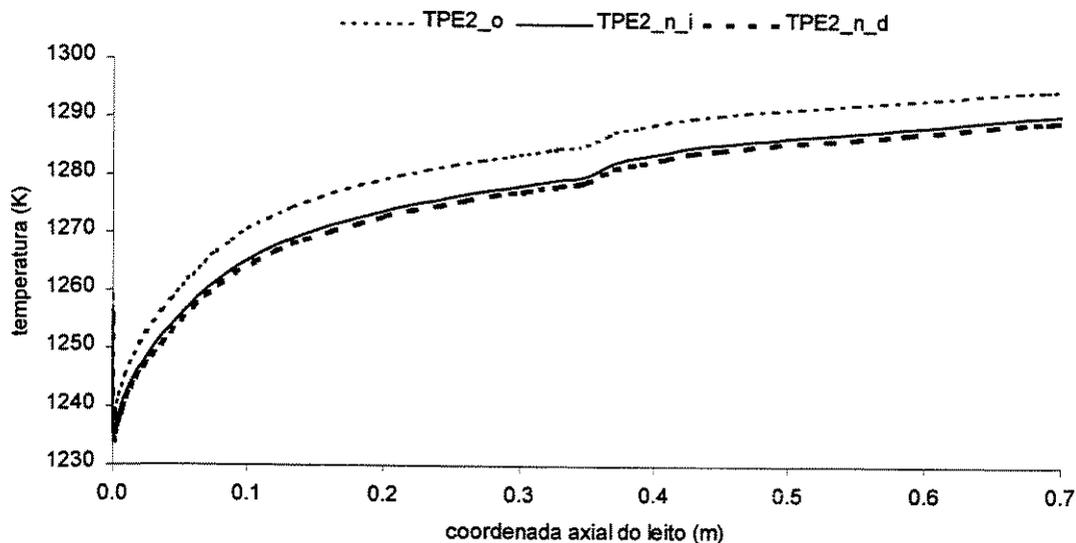


Figura 5.5. Perfis simulados de temperatura no leito – calcário.

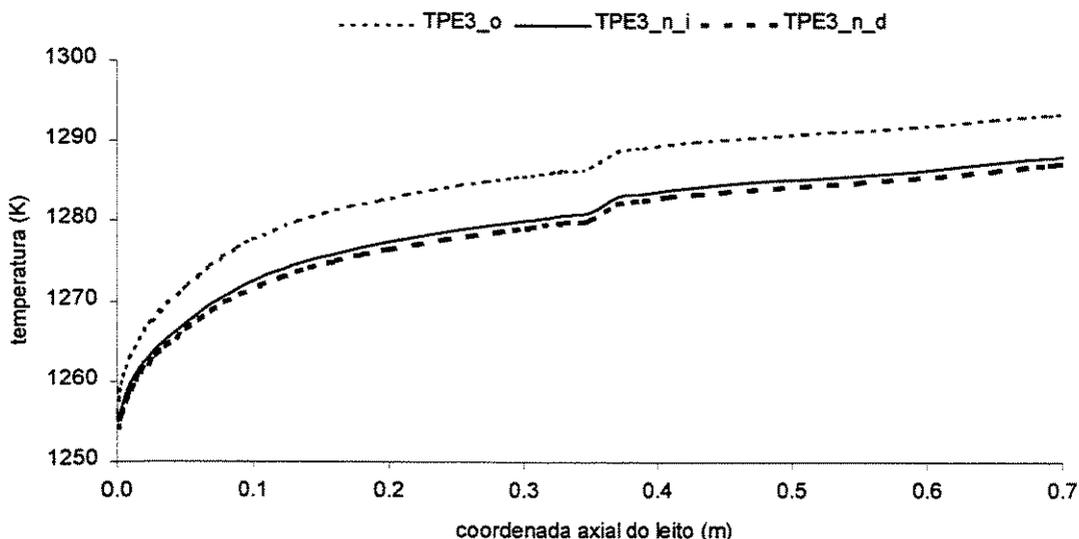


Figura 5.6. Perfis simulados de temperatura no leito – inertes.

As diferenças entre os perfis de temperatura podem ser compreendidas como reflexo da variação das taxas $E_{R,SESE,m}$. Assim, o novo modelo prevê temperaturas ligeiramente maiores para o carvão em virtude das menores perdas de energia por radiação, ao passo que o calcário e os sólidos inertes apresentam temperaturas menores decorrente dos menores ganhos de energia.

O novo modelo matemático desenvolvido assume que tanto o gás na emulsão (intersticial) como nas bolhas seja transparente à radiação. Por este motivo, o gás não participa diretamente deste mecanismo de troca de calor e as respectivas equações de balanço ficam desprovidas dos termos correspondentes. Entretanto, os perfis de temperatura dos gases são afetados de modo indireto pela variação dos perfis dos sólidos, como mostram as duas figuras a seguir.

Conforme pode ser verificado na Figura 5.8, a temperatura dos gases experimentam fortes gradientes junto à base do leito²¹. Em particular, por ser muito íngreme, a visualização adequada (por exemplo, com o uso de escala logarítmica) do gradiente de temperatura referente ao gás na emulsão comprometeria a comparação entre os perfis obtidos pelos diferentes modelos, haja vista que as diferenças numéricas são pequenas.

²¹ Na posição $z = 0$, a temperatura inicial do gás na emulsão e nas bolhas é de aproximadamente 305 K.

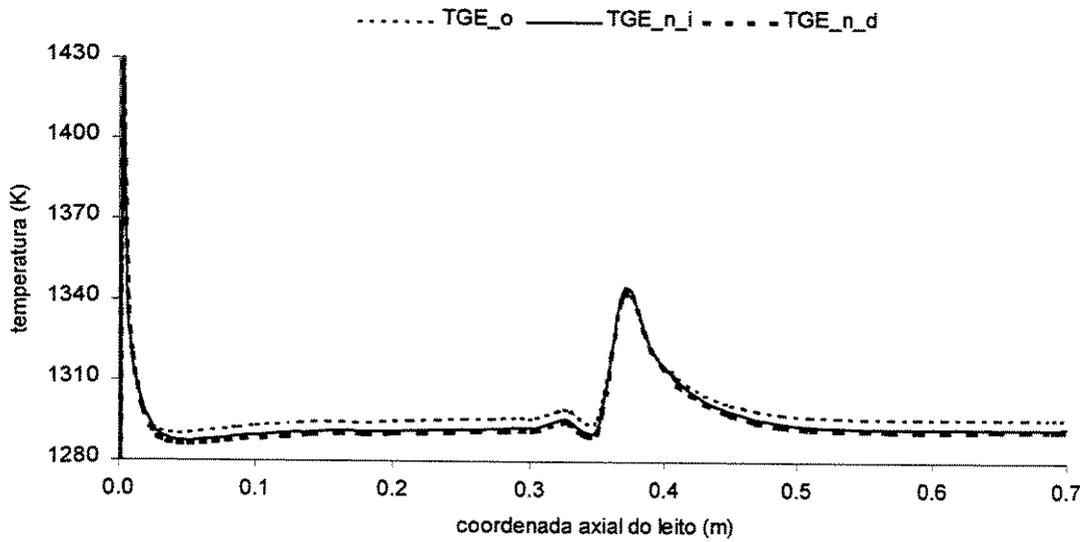


Figura 5.7. Perfis simulados de temperatura no leito – gás na emulsão.

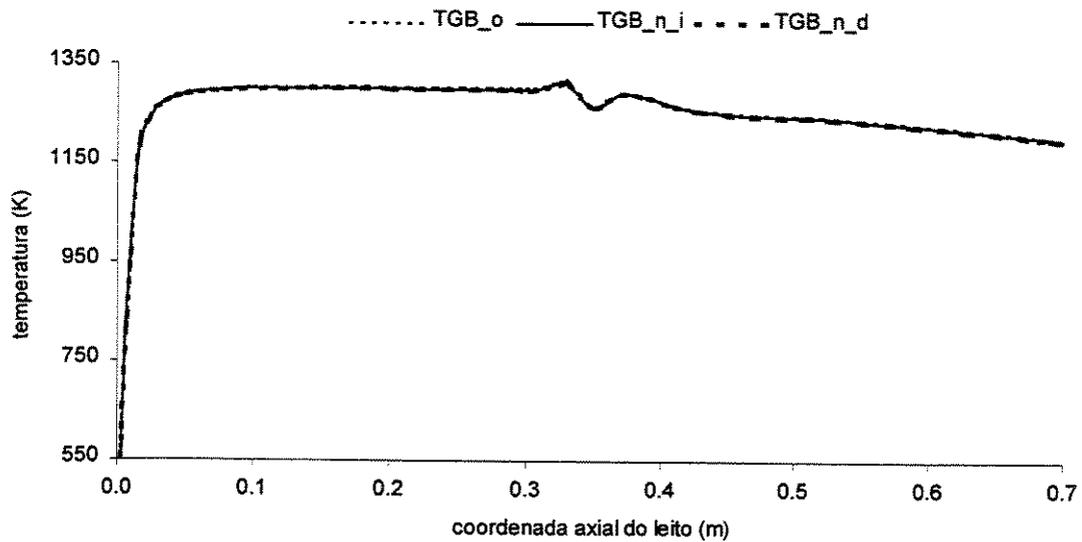


Figura 5.8. Perfis simulados de temperatura no leito – gás nas bolhas.

Por fim, é apresentado o perfil da temperatura média entálpica no leito \bar{T}_D , determinada a partir de uma temperatura de referência T_{ref} e das temperaturas locais de cada espécie conforme

$$\bar{T}_D(z) = T_{ref} + \frac{\sum_{\text{espécie}} \dot{m}_{\text{espécie}} c_{\text{espécie}} [T_{\text{espécie}}(z) - T_{ref}]}{\sum_{\text{espécie}} \dot{m}_{\text{espécie}} c_{\text{espécie}}} \quad (5.1)$$

Se por um lado foram previstas temperaturas mais elevadas para o carvão, o calcário e os inertes passaram a ter temperaturas menores, o mesmo valendo para os gases (bolhas e emulsão). Por isso, os novos valores médios estão pouco menores que os valores obtidos pelo modelo original.

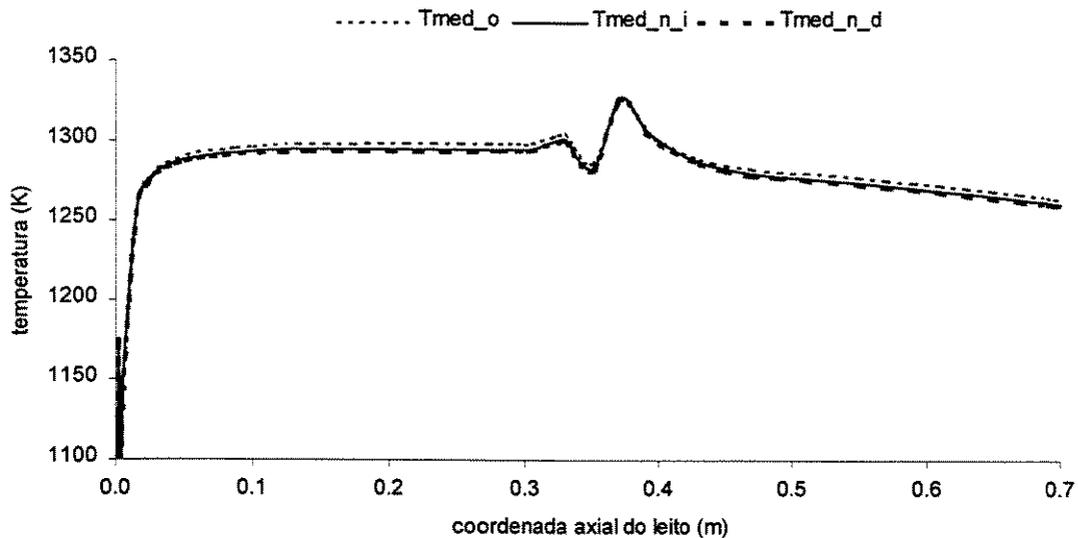


Figura 5.9. Perfis simulados de temperatura no leito – média entre as fases.

5.1.2 Perfis obtidos pelo modelo original e pelo novo modelo: freeboard

O mesmo conjunto de perfis simulados é aqui comparado para a seção do freeboard. Nesta região não é feita distinção entre o gás na emulsão e nas bolhas, sendo simplesmente referenciado por gás. Quanto à indexação, além daquela já introduzida (índices *o*, *n*, *i* e *d*), vale lembrar que o índice *E* é agora substituído por *F*.

Inicialmente são comparados os perfis das taxas de troca de calor por radiação por unidade de comprimento $E_{R,SFSF,m}$ para cada espécie de sólido, Equação (3.93). De novo, as taxas previstas pelo novo modelo tendem a possuir valores absolutos menores que aqueles simulados

pelo modelo original. Vê-se, porém, que tais valores estão três ordens de grandeza menores que os valores correspondentes na seção do leito. Isto ocorre porque no freeboard a concentração de partículas é bem menor que no leito. Mais uma vez, os perfis simulados exibem o mesmo padrão de variação ao longo da coordenada axial.

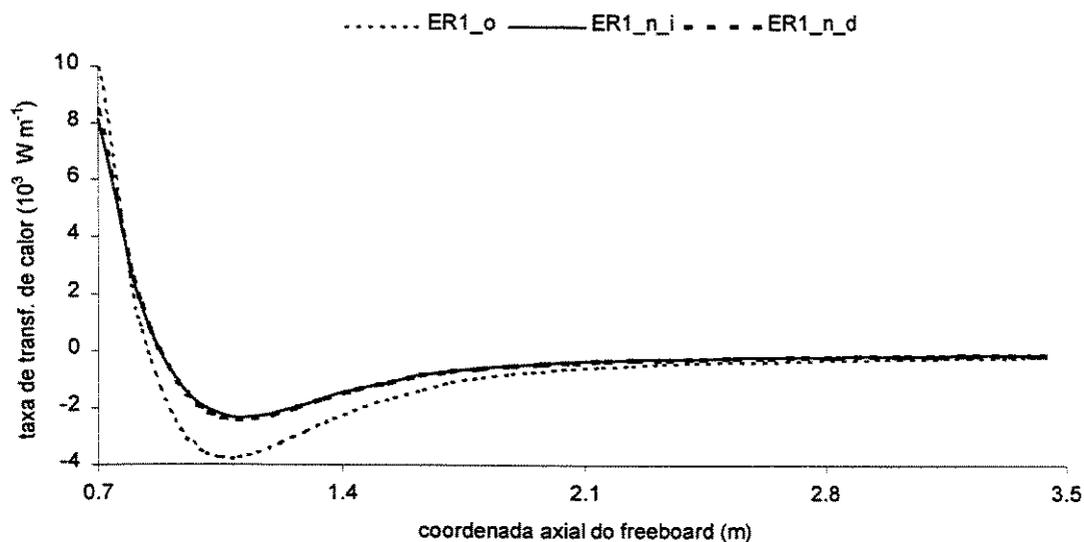


Figura 5.10. Perfis simulados da taxa de troca de calor por radiação no freeboard – carvão.

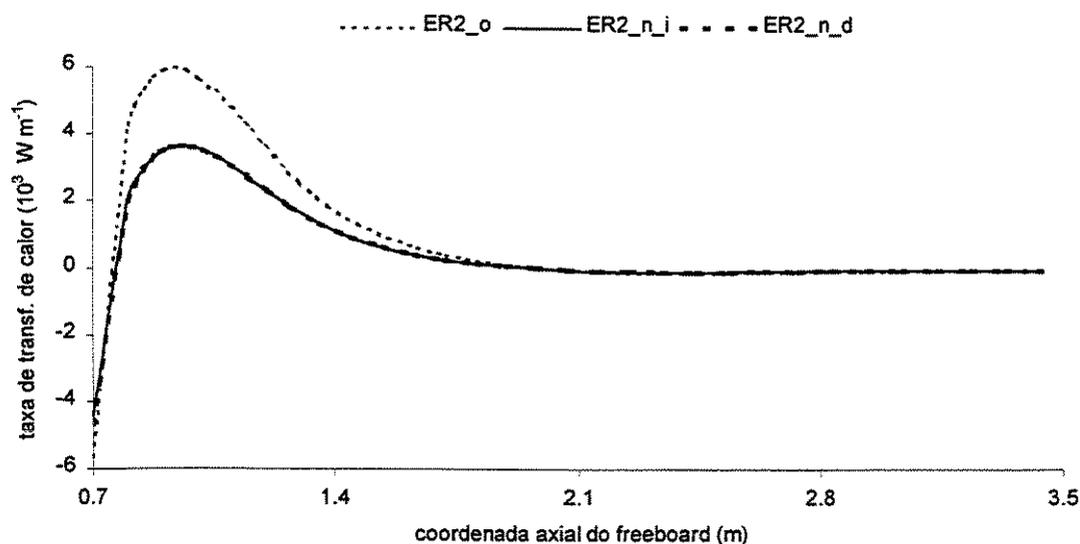


Figura 5.11. Perfis simulados da taxa de troca de calor por radiação no freeboard – calcário.

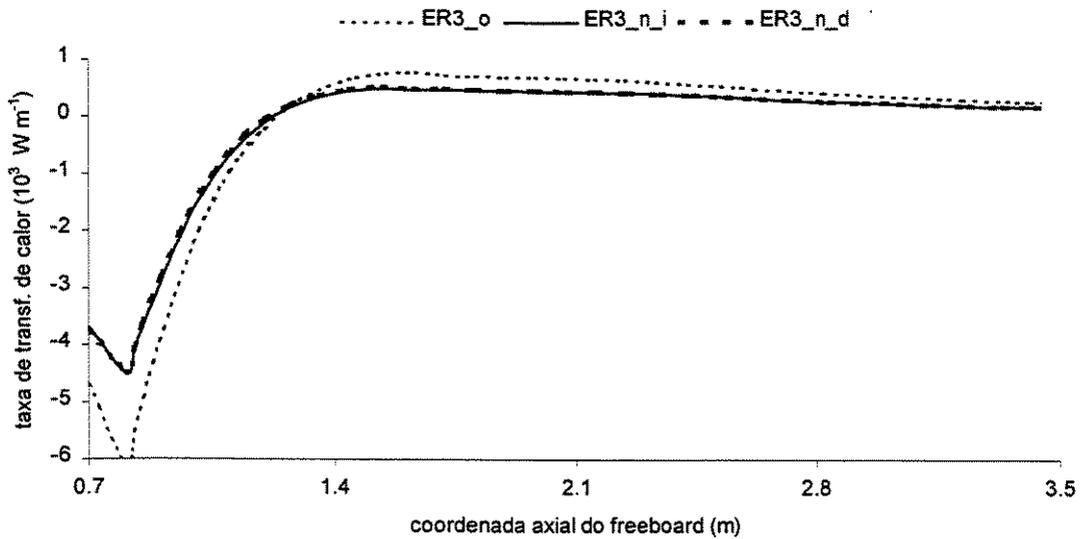


Figura 5.12. Perfis simulados da taxa de troca de calor por radiação no freeboard – inertes.

As figuras seguintes exibem os perfis de temperatura $T_{PF,m}$ de cada sólido no freeboard. Há pouca diferença entre os resultados simulados pelos modelos original e novo possivelmente porque as taxas de trocas de calor por radiação são bem menores que as do leito. Sendo assim, mesmo havendo diferença nos valores obtidos, sua influência na temperatura tornou-se menor.

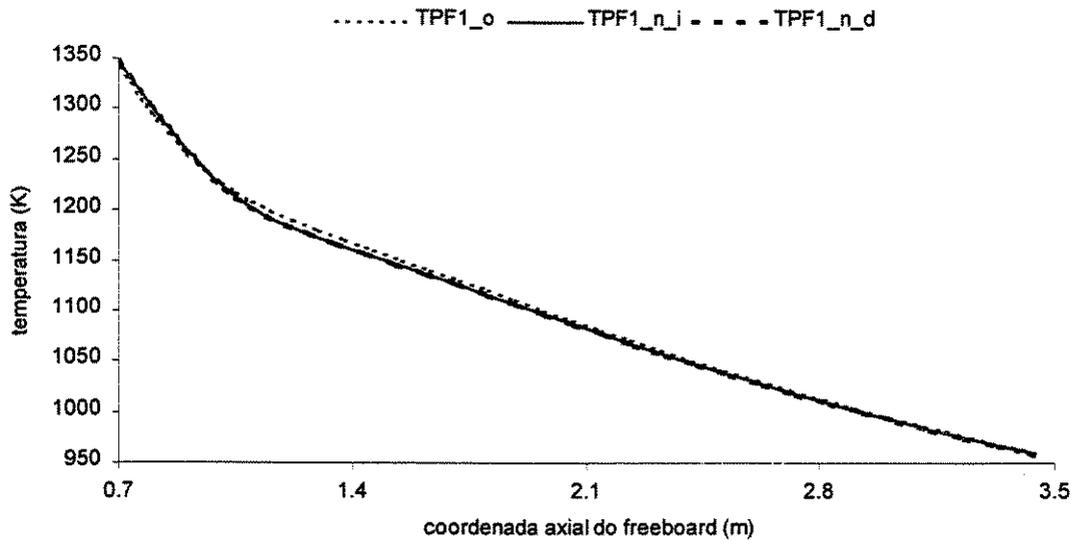


Figura 5.13. Perfis simulados de temperatura no freeboard – carvão.

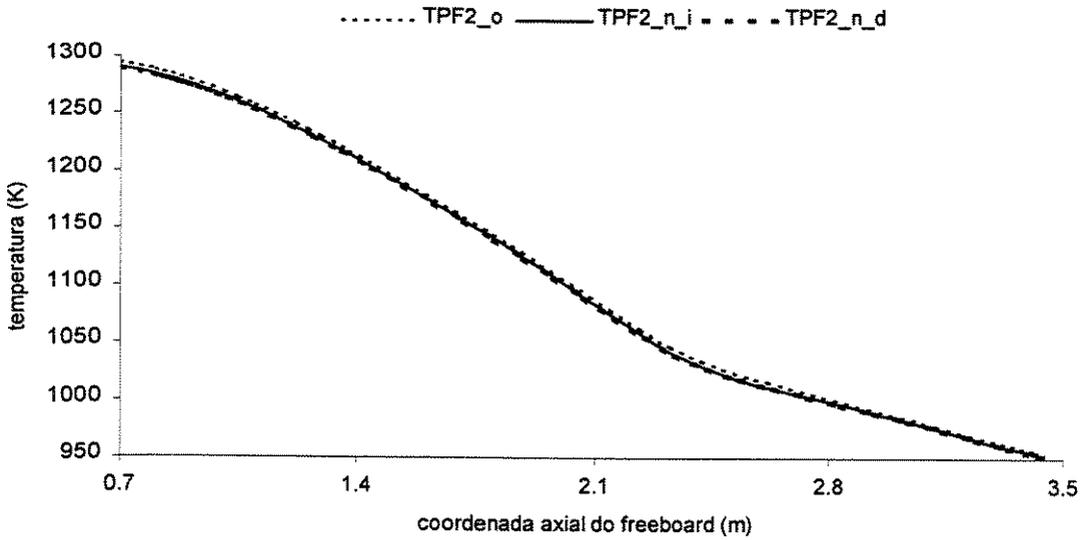


Figura 5.14. Perfis simulados de temperatura no freeboard – calcário.

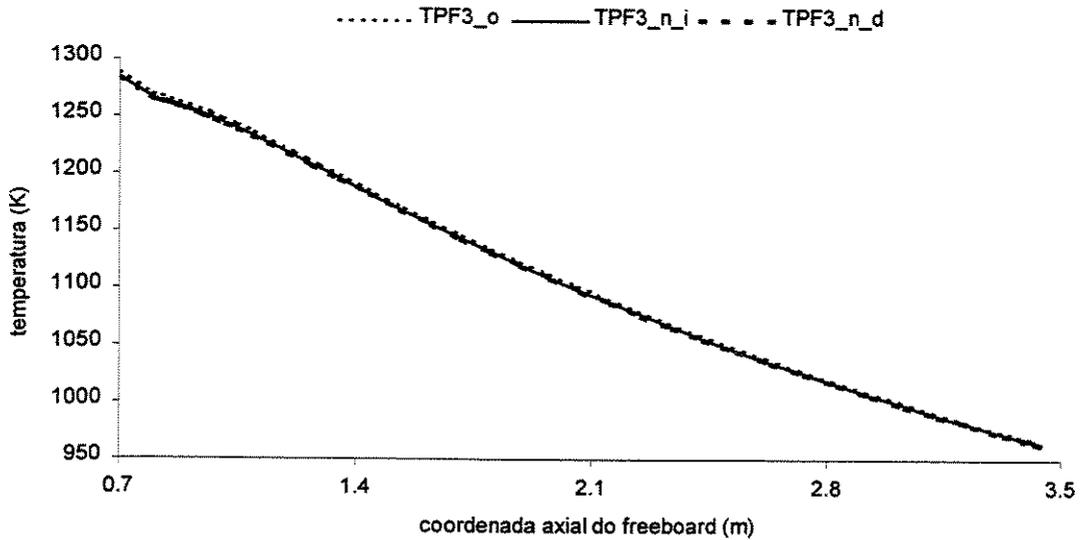


Figura 5.15. Perfis simulados de temperatura no freeboard – inertes.

A exemplo do que ocorre na emulsão, é assumido que o gás no freeboard seja transparente à radiação. Ainda assim, os respectivos perfis de temperatura são novamente afetados de modo indireto pela variação dos perfis dos sólidos, mas em menor extensão, como mostra a Figura 5.16.

É interessante notar que, independentemente do modelo adotado, os valores de temperatura das diferentes fases estão próximos entre si, o que faz com o perfil da temperatura média entálpica entre as fases seja bem semelhante aos perfis anteriores, como mostra a Figura 5.17.

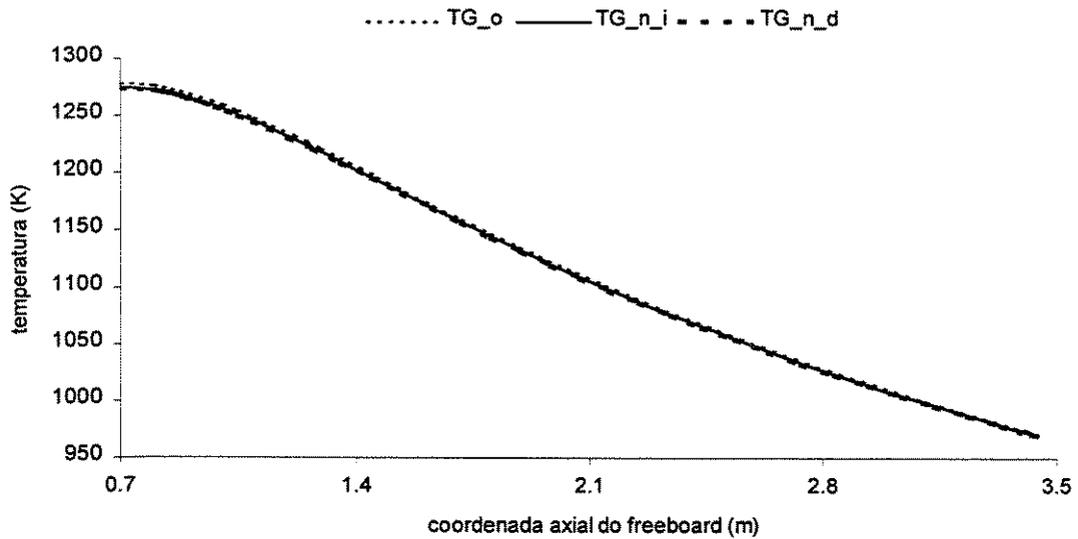


Figura 5.16. Perfis simulados de temperatura no freeboard – gás.

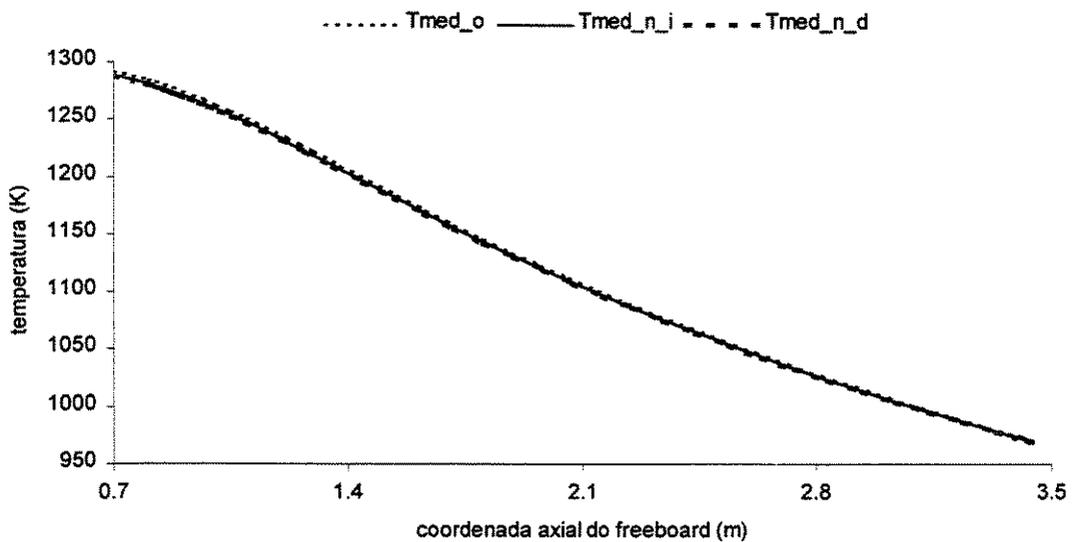


Figura 5.17. Perfis simulados de temperatura no freeboard – média entre as fases.

5.1.3 Perfis obtidos pelo modelo original e pelo novo modelo: grandezas ópticas

Embora os perfis gerados pelo novo modelo (com ambas hipóteses de espalhamento) para as grandezas relacionadas com a transferência de calor por radiação estejam próximos daqueles simulados pela versão original, convém analisar os valores assumidos por parâmetros ópticos sobre os quais o novo modelo se baseia. Dentre estes, serão apresentados a seguir os perfis dos parâmetros de tamanho de cada espécie de sólido $x_{p,m}$ e das intensidades de radiação progressiva I^+ e regressiva I^- , tanto na seção do leito (emulsão) como no freeboard.

No programa computacional, o parâmetro de tamanho para cada espécie de sólido é obtido de acordo com a Equação (3.49), onde o diâmetro da partícula é fornecido pela Equação (3.65). O comprimento de onda λ é calculado a partir da Lei de Deslocamento de Wien, Equação (3.53), empregando o valor da temperatura média (entálpica entre todas as fases). As próximas três figuras comparam os perfis obtidos para os parâmetros de tamanho dos diferentes sólidos na seção do leito (emulsão) $x_{PE,m}$, sob a hipótese de espalhamento isotrópico (índice i) ou por partículas refletoras difusas (índice d).

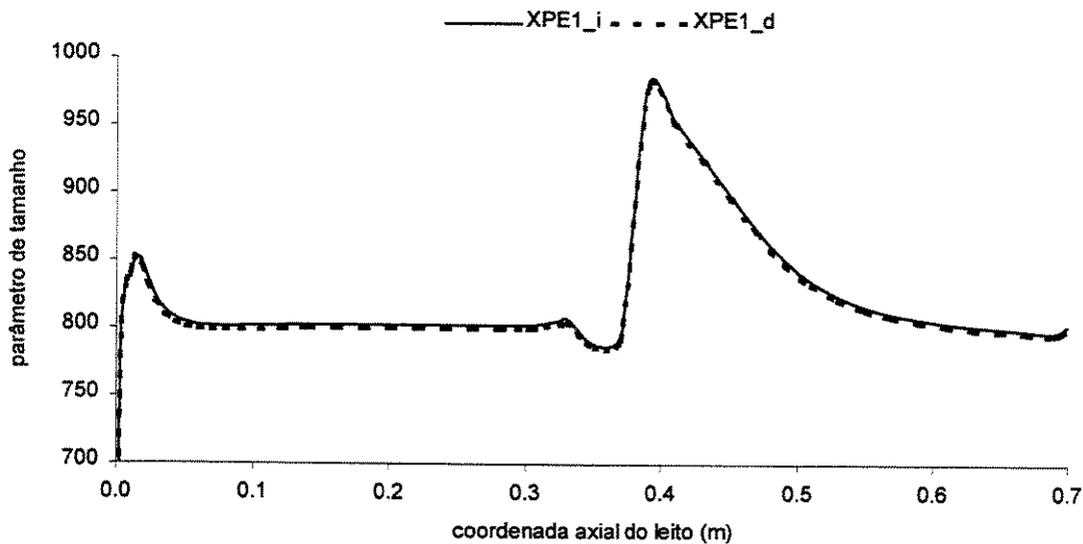


Figura 5.18. Perfis simulados do parâmetro de tamanho no leito – carvão.

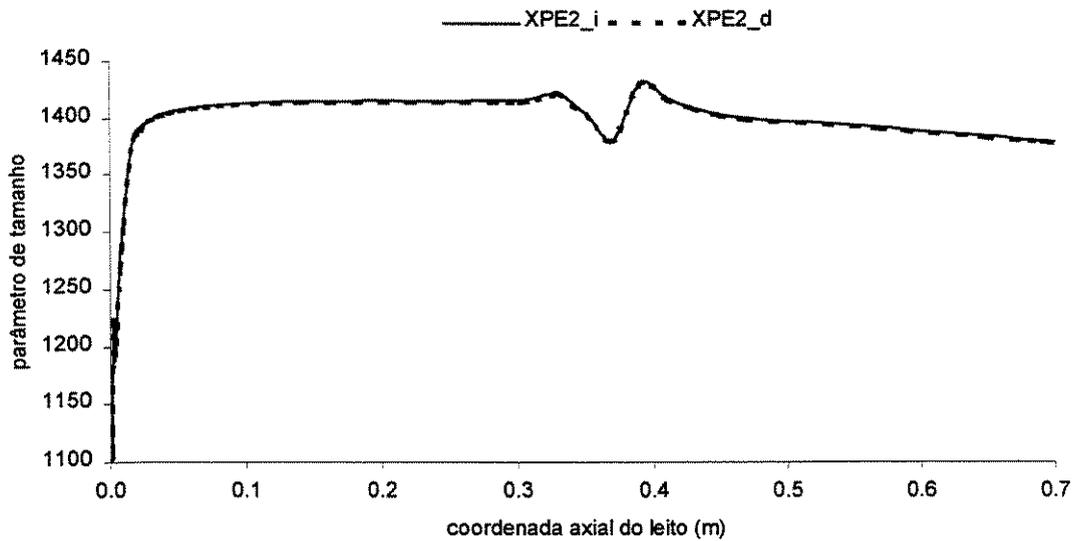


Figura 5.19. Perfis simulados do parâmetro de tamanho no leito – calcário.

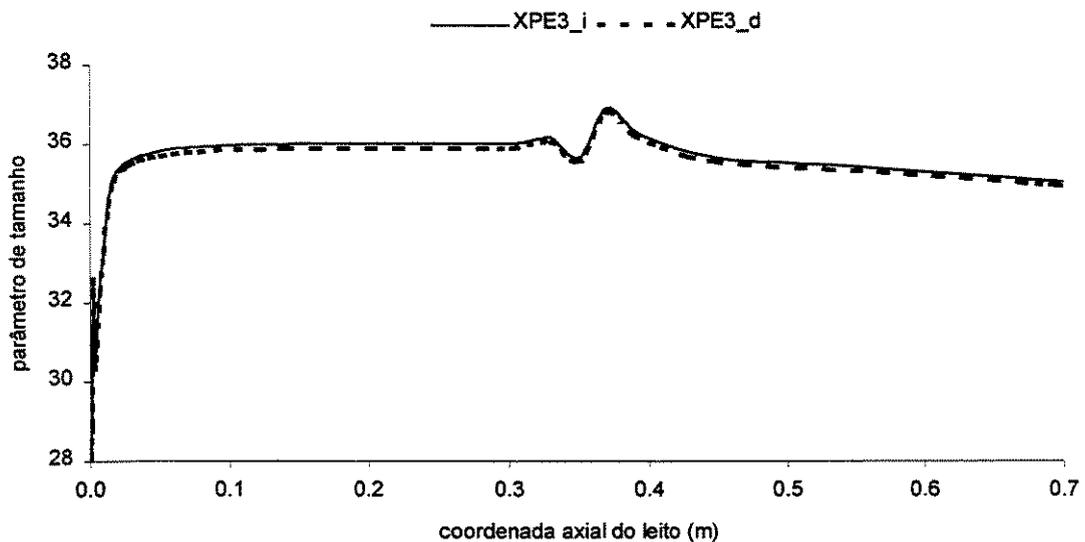


Figura 5.20. Perfis simulados do parâmetro de tamanho no leito – inertes.

Conforme exposto no Capítulo 3, o parâmetro de tamanho x determina duas características ópticas importantes do particulado na modelagem das trocas de calor por radiação pelo Método de Fluxos. Uma delas é a condição de independência (ou não) no espalhamento e na absorção,

esquematisada na Figura 3.6. A outra é a possibilidade de usar os conceitos da óptica geométrica para a obtenção da função de fase de espalhamento Φ , a qual por sua vez determina o valor da fração de retroespalhamento, conforme a Equação (3.38). Para as três espécies de sólidos na emulsão, verifica-se que a condição $x \gg 1$ (partículas grandes) é satisfeita. Esta condição é necessária tanto para a hipótese de espalhamento e absorção independentes como também para a substituição das Equações (3.54) e (3.57) na Equação (3.38).

As duas figuras seguintes apresentam os perfis simulados para a intensidade da radiação progressiva I^+ e regressiva I^- pelo novo modelo (espalhamento isotrópico e partículas refletoras difusas) ao longo do leito. Vale lembrar que $I^+(z)$ corresponde à solução da Equação (3.77) ao passo que o acoplamento expresso pela Equação (3.82) fornece o valor para $I^-(z)$.

Considerando a física da intensidade da radiação (energia propagada por unidade de área normal, por unidade de ângulo sólido e por unidade de tempo), é importante reconhecer que tanto I^+ como I^- podem apenas assumir valores positivos. Isto é de particular interesse sobretudo no que diz respeito à solução numérica da Equação (3.77) e ao acoplamento algébrico sugerido pela Equação (3.82). Como se vê nas figuras, esta exigência matemática foi plenamente cumprida.

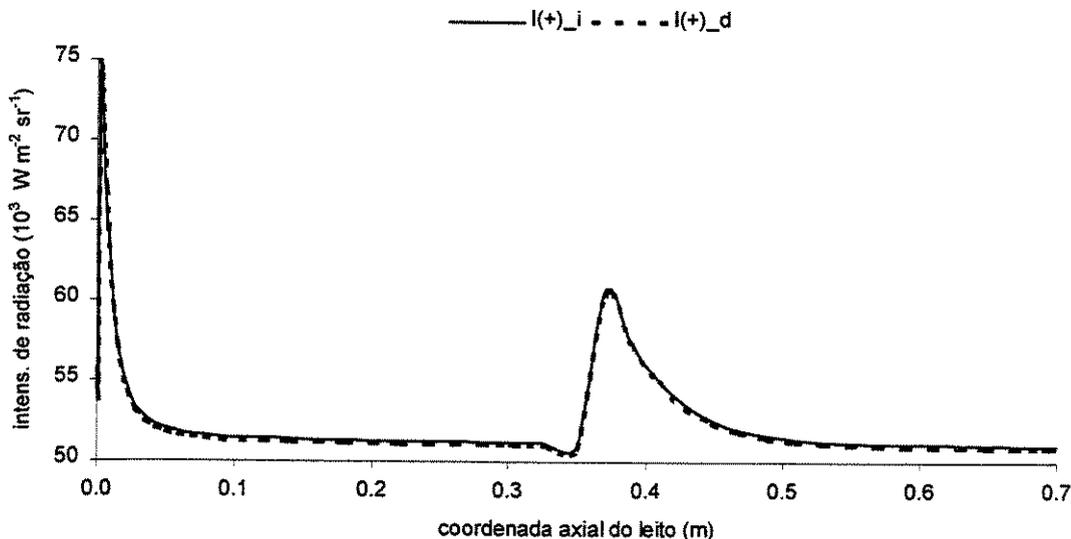


Figura 5.21. Perfis simulados da intensidade de radiação progressiva no leito.

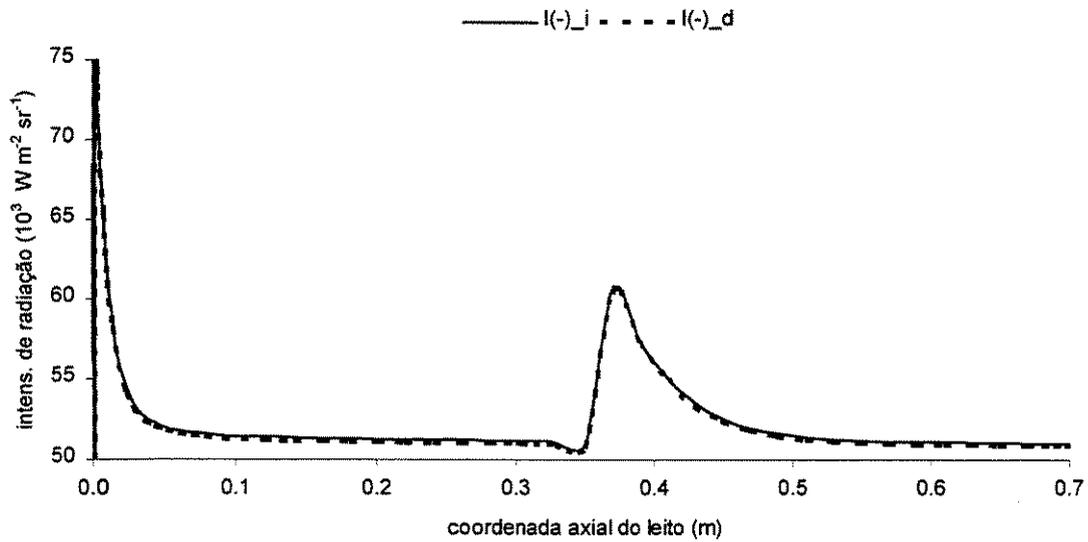


Figura 5.22. Perfis simulados da intensidade de radiação regressiva no leito.

A próxima seqüência de figuras exibe os perfis simulados para os parâmetros de tamanho das partículas presentes no freeboard. Conforme se observa, considerações análogas (a que foram feitas na seção do leito) podem ser feitas em relação às restrições numéricas que estas grandezas ópticas devem obedecer.

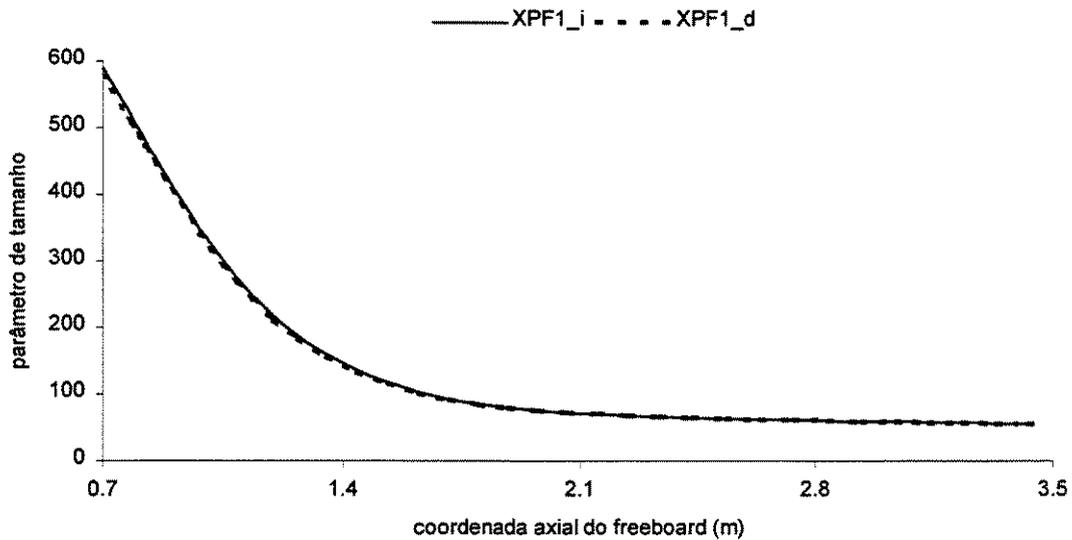


Figura 5.23. Perfis simulados do parâmetro de tamanho no freeboard – carvão.

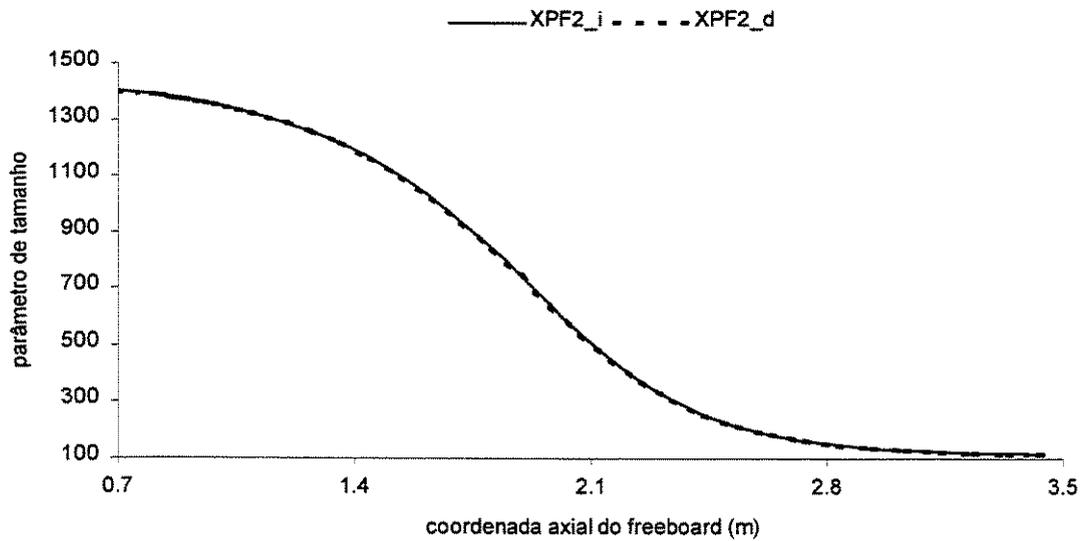


Figura 5.24. Perfis simulados do parâmetro de tamanho no freeboard – calcário.

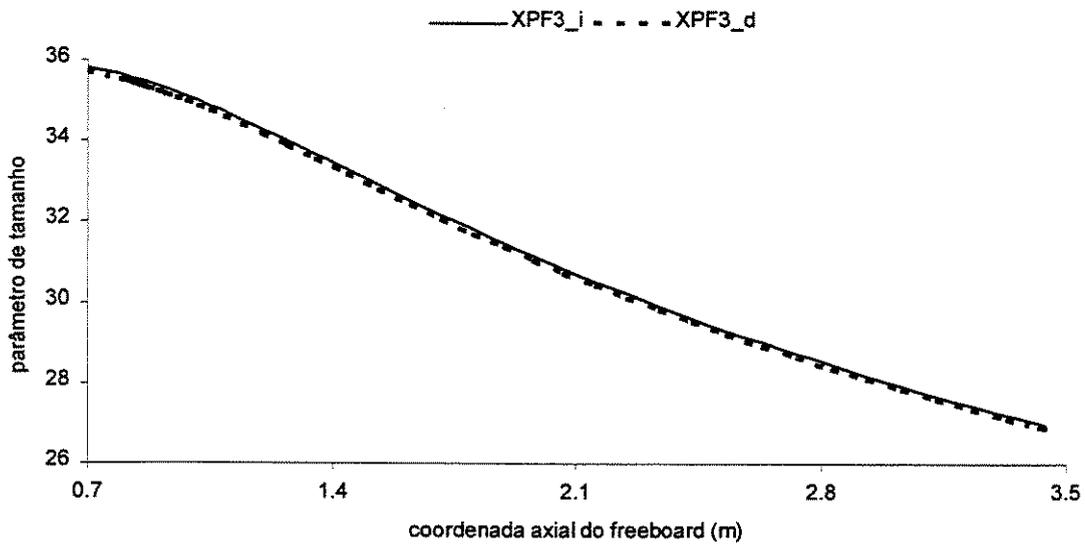


Figura 5.25. Perfis simulados do parâmetro de tamanho no freeboard – inertes.

Embora continue atendendo à condição $x \gg 1$, vale comentar que a sensível redução no valor do parâmetro de tamanho das partículas $x_{PF,m}$ no freeboard pode estar associada a dois fatores, a saber:

- À redução da temperatura média (ver Figura 5.17) que provoca o aumento do comprimento de onda λ_{\max} referente à máxima emissão de radiação, de acordo com a Lei de Deslocamento de Wien, (3.53). Para valores maiores de λ_{\max} , a Equação (3.49) prevê valores menores para o parâmetro de tamanho x .
- Ao processo de elutriação que tende a diminuir o diâmetro médio das partículas $\bar{d}_{P,m} = d_{32,m}$. Sendo assim, a Equação (3.49) de novo prevê valores menores para o parâmetro x .

As próximas duas figuras exibem os perfis simulados para as intensidades de radiação progressiva I^+ e regressiva I^- ao longo do freeboard. Verifica-se que ambas intensidades diminuem com a altura do freeboard, condizente com a redução na temperatura dos sólidos nesta região do equipamento. Apesar destas reduções, as duas grandezas mostram-se estritamente positivas, atendendo de novo às restrições numéricas correspondentes.

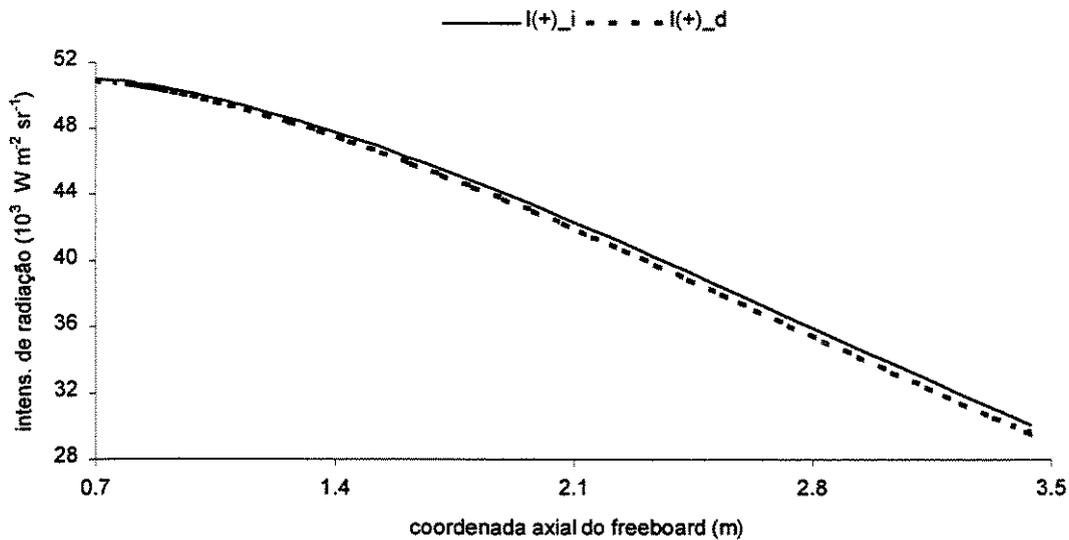


Figura 5.26. Perfis simulados da intensidade de radiação progressiva no freeboard.

Contudo, é interessante observar que a intensidade I^- apresenta uma queda mais acentuada que a intensidade I^+ . Uma possível explicação vem do fato de que I^- está associada com a emissão de radiação térmica a partir das camadas superiores do particulado (enquanto que I^+

refere-se às camadas inferiores). Sendo assim, a redução pode estar associada com o processo de elutriação que tende a tornar as camadas superiores de particulado cada vez mais rarefeitas.

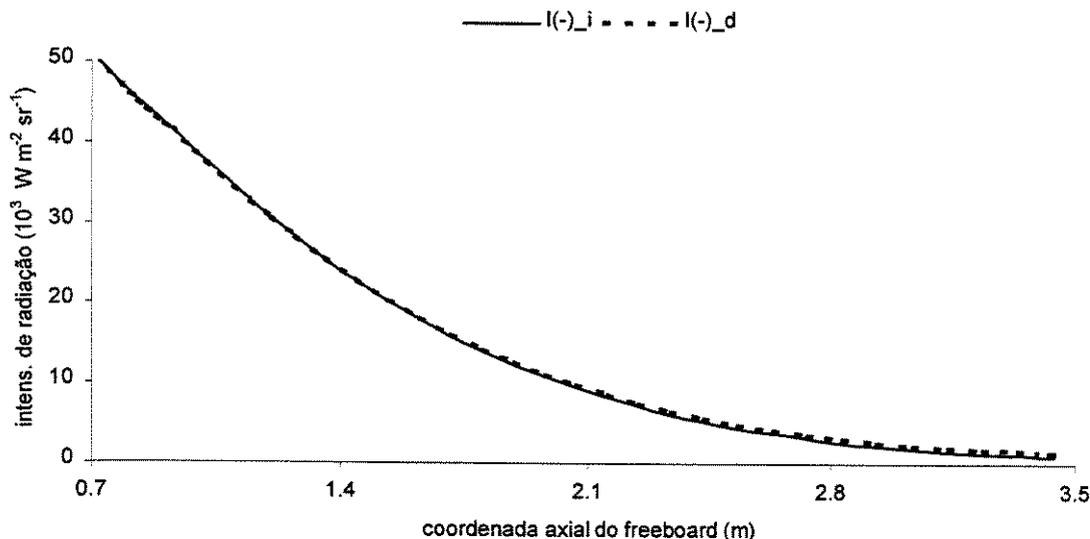


Figura 5.27. Perfis simulados da intensidade de radiação regressiva no freeboard.

5.1.4 Resultados obtidos pelo modelo original e pelo novo modelo: parâmetros de operação

Até aqui foram comparados os perfis de grandezas que mantêm estreita relação com o novo modelo implementado para as trocas de calor por radiação entre as diferentes partículas no leito e no freeboard. Cabe lembrar que as novas expressões incorporadas respondem por uma pequena parte do conjunto completo de equações do modelo matemático. Assim, convém avaliar como tal incorporação afetou os resultados obtidos para parâmetros não diretamente associados com o novo modelo mas que caracterizam a operação do equipamento simulado.

Dentre os parâmetros, foi dada preferência para apresentar e comparar aqueles para os quais existem dados experimentais disponíveis (de Souza-Santos, 1989), referentes à operação real da caldeira simulada (unidade piloto Babcock & Wilcox, teste nº 26). Contra esse banco de dados, são comparados os resultados numéricos obtidos a partir do modelo original e do novo modelo, com ambas hipóteses de espalhamento: isotrópico (*i*) e por partículas refletoras difusas (*d*).

A Tabela 5.2 compara a composição do gás de saída (posição final do freeboard) enquanto que a Tabela 5.3 compara outros parâmetros de operação de interesse.

Tabela 5.2. Composição (% molar, base seca) do gás saindo do freeboard.

Componente	Experimental	Modelo original	Modelo novo (<i>i</i>)	Modelo novo (<i>d</i>)
CO ₂	13.8	15.3452	15.5350	15.4818
CO	0.0 a 0.9	0.0001	0.0000	0.0000
O ₂	3.9	2.9999	2.7920	2.8507
N ₂	81.2	81.5479	81.5627	81.5563
NO	0.03	0.0300	0.0286	0.0290
SO ₂	0.08	0.0770	0.0816	0.0821

Tabela 5.3. Alguns parâmetros de operação da caldeira (unidade piloto).

Parâmetro	Experim.	Modelo original	Modelo novo (<i>i</i>)	Modelo novo (<i>d</i>)
Vazão mássica do gás de saída (kg s ⁻¹)	0.790	0.7476	0.7482	0.7481
Velocidade superficial no meio do leito (m s ⁻¹)	2.5	2.6261	2.6193	2.6173
Conversão de carbono (% carbono alimentado)	95.8	93.09	94.36	94.01
Conversão de cálcio (% cálcio alimentado)	28.09	25.73	25.43	25.15
Retenção de enxofre (% enxofre alimentado)	58.7	58.85	58.16	57.52
Razão cálcio-enxofre (Ca / S) no leito	2.2	2.2872	2.2872	2.2872
Taxa total de transf. calor aos tubos no leito (kW)	788.4	781.6	777.5	776.0

Nas novas simulações, alguns parâmetros ficaram um pouco mais próximos dos valores experimentais (ex: vazão mássica do gás de saída, velocidade superficial no meio do leito, fração de conversão de carbono). Por outro lado, há valores que ficaram ligeiramente mais distantes (ex: composição do gás de saída, fração de conversão de cálcio, taxa total de transferência de calor aos tubos no leito). Há ainda valores que não sofreram variações (ex: razão cálcio-enxofre no leito), sobre os quais a nova modelagem dos processos de transferência de calor por radiação aparentemente exerceu pouca influência.

No entanto, observa-se que em geral os dados experimentais foram reproduzidos de modo satisfatório pelos resultados numéricos, tanto por aqueles obtidos através do programa original como por aqueles obtidos pelo novo modelo. Com relação a estes últimos, vê-se que a adoção de uma ou outra hipótese de espalhamento (isotrópico ou por partículas refletoras difusas) não gerou diferenças acentuadas entre os valores simulados.

5.2 Simulação do gaseificador alimentado por madeira

Outros testes numéricos foram realizados contra dados experimentais de um gaseificador pressurizado de leito fluidizado (unidade piloto RENUGAS), alimentado por madeira (de Souza-Santos, 1994b). De novo, são comparados os resultados obtidos sob a hipótese de espalhamento isotrópico ($B = 0.5$, índice i) e por partículas refletoras difusas ($B = 0.667$, índice d).

Cabe aqui ressaltar que, por se tratar de um gaseificador, há duas modificações em relação à simulação anterior (caldeira), a saber:

- Inexistência do banco de tubos, seja na seção do leito ou no freeboard (pois não há interesse em gerar vapor de processo);
- Partículas de calcário ($m = 2$) não são alimentadas no equipamento (pois não há a necessidade de promover a retenção dos compostos de enxofre).

A Tabela 5.4 apresenta os valores atribuídos para alguns dados de entrada ao programa (que são os mesmos, independentemente da versão utilizada).

Tabela 5.4. Alguns parâmetros operacionais da unidade piloto RENUGAS.

Parâmetro	Valor
Análise elementar da madeira (base seca - % massa)	
C	48.40
H	6.31
O	44.23
N	0.21
S	0.03
Cinzas	0.82
Análise imediata do carvão (base úmida - % massa)	
Umidade	4.94
Voláteis	79.39
Carbono fixo	14.90
Cinzas	0.77
Caracterização do gás injetado *	
Vazão mássica (kg.s^{-1}) / temperatura (K) do N_2	0.043772 / 293
Vazão mássica (kg.s^{-1}) / temperatura (K) do O_2	0.020575 / 644
Vazão mássica (kg.s^{-1}) / temperatura (K) do $\text{H}_2\text{O (v)}$	0.049215 / 672
Geometria básica do gaseificador	
Diâmetro equivalente do leito D_D / do freeboard D_F (m)	0.292 / 0.451
Altura do leito z_D / do freeboard z_F (m)	1.585 / 6.147
Altura do ponto de alimentação dos sólidos e do N_2 (m)	0.381
Emissividades	
Superfície do distribuidor	0.90
Partículas carboníferas	0.95
Partículas inertes	0.90
Fluxo mássico de madeira em $z = 0.381$ m (kg.s^{-1})	0.08113

* O_2 e $\text{H}_2\text{O (v)}$ são injetados através do distribuidor enquanto que N_2 é injetado na posição $z = 0.381$ m .

5.2.1 Perfis obtidos pelo modelo original e pelo novo modelo: seção do leito

As próximas duas figuras comparam as taxas de transferência de calor por radiação por unidade de comprimento $E_{R,SESE,m}$ para as duas espécies de sólido no leito (carbonífero e inerte), obtidas com base no modelo original e no novo modelo em ambas hipóteses de espalhamento (isotrópico ou por partículas refletoras difusas). A exemplo do que ocorreu para a caldeira, os resultados simulados pelo novo modelo estão pouco menores, em valor absoluto, que aqueles obtidos pelo modelo original.

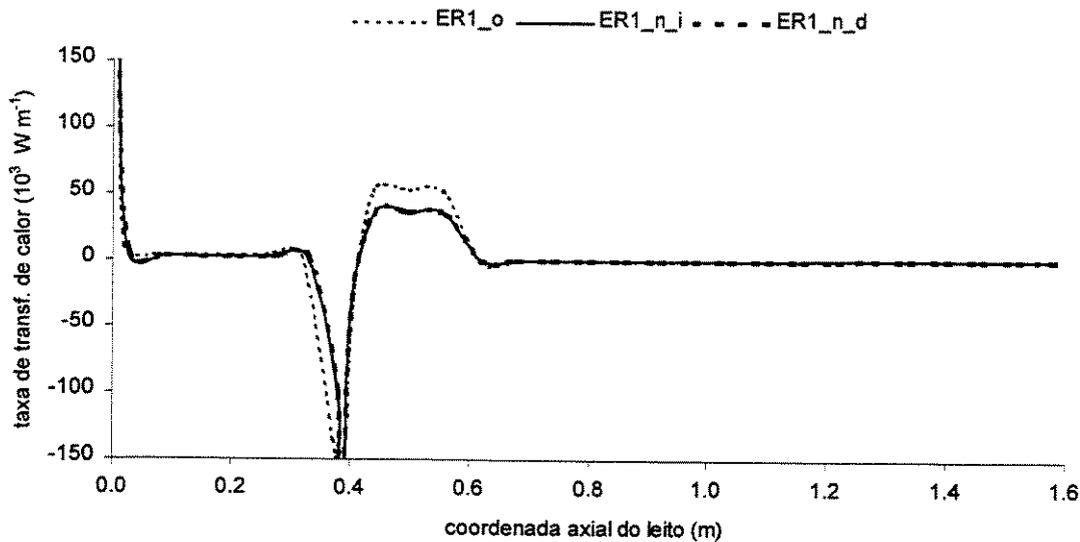


Figura 5.28. Perfis simulados da taxa de troca de calor por radiação no leito – madeira.

Vale notar que o perfil para o sólido inerte $E_{R,SESE,3}$ é exatamente oposto ao perfil para a madeira $E_{R,SESE,1}$. Isto já era esperado uma vez que não existem partículas de calcário e, assim, $E_{R,SESE,2} = 0$ ao longo do leito. Com isso, a condição expressa pela Equação (3.80) resulta em

$$\sum_{m=1}^3 E_{R,SESE,m} = E_{R,SESE,1} + E_{R,SESE,2} + E_{R,SESE,3} = 0 \Rightarrow E_{R,SESE,1} = -E_{R,SESE,3} \quad (5.2)$$

Cabe também ressaltar que os valores obtidos estão menores que os da caldeira possivelmente porque o gaseificador simulado possui diâmetro quase quatro vezes inferior (na seção do leito), o que reduz a área transversal S_E necessária ao cálculo de $E_{R,SESE,m}$ segundo a Equação (3.79).

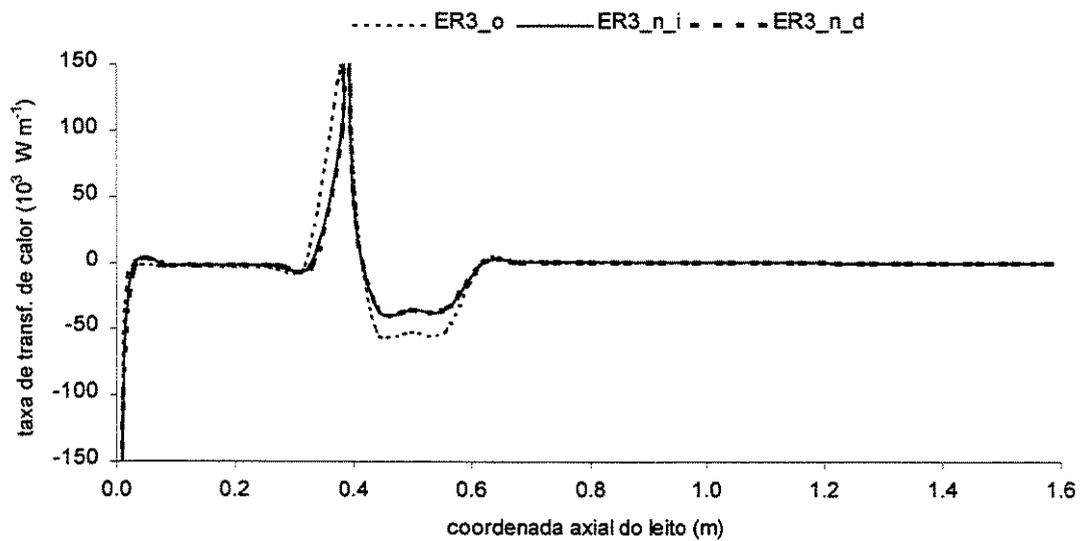


Figura 5.29. Perfis simulados da taxa de troca de calor por radiação no leito – inertes.

Com relação aos perfis de temperatura, os valores simulados pelo modelo original e pelo novo modelo estão mais próximos entre si. Isto porque foram simuladas taxas de troca de calor por radiação menores que aquelas no caso da caldeira. Neste sentido, os efeitos sobre os perfis de temperatura foram relativamente menos intensos, como mostram as figuras a seguir.

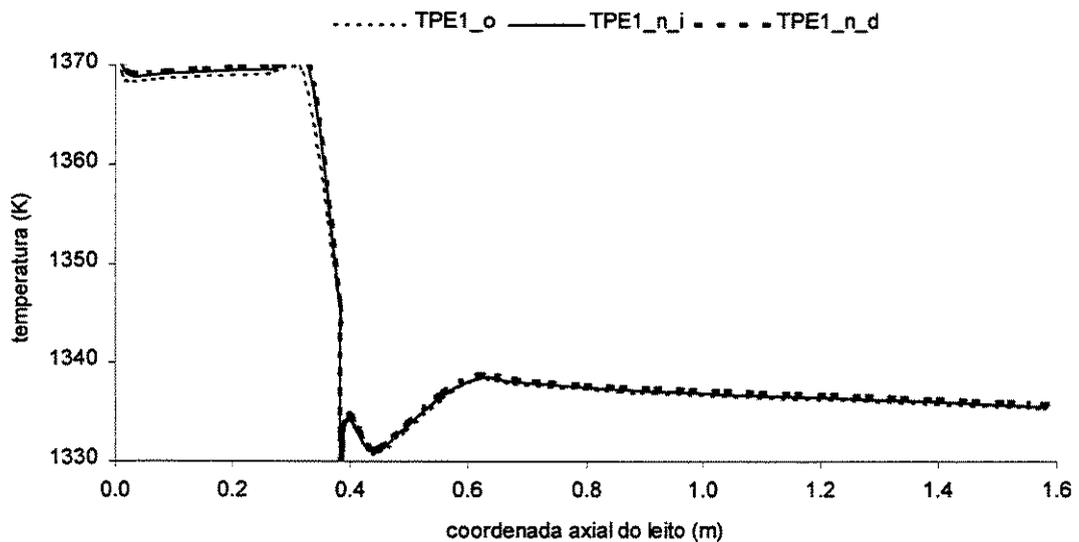


Figura 5.30. Perfis simulados de temperatura no leito – madeira.

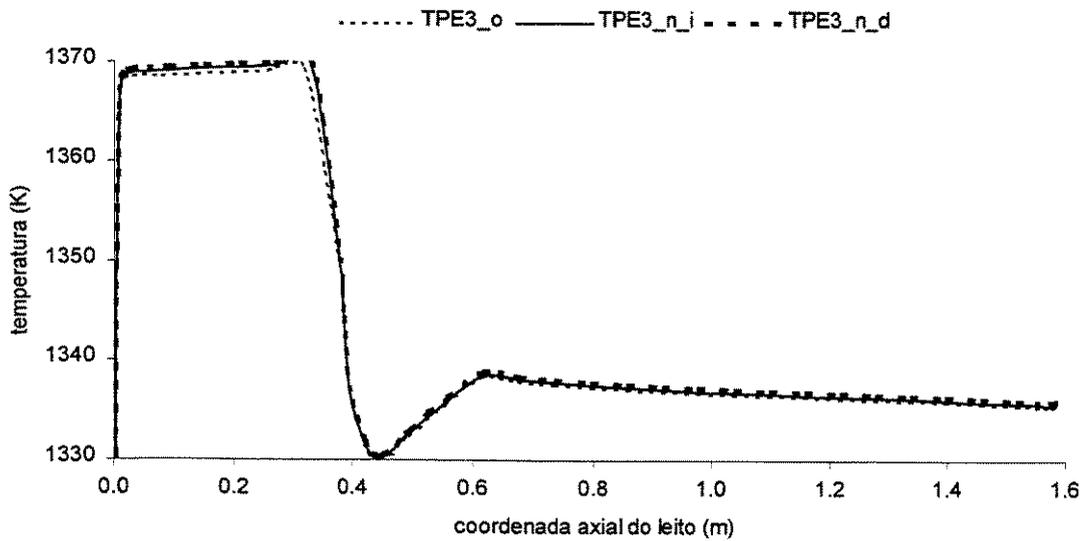


Figura 5.31. Perfis simulados de temperatura no leito – inertes.

É interessante verificar que em todos os casos, as quedas de temperatura devido à injeção intermediária de gás (na posição $z = 0.381$ m) foram devidamente simuladas, tanto pelo modelo original como pelo novo modelo (em ambas abordagens de espalhamento).

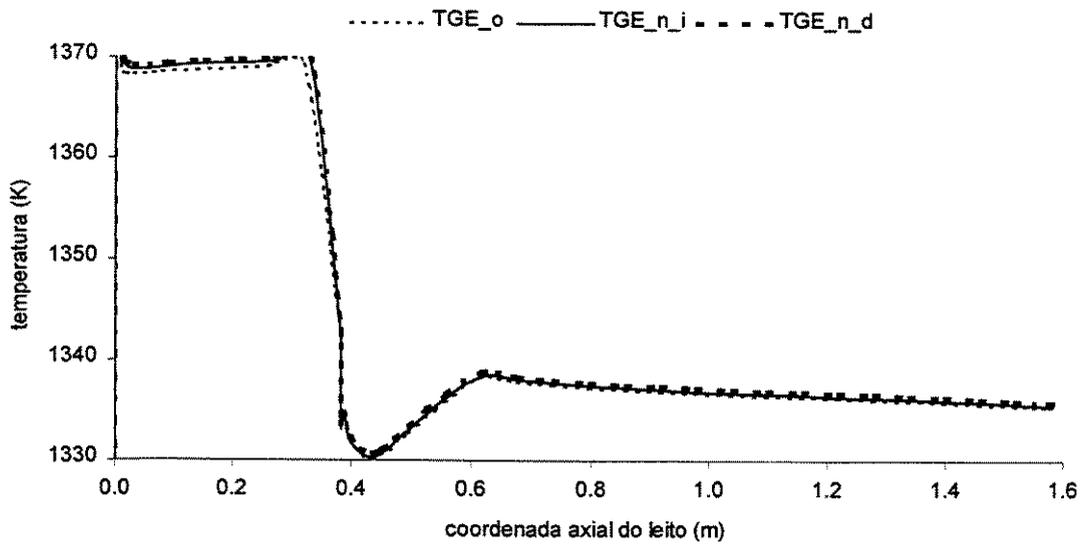


Figura 5.32. Perfis simulados de temperatura no leito – gás na emulsão.

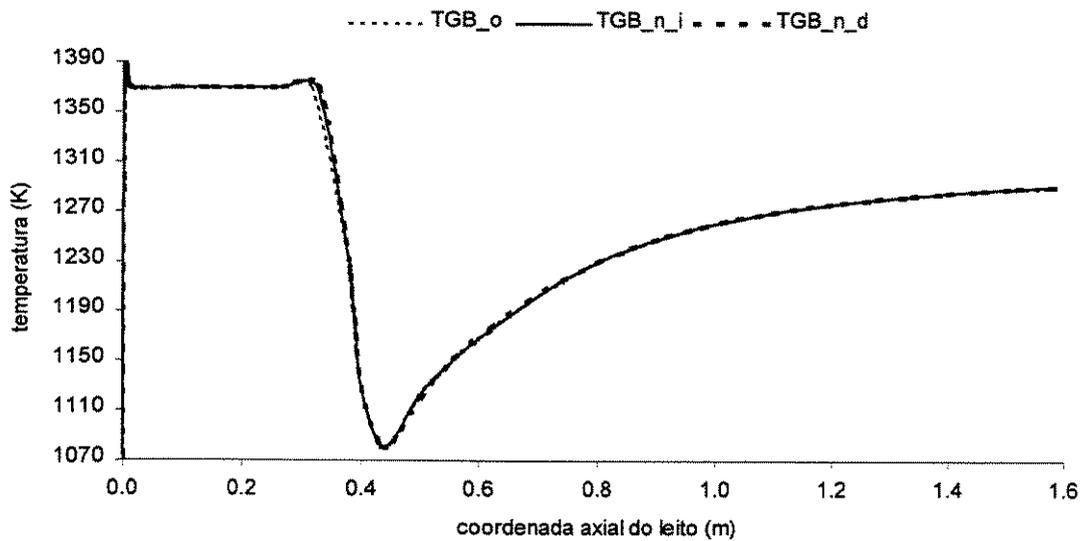


Figura 5.33. Perfis simulados de temperatura no leito – gás nas bolhas.

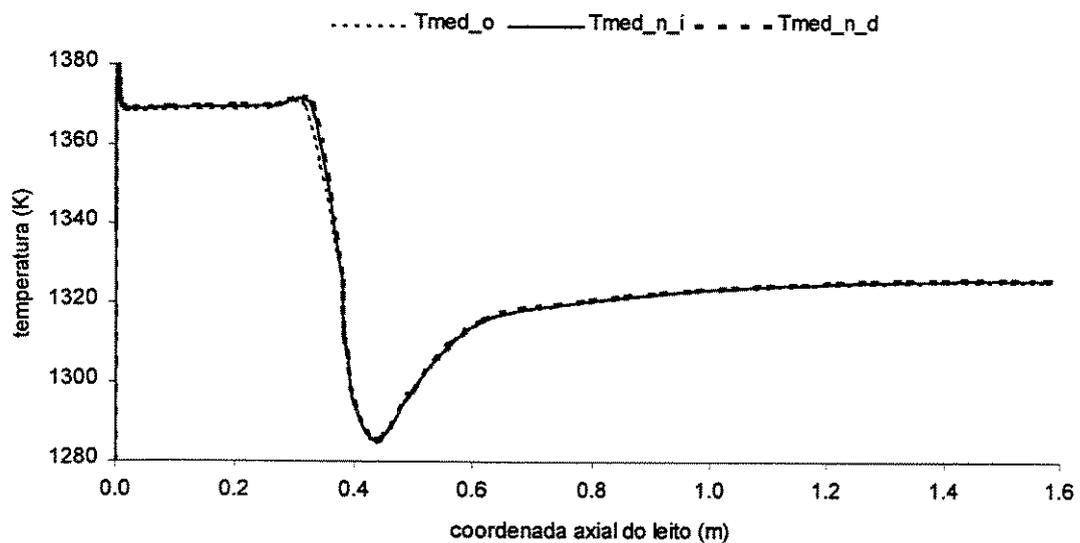


Figura 5.34. Perfis simulados de temperatura no leito – média entre as fases.

5.2.2 Perfis obtidos pelo modelo original e pelo novo modelo: freeboard

A exemplo do que foi feito com relação à caldeira, a seguir são apresentados os perfis simulados na seção do freeboard, para o mesmo conjunto anterior de grandezas físicas.

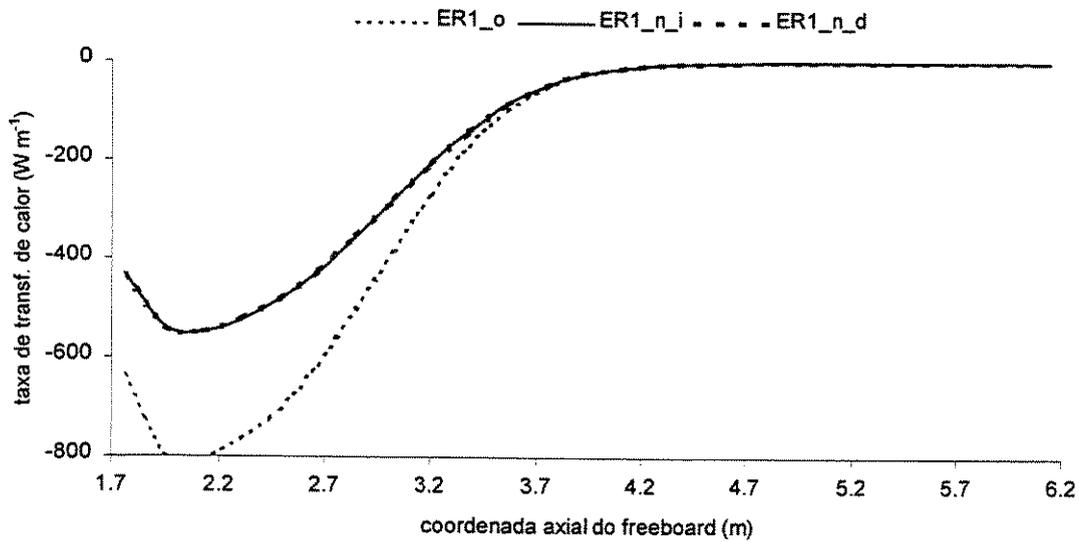


Figura 5.35. Perfis simulados da taxa de troca de calor por radiação no freeboard – madeira.

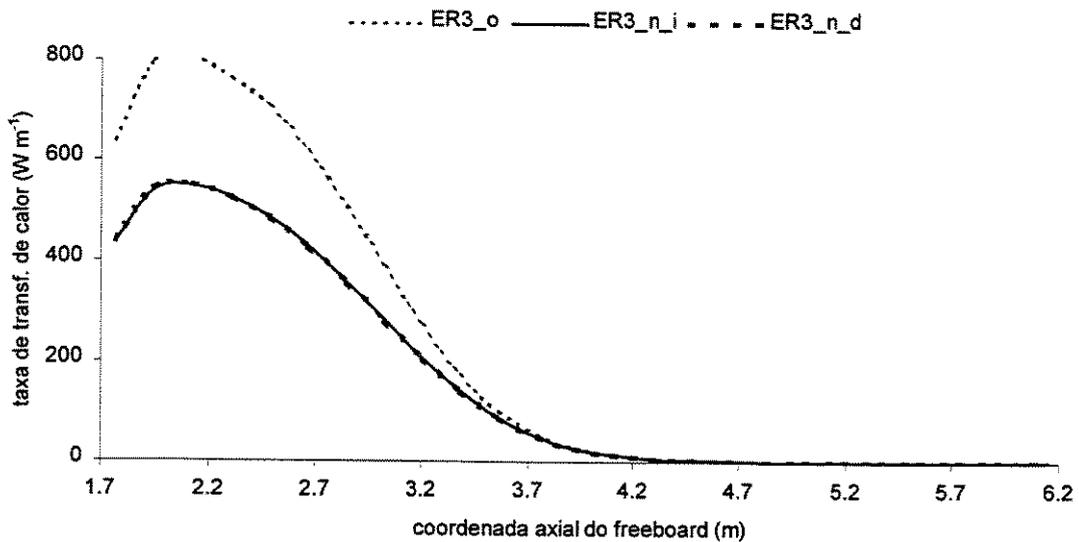


Figura 5.36. Perfis simulados da taxa de troca de calor por radiação no freeboard – inertes.

Conforme vem sendo observado, as taxas de troca de calor por radiação por unidade de comprimento simuladas com base no novo modelo são, em valor absoluto, menores que aquelas simuladas pelo modelo original. Por sua vez, tais valores no freeboard $E_{R,SFSF,m}$ são pelo menos

duas ordens de grandeza inferiores que os correspondentes valores no leito $E_{R,SESE,m}$, em virtude possivelmente da baixa concentração de partículas nesta região do equipamento.

Mais uma vez, verifica-se que os perfis obtidos são opostos entre si, atendendo assim à condição $E_{R,SESE,1} = -E_{R,SESE,3}$ (na ausência de partículas de calcário). Além disso, comparando com os resultados referentes à caldeira, observa-se que os valores aqui obtidos estão menores possivelmente porque neste caso (gaseificador) o diâmetro equivalente do freeboard é cerca de 2,5 vezes menor. Com isso, a área transversal S_F , necessária ao cálculo de $E_{R,SFSF,m}$ pela Equação (3.93), sofre uma sensível redução.

Com relação aos perfis de temperatura, praticamente não são observadas diferenças entre as simulações pelo novo e pelo modelo original. Uma possível explicação está no fato de que as diferenças verificadas nos valores simulados para as taxas de transferência de calor por radiação por unidade de comprimento no freeboard $E_{R,SFSF,m}$ não são elevadas o suficiente para provocar alterações significativas nos níveis de temperatura.

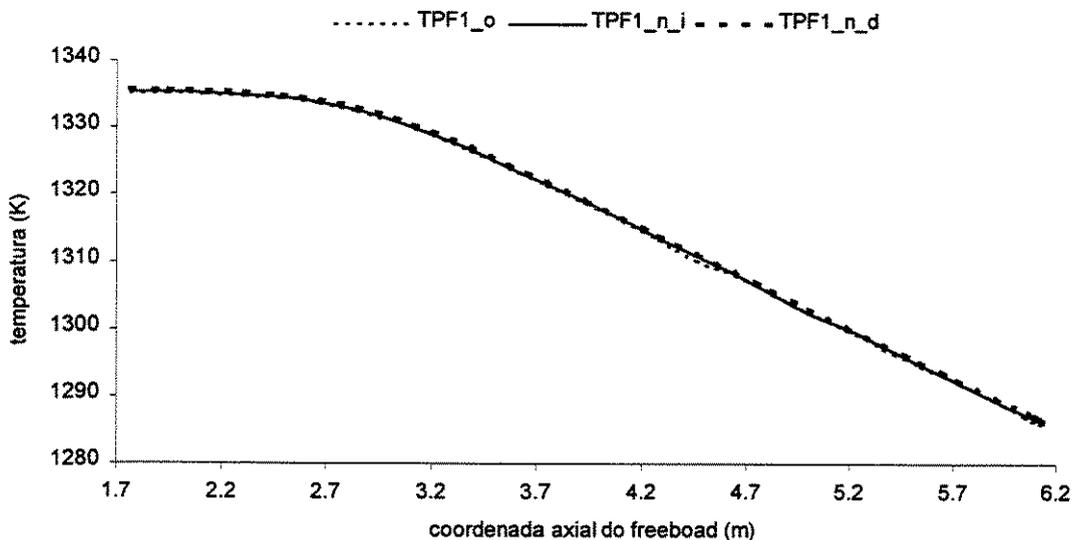


Figura 5.37. Perfis simulados de temperatura no freeboard – madeira.

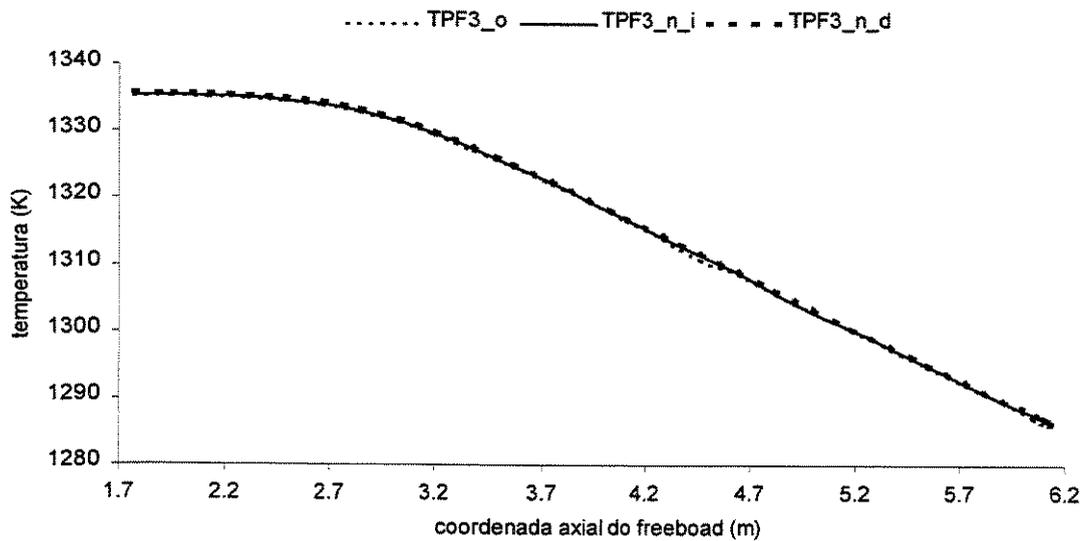


Figura 5.38. Perfis simulados de temperatura no freeboard – inertes.

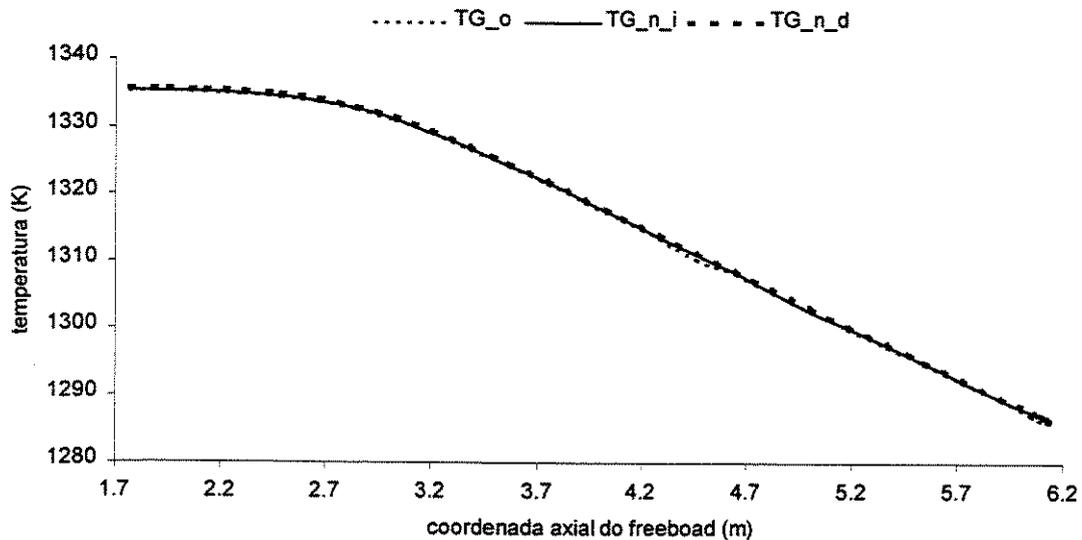


Figura 5.39. Perfis simulados de temperatura no freeboard – gás.

No entanto, em comparação com os perfis obtidos para o freeboard da caldeira, vale notar que neste caso a queda de temperatura foi bem menor, muito embora esta região do equipamento é mais extensa que na caldeira. Uma possível razão está no fato de que não há no gaseificador um

banco de tubos (seja no freeboard, seja na seção do leito), o que faz com que as diferentes fases (sólidos e gás) não cedam calor para gerar vapor de processo (ou aquecer água).

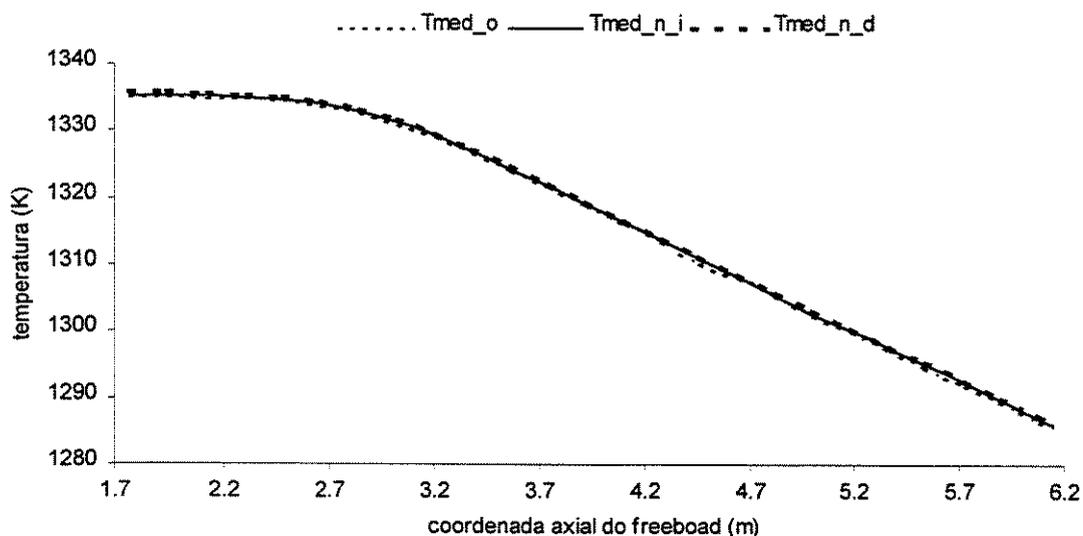


Figura 5.40. Perfis simulados de temperatura no freeboard – média entre as fases.

5.2.3 Perfis obtidos pelo modelo original e pelo novo modelo: grandezas ópticas

As duas figuras seguintes apresentam os perfis simulados para o parâmetro de tamanho $x_{p,m}$ das duas espécies de sólido (carboníferos e inertes) ao longo da seção do leito. É interessante reparar que a condição $x \gg 1$ (domínio das partículas grandes) foi devidamente satisfeita pelos dois tipos de sólidos.

A queda sensível no valor deste parâmetro se deve à injeção intermediária de gás (na posição $z = 0.381$ m), que provoca uma redução na temperatura média e, portanto, uma elevação no comprimento de onda (de acordo com a Lei de Deslocamento de Wien). Vale notar também que praticamente não são observadas diferenças entre os resultados simulados segundo as duas hipóteses de espalhamento consideradas.

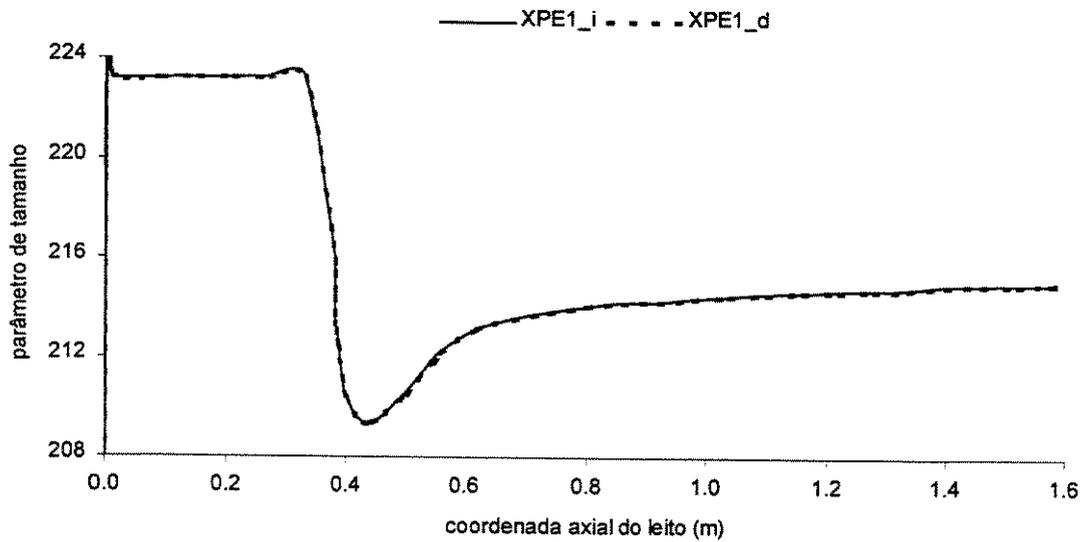


Figura 5.41. Perfis simulados do parâmetro de tamanho no leito – madeira.

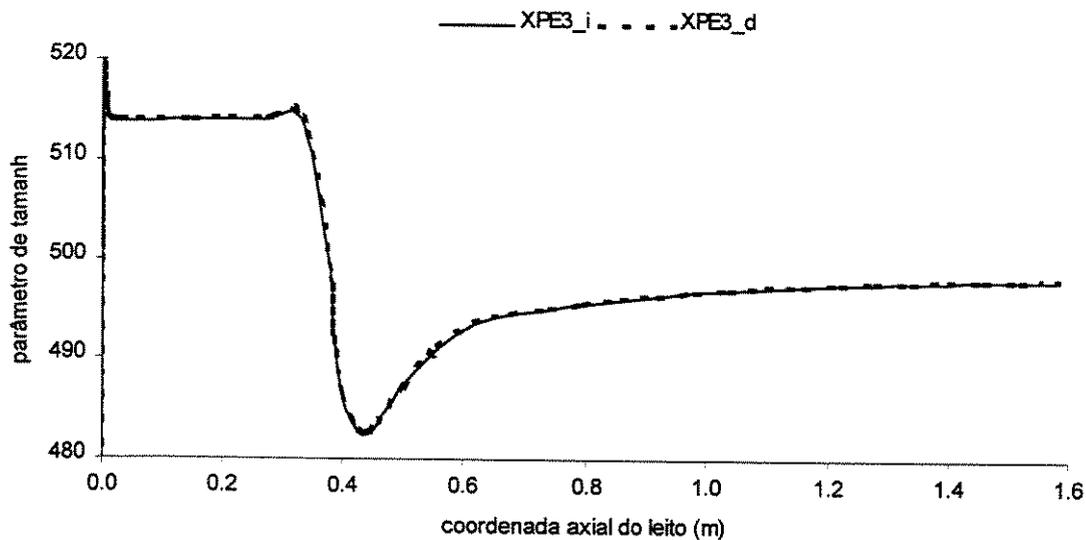


Figura 5.42. Perfis simulados do parâmetro de tamanho no leito – inertes.

As próximas duas figuras apresentam os perfis obtidos para as intensidades de radiação progressiva Γ^+ e regressiva Γ^- , na seção do leito. Verifica-se que ambas as intensidades Γ^+ e Γ^- satisfazem a condição de somente assumir valores positivos. A injeção intermediária de gás na posição $z = 0.381$ m também provoca redução nestas grandezas.

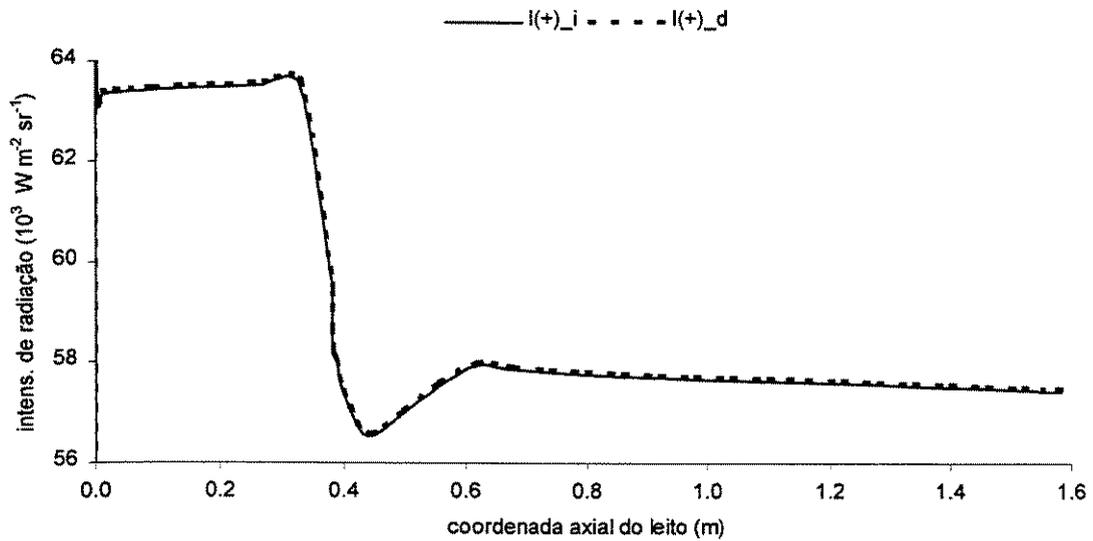


Figura 5.43. Perfis simulados da intensidade de radiação progressiva no leito.

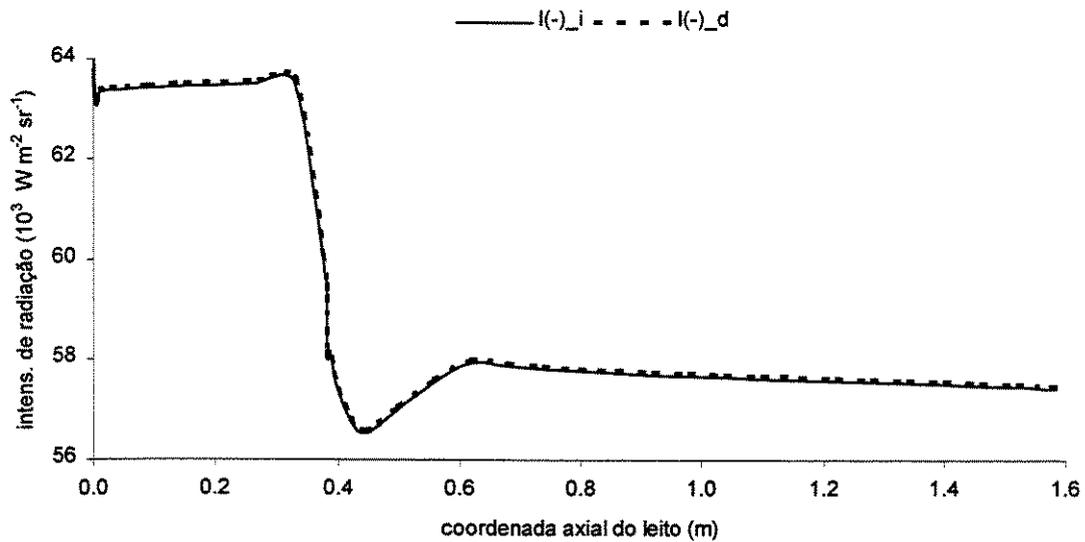


Figura 5.44. Perfis simulados da intensidade de radiação regressiva no leito.

Novamente, as próximas duas figuras mostram que ocorre uma redução no parâmetro de tamanho de ambas espécies de sólido na região do freeboard. Este fato pode estar associado à queda de temperatura e à redução do diâmetro médio decorrente do processo de elutriação.

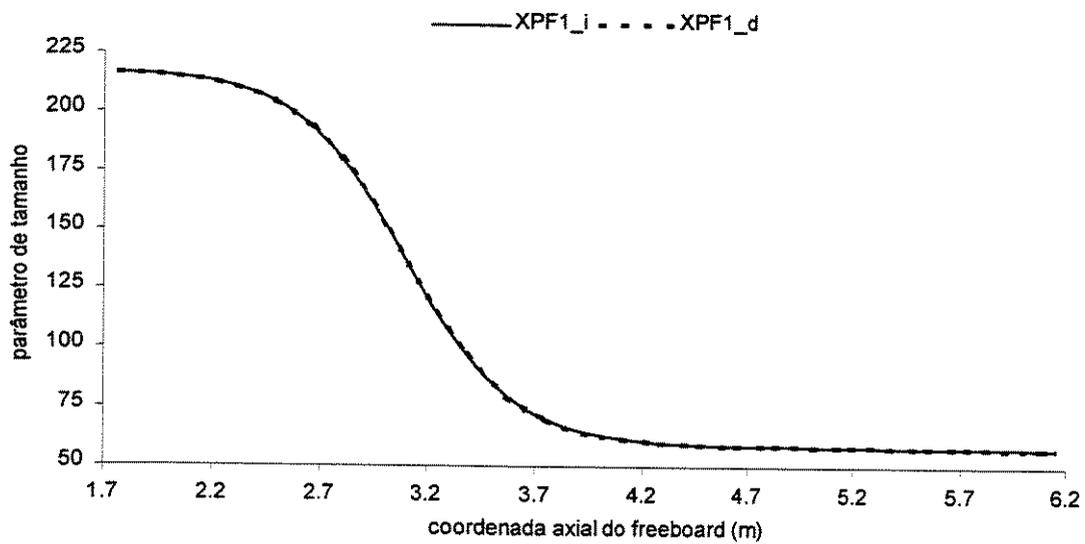


Figura 5.45. Perfis simulados do parâmetro de tamanho no freeboard – madeira.

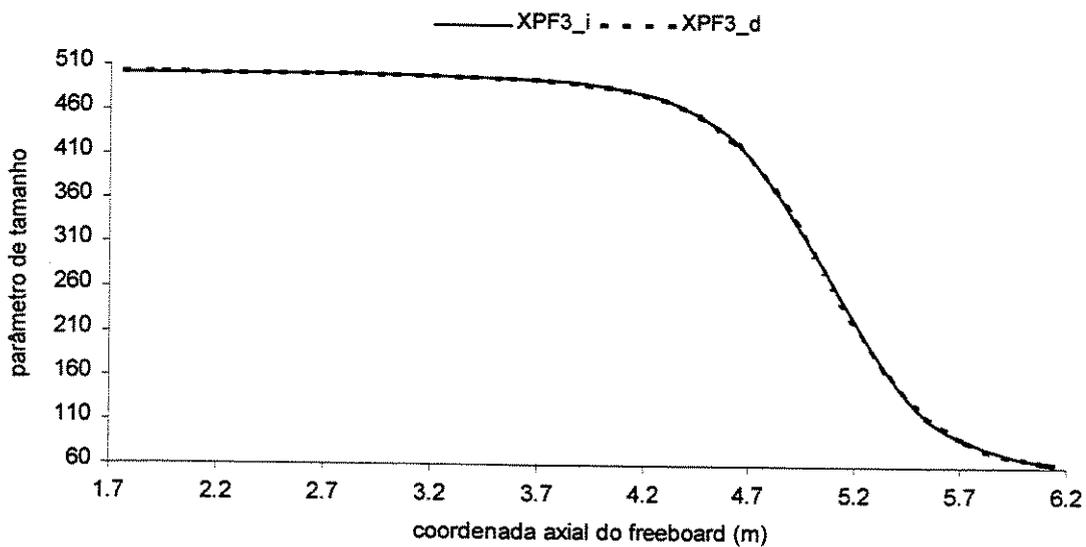


Figura 5.46. Perfis simulados do parâmetro de tamanho no freeboard – inertes.

Por fim, são apresentados os perfis simulados para as intensidades de radiação progressiva Γ^+ e regressiva Γ^- , ao longo do freeboard. Vê-se de novo que ambas as intensidades Γ^+ e Γ^- satisfazem a condição de somente assumir valores positivos.

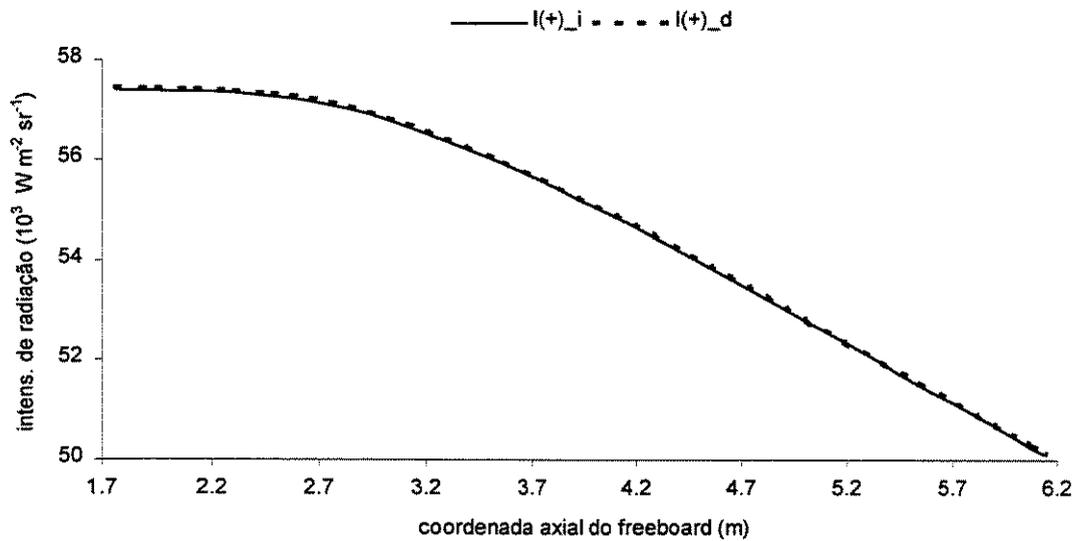


Figura 5.47. Perfis simulados da intensidade de radiação progressiva no freeboard.

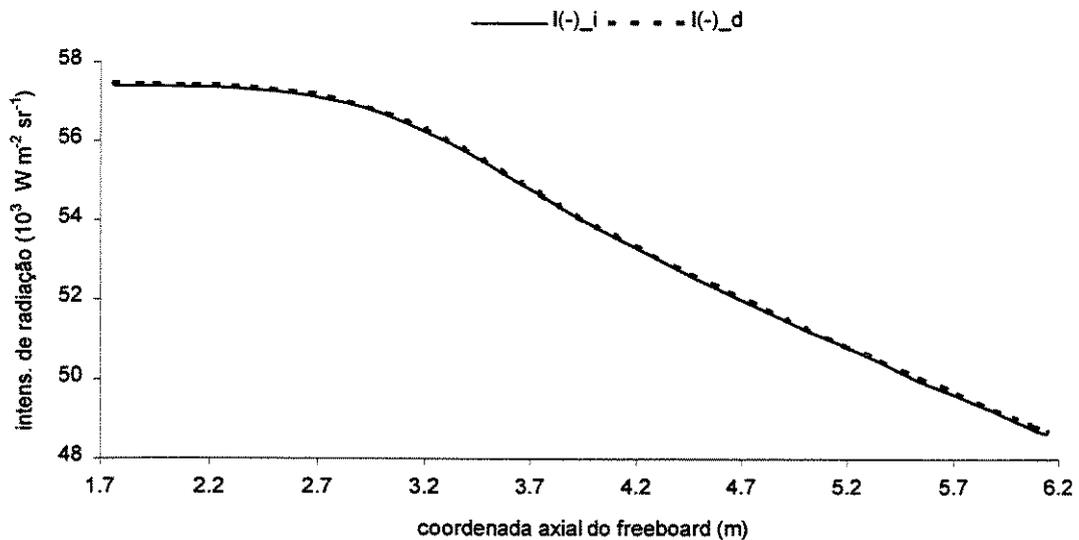


Figura 5.48. Perfis simulados da intensidade de radiação regressiva no freeboard.

A intensidade I^- torna-se cada vez menor em relação à intensidade I^+ por estar associada às camadas superiores de particulado, as quais ficam gradativamente mais frias e rarefeitas ao longo do freeboard. Porém, comparando com os resultados obtidos para o freeboard da caldeira, a

queda da intensidade Γ no freeboard do gaseificador é menor possivelmente porque os níveis de temperatura são maiores, em decorrência da ausência do banco de tubos no gaseificador.

5.2.4 Resultados obtidos pelo modelo original e pelo novo modelo: parâmetros de operação

A exemplo do que foi feito em relação à caldeira, a seguir são analisados os efeitos da implementação do novo modelo sobre parâmetros de operação do gaseificador. São apresentados parâmetros obtidos a partir do modelo original e do novo modelo (com ambas hipóteses de espalhamento) para os quais existem dados experimentais (de Souza-Santos, 1994b), referentes à operação real do gaseificador simulado (unidade piloto RENUGAS). A Tabela 5.5 compara a composição molar do gás produzido (na saída do freeboard) ao passo que a Tabela 5.6 compara outros parâmetros de operação de interesse.

Tabela 5.5. Composição (% molar, base úmida) do gás produzido.

Componente	Experimental	Modelo original	Modelo novo (<i>i</i>)	Modelo novo (<i>d</i>)
CO ₂	17.06	15.6048	15.6006	15.5976
CO	8.00	10.0726	10.0793	10.0864
H ₂ O	35.82	34.8347	34.8279	34.8226
H ₂	12.05	12.8947	12.9007	12.9046
N ₂	19.18	18.9001	18.8989	18.8969
CH ₄	7.37	7.0860	7.0854	7.0849
C ₂ H ₄	0.03	0.0283	0.0283	0.0283
C ₂ H ₆	0.22	0.2265	0.2265	0.2265
C ₃ H ₈	0.00	0.0000	0.0000	0.0000
C ₆ H ₆	0.27	0.2907	0.2906	0.2906

Tabela 5.6. Alguns parâmetros ou condições de operação do gaseificador (unidade piloto).

Condição ou parâmetro	Experim.	Modelo original	Modelo novo (i)	Modelo novo (d)
Vazão mássica de gás produzido (kg s^{-1})	0.1843	0.1903	0.1903	0.1903
Temperatura média entre as fases (K, meio do leito)	1105	1320.31	1320.40	1320.74
Conversão de carbono para gás (% carbono fixo)	90.2	93.33	93.34	93.36
Entalpia de combustão do gás produzido * (MJ kg^{-1})	7.31	7.76	7.76	7.77

* Sem umidade (seco), limpo e à temperatura de 298 K.

Em geral, vê-se que as simulações numéricas pelo modelo original e pelo novo modelo (em ambas hipóteses de espalhamento) estão muito próximas entre si (ex: entalpia de combustão do gás produzido, fração de conversão de carbono, temperatura média no meio do leito). Para parâmetros como a vazão mássica do gás produzido e a fração do C_2H_4 e do C_2H_6 na composição deste gás foram simulados valores idênticos.

Embora as taxas de trocas de calor por radiação por unidade de comprimento simuladas com base no novo modelo mostraram-se inferiores (em valor absoluto) às taxas obtidas pelo modelo original, tais diferenças numéricas aparentemente também não introduziram melhorias significativas nos parâmetros de operação do gaseificador ora apresentados. Ainda assim, é importante ressaltar que os dados experimentais disponíveis foram reproduzidos de modo satisfatório pelos resultados numéricos obtidos, seja através do modelo original, seja através do novo modelo.

Capítulo 6

Conclusão e Sugestões para Próximos Trabalhos

Pelo fato de apresentar vantagens em relação a processos convencionais de combustão e gaseificação, reatores de leitos fluidizados borbulhantes têm sido utilizados em muitos processos industriais. A correspondente tecnologia tem sido então alvo de estudo com crescente interesse nas últimas décadas.

Um entendimento dos fenômenos ocorrendo em leitos fluidizados pode ser obtido pela combinação de pesquisa experimental e teórica. Para esta última, modelagem e simulação desempenham um papel importante no projeto e na otimização dos equipamentos. Neste sentido, é interessante que aspectos relevantes do processo sejam abordados pelo modelo matemático e que o programa computacional desenvolvido a partir deste seja capaz de prever parâmetros que caracterizem a operação do equipamento.

Por outro lado, modelar e simular equipamentos de leito fluidizado não é uma tarefa simples, pois estão envolvidos não apenas os processos químicos ao longo do reator mas também a fluidodinâmica do sistema particulado e os mecanismos de transferência de calor e massa. Do ponto de vista térmico, é desejável que o modelo seja capaz de lidar adequadamente com as taxas de troca de calor entre as fases integrantes (gases e sólidos) e entre estas fases e partes do equipamento (paredes laterais, tubos imersos, distribuidor).

O modelo original (de Souza-Santos, 1987) conta com cerca de 100 equações matemáticas, referentes aos balanços diferenciais de massa e de energia, à cinética das reações químicas, às correlações auxiliares e às equações constitutivas. Estas relações encontram-se devidamente implementadas em um programa computacional, que tem gerado resultados em boa concordância com vários parâmetros de operação de equipamentos reais.

Em reatores de leito fluidizado, os níveis de temperatura atingíveis são tais que a radiação térmica se torna um importante mecanismo de transferência de energia. Conquanto tenha sido modificado e recebido melhorias ao longo dos anos, o modelo original ainda trata as trocas de calor por radiação de modo simplificado. Embora em algumas situações certas simplificações sejam aceitáveis, em outras elas podem conduzir a erros sensíveis.

Foi então objetivo do presente trabalho introduzir um tratamento físico-matemático mais aprimorado para as trocas de calor por radiação no interior de equipamentos de leito fluidizado borbulhante. Em face das dificuldades surgidas, optou-se pelo uso do Método de Dois-Fluxos (progressivo e regressivo) para modelar a transferência de calor por radiação entre as diferentes partículas na seção do leito e no freeboard. Por ser expressa através de equações diferenciais, a nova metodologia compatibilizou-se com o enfoque diferencial adotado pelo modelo original, o que facilitou a sua incorporação e implementação computacional.

Não obstante, tal implementação foi realizada com critérios, sem simplesmente confiar na elevada capacidade de memória e processamento dos computadores atuais. A correção de uma instabilidade numérica do programa resultou na identificação de uma condição matemática para a sua convergência. A interpretação física da mesma corresponde ao que se denomina na literatura “condição de equilíbrio radiativo”. Como resultado, as intensidades de radiação progressiva e regressiva não mais se mostraram independentes, porém algebricamente acopladas entre si, eliminando a necessidade de se resolver uma das equações diferenciais recém introduzidas.

O Método de Dois-Fluxos foi devidamente implementado no programa para simular as trocas de calor entre as diferentes partículas na seção do leito e no freeboard. Foi assumido que as partículas fossem opacas, absorvendo e espalhando a radiação térmica sem interferência mútua.

Além disso, foram admitidas e analisadas duas condições de espalhamento: isotrópico e por partículas refletoras difusas. Por fim, conforme hipótese admitida desde o modelo original, os gases foram considerados transparentes à radiação térmica tanto no leito como no freeboard.

Foram comparadas as simulações de duas unidades-piloto: uma caldeira alimentada por carvão e um gaseificador alimentado por madeira. De um modo geral, os resultados obtidos para as novas taxas de transferência de calor por radiação por unidade de comprimento mostraram-se inferiores, em valor absoluto, às taxas simuladas segundo o modelo original. Em particular, tais diferenças de valores foram mais evidentes no freeboard, onde as camadas de gás separando as partículas são mais extensas.

As diferenças observadas nas taxas de trocas de calor por radiação provocaram algumas variações nos perfis de temperatura dos sólidos e dos gases. Porém, os efeitos foram de menor intensidade ou quase nulos no freeboard, posto que as taxas nesta região mostraram-se de duas a três ordens de grandeza menores que as correspondentes taxas na seção do leito. Assim, mesmo sendo proporcionalmente menos evidentes, as variações apresentadas nas taxas de transferência de calor por radiação no leito provocaram alterações mais sensíveis nos níveis de temperatura de cada espécie de sólido nesta região do equipamento.

Os resultados numéricos referentes a parâmetros e condições de operação do equipamento foram também comparados com dados experimentais disponíveis, para a real operação tanto da caldeira como do gaseificador. Ainda que os perfis de temperatura individualmente (isto é, para cada fase) apresentaram variações, em valores médios as alterações não foram suficientes para provocar melhorias significativas nos parâmetros de caracterização considerados.

Por outro lado, ainda em relação aos parâmetros de operação, é importante ressaltar que todos os resultados simulados (modelos original e novo) reproduziram de modo satisfatório os valores experimentais disponíveis. Além disso, com respeito ao novo modelo de simulação, os resultados obtidos para grandezas fundamentais mostraram-se fisicamente coerentes (parâmetros de tamanho suficientemente elevados e intensidades de radiação positivas). Este fato é bastante relevante para validar numericamente o novo modelo e corroborar o modelo original.

Os modelos matemáticos geralmente comportam equações e correlações que, na verdade, são representações aproximadas da natureza. Um modo de testar sua abrangência e validade é mediante comparações entre os resultados simulados e dados experimentalmente medidos. Neste sentido, convém testá-los não apenas em casos particulares mas também para equipamentos com diferentes geometrias e operando sob condições distintas.

Com base nos resultados apresentados e nas considerações anteriores, pode-se concluir que, apesar de sua aparente simplicidade, o modelo original para as trocas de calor por radiação entre as partículas sólidas produz resultados satisfatórios para a simulação de leitos fluidizados como um todo. Com relação aos parâmetros de operação dos equipamentos, os resultados numéricos por ele obtidos pouco diferiram daqueles obtidos pelo novo modelo, segundo a aproximação de Dois-Fluxos.

O novo modelo para as trocas de calor por radiação entre as partículas foi implementado a partir de conceitos físicos mais elaborados e, de fato, mostrou-se mais complexo que o original. No entanto, a opção por apenas dois fluxos (que acrescentou uma nova equação diferencial ordinária na região do leito e outra no freeboard) não foi suficiente para introduzir melhorias nos resultados globais da simulação.

Visando aproximar os resultados simulados dos dados experimentais, é possível citar como desenvolvimento futuro a este trabalho:

- Considerar um número maior de fluxos. Admitindo trocas apenas entre as partículas, após a aplicação da Equação (3.80) surgirá uma nova condição de acoplamento algébrico similar à Equação (3.82). De modo análogo, esta nova condição modificará o acoplamento na base do leito, Equação (3.90), afetando assim a determinação da condição de contorno para as correspondentes intensidades de radiação. No entanto, a hipótese de um número maior de fluxos pode incorrer na necessidade de se considerar variações das grandezas físicas segundo a direção radial (por exemplo). Assim, todas as equações diferenciais ordinárias tornar-se-iam parciais, reformulando toda a estrutura do modelo e do programa.
- Adaptar o Modelo de Fluxos para as trocas de calor por radiação envolvendo a parede lateral e o banco de tubos. Neste caso, todas as trocas (compreendendo as partículas, a parede e os

tubos) poderiam ser mediadas pelo mesmo campo de intensidades de radiação. Sendo assim, não há a necessidade de haver uma condição semelhante à Equação (3.80) envolvendo todas as taxas de transferência de calor por radiação por unidade de comprimento. Em particular, como a orientação espacial das superfícies expostas dos tubos pode variar ponto-a-ponto no interior do banco, a irradiação sobre estas superfícies deve ser cuidadosamente avaliada.

- Implementar as correlações sugeridas por Buckius e Hwang (1980), Equações (3.73), (3.75) e (3.76), para calcular os coeficientes de absorção e de espalhamento das partículas de carvão. Pesquisar e implementar também correlações para as outras espécies: calcário, inertes, outros sólidos carboníferos (linhita, carvão vegetal, madeira, bagaço de cana-de-açúcar).
- Avaliar a necessidade de implementar funções de fase de espalhamento com componentes anisotrópicos, dependendo das condições do particulado existente no equipamento (espécie de sólido, dimensão característica, formato e esfericidade das partículas).
- Não mais considerar os gases como transparentes à radiação. Neste caso, deve-se verificar a necessidade de adotar e implementar um modelo de bandas, especialmente para componentes como H₂O (vapor), CO₂ e CO.

Cada um destes novos desenvolvimentos pode ser incorporado ao modelo matemático e ao programa computacional por etapas, isto é, inicialmente na seção do leito e, em seguida, no freeboard. Este tipo de procedimento não apenas facilita o processo de implementação em si como também é conveniente para identificar e corrigir instabilidades e/ou inconsistências numéricas que eventualmente possam surgir.

Referências Bibliográficas

- Abbasi, M. H., Evans, J. W. Monte Carlo simulation of radiant transport through an adiabatic packed bed or porous solid. *AIChE Journal*, vol. 28, pp. 853-854, 1982.
- Baskakov, A. P., Leckner, B. Radiative transfer in circulating fluidized beds furnaces. *Powder Technol.*, vol. 90, n. 3, pp. 213-218, 1997.
- Bird, R. B., Stewart, W. E., Lightfoot, E. N. *Transport Phenomena*. New York: John Wiley & Sons, 1960.
- Borodulya, V. A., Kovensky, V. I. Radiative heat transfer between a fluidized bed and a surface. *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 26, n. 2, pp. 277-287, 1983.
- Bransden, B. H., Joachain, C. S. *Introduction to quantum mechanics*. New York: Longman Scientific & Technical, 1989.
- Brewster, M. Q. Effective absorptivity and emissivity of particulate media with application to a fluidized bed. *ASME J. Heat Transfer*, vol. 108, pp. 710-713, 1986.
- Brewster, M. Q. *Thermal radiative transfer and properties*. New York: John Wiley & Sons, 1992.

- Brewster, M. Q., Kunitomo, T. The optical constants of coal, char and limestone. *ASME J. Heat Transfer*, vol. 106, pp. 678-683, 1984.
- Brewster, M. Q., Tien, C. L. Radiative transfer in packed fluidized beds: dependent versus independent scattering. *ASME J. Heat Transfer*, vol. 104, pp. 573-579, 1982.
- Buckius, R. O., Hwang, D. C. Radiation properties for polydispersions: application to coal. *J. Heat Transfer*, vol. 102, pp. 99-103, 1980.
- Caldas, M., Semião, V. Modelling of scattering and absorption coefficients for a polydispersion. *Int J. Heat Mass Transfer*, vol. 42, pp. 4535-4548, 1999.
- Cartigny, J. D., Yamada, Y., Tien, C. L. Radiative transfer with dependent scattering by particles: part 1 – theoretical investigations. *ASME J. Heat Transfer*, vol. 108, pp. 608-613, 1986.
- Chan, C. K., Tien, C. L. Radiative transfer in packed spheres. *ASME J. Heat Transfer*, vol. 96, pp. 52-58, 1974.
- Chandrasekhar, S. *Radiative transfer*. New York: Dover, 1960.
- Chen, J. C., Churchill, S. W. Radiative heat transfer in packed beds. *AIChE Journal*, vol. 9, pp. 35-41, 1963.
- de Souza-Santos, M. L. *Modelling and simulation of fluidized-bed boilers and gasifiers for carbonaceous solids*. Sheffield, England: Department of Chemical Engineering and Fuel Technology, University of Sheffield, 1987, 328 p. Ph.D. thesis.
- de Souza-Santos, M. L. Comprehensive modelling and simulation of fluidized-bed boilers and gasifiers. *Fuel*, vol. 68, pp. 1507-1521, 1989.

- de Souza-Santos, M. L. *Pressurized fluidized-bed shale hydrotorting reactor design; considerations, discussions and approach through comprehensive simulation*. Chicago: IGT – Institute of Gas Technology, 1992.
- de Souza-Santos, M. L. *Simulation of pressurized fluidized-bed gasification of biomass; use of comprehensive model to simulate the RENUGAS process*. Chicago: IGT – Institute of Gas Technology, 1993.
- de Souza-Santos, M. L. Application of comprehensive simulation to pressurized fluidized bed hydrotorting of shale. *Fuel*, vol. 73, n. 9, pp. 1459-1465, 1994a.
- de Souza-Santos, M. L. Application of comprehensive simulation of fluidized-bed reactors to the pressurized gasification of biomass. *J. of the Braz. Soc. Mechanical Sciences*, vol. 16, n. 4, pp. 376-383, 1994b.
- de Souza-Santos, M. L. *Otimização teórica e testes experimentais preliminares de gaseificação de RASF em leito fluidizado*. São Paulo: IPT – Instituto de Pesquisas Tecnológicas do Estado de São Paulo, Relatório no. 34.926 / DME / AET, 1996.
- de Souza-Santos, M. L. A study on pressurized fluidized-bed gasification of biomass through the use of comprehensive simulation. In: 4th International Conference on Technologies and Combustion for a Clean Environment, 1997, Lisboa, Portugal. *Proceedings...* 1997a, vol. 2, art. 25.2.
- de Souza-Santos, M. L. Search for favorable conditions of pressurized fluidized-bed gasification of sugar-cane bagasse through comprehensive simulation. In: XVI Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica, 1997, Bauru, São Paulo. *Anais...* 1997b.
- de Souza-Santos, M. L. Search for favorable conditions of atmospheric fluidized-bed gasification of sugar-cane bagasse through comprehensive simulation. In: XVI Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica, 1997, Bauru, São Paulo. *Anais...* 1997c.

- de Souza-Santos, M. L. *Combustion Technologies for a Clean Environment*. Amsterdam: Gordon and Breach Publishers, 1998, Chapter 4: A study on pressurized fluidized-bed gasification of biomass through the use of comprehensive simulation.
- de Souza-Santos, M. L. A feasibility study on an alternative power generation system based on biomass gasification / gas turbine concept. *Fuel*, vol. 78, pp. 529-538, 1999.
- de Souza-Santos, M. L., Ushima, A. H., Guardani, R. Determination of operational conditions for the reduction of CaSO_4 to CaS in a fluidized bed. In: IX Brazilian Congress on Chemical Engineering, 1992, Salvador, Bahia. *Proceedings...*1992.
- Dembele, S., Wen, J. X., Sacadura, J. F. Analysis of the Two-Flux Model for Predicting Water Spray Transmittance in Fire Protection Application. *ASME J. Heat Transfer*, vol. 122, n. 1, pp. 183-186, 2000.
- Dincer, I., Kilic, Y. A., Kahveci, N. Heat transfer modelling of spherical particles subject to heating in a fluidized bed. *Int. Commun. Heat Mass*, vol. 23, n. 5, pp. 705-712, 1996.
- Drolen, B. L., Kumar, S., Tien, C. L. Experiments on dependent scattering of radiation. In: AAIA 22nd Thermophysics Conference, 1987, Honolulu, USA. *Proceedings...* 1987, paper 87-1485.
- Eddington, A. S. *The internal constitution of the stars*. New York: Dover Publications, 1959.
- Fiveland, W. A. A discrete ordinates method for predicting radiation heat transfer in axisymmetric enclosures. *ASME Paper 82-HT-20*, 1982.
- Flamant, G., Bergeron, A. Radiative contribution to heat transfer between a fluidized bed and a wall. *Int. Chem. Eng.*, vol. 32, n. 3, pp. 409-420, 1992.

- Flamant, G., Lu, J. D., Variot, B. Radiation heat transfer in fluidized beds: a comparison of exact and simplified approaches. *ASME J. Heat Transfer*, vol. 116, n. 9, pp. 652-659, 1994.
- Flamant, G., Menigault, T. Combined wall-to-fluidized bed heat transfer. Bubbles and emulsion contributions at high temperature. *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 30, n. 9, pp. 1803-1812, 1987.
- Geldart, D. *Gas Fluidization Technology*. New York: John Wiley & Sons, 1986.
- Gibson, M. M., Monahan, J. A. A simple model of radiation heat transfer from a cloud of burning particles in a confined gas stream. *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 14, pp. 141-147, 1971.
- Glicksman, L. R., Decker, N., Heat transfer from an immersed surface to adjacent particles in a fluidized bed: the role of radiation and particle packing. In: 7th International Heat Transfer Conference, Munich, 1982. *Proceedings...* 1982, vol. 6, pp. 45-50.
- Goldstein Jr., L. *Elementos de radiação térmica*. Campinas: UNICAMP – Universidade Estadual de Campinas, Publ. FEC 04 / 88, 1988.
- Goshayeshi, A., Welty, J. R., Adams, R. L., Alavizadeh, N. Local heat transfer coefficients for horizontal tube array in high-temperature large-particle fluidized beds: an experimental study. *ASME J. Heat Transfer*, vol. 108, pp. 907-912, 1986.
- Grosshandler, W. L., Monteiro, S. L. P. Attenuation of thermal radiation by pulverized coal and char. *ASME J. Heat Transfer*, vol. 104, pp. 587-593, 1982.
- Han, G. Y., Cho, Y. J. Radiative transfer in a circulating fluidized bed coal combustor. *Powder Technol.*, vol. 102, n. 3, pp. 266-273, 1999.
- Hottel, H. C., Cohen, E. S. Radiant heat exchange in a gas-filled enclosure: allowance for nonuniformity of gas temperature. *AIChE Journal*, vol. 4, pp. 3-14, 1958.

- Hottel, H. C., Sarofim, A. F. *Radiative Transfer*. New York: McGraw-Hill, 1967.
- Howell, J. R., Perlmutter, M. Monte Carlo solutions of thermal transfer through radiant media between gray walls. *J. Heat Transfer*, C 86, pp. 116-122, 1964.
- Jeans, J. H. The equations of radiative transfer of energy. *Monthly Notices Royal Astronomical Society*, vol. 78, pp. 28-36, 1917.
- Jen, L. C. Modelagem do escoamento e da troca de calor por radiação de um recuperador de calor siderúrgico. São Paulo: Escola Politécnica da Universidade de São Paulo, 1998, 80 p. Tese de Doutorado.
- Joseph, J. H., Wiscombe, W. J., Weinman, J. A. The delta-Eddington approximation for radiative flux transfer. *J. Atmos. Sci.*, vol. 33, pp. 2452-2459, 1976.
- Kudo, K., Yang, W. J., Taniguchi, H., Hayasaka, H. Radiative heat transfer in packed spheres by Monte Carlo method. In: US-Japan Heat Transfer Joint Seminar, 1985. *Proceedings...* 1985, J-4, pp. 1-12.
- Kumar, S., Tien, C. L. Dependent absorption and extinction of radiation by small particles. *ASME J. Heat Transfer*, vol. 112, pp. 178-185, 1990.
- Kunii, D., Levenspiel, O. *Fluidization Engineering*. New York: John Wiley & Sons, 1969.
- Lockwood, F. C., Shah, N. G. An improved flux model for the calculation of radiation heat transfer in combustion chambers. In: 16th National Heat Transfer Conference, St. Louis, 1976. *Proceedings...* 1976, pp. 2-7.
- Lockwood, F. C., Shah, N. G. Evaluation of an efficient radiation flux model for furnace predictions procedures. In: 6th International Heat Transfer Conference, Toronto, 1978. *Proceedings...* 1978, pp. 33-41.

- Lorenz, L. In: *Videnskab Selskab Skrifter*, vol. 6. Copenhagen: 1890.
- MacGregor, W. A., Ugursal, V. I., Hamdullahpur, F. A design methodology for small-scale bubbling fluidized-bed furnaces. *Int. J. Energy Research*, vol. 19, pp. 535-553, 1995.
- Maruyama, S. Radiative heat transfer in anisotropic scattering media with specular boundary subjected to collimated irradiation. *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 41, pp. 2847-2856, 1998.
- Mathur, A., Saxena, S. C. Total and radiative heat transfer to an immersed surface in a gas-fluidized bed. *AIChE Journal*, vol. 33, n. 7, pp. 1124-1135, 1987.
- Mazza, G. D., Berto, C. A., Barreto, G. F. Evaluation of radiative heat transfer properties in dense particulate media. *Powder Tech.*, vol. 67, pp. 137-144, 1991.
- Mie, G. A. Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen. *Annalen der Physik*, vol. 25, pp. 377-445, 1908.
- Milne, F. A. Thermodynamics of the stars. In: *Handbuch der Astrophysik*. Berlin: Springer-Verlag, 1930. pp. 65-255.
- Modest, M. F. *Radiative heat transfer*. New York: McGraw-Hill, 1993.
- Ozisik, M. N. *Radiative transfer and interactions with conduction and convection*. New York: John Wiley & Sons, 1973.
- Planck, M. Distribution of energy in the spectrum. *Annalen der Physik*, vol. 4, no. 3, pp. 553-563, 1901.
- Planck, M. *The theory of heat radiation*. New York: Dover, 1959.

- Rabi, J. A., de Souza-Santos, M. L. A two-parameter preliminary optimization study for fluidized-bed boiler through a comprehensive mathematical simulator. In: 8th Brazilian Congress of Engineering and Thermal Sciences – ENCIT, 2000, Porto Alegre, 2000. Proceedings... 2000, Paper S09P02.
- Rayleigh, L. On the light from the sky, its polarization and colour. *Philos. Mag.*, vol. 41, pp. 107-120, 274-279, 1871.
- Reitz, J. R., Milford, F. J., Christy, R. W. *Fundamentos da teoria eletromagnética*. Rio de Janeiro: Editora Campus, 2000.
- Renzhang, Q., Wendi, H., Yunsheng, X., Dechang, L. Experimental research on radiative heat transfer in fluidized beds. *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 30, pp. 827-831, 1987.
- Roesler, F. C. Theory of radiative heat transfer in co-current tube furnaces. *Chem. Eng. Science*, vol. 22, pp. 1325-1336, 1967.
- Schuster, A. Radiation through a foggy atmosphere. *Astrophysical J.*, vol. 21, pp. 1-22, 1905.
- Schwarzschild, K. Equilibrium of the sun's atmosphere. *Akad. Wiss. Göttingen*, vol. 1, pp. 41-53, 1906.
- Selçuk, N., Siddall, R. G., Beér, J. M. A comparison of mathematical models of the radiative behavior of large-scale experimental furnace. *Power Systems*, pp. 53-62, 1977.
- Shafey, H. M., Abd El-Ghany, A. M., Nassib, A. M. An analysis of the combined conductive-radiative heat transfer between a surface and a gas-fluidized bed at high temperature. *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 36, n. 9, pp. 2281-2292, 1993.
- Siddall, R. G. Flux methods for the analysis of radiant heat transfer. In: 4th Symposium on Flames and Industry, London, 1972. *Proceedings...* 1972, pp. 169-177.

- Siddall, R. G., Selçuk, N. Evaluation of a new six-flux model for radiative transfer in rectangular enclosures, *Trans. IChemE*, vol. 57, pp. 163-168, 1979.
- Siegel, R., Howell, J. R. *Thermal radiation heat transfer*. New York: Hemisphere, 1988.
- Sparrow, E. M., Cess, R. D. *Radiation heat transfer*. New York: Hemisphere, 1978.
- Szekely, J., Fisher, R. J. Bed to wall radiation heat transfer in a gas-solid fluidized bed. *Chem. Eng. Science*, vol. 24, pp. 833-849, 1969.
- Tien, C. L. Thermal radiation in packed and fluidized beds. *ASME J. Heat Transfer*, vol. 110, pp. 1230-1242, 1988.
- Truelove, J. S. The two-flux model for radiative transfer with strongly anisotropic scattering. *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 27, no. 3, pp. 464-466, 1984.
- Truelove, J. S. Discrete-ordinates solutions of the radiation transport equation. *ASME J. Heat Transfer*, vol. 109, no. 4, pp. 1048-1051, 1987.
- Van der Hulst, H. C. *Light scattering by small particles*. New York: Wiley, 1957.
- Vedamurthy, V. N., Sastri, V. M. K. An analysis of the conductive and radiative heat transfer to the walls of fluidized-bed combustors. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 17, 1, 1974.
- Viskanta, R. Radiation transfer and interaction of convection with radiation heat transfer. In: Irvine, T. F., Hartnett, J. P. (Eds.). *Advances in heat transfer*. New York: Academic Press, 1966. vol. 3, pp. 176-252.
- Wang, Y., Bayazitoglu, Y. Wavelets and discrete ordinates method in solving one-dimensional nongray radiation problem. *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 42, pp. 385-393, 1999.

- Wiebelt, J. A. *Engineering radiation heat transfer*. New York: Holt, Rinehart & Winston, 1966.
- Wu, C. Y., Liou, B., T. Discrete-ordinate solutions for radiative transfer in a cylindrical enclosure with Fresnel boundaries. *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 40, pp. 2467-2475, 1997.
- Yamada, J., Kurosaki, Y., Morikawa, T. Radiation emitted from fluidizing particles adjacent to a heated surface in a fluidized bed. *Int. J. Therm. Sci.*, vol. 40, n. 1, pp. 104-113, 2001.
- Yamada, Y., Cartigny, J. D., Tien, C. L. Radiative transfer with dependent scattering by particles: part 2 – experimental investigations. *ASME J. Heat Transfer*, vol. 108, pp. 614-618, 1986.
- Yang, Y. S., Howell, J. R., Klein, D. E. Radiative heat transfer through a randomly packed bed of spheres by the Monte Carlo method. *ASME J. Heat Transfer*, vol. 105, pp. 325-332, 1983.
- Zhang, G. T., Ouyang, F. Heat transfer between the fluidized bed and the distributor plate. *Ind. Eng. Chem. Process Des. Dev.*, vol. 24, pp. 430-433, 1985.