

UNICAMP
FACULDADE DE ENGENHARIA QUÍMICA

**SIMULAÇÃO DO ESCOAMENTO GÁS-SÓLIDO ATRAVÉS DO
“STANDPIPE” DE UMA UNIDADE DE FCC**

Autora: Andréa Assumpção Tacão

Orientador: Prof. Dr. Milton Mori

Campinas

- 1996 -

UNICAMP
FACULDADE DE ENGENHARIA QUÍMICA
ÁREA DE CONCENTRAÇÃO: DESENVOLVIMENTO DE PROCESSOS
QUÍMICOS

**SIMULAÇÃO DO ESCOAMENTO GÁS-SÓLIDO ATRAVÉS DO
“STANDPIPE” DE UMA UNIDADE DE FCC**

Autora: Andréa Assumpção Tação

Orientador: Prof. Dr. Milton Mori

DISSERTAÇÃO APRESENTADA À FACULDADE DE ENGENHARIA QUÍMICA COMO
PARTE DOS REQUISITOS EXIGIDOS PARA A OBTENÇÃO DO TÍTULO DE MESTRE
EM ENGENHARIA QUÍMICA

Junho/1996

Campinas - SP



UNIDADE	BC
A. CHAMADA:	TUNICAMP
	T116s
V. Ex.	
TÍTULO ES/	28.221
PREC.	667/96
C	<input type="checkbox"/>
D	<input checked="" type="checkbox"/>
PREÇO	R\$ 11,00
DATA	13/08/96
N.º CPD	

CM-00091421-3

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

T116s Tacão, Andréa Assumpção
 Simulação do escoamento gás-sólido através do
 "standpipe" de uma unidade de FCC / Andréa Assumpção
 Tacão.--Campinas, SP: [s.n.], 1996.

Orientador: Milton Mori.
 Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual de
 Campinas, Faculdade de Engenharia Química.

1. Escoamento bifásico - Modelos matemáticos. 2.
 Métodos de simulação. 3. Programação (Matemática). I.
 Mori, Milton. II. Universidade Estadual de Campinas.
 Faculdade de Engenharia Química. III. Título.

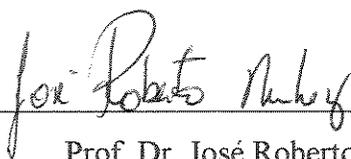
Tese defendida e aprovada, em 03 de junho de 1996, pela banca examinadora
constituída pelos professores:



Prof. Dr. Milton Mori



Prof. Dr. Manfred Fehr



Prof. Dr. José Roberto Nunhez

Esta versão corresponde à redação final da dissertação de mestrado defendida pela Engenheira Química Andréa Assumpção Tação e aprovada pela comissão julgadora em 03 de junho de 1996.



Prof. Dr. Milton Mori

À minha luz. meu amor. minha vida.

Marcelo Antonio Pavanello

AGRADECIMENTOS

Ao professor Milton Mori

Ao engenheiro Luiz Carlos Casavechia

Ao professor César Costapinto Santana

Ao CNPq

Aos meus pais, Edison e Marília

Ao meu lindo Marcelo

Ao grande amigo Daniel Cleverson Pedroso

Em especial, à Montserrat Motas Carbonell, pela amizade, apoio e intensas discussões

7.1 - Velocidade superficial de gás injetado.....	104
7.2 - Localização do ponto de injeção de gás.....	108
7.3 - Conclusão.....	112
Capítulo 8 - CONCLUSÃO.....	113
8.1 - Sugestões para novos trabalhos.....	116
Anexo 1 - LISTAGEM DE PROGRAMAS.....	117
A1.1 - Programa principal SP12.FOR.....	118
A1.2 - Sub-rotina SP_EF12.FOR.FOR.....	122
A1.3 - Sub-rotina ST_EF722.FOR.....	127
A1.4 - Sub-rotina VD_EF11.FOR.....	131
A1.5 - Sub-rotina BISSEC.FOR.....	135
Referências bibliográficas.....	136

Lista de figuras e tabelas

Figura 2.1 - Fluxograma do processo FCC - Petrobras-SIX

Figura 2.2 - Diagrama simplificado do circuito regenerador-"riser" da Petrobras-SIX

Figura 2.3 - Regimes de escoamento em "standpipe" segundo Ginestra *et al.* (1980)

Figura 2.4 - Regimes de escoamento em "standpipe" com um ponto de aeração [Mountziaris e Jackson, 1991]

Figura 2.5 - Perfis de pressão no "standpipe" : (a) escoamento em leito fluidizado; (b) escoamento em leito móvel; (c) e (d) coexistência dos 2 regimes [Leung, 1976]

Figura 3.1 - Sistema alimentador-"standpipe"-descarga segundo Mountziaris e Jackson (1991) (sem escala)

Figura 3.2 - Configuração do "standpipe" da Petrobras-SIX (sem escala)

Figura 4.1 - Fluxograma do simulador desenvolvido para o modelo de Mountziaris e Jackson
Programa principal

Figura 4.2 - Fluxograma simplificado das sub-rotinas de cálculo para o modelo de Mountziaris e Jackson (1991)

Figura 5.1 - Perfis de pressão adimensionais no "standpipe" obtidos com a expressão de Macdonald *et al.* (1979), utilizando os valores limite para o parâmetro B_M :
 $B_M = 1,8$ e $B_M = 4$

Figura 5.2 - $(T-1)$ em função do $\ln(1/\varepsilon)$ para vários tipos de leitos: [Comiti e Renaud, 1989]

Figura 5.3 - Perfis de pressão adimensionais no "standpipe" obtidos com a expressão de Comiti e Renaud (1989), $X = 1$

Figura 5.4 - Perfis de pressão adimensionais no "standpipe" obtidos com a expressão de Comiti e Renaud (1989), $T = 1,444$

- Figura 5.5 - Perfil de pressão adimensional no "standpipe", utilizando a equação de Ergun (modelo de Mountziaris e Jackson, 1991) para força de interação entre as fases
- Figura 5.6 - Comparação entre os perfis adimensionais de pressão obtidos com as diferentes expressões para força de interação gás-sólido
- Figura 6.1 - Digrama de performance sem injeção de gás adicional. Modelo de Mountziaris e Jackson (1991)
- Figura 6.2 - Diagrama de performance com injeção de gás. Modelo de Mountziaris e Jackson (1991)
- Figura 6.3 - Diagrama de performance: comparação entre equações de Ergun, 1952 (linhas cheias) e Comiti e Renaud, 1989 (símbolos) na faixa de interesse. Modelo de Mountziaris e Jackson (1991)
- Figura 6.4 - Perfil de pressão em "standpipe", $w_v = 0,3$: (a) $\bar{v} = 0,008$; (b) $\bar{v} = 0,03$; (c) $\bar{v} = 0,1$
- Figura 6.5 - Perfil de pressão em "standpipe", $w_v = 0,8$: (a) $\bar{v} = 0,06$; (b) $\bar{v} = 0,18$; (c) $\bar{v} = 0,38$
- Figura 6.6 - Perfil de pressão em "standpipe", $w_v = 0,5$: (a) $\bar{v} = 0,04$; (b) $\bar{v} = 0,07$
- Figura 6.7 - Perfil de pressão em "standpipe", $w_v = 0,7$: (a) $\bar{v} = 0,05$; (b) $\bar{v} = 0,07$
- Figura 6.8 - Perfil de velocidade axial adimensional do gás em "standpipe", como função da velocidade superficial de catalisador, $w_v = 0,3$
- Figura 6.9 - Perfil de velocidade axial adimensional do gás em "standpipe", como função da velocidade superficial de catalisador, $w_v = 0,8$
- Figura 6.10 - Perfil de velocidade axial adimensional do gás em "standpipe", como função da velocidade superficial de catalisador: (a) $w_v = 0,5$; (b) $w_v = 0,7$
- Figura 6.11 - Diagrama de performance: (linhas) $\phi=0,9$; (símbolos) $\phi=0,95$
- Figura 6.12 - Diagrama de performance: (linhas) modelo de Mountziaris e Jackson; (símbolos) modelo de Leung e Jones
- Figura 6.13 - Perfil de pressão em "standpipe": $w_v = 0,3$. Modelo sugerido por Leung e Jones (a) $\bar{v}=0,008$ e (b) $\bar{v}=0,03$
- Figura 6.14 - Perfil de pressão em "standpipe": $w_v = 0,8$. Modelo sugerido por Leung e Jones
- Figura 6.15 - Perfil de pressão em "standpipe". Modelo sugerido por Leung e Jones (a) $w_v = 0,5$ e $\bar{v}=0,04$ e (b) $w_v = 0,7$ e $\bar{v}=0,05$

Figura 7.1 - Diagrama de performance de "standpipe": $u_a = 0,01$, $y_a = 0,919$

Figura 7.2 - Influência da velocidade superficial de gás injetado sobre o gradiente de pressão

Figura 7.3 - Perfil de pressão em "standpipe": (a) $w_v = 0,55$, $\bar{v} = 0,08$; (b) $w_v = 0,8$, $\bar{v} = 0,14$

Figura 7.4 - Diagrama de performance de "standpipe": $u_a = 0,0065$; $y_a = 0,5$

Figura 7.5 - Diagrama de performance de "standpipe": $u_a = 0,0065$; $y_a = 0,1$

Tabela 6.1 - Composição do gás inerte escoando no "standpipe"

Tabela 7.1 - Influência da localização do ponto de injeção de gás

Nomenclatura

a, b, c, d	constantes do método de Runge-Kutta-Gill
a_{vd}	superfície molhada específica das partículas, m^{-1}
a_{vs}	superfície específica média das partículas, m^{-1}
a_w	área específica do tubo, m^{-1}
A	área da seção transversal do "standpipe", m^2
A_M	parâmetro da equação (5.7), adimensional
A_o	área da seção transversal do orifício de saída do "standpipe", m^2
B_M	parâmetro da equação (5.7), adimensional
C	permeabilidade do meio poroso
D	diâmetro do tubo, m
D_{eq}	diâmetro equivalente da partícula, m
D_h	diâmetro hidráulico do tubo, m
D_o	diâmetro do orifício de descarga, m
d_p	diâmetro da partícula, adimensional
D_p	diâmetro de partícula, m
f	fator de atrito sólidos-paredes, adimensional
f_g	fator de atrito gás-parede, adimensional
\bar{F}	força local média de interação entre as fases por unidade de volume, $kg (ms)^{-2}$
g	aceleração da gravidade, $m s^{-2}$
h	passo do método de Runge-Kutta-Gill
H	altura do leito, m
\bar{i}	vetor unitário vertical descendente
k	constante da equação de Kozeny
K	relação entre os eixos principais de tensão no "standpipe" $(\sigma_{yy}/\sigma_{\pi})_{rp}$, adimensional
\bar{K}	constante definida pela equação (3.17)

\tilde{K}	constante definida pela equação (3.23)
k_1, k_2	constantes definidas para a equação (3.3)
K_1, K_2	constantes definidas para a equação (3.1)
k_3, k_4	constantes definidas para a equação (3.4)
K_3, K_4	constantes definidas para a equação (3.2)
m_{CR}^*	termo que representa perda de energia cinética, dado pela equação (5.14a)
M	coeficiente de correção para efeito de parede dado pela equação (5.3), adimensional
M_{CR}, M_{CR}^*	termos que representam perdas de energia cinética, dados pelas equações (5.10a) e (5.23a), respectivamente, Pa m^{-1}
mol	massa molecular do gás
n	coeficiente de Richardson-Zaki, $n=n(Re_p)$
n_{CR}^*	termo de resistência viscosa, dado pela equação (5.14b)
N	número de intervalos (Runge-Kutta-Gill)
N_{CR}, N_{CR}^*	termos de resistência viscosa, dados pelas equações (5.10b) e (5.13b), respectivamente, Pa m^{-1}
N_{Re}	número de Reynolds definido por MacDonald <i>et al.</i> - equação (5.8)
p	pressão, adimensional
p'	variável auxiliar para cálculo de p (Runge-Kutta-Gill)
P	pressão, Pa
p_a	pressão no topo do alimentador, adimensional
p_o	pressão no orifício de descarga, adimensional
P_o	pressão no orifício de descarga, Pa
r	raio, adimensional
R	constante universal dos gases, $[R = 0,08205 \text{ l atm (mol K)}^{-1}]$
Re	número de Reynolds definido por Dolejš e Machač - equação (5.5)
Re_p	número de Reynolds da partícula definido por Dolejš e Machač - equação (5.6)
Re_r	número de Reynolds calculado com a velocidade terminal da partícula isolada
RK_1 - RK_4	variáveis do método de Runge-Kutta-Gill
RK_{11} - RK_{24}	variáveis do método de Runge-Kutta-Gill
r_p	raio do "standpipe", adimensional

R_p	raio do "standpipe", m
r_v	coordenada radial de entrada no cone de descarga, adimensional
t	tempo, s
T	temperatura absoluta, K
\tilde{T}_r	tensor tensão local médio da fase gasosa
\tilde{T}_s	tensor tensão local médio da fase sólida
\tilde{T}_{sa}	tensor tensão local médio da fase sólida, adimensional
U	velocidade superficial do gás, $m\ s^{-1}$
\bar{u}	velocidade superficial da fase gasosa, adimensional
\vec{u}	vetor velocidade, fase gasosa
u_a	velocidade superficial do gás injetado ao longo do "standpipe", adimensional
u_r	velocidade radial do gás nas regiões cônicas, adimensional
u_y	velocidade axial do gás nas regiões cilíndricas, adimensional
U_{mf}	velocidade mínima de fluidização, $m\ s^{-1}$
U_{sl}	velocidade relativa, $m\ s^{-1}$
V	velocidade superficial de sólidos, $m\ s^{-1}$
\bar{v}	velocidade superficial da fase sólida, adimensional
\vec{v}	vetor velocidade, fase sólida
v_r	velocidade radial do sólido nas regiões cônicas, adimensional
v_t	velocidade terminal das partículas, adimensional
v_y	velocidade axial do sólido nas regiões cilíndricas, adimensional
V_t	velocidade terminal das partículas, $m\ s^{-1}$
w	constante de peso para equação (3.5), adimensional
w_v	relação entre os diâmetros do orifício de descarga e do "standpipe", adimensional
$w_{v(máx)}$	abertura máxima do orifício de descarga para que se forma região cônica, adimensional
W_g	vazão mássica do gás, $kg\ s^{-1}$
W_s	vazão mássica do sólido, $kg\ s^{-1}$
X	parâmetro definido pela equação (5.12), adimensional
y	coordenada axial, adimensional
Y	coordenada axial, m

y_e comprimento efetivo do "standpipe", adimensional

Letras gregas

α	meio-ângulo da porção cônica do alimentador
α_{AS}	parâmetro da equação (5.1), m^{-2}
α_{DM}	fator de forma da equação (5.2), adimensional
β	meio-ângulo da região cônica de descarga
β_{AS}	parâmetro da equação (5.1), m^{-1}
δ	ângulo de atrito sólido-parede
δ_v	ângulo de atrito entre o leito móvel de partículas e as partículas estacionárias antes do orifício de descarga
ε	porosidade, adimensional
ε_{mf}	porosidade na condição de mínima fluidização, adimensional
ε_0	porosidade do leito fixo, adimensional
ϕ	esfericidade da partícula, adimensional
Φ	ângulo de atrito interno das partículas
γ_w	orientação angular do eixo de tensão principal na parede do cone
μ	coeficiente de atrito, adimensional
μ_g	viscosidade do gás, $kg (m s)^{-1}$
μ_{ga}	viscosidade do gás, adimensional
μ_w	coeficiente de atrito sólido-parede, adimensional
π	constante = 3,14159...
ρ_g	massa específica do gás, $kg m^{-3}$
ρ_{ga}	massa específica do gás, adimensional
ρ_m	massa específica da mistura gás-sólido, $kg m^{-3}$
ρ_s	massa específica dos sólidos, $kg m^{-3}$
σ	tensão normal, Pa
σ_{rr}	componente radial da tensão normal da fase sólida, adimensional
σ_{ry}	tensão tangencial na direção axial - fase sólida, adimensional
σ_{yy}	tensão normal na direção axial - fase sólida, adimensional

$\bar{\sigma}_{yy}$	tensão normal média na seção transversal - fase sólida, adimensional
τ	tensão de cisalhamento
τ_c	coesão do sólido
T	tortuosidade do leito, adimensional
ω	fator de correção para superfície molhada na equação (5.2), adimensional
ψ	número de resistência definido pela equação (5.4), adimensional

Subscritos

1	plano do topo do "standpipe"
2	plano de saída do "standpipe"
3	plano de saída da região de descarga
a	coroa esférica do topo da porção cônica do alimentador
b	coroa esférica da saída do cone de descarga
c	coroa esférica da saída do alimentador
d	coroa esférica da entrada da região de descarga

RESUMO

TACÃO, Andréa A. **Simulação do escoamento gás-sólido através do "standpipe" de uma unidade de FCC.** Campinas: UNICAMP, 1996. 143 p. (Dissertação, Mestrado em Engenharia Química)

O presente trabalho apresenta a simulação do escoamento gás-sólido do "standpipe" da unidade de FCC da Petrobras-SIX. "Standpipe" é o tubo que transporta catalisador e gás arrastado do reator para o regenerador através de uma contrapressão, com auxílio da gravidade, possuindo um ponto de injeção adicional de gás próximo à descarga. Apenas escoamento em leito móvel é considerado. O objetivo deste estudo é determinar o comportamento do "standpipe", ou seja, contrapressão máxima que pode ser vencida, perfil de pressão e condições de inversão de fluxo de gás (ou fluidização reversa), para que seja possível prever o desempenho do mesmo nas condições de operação. Para tanto, dois modelos matemáticos da literatura foram utilizados, com três expressões de força de interação entre as fases sendo testadas para um deles. Desenvolveu-se um simulador em linguagem FORTRAN, o qual utiliza o método de Runge-Kutta-Gill para solução das equações diferenciais de um dos modelos. Simulações foram executadas para várias condições de vazão de sólidos, contrapressão e aberturas da válvula de descarga. Os resultados obtidos com ambos os modelos não foram concordantes, sendo que apenas um deles fornece respostas condizentes com as condições de operação da unidade. Com este modelo foi realizada uma análise quanto à vazão e localização do gás adicional injetado. Concluiu-se que o "standpipe" em questão opera com bom desempenho, mas em condições próximas aos limites de fluidização reversa, a qual ocasiona paradas da unidade.

Palavras-chave: "standpipe", escoamento gás-sólido, simulação, transporte de partículas.

ABSTRACT

TACÃO, Andréa A. **Simulação do escoamento gás-sólido através do "standpipe" de uma unidade de FCC.** Campinas: UNICAMP, 1996. 143 p. (Dissertação, Mestrado em Engenharia Química)

This work presents the simulation of the gas-solid flow through the standpipe of the FCC unity of Petrobras-SIX. Standpipe sends gas and catalysts from riser to the regenerator against a backpressure with the aid of gravity and presents a point of gas injection near the discharge. Only moving bed flow is considered. The objective is to determine the standpipe behavior, that is, the maximum backpressure, the pressure profile and reversed gas flow (or reversed fluidization) conditions in order to predict the pipe performance under the operating conditions. We have used two mathematical models reviewed in the literature and tested three expressions for the force exerted by the gas on the particles. A simulator has been developed in FORTRAN using the Runge-Kutta-Gill method for differential equations solution. Simulations were carried out for many catalyst flow conditions, backpressure and discharge valve opening. Results obtained for each model were not in agreement, but one of the models provides results in agreement with the unity operation conditions. We have used this model to analyze the flow and location of injected gas. We have concluded that the standpipe performance is good but it works with operating conditions near the limit of reversed fluidization, which makes the process to shut down.

Keywords: standpipe, gas-solid flow, simulation, particle transport.

Capítulo 1 - INTRODUÇÃO

O presente trabalho tem por objetivo a simulação do escoamento gás-sólido em "standpipe" da unidade de craqueamento catalítico em leito fluidizado (FCC - "fluidized bed catalytic cracking") da Petrobras-SIX, situada em São Mateus do Sul, PR.

O craqueamento é uma das etapas do processo de refino de petróleo, a qual converte resíduos pesados de destilação em gasolina e óleos. O primeiro processo utilizado para este fim foi o craqueamento térmico [Geldart, 1986], abandonado devido à baixa qualidade da gasolina produzida.

Na década de 30, começou a operar a primeira unidade de craqueamento catalítico em leito fixo. O problema, neste caso, foi a rápida desativação do catalisador causada pela deposição de coque, o qual também é gerado durante a reação. Assim, nos anos seguintes, foi desenvolvida a tecnologia do craqueamento catalítico em leito fluidizado. [Yates, 1983]

O "standpipe" surgiu com o processo de craqueamento catalítico em leito fluidizado durante a Segunda Guerra Mundial [Knowlton, 1986a]. É o tubo que conduz o catalisador desativado do reator para o regenerador. Sua função é transportar sólidos (catalisador) de um ponto com pressão P_1 para outro com pressão P_2 , sendo P_2 maior que P_1 (contrapressão). Para tanto, é necessária a presença de gás. O objetivo do "standpipe" é evitar a inversão do fluxo deste gás com o auxílio da gravidade.

O gradiente de pressão máximo que pode ser vencido por determinado "standpipe" é igual à coluna hidrostática de catalisador contido no mesmo. Quando a contrapressão supera este valor máximo, o fluxo de gás é invertido. Isto significa que gás proveniente do regenerador (ar de combustão) segue através do "standpipe" em direção ao reator e entra em contato com hidrocarbonetos a altas temperaturas (aproximadamente 500°C), originando uma mistura explosiva. Assim sendo, no momento em que o valor máximo da contrapressão é atingido, o processo é imediatamente interrompido, causando prejuízos.

A importância deste escoamento para o processo como um todo vem do fato de que a capacidade de produção de uma unidade de FCC é determinada pela vazão de catalisador através do "standpipe". Quanto maior a quantidade de catalisador circulando no sistema reator-regenerador, maior a produção da unidade.

1.1 - Objetivos

A Petrobras-SIX apresenta uma unidade de FCC em escala piloto, a qual é utilizada para fins de pesquisa. Nesta unidade, é bastante freqüente a ocorrência de paradas devido à inversão do sentido de fluxo da fase gasosa, acarretando atrasos e prejuízos.

Deste modo, o objetivo deste trabalho é estudar o comportamento do "standpipe" da Petrobras-SIX, selecionando, entre os modelos disponíveis na literatura, o mais adequado para o desenvolvimento de um simulador capaz de descrever este comportamento nas diversas condições de operação.

Como objetivos específicos deste estudo, podem ser citados:

- determinação da contrapressão máxima vencida pelo "standpipe";
- determinação das condições que provocam a inversão do fluxo do gás;
- determinação do perfil de pressão ao longo do tubo;
- determinação da influência da injeção adicional de gás no tubo (quantidade e localização).

1.2 - Apresentação deste trabalho

Esta dissertação está dividida em 8 capítulos, sendo cada um brevemente descrito a seguir:

Capítulo 2: traz uma breve revisão bibliográfica, mostrando o desenvolvimento da modelagem de escoamento em "standpipes".

Capítulo 3: discute os modelos utilizados para simulação do escoamento através do "standpipe".

Capítulo 4: traz o método matemático utilizado na solução do modelo do "standpipe" e a estrutura do programa computacional desenvolvido.

Capítulo 5: apresenta e compara resultados de simulações que utilizam 3 expressões da literatura para forças de interação gás-sólido (arraste).

Capítulo 6: mostra resultados das simulações obtidos com os modelos matemáticos apresentados no capítulo 3, discutindo estes resultados.

Capítulo 7: é realizada uma análise paramétrica a fim de se determinar a influência da quantidade de gás injetado ao longo do "standpipe" e do ponto de injeção.

Capítulo 8: finaliza o trabalho, apresentando as conclusões obtidas e sugestões para novos estudos.

Capítulo 2 - REVISÃO DE LITERATURA

O levantamento bibliográfico realizado neste trabalho foi baseado principalmente nas seguintes fontes:

- Engineering Index (Compendex Plus) (1986-1994)
- Chemical Abstracts (1986-1994)
- Powder Technology (1986-1996)
- Chemical Engineering Science (1986-1995)
- AIChE Journal (1986-1995)
- International Journal of Multiphase Flow (1986-1995)

Verificou-se que o maior desenvolvimento no estudo de "standpipes" ocorreu no final dos anos 70 e na década de 80, apesar de existirem trabalhos esparsos publicados anteriormente.

Este capítulo encontra-se dividido em 6 itens:

1. O processo FCC
2. "Standpipe"
3. Regimes de escoamento
4. Perfis de pressão
5. Efeitos de aeração
6. "Standpipes" inclinados
7. Conclusão

Todos apresentam uma evolução cronológica de seu assunto. Detalhamento maior foi dado aos tópicos mais relevantes para o presente trabalho.

2.1 - O processo FCC

A primeira unidade de FCC começou a operar na refinaria da Standard Oil Co., localizada em Baton Rouge (EUA), em 1942. [Yates, 1983]

Muitas melhorias no projeto destas unidades ocorreram durante aproximadamente 20 anos. A maioria delas consistiu na redução do tamanho do reator e da quantidade de equipamentos auxiliares. Entretanto, o princípio geral de todos os projetos permaneceu inalterado. [Yates, 1983]

O processo FCC da Petrobras-SIX é descrito simplificadaamente a seguir. A figura 2.1 apresenta o fluxograma do processo e a figura 2.2 mostra o fluxograma simplificado do circuito reator-regenerador.

Catalisador proveniente do regenerador a 720°C é arrastado com vapor d'água até encontrar a carga, que pode ser gasóleo pesado, residuo de destilação atmosférica ou óleo desasfaltado, aquecida a 200°C.

A mistura fluidizada catalisador-carga-vapor é alimentada ao reator ("riser") a 560°C, onde ocorre o craqueamento, o qual é caracterizado por reações endotérmicas.

O produto, carga que não reagiu e catalisador são removidos no topo do reator a 520°C e alimentados a um ciclone.

As partículas seguem para o "stripper", que recupera gás arrastado e alimenta o "standpipe". Através dele o catalisador é alimentado ao regenerador, onde o coque é queimado com ar de combustão a 600°C e retorna ao reator.

A fase gasosa passa através de outro ciclone antes de seguir para os condensadores. Destes, remove-se óleo pesado e gás, alimentado a outro condensador. Separa-se, então, óleo intermediário e a fase gasosa passa por um ejetor, que recupera óleo leve. O gás restante é queimado no "flare".

A diminuição da temperatura do catalisador causada pelas reações de craqueamento (endotérmicas) é recuperada pela fase de regeneração (exotérmica). Assim, algum benefício é obtido da rápida desativação do catalisador.

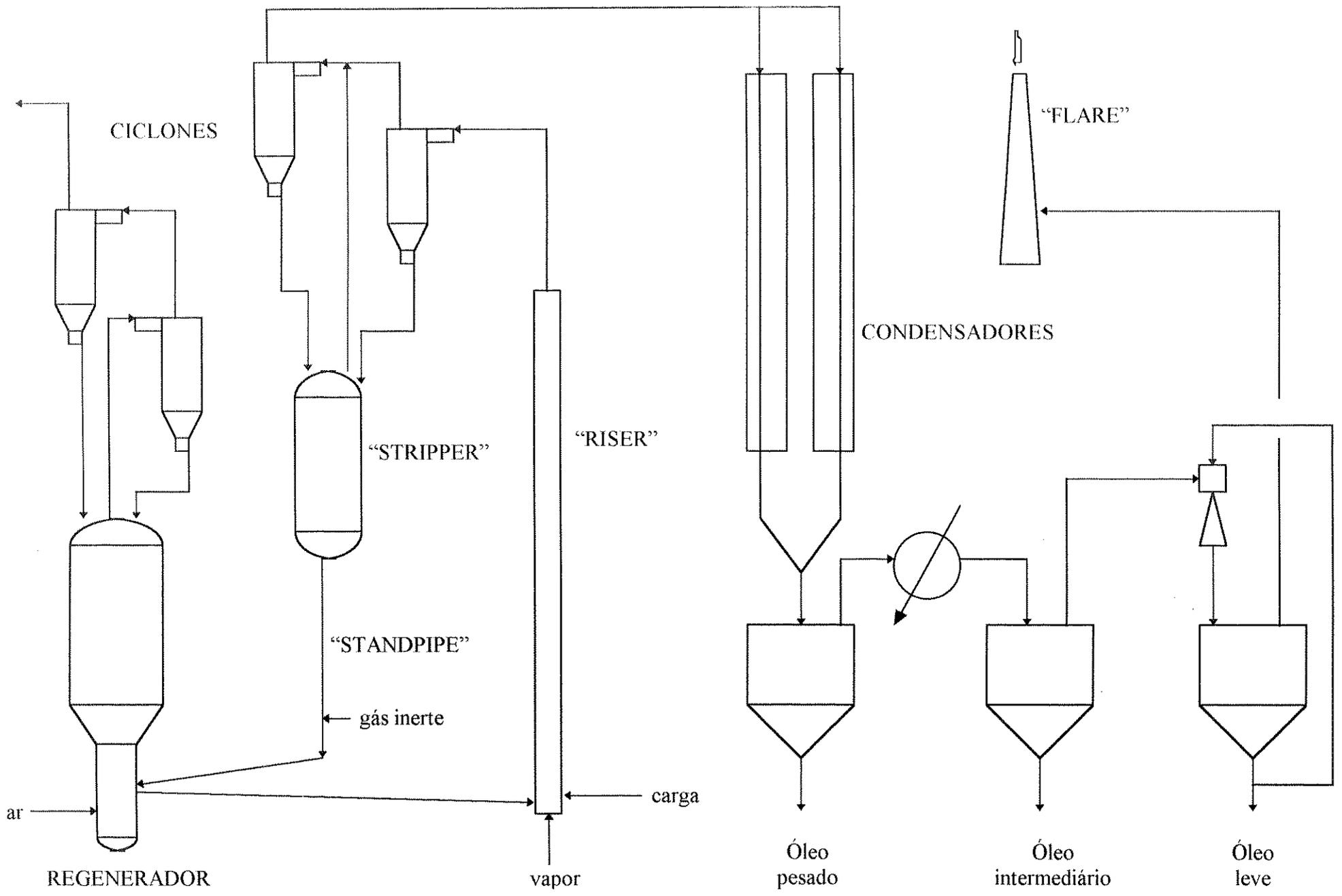


Figura 2.1 - Fluxograma do processo FCC - Petrobras-SIX

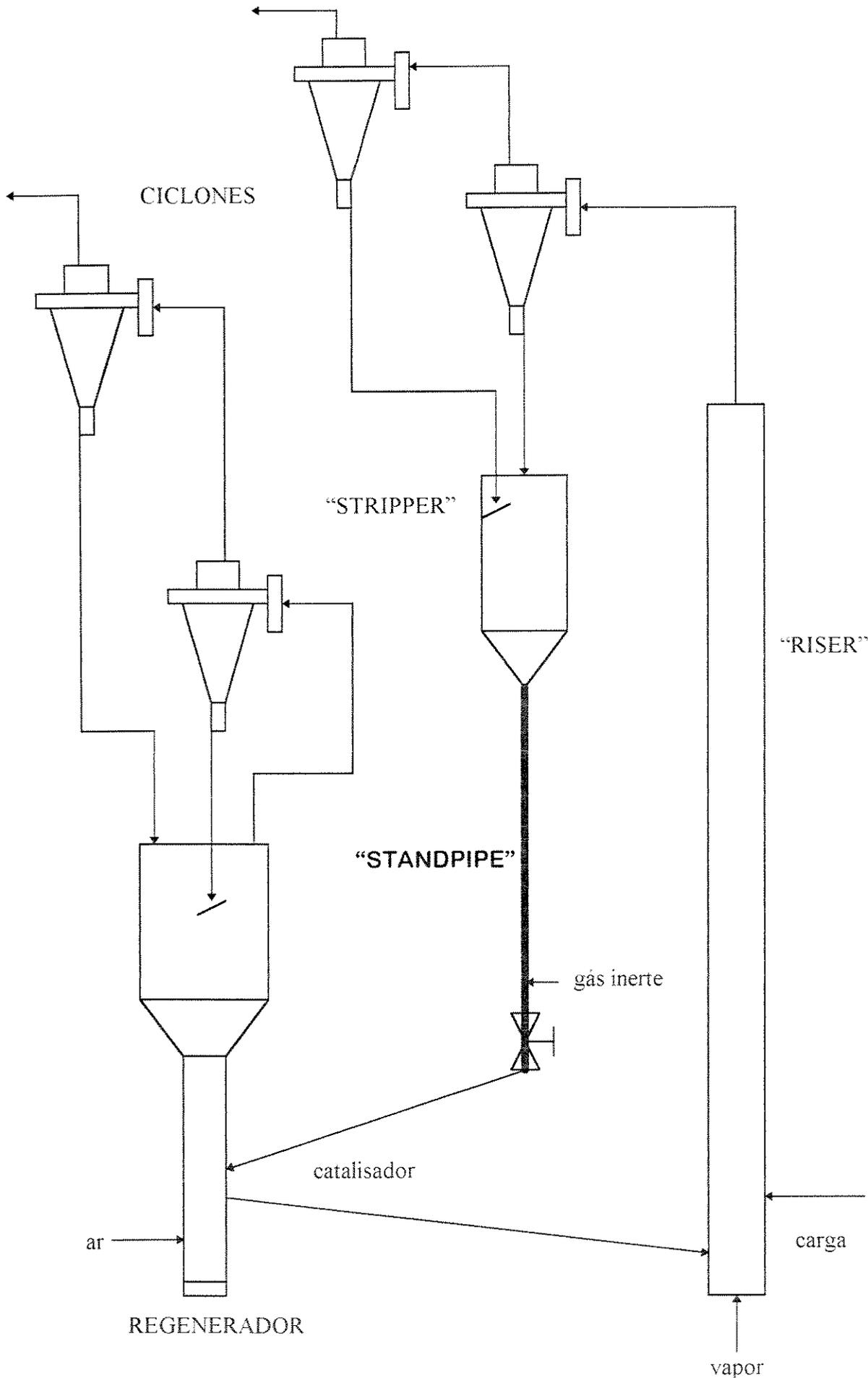


Figura 2.2 - Diagrama simplificado do circuito regenerador- "riser" da Petrobras-SIX

2.2 - "Standpipe"

"Standpipe" é um tubo vertical ou inclinado que transporta catalisador do reator para o regenerador, ou seja, de um ponto a outro com pressão mais alta. Para tanto, conta com o auxílio da gravidade.

Partículas podem ser transferidas através de um gradiente de pressão adverso se o gás escoar no sentido ascendente relativamente ao fluxo descendente de sólidos. Em outras palavras, a velocidade do sólido deve ser maior que a velocidade do gás. A direção do fluxo do gás em relação às paredes do "standpipe", porém, pode ser ascendente ou descendente (escoamento contra ou co-corrente, respectivamente), sendo descendente no processo de FCC.

O gradiente de pressão máximo que pode ser vencido por determinado "standpipe" é igual ao peso de sólidos escoando através dele. Entretanto, gás é necessário para que as partículas conservem fluidez e exerçam pressão. Quando o escoamento é co-corrente e descendente, o gás é comprimido no sentido do fluxo. Para compensar esta diminuição de volume, gás é adicionado ao longo do tubo, de modo que o sistema permanece fluído.

Quando a contrapressão é maior que o peso de sólidos no tubo, o fluxo de gás é invertido. Se o gradiente de pressão aumenta ainda mais, o fluxo ascendente de gás vai fluidizar o catalisador. Contudo, inverter o fluxo de gás significa que gás proveniente do regenerador (ar de combustão) segue através do "standpipe" até o "stripper" (figura 2.2) e entra em contato com hidrocarbonetos em temperatura alta (aproximadamente 500°C), formando uma mistura explosiva, com conseqüências desastrosas.

Assim, é necessário conhecer o comportamento do "standpipe" de modo a evitar grandes transtornos e prejuízos.

2.3 - Regimes de escoamento

No escoamento descendente de sólidos em "standpipe", duas classes principais de regimes de fluxo podem ser identificados:

1. escoamento em leito fluidizado:

- ⇒ a velocidade relativa gás-sólido é maior que a velocidade mínima de fluidização;
- ⇒ a porosidade do leito é maior que a porosidade na condição de mínima fluidização;
- ⇒ as partículas se encontram em suspensão,

2. escoamento em leito móvel (leito empacotado):

- ⇒ a velocidade relativa gás-sólido é menor que a velocidade mínima de fluidização;
- ⇒ a porosidade do leito é menor ou igual à porosidade na condição de mínima fluidização;
- ⇒ as partículas apresentam pequeno movimento relativo umas às outras.

A velocidade relativa gás-sólido é definida como:

$$U_{sl} = \frac{U}{\varepsilon} - \frac{V}{(1 - \varepsilon)} \quad (2.1)$$

sendo: U = velocidade da fase gasosa

V = velocidade da fase sólida

ε = porosidade do leito

Os regimes de escoamento foram primeiramente classificados por Zenz (1953). Seu trabalho foi qualitativo e dividiu o escoamento em modo fluidizado de acordo com o sentido do fluxo de gás (ascendente ou descendente).

Em seguida, Kojabashian (1958) apresentou sua classificação na literatura através de um diagrama. Sua análise foi quantitativa e distinguiu três regiões de escoamento para o modo fluidizado:

1. fluxo ascendente de gás e $(\partial\varepsilon/\partial P)_{w_s, w_g} < 0$;
2. fluxo descendente de gás e $(\partial\varepsilon/\partial P)_{w_s, w_g} > 0$;
3. fluxo descendente de gás e $(\partial\varepsilon/\partial P)_{w_s, w_g} < 0$,

onde P é a pressão e W_s , W_g são as vazões mássicas de partículas e gás, respectivamente. Cada região é subdividida em duas, dependendo da presença ou não de bolhas.

Para o caso de escoamento não-fluidizado, o autor [Kojabashian, 1958] propôs a seguinte divisão:

1. escoamento em leito móvel de transição:

⇒ a porosidade é função da velocidade relativa gás-sólido

2. escoamento em leito móvel:

⇒ a porosidade é constante e igual à porosidade do leito fixo

Um estudo de Leung (1976) demonstrou que, para determinadas vazões descendentes de gás e sólidos no "standpipe", a mistura pode fluir:

1. em leito fluidizado;

2. em leito móvel;

3. em leito fluidizado em um segmento do "standpipe" e leito móvel em outro segmento.

Por considerarem a classificação anterior (de Kojabashian) bastante complexa, Leung e Jones (1978) propuseram outra divisão do escoamento em "standpipe", admitindo ainda o caso de escoamento diluído ($\varepsilon \cong 1$, sem bolhas). Nesta, os regimes são:

1. DENFLO ("dense phase fluidized solid flow") :

⇒ caracterizado por alta vazão de sólidos;

⇒ porosidade pouco superior à porosidade de mínima fluidização;

2. LEANFLO ("lean phase fluidized solid flow") :

⇒ caracterizado por baixa vazão de sólidos;

⇒ alta porosidade;

3. TRANPACFLO ("transition packed bed flow") :

⇒ como definido por Kojabashian (1958), a porosidade varia de acordo com a velocidade relativa;

4. PACFLO ("packed bed flow") :

⇒ também de acordo com Kojabashian (1958), a porosidade é constante.

Nesta classificação, os autores concluem que o limite entre escoamento em leito fluidizado e não-fluidizado é definido em termos da velocidade relativa:

$$U_{sl} > U_{mf}/\epsilon_{mf} \quad - \text{leito fluidizado};$$

$$U_{sl} \leq U_{mf}/\epsilon_{mf} \quad - \text{leito não-fluidizado},$$

onde: U_{mf} = velocidade de mínima fluidização

ϵ_{mf} = porosidade do leito na condição de mínima fluidização

Os autores [Leung e Jones, 1978] ainda apresentaram coexistências possíveis entre estes regimes. Os três tipos mais comuns são:

1. LEANFLO com PACFLO ou TRANPACFLO e
2. LEANFLO com DENFLO: ocorrem quando existe restrição na saída do "standpipe" e baixa vazão de sólidos na entrada;
3. DENFLO com PACFLO ou TRANPACFLO: ocorre quando existe restrição na saída do "standpipe", porém não existe restrição na entrada.

Os trabalhos experimentais de Judd e Dixon (1976) e Judd e Rowe (1978), em escala de laboratório, mostraram evidências da real existência destas coexistências de regimes de escoamento.

Utilizando dados experimentais, Leung (1980) apresentou um diagrama quantitativo de regime de escoamento. Este gráfico relacionou velocidade superficial de sólidos e porosidade. Nele foi possível identificar todos os regimes de escoamento propostos. LEANFLO foi definido como escoamento fluidizado tipo I e DENFLO como escoamento fluidizado tipo II.

Em 1980, surgiram outras classificações. Dries (1980) considerou a ascensão de bolhas provenientes de aeração ao longo do "standpipe" e postulou outra divisão. Assim, propôs a existência de quatro classes de escoamento:

1. escoamento empacotado descendente co-corrente absoluto e
2. escoamento fluidizado descendente co-corrente absoluto:
 - ⇒ todo o gás escoar no sentido descendente;
 - ⇒ a velocidade do gás diminui, porosidade e densidade do leito aumentam ao longo do "standpipe", podendo ocorrer a transição do leito fluidizado para o leito móvel;
 - ⇒ a densidade diminui abaixo do ponto de aeração.

3. escoamento fluidizado descendente contracorrente líquido:

⇒ há um fluxo ascendente líquido de gás, o qual se expande;

⇒ a densidade da mistura é menor no topo do "standpipe" (acima do ponto de aeração),

4. escoamento fluidizado descendente co-corrente líquido:

⇒ parte do gás é comprimida (fluxo descendente) e

⇒ parte do gás expande (fluxo ascendente - bolhas).

O limite entre escoamento descendente co-corrente absoluto e líquido é determinado pelo critério de que a bolha de maior velocidade de ascensão seja mantida estacionária pelos sólidos descendentes. Matematicamente, este é o mesmo critério que demarca a separação entre DENFLO e LEANFLO proposto por Leung e Jones (1978):

$$(\partial U_g / \partial \epsilon)_{w_s} = 0.$$

Isto indica que o escoamento descendente co-corrente líquido de Dries seja correspondente ao LEANFLO de Leung e Jones. Entretanto, Dries considera fluxo ascendente de bolhas, provenientes de aeração (uma fração do gás sobe e outra desce). Leung e Jones, por outro lado, consideram que toda a vazão do gás injetado ao longo do "standpipe" é distribuída uniformemente pela seção transversal do tubo e segue o fluxo descendente da mistura. Assim, o efeito causado pela variação de condições operacionais (pressão ou taxa de aeração, por exemplo) deve ser distinto para cada um dos dois regimes propostos. É importante ressaltar, ainda, que o estudo desenvolvido por Dries para postular sua classificação resultou da análise de comportamento de "standpipes" industriais e os estudos de Leung e Jones e outros foram realizados em escala de laboratório.

Todos os estudos desenvolvidos consideraram escoamento unidimensional. Ginestra *et al.* (1980a, b) partiram de um modelo teórico com a intenção de verificar se a teoria unidimensional é realmente capaz de descrever o comportamento do "standpipe" por completo. Para tanto, consideraram não apenas o "standpipe", mas também o dispositivo de alimentação e a região de descarga. O modelo utiliza as equações da continuidade e do movimento para o gás e os sólidos com grandes simplificações. Estas simplificações fazem com que a concordância da teoria com dados experimentais seja apenas qualitativa. Contudo, o

comportamento do sistema será determinado pelas leis da mecânica, ao invés de equações empíricas. Este trabalho resultou na seguinte classificação, que não considera aeração intermediária no "standpipe" (figura 2.3) :

- regime 1: todo o sistema escoa em leito móvel;
- regime 2: segmento superior do "standpipe" é ocupada por uma suspensão (leito fluidizado) e segmento inferior escoa em leito móvel;
- regime 3: interface suspensão-leito móvel se encontra na região de descarga ("standpipe" preenchido por uma suspensão);
- regime 4: "standpipe" e região de descarga ocupados por suspensão.

Considerando aeração em um ponto do "standpipe", mais um regime é possível:

- regime 5: acima do ponto de aeração o escoamento ocorre em leito móvel; abaixo do ponto de aeração existe uma suspensão que pode ou não terminar em leito móvel.

Algumas simplificações mais fortes utilizadas pelos últimos autores foram eliminadas em estudo posterior, realizado por Chen *et al.* (1984). Este trabalho não considerou qualquer ponto de aeração no "standpipe" e confirmou a classificação anterior (regimes 1-4).

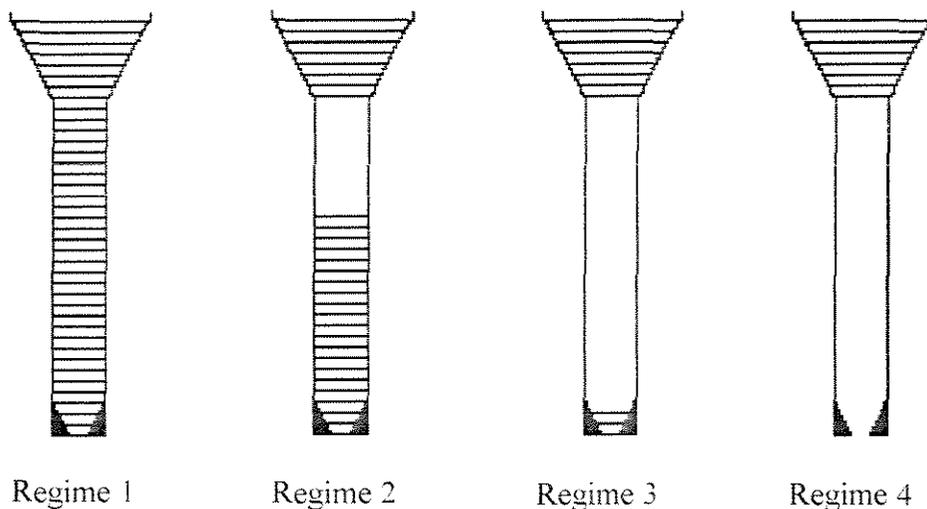


Figura 2.3 - Regimes de escoamento em "standpipe" segundo Ginestra *et al.* (1980):

hachurado = leito móvel; branco = leito fluidizado

Em 1987, Mountziaris e Jackson (1987) estenderam o trabalho de Chen *et al.* (1984) para o caso em que há aeração ao longo do "standpipe". "A adição de m pontos de aeração divide o "standpipe" em $(m+1)$ segmentos. Assim, para identificação exata dos regimes de escoamento, nós utilizamos $(m+1)$ números, cada um descrevendo o modo do escoamento na região correspondente [Mountziaris e Jackson, 1987]." Estes números variam de 1 a 4 e correspondem aos 4 regimes definidos inicialmente por Ginestra *et al.* (1980a, b). O regime 5 (escoamento em leito móvel até o ponto de aeração), proposto pelos últimos autores, passa a ser:

- regime 1-2: abaixo do ponto de aeração existe uma suspensão que termina em leito móvel no "standpipe";
- regime 1-3: abaixo do ponto de aeração existe uma suspensão que termina em leito móvel na região de descarga;
- regime 1-4: abaixo do ponto de aeração existe apenas uma suspensão.

Estes mesmos autores [Mountziaris e Jackson, 1991] publicaram estudo bem mais detalhado sobre o assunto. Neste, é comprovado experimentalmente o mapeamento dos regimes de escoamento em "standpipe" obtido em 1987 (figura 2.4).

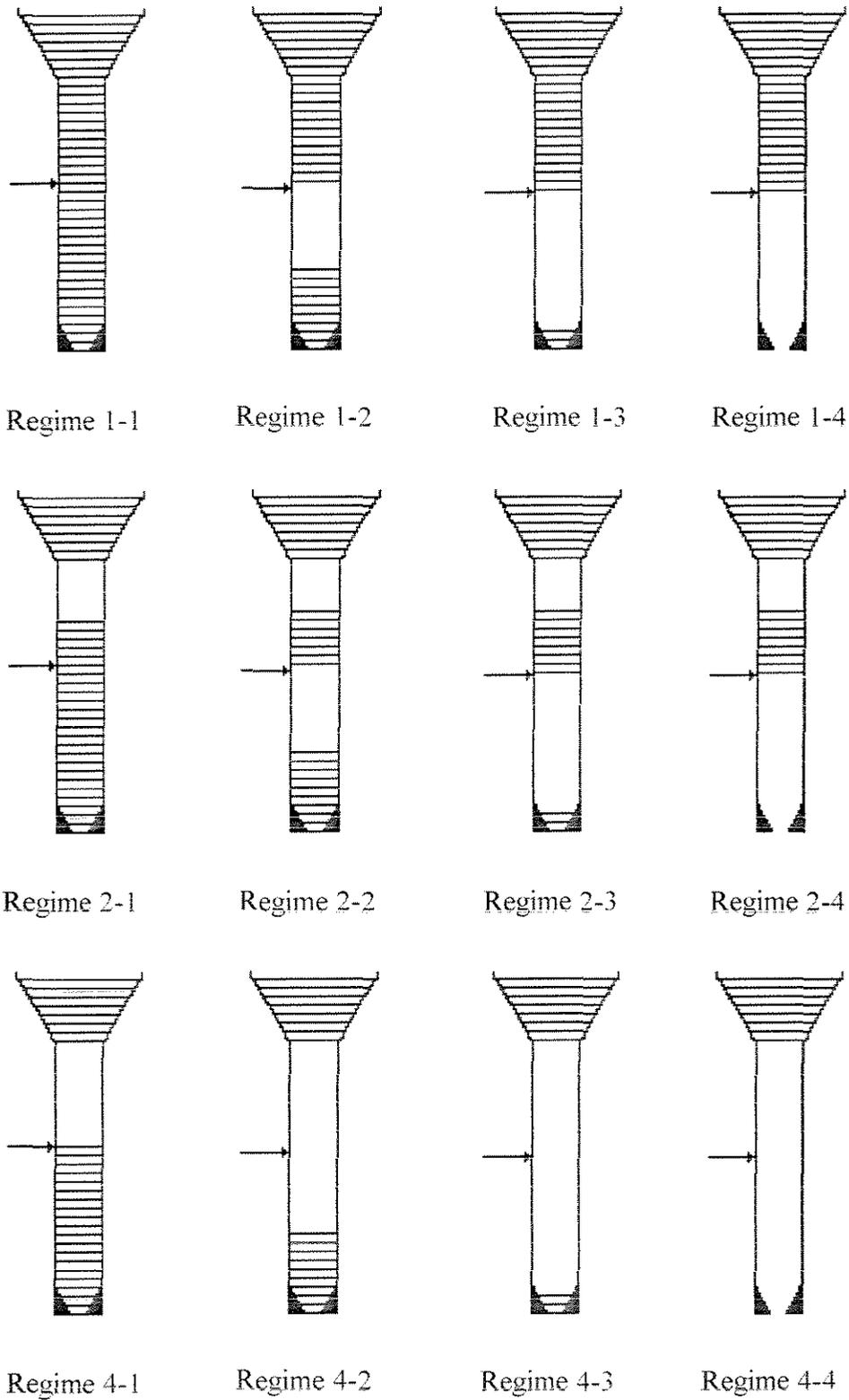


Figura 2.4 - Regimes de escoamento em "standpipe" com um ponto de aeração [Mountziaris e Jackson, 1991]: hachurado = leito móvel; branco = leito fluidizado

2.4 - Perfis de pressão

Desde a década de 70, quando o comportamento do "standpipe" passou a ser estudado sistematicamente, vários autores vêm trabalhando em idéias que auxiliem na operação deste equipamento.

Os problemas operacionais do "standpipe", como baixa vazão de sólidos ou até reversão do fluxo, são conseqüências de alterações no perfil de pressão. Cada regime de escoamento traz associado um perfil de pressão correspondente. Por isto, muitos trabalhos foram desenvolvidos com a intenção de verificar qual a causa de mudanças no regime de escoamento e como estas transições interferem no funcionamento do "standpipe".

Sabe-se que, em escoamento gás-sólido o gradiente de pressão é determinado pelo movimento do gás relativo às partículas [Kunii e Levenspiel, 1969]. Isto é explicado pelo fato do atrito entre as fases sobrepular o atrito entre o gás e as paredes do tubo. O desenvolvimento teórico que culminou na determinação deste gradiente de pressão é apresentado brevemente a seguir.

Considerando um leito fixo e regime laminar, a perda de carga e a velocidade do gás através do leito são relacionadas pela lei de Darcy:

$$\frac{\Delta P}{H} = \frac{U}{C} \quad (2.2)$$

onde: U = velocidade superficial da fase gasosa

C = permeabilidade do meio ($C=C(\mu_g, \epsilon)$)

μ_g = viscosidade do gás

H = altura do leito

Propondo o modelo capilar (leito de partículas é considerado equivalente a vários canais cilíndricos paralelos com volume e área iguais ao volume dos poros e área das partículas), Kozeny (1927) utiliza as equações de Darcy e Hagen-Poiseuille para escoamento laminar através de tubos cilíndricos e obtém, para partículas esféricas:

$$\frac{\Delta P}{H} = \frac{36 k (1 - \varepsilon)^2 \mu_g U}{\varepsilon^3 D_p^2} \quad (2.3)$$

onde: $k =$ constante

$D_p =$ diâmetro da partícula

Carman (1937) adotou o valor de $k=5$, pois a porosidade em leitos reais não é constante e os canais cilíndricos assumidos pelo modelo capilar são sinuosos. E assim chegou à equação de Carman-Kozeny para perda de carga em um leito fixo de partículas (devida apenas à tensão de cisalhamento viscoso), válida para regime laminar:

$$\frac{\Delta P}{H} = \frac{180 (1 - \varepsilon)^2 \mu_g U}{\varepsilon^3 (\phi D_p)^2} \quad (2.4)$$

onde: $\phi =$ esfericidade da partícula.

Fora do regime laminar, é necessário considerar forças inerciais (responsáveis por perda de energia cinética - proporcionais ao quadrado da velocidade) além das tensões de cisalhamento viscoso (proporcionais à velocidade). Neste caso, utiliza-se a equação de Ergun (1952):

$$\frac{\Delta P}{H} = \frac{150 (1 - \varepsilon)^2 \mu_g U}{\varepsilon^3 (\phi D_p)^2} + \frac{1,75 (1 - \varepsilon) \rho_g U^2}{\varepsilon^3 (\phi D_p)} \quad (2.5)$$

onde: $\rho_g =$ massa específica do gás.

Na realidade, o modelamento matemático é bastante dificultado devido às condições geométricas do escoamento (por exemplo, convergência e divergência das linhas de fluxo nos poros) [Howard, 1989]. Mesmo assim, esta equação apresenta bons resultados e acabou por se tornar clássica.

No caso de leito móvel, a equação de Ergun (1952) é válida desde que a velocidade do gás seja substituída pelo módulo da velocidade relativa gás-sólido:

$$\frac{\Delta P}{H} = \pm \left\{ \frac{150 (1-\varepsilon)^2 \mu_g |U_{sl}|}{\varepsilon^2 (\phi D_p)^2} + \frac{1,75 (1-\varepsilon) \rho_g |U_{sl}|^2}{\varepsilon (\phi D_p)} \right\} \quad (2.6)$$

Esta é a equação de Ergun modificada. O sinal será positivo ou negativo de acordo com o sinal da velocidade relativa.

O desvio entre o valor calculado por esta equação e dados experimentais pode ser devido à colisão e atrito entre partículas e entre partículas e paredes do tubo [Kunii e Levenspiel, 1969].

No caso de leito fluidizado ideal, Massimilla (1971) define:

$$\frac{\Delta P}{H} = (1-\varepsilon) g (\rho_s - \rho_g) \quad (2.7)$$

onde: g = aceleração da gravidade ($9,81 \text{ m/s}^2$)

ρ_s = massa específica das partículas

Porém, leitos de partículas muito finas, como é o caso do catalisador de FCC, não podem ser considerados ideais. No caso de escoamento co-corrente descendente com velocidade do gás menor que a de sólidos, o gás é comprimido ao longo do "standpipe", de modo que sua velocidade relativa ao tubo diminui. Assim, espera-se um aumento na porosidade. Entretanto, perfis de pressão indicam que a porosidade diminui. Este comportamento foi explicado por alteração do regime de escoamento. Massimilla (1971) sugeriu que, no caso de sólidos finos, forças inter-partículas devem ser consideradas, sendo esta a explicação para a não idealidade destes sistemas. Para partículas grosseiras, este efeito não é relevante.

Leung (1976), utilizando a equação de Ergun modificada para leito empacotado vertical e

$$\frac{\Delta P}{H} = \rho_m g \quad (2.8)$$

para escoamento em leito fluidizado (ρ_m = massa específica da mistura gás-sólido), apresentou os perfis da figura 2.5:

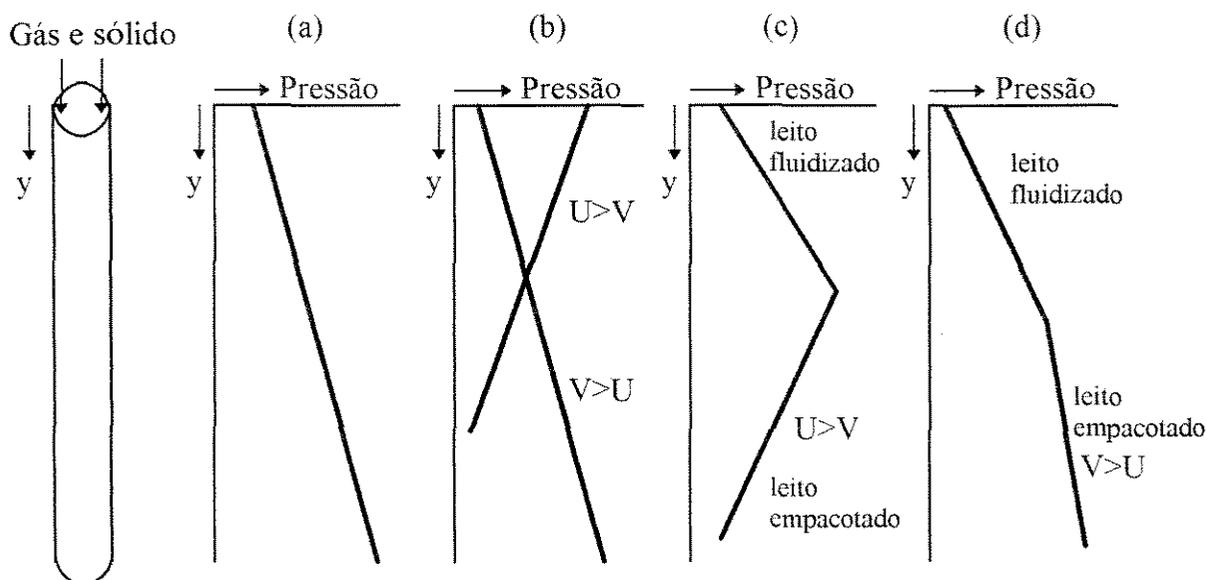


Figura 2.5 - Perfis de pressão no "standpipe" : (a) escoamento em leito fluidizado; (b) escoamento em leito móvel; (c) e (d) coexistência dos 2 regimes [Leung, 1976]

No escoamento fluidizado, a pressão aumenta no sentido descendente devido ao aumento do peso de sólidos.

Os dados experimentais obtidos por este autor [Leung, 1976] indicaram que a mudança de regime observada da figura 2.5-a para a figura 2.5-c pode originar-se de uma variação da vazão ou pressão no sistema. Fica demonstrado pela primeira vez que, para mesmas vazões de gás e sólidos, o "standpipe" pode operar com diferentes regimes de escoamento em estado estacionário.

Em 1978, Leung e Jones propuseram que a perda de carga para escoamento em leito fluidizado fosse calculada por:

$$-\Delta P = \int_0^Y -\rho_s (1 - \epsilon) g dY + \left[\frac{W_s^2}{\rho_s (1 - \epsilon)} \right]_0^Y + \int_0^y \frac{2 f W_s^2}{\rho_s (1 - \epsilon) D} dY \quad (2.9)$$

onde: f = fator de atrito sólidos-parede

D = diâmetro do tubo

Y = coordenada axial

W_s = vazão mássica de partículas

g = aceleração da gravidade

Neste caso, os 3 termos representam a perda de carga devida à gravidade, à aceleração e ao atrito dos sólidos com as paredes do tubo, respectivamente. O último termo é pequeno em relação aos demais e geralmente não considerado.

No mesmo trabalho [Leung e Jones, 1978], os autores sugeriram ainda a equação de Ergun modificada para determinação do gradiente de pressão em PACFLO ("packed bed flow") e TRANPACFLO ("transition packed bed flow"). A equação (2.9) foi proposta para DENFLO ("dense phase fluidized solid flow") e LEANFLO ("lean phase fluidized solid flow"). Entretanto, como estudos anteriores indicaram que o gradiente de pressão para LEANFLO é muito pequeno, em geral pode ser desprezado.

Além disto, este trabalho incluiu a válvula ou orifício de descarga como parte do sistema em estudo. Sendo responsável pela manutenção da fase densa (que apresenta o perfil de pressão adequado para o escoamento em "standpipe") o orifício foi modelado através das seguintes equações [Leung e Jones, 1978]:

- equação de Bernoulli modificada, para a fase sólida;
- equação de Ergun modificada [Jong e Hoelen, 1975], para a fase gasosa.

Todas estas equações [Leung e Jones, 1978] foram ratificadas por Leung (1980). O autor ressaltou, contudo, que o modelo unidimensional é uma aproximação. O perfil de velocidades uniformes na seção transversal, por exemplo, não é válido próximo às paredes do tubo ($\cong 8 D_p$ da parede) e a uma restrição (válvula).

Pequeno gradiente de pressão ao longo do "standpipe" foi explicado por Dries como sendo devido a um escoamento altamente fluidizado, altamente empacotado, formação de bolhas estacionárias ou pontes de sólidos aderidos uns aos outros, de modo a impedir o fluxo de gás. Como a coesão do catalisador de FCC é capaz de formar pontes em tubos de diâmetro máximo igual a 0,06 metros, esta não é a causa de problemas operacionais em "standpipes" industriais, pois neste caso o diâmetro é maior.

Supondo que o comportamento do "standpipe" seja conseqüência de sua interação com o dispositivo de alimentação, não é suficiente realizar um balanço de forças (arraste, gravidade) apenas para o tubo. Por isto, Ginestra *et al.* (1980a, b), utilizaram as equações da continuidade e do movimento para ambas as fases no desenvolvimento de um modelo simplificado para o sistema alimentador- "standpipe" -descarga. A compressibilidade do gás ao longo do tubo foi desprezada (o que não acarreta problemas para tubos curtos). A força de

atrito entre sólidos e paredes não foi considerada. O modelo para o "standpipe" é descrito pelas seguintes equações:

$$\frac{d}{dY} (\varepsilon U) = \frac{d}{dY} [(1 - \varepsilon) V] = 0 \quad (2.10)$$

$$\frac{dP}{dY} + \beta'(\varepsilon) (U - V) = 0 \quad (2.11)$$

$$\rho_s (1 - \varepsilon) V \frac{dV}{dY} = - \frac{d\sigma}{dY} + \rho_s (1 - \varepsilon) g + \beta'(\varepsilon) (U - V) \quad (2.12)$$

onde: σ = componente yy do tensor tensão da fase sólida

$\beta'(\varepsilon) (U - V)$ = força exercida pelo gás sobre as partículas (arraste)

As equações (2.10) são a conservação da massa para a fase gasosa e sólida e as equações (2.11) e (2.12) são a conservação da quantidade de movimento para o gás e para as partículas.

A força de arraste foi considerada proporcional à velocidade relativa (real para baixos números de Reynolds) e utilizou a equação de Richardson-Zaki [Ginestra *et al.*, 1980a]:

$$\beta'(1 - \varepsilon) (U - V) = \frac{(1 - \varepsilon) \rho_s g}{V_t} \frac{1}{\varepsilon^{n-1}} (U - V)$$

onde: V_t = velocidade terminal das partículas

n = coeficiente de Richardson-Zaki, $n = n(\text{Re}_{\infty})$

Re_{∞} = número de Reynolds calculado com a velocidade terminal da partícula isolada

Este modelo gerou perfis de pressão equivalentes aos perfis verificados experimentalmente e indicou as influências de aeração, aumento de pressão e abertura da válvula de descarga do "standpipe". Conforme esperado, forneceu boas previsões qualitativas, mas não quantitativas, devido às simplificações efetuadas.

Em 1984, Chen *et al.* implementou o mesmo modelo anterior [Ginestra *et al.*, 1980a, b], levando em consideração a compressibilidade do gás e o atrito entre sólidos e o tubo. Não estudou os efeitos de aeração intermediária. Seu modelo, que utiliza variáveis adimensionais, consiste, para o "standpipe", na solução de:

$$\frac{r_p \bar{v}^2}{(1-\varepsilon)^3} \frac{d\varepsilon}{dy} = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{n-1} v_t} \left[\frac{\bar{v}}{1-\varepsilon} - \frac{\bar{u} p_a}{\varepsilon p} \right] \quad (2.13)$$

$$\left(\frac{1-\varepsilon_0}{1-\varepsilon} \right) \frac{dp}{dy} = \frac{1}{\varepsilon^{n-1} v_t} \left[\frac{\bar{v}}{1-\varepsilon} - \frac{\bar{u} p_a}{\varepsilon p} \right]$$

para escoamento em leito fluidizado (as equações da continuidade foram integradas e já substituídas nas equações da conservação da quantidade de movimento acima apresentadas). E para o caso de escoamento em leito móvel, as equações do movimento são:

$$\frac{d\sigma}{dy} + \frac{2\mu}{K r_p} \sigma = 1 - \frac{1}{\varepsilon_0^{n-1} v_t} \left[\frac{\bar{v}}{1-\varepsilon_0} - \frac{\bar{u} p_a}{\varepsilon_0 p} \right] \quad (2.14)$$

$$\frac{dp}{dy} = \frac{1}{\varepsilon_0^{n-1} v_t} \left[\frac{\bar{v}}{1-\varepsilon_0} - \frac{\bar{u} p_a}{\varepsilon_0 p} \right],$$

sendo: r_p = raio do "standpipe"

\bar{u} = velocidade superficial do gás (velocidade do gás considerando toda a seção transversal do tubo livre para o escoamento)

\bar{v} = velocidade superficial de partículas

p_a = pressão no topo do sistema alimentador-"standpipe"-válvula de descarga

p = pressão

ε_0 = porosidade do leito fixo

μ = coeficiente de atrito entre sólidos e paredes

$1/K$ = relação entre as componentes rr e yy do tensor tensão da fase sólida

Este trabalho mostrou que a vazão de sólidos de um alimentador cônico é maior quando descarrega em um tubo do que na ausência do mesmo. Isto ocorre porque forma-se um vácuo no topo do "standpipe", o qual suga o gás do alimentador. A força de arraste que este gás exerce sobre as partículas aumenta seu fluxo. Quantitativamente, a concordância deste estudo com valores experimentais foi razoável.

Outra correlação para perda de carga foi apresentada em 1986. Segundo a correlação de Wen e Galli [Geldart, 1986a], o transporte vertical de um leito empacotado é descrito por:

$$\frac{\Delta P}{H} = \frac{150 (1 - \varepsilon_0)^2 \mu_g U_{sl}}{(\phi D_p)^2 \varepsilon_0^2} + \frac{1,75 (1 - \varepsilon_0) \rho_g U_{sl}^2}{\phi D_p \varepsilon_0} + (1 - \varepsilon_0) (\rho_s - \rho_g) + \frac{2 \rho_g U^2 f_g}{D}, \quad (2.15)$$

onde f_g é o fator de atrito entre gás e paredes. Neste modelo, os dois primeiros termos representam o atrito entre as fases, o terceiro termo é a força exercida pelo gás para suportar as partículas e o último termo descreve a perda de carga devida ao atrito entre a fase gasosa e as paredes do tubo.

O modelo de Chen *et al.* foi aperfeiçoado por Knowlton *et al.* (1986a). A força de arraste por unidade de volume foi definida como a soma das equações de Ergun e Richardson-Zaki, atribuindo-se a cada termo um peso que determina a mudança rápida ou lenta do escoamento em leito móvel para fluidizado:

$$C_1 [(1-w) ER + w RZ]$$

onde: C_1 = fator de correção para efeitos não considerados na teoria, como expansão do leito móvel e segregação de partículas em suspensão (empírico)

w = peso, adimensional

$$ER = \text{termo de Ergun} = \frac{(U - V)(1 - \varepsilon)}{D_p \varepsilon} \left[\frac{150 (1 - \varepsilon) \mu_g}{D_p \varepsilon} + 1,75 \rho_g |U - V| \right]$$

$$RZ = \text{termo de Richardson-Zaki} = \frac{(1 - \varepsilon) \rho_s g}{V_t} \frac{1}{\varepsilon^{n-1}} (U - V)$$

Procurando determinar o efeito do comprimento do tubo, os autores [Knowlton *et al.*, 1986a] mostraram que a porosidade aumenta no topo do "standpipe", em relação à porosidade

no alimentador. Em tubos maiores, a porosidade passa por um máximo e diminui lentamente devido à compressão do gás (aumento de pressão). A concordância entre dados medidos e previstos da vazão de sólidos não comprova a teoria, devido ao fator de correção adotado. Os perfis de pressão não têm parâmetros ajustáveis e apresentaram resultados quantitativos bons.

Mountziaris e Jackson (1987) abandonaram o fator de correção C_1 adotado anteriormente. Desenvolveram novo estudo, considerando agora um ponto intermediário de aeração no "standpipe". Os resultados quantitativos dos perfis de pressão foram os mesmos obtidos por Knowlton *et al.* (1986a).

Em 1988, O'Dea *et al.* apresentaram um estudo experimental de TRANPACFLO ("transition packed bed flow") em "standpipe" para partículas do grupo B (classificação de Geldart), utilizando o modelo de Leung e Jones (1978), com o valor da porosidade variando ao longo do tubo de acordo com a velocidade relativa gás-sólido:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 - (\varepsilon_{mf} - \varepsilon_0) \frac{U_{sl}}{(U_{mf} / \varepsilon_{mf})} \quad (2.16)$$

$$U_{sl} = \frac{U}{\varepsilon} - \frac{V}{1 - \varepsilon}$$

Concluíram que a determinação da porosidade em função da velocidade relativa fornece resultados mais precisos para a perda de carga no tubo. Com porosidades constantes e iguais às do leito empacotado ou de mínima fluidização, os valores de perda de carga são super e subestimados, respectivamente.

Aprofundando o estudo de 1987, Mountziaris e Jackson (1991) chegam a algumas conclusões importantes:

- apesar da teoria prever o comportamento do "standpipe" em qualquer situação, os resultados quantitativos não são reais o suficiente para propostas de "scale-up";
- adoção de propriedades médias na seção transversal do tubo não condiz com a realidade e a correção para isto não pode ser prevista (varia com as vazões de gás e sólidos);
- interação entre as partículas e as paredes do tubo não deveriam ser desprezadas nas suspensões.

Além de tais conclusões, os autores afirmaram que uma previsão quantitativa real de pressão nos regimes fluidizados apenas será possível quando houver uma teoria de escoamento gás-sólido que forneça a distribuição de ambas as fases na seção transversal.

O modelo desenvolvido por Mountziaris e Jackson (1991) está descrito detalhadamente no capítulo 3.

2.5 - Efeitos de aeração

Em condições normais de operação do "standpipe", a velocidade dos sólidos é maior que a do gás. Isto provoca uma compressão gradativa da fase gasosa ao longo do "standpipe", o que altera sua vazão volumétrica, podendo levar a um colapso do leito. A principal função da aeração intermediária é aumentar a vazão volumétrica de gás ao longo do tubo, a fim de manter a mesma vazão volumétrica desta fase. Em outras palavras, prevenir que a densidade da mistura atinja um valor no qual o atrito impede o escoamento [Mountziaris e Jackson, 1991].

O gradiente de pressão máximo que pode ser vencido em um "standpipe" é igual ao peso de sólidos escoando. Quanto menor a densidade aparente (suspensão diluída), menor seu peso. Assim, é consenso entre os autores que um "standpipe" deve operar em fase densa, mas não completamente desaerado, para que possa exercer pressão e conservar sua fluidez.

Zens (1986) sugeriu que a densidade aparente de operação da mistura deve estar entre as densidades correspondentes às condições de mínima fluidização e borbulhamento incipiente, ou seja, leito fluidizado. Para tanto, a quantidade de gás introduzida deve ser mínima e distribuída ao longo do tubo. Isto garantiria a não formação de bolhas estagnárias (grandes), as quais poderiam agir como restrições maiores que o orifício de descarga (válvula). Abaixo de tal obstrução existiria o escoamento em fase diluída, com queda de pressão. O autor apresentou equações para determinação da taxa de aeração mínima.

Cada ponto de aeração introduz mais duas variáveis no modelo do "standpipe": sua localização e a quantidade de gás injetado [Mountziaris e Jackson, 1991]. O gás deve ser adicionado no ponto onde o regime de escoamento muda de fluidizado para empacotado. A quantidade deve ser a mínima necessária.

Takeshita e Atsumi (1992) desenvolveram uma equação para determinar a taxa de aeração crítica (acima da qual ocorre formação de bolhas) em um ponto qualquer do "standpipe". Para este trabalho, os autores consideraram a perda de carga abaixo do ponto de aeração como sendo a soma da perda de carga através do leito de partículas, atrito com as paredes e perda de carga no orifício de descarga. Dados experimentais indicaram que os dois últimos itens podem ser desprezados, de modo que todo o estudo foi desenvolvido a partir da equação de Ergun.

No mesmo ano, outro estudo experimental foi realizado em um "standpipe" com aeração no topo [Takeshita *et al.*, 1992]. Deste trabalho resultou uma equação semi-empírica para aeração máxima (quando cessa o fluxo de sólidos) com erro de $\pm 8\%$. O ângulo do alimentador (cônico) não interfere na aeração necessária.

Concluindo, é consenso entre os autores que aeração é necessária. Porém, cuidado é fundamental ao se manipular esta variável. Adição de gás pode tanto melhorar o desempenho do "standpipe" quanto causar reversão do fluxo e prejuízos.

2.6 - "Standpipes" inclinados

Muitos "standpipes" industriais são inclinados em 45°. Existe uma tendência em se acreditar que estes tubos proporcionam maior circulação de sólidos e menos problemas de instabilidade [Leung e Jones, 1978]. Entretanto, até 1978 não havia sido realizado qualquer estudo sobre eles. Assim, Leung e Jones (1978) sugeriram a utilização das equações para "standpipes" verticais, sujeitas a comprovação.

Ginestra *et al.* (1980a, b) concluíram que o tratamento unidimensional dado aos "standpipes" verticais não se aplica a tubos inclinados.

Desde então, algumas correlações empíricas e estudos experimentais foram publicados. Estes indicaram que o fluxo de sólidos a partir de um leito fixo ou fluidizado, através de um "standpipe" inclinado é realmente maior que através de um "standpipe" vertical [Sarkar *et al.* 1991].

Sarkar *et al.* (1991) propuseram duas equações para fluxo de partículas: uma a partir de um leito empacotado e outra a partir de um leito fluidizado. Duas correlações empíricas, do que se conclui que muito trabalho a respeito de "standpipes" inclinados ainda precisa ser realizado.

Não foi realizada pesquisa mais detalhada sobre este tópico, pois o objetivo deste trabalho é a simulação de um "standpipe" vertical.

2.7 - Conclusão

O gradiente de pressão máximo que pode ser vencido por uma mistura gás-sólido escoando através de um "standpipe" é igual ao peso dos sólidos.

Para que o gradiente de pressão seja máximo, algumas condições devem ser atendidas:

- as partículas devem ser aeradas para exercer pressão, porém a quantidade de aeração deve ser a mínima necessária
- aeração deve ser introduzida nos pontos onde tem início a compactação do leito, no caso de escoamento em leito fluidizado
- aeração deve ser distribuída ao longo do tubo.

Um "standpipe" de unidade de FCC deve operar em fase densa. Isto significa que seu regime de escoamento ideal seria fluidizado, com porosidade próxima à de mínima fluidização. Leito empacotado de transição (TRANPACFLO - "transition packed bed flow", como definido por Leung e Jones, 1978) também proporciona o perfil de pressão requerido.

Os modelos unidimensionais apresentados são simplificações capazes de prever o comportamento do escoamento.

Como o regime de escoamento é determinado pelas condições de operação de todo o sistema (não pode ser escolhido antecipadamente), a possibilidade de previsão do regime e perfil de pressão é interessante para qualquer unidade industrial, principalmente no caso de uma unidade dedicada à pesquisa.

Capítulo 3 - MODELOS MATEMÁTICOS PARA ESCOAMENTO EM "STANDPIPE"

Este capítulo apresenta os modelos utilizados para a simulação do escoamento através do "standpipe".

O "standpipe" da unidade de FCC da Petrobras-SIX é um tubo vertical, o qual transporta catalisador desativado em leito móvel. Assim, este trabalho não considera o escoamento em leito fluidizado.

Entre os modelos matemáticos apresentados no capítulo 2, dois foram selecionados e testados, a fim de se determinar qual descreve de forma mais adequada o comportamento do "standpipe" em estudo. São eles:

- modelo sugerido por Leung e Jones (1978), baseado na equação da perda de carga através de meios porosos;
- modelo de Mountziaris e Jackson (1991), baseado nas equações da continuidade e quantidade de movimento para ambas as fases.

A escolha destes modelos foi realizada com base nos seguintes critérios:

- são modelos baseados em diferentes conceitos;
- o modelo sugerido por Leung e Jones (1978) é bastante simples, de fácil implementação e foi exaustivamente estudado por um dos autores (Leung), gerando várias publicações;
- o modelo de Mountziaris e Jackson (1991) também foi bastante estudado por Jackson e outros, tendo evoluído desde 1980 [Ginestra *et al.*, 1980] com a eliminação gradativa de simplificações que não permitiam a análise quantitativa do modelo até a forma final estudada neste trabalho.

Ambos são detalhadamente descritos a seguir.

A comparação entre os resultados obtidos a partir de cada um deles é apresentada no capítulo 6.

3.1 - Modelo sugerido por Leung e Jones (1978)

Para escoamento em leito móvel, no qual o atrito com as paredes pode ser desprezado (suposição real para a grande maioria dos "standpipes" industriais), o gradiente de pressão e a velocidade relativa no "standpipe" podem ser relacionados através da equação de Ergun (1952):

$$-\frac{\Delta P}{Y} = \pm \left\{ K_1 |U_{sl}| + K_2 |U_{sl}|^2 \right\} \quad (3.1)$$

$$\text{sendo: } K_1 = \frac{150 \mu_g (1 - \varepsilon_0)^2}{(\phi D_p \varepsilon_0)^2}$$

$$K_2 = \frac{1,75 \rho_g (1 - \varepsilon_0)}{(\phi D_p \varepsilon_0)}$$

$$U_{sl} = \text{velocidade relativa, definida como} = -\frac{U}{\varepsilon_0} + \frac{V}{(1 - \varepsilon_0)}, \text{ m/s}$$

U = velocidade superficial do gás, m/s

V = velocidade superficial de sólidos, m/s

ε_0 = porosidade do leito móvel

ϕ = esfericidade da partícula, adimensional

O sinal do lado direito da equação (3.1) é tomado como positivo ou negativo quando a velocidade relativa é positiva ou negativa, respectivamente.

Nesta equação aparece o sinal negativo no lado esquerdo, diferentemente da equação (2.6). Isto ocorre porque, para este modelo, os autores definiram a velocidade relativa como sendo a diferença entre as velocidades das fases sólida e gasosa. Ao passo que a definição utilizada no capítulo 2 para velocidade relativa foi a diferença entre as velocidades da fase gasosa e sólida (equação (2.1)), que é a usual.

Além disto, deve-se ainda considerar a influência da válvula de descarga no perfil de pressão do "standpipe". Esta é modelada como um orifício concêntrico na saída do tubo. É recomendada, neste caso, a utilização da equação derivada por Jong e Hoelen (1975) a partir da equação de Ergun (1952):

$$\Delta P_o = \pm \left\{ K_3 |U_{sl}| + K_4 |U_{sl}|^2 \right\} \quad (3.2)$$

onde: $K_3 = \frac{K_1 D_o A/A_o}{4}$

$$K_4 = \frac{K_2 D_o (A/A_o)^2}{24}$$

D_o = diâmetro do orifício

A = área da seção transversal do "standpipe"

A_o = área da seção transversal do orifício

K_1 e K_2 são as mesmas constantes definidas para a equação (3.1)

Como o modelo de Mountziaris e Jackson (1991) é tratado com base em variáveis adimensionais, o presente modelo (sugerido por Leung e Jones, 1978) foi adimensionalizado utilizando os mesmos critérios adotados pelos primeiros autores, a fim de possibilitar a comparação direta entre os resultados dos mesmos:

- comprimentos: comprimento do "standpipe", H
- massa específica: massa específica das partículas, ρ_s
- velocidades: $(g R_p)^{1/2}$
- pressão: peso do leito empacotado ocupando completamente o tubo = $\rho_s g H (1-\varepsilon_0)$
- viscosidade: $\rho_s H^2 (g/R_p)^{1/2}$

onde R_p é o raio do "standpipe", e g é a aceleração da gravidade, ambos dimensionais.

Definindo-se:

- letras maiúsculas representam variáveis dimensionais e letras minúsculas representam variáveis adimensionais;
- variáveis descritas por letras gregas com subscrito 'a' são adimensionais;
- a variável adimensional w_v é a relação entre o diâmetro do orifício e o diâmetro do tubo, tem-se:

$$p = \frac{P}{\rho_s g H (1-\varepsilon)} \quad ; \quad y = \frac{Y}{H} \quad ; \quad \rho_{ga} = \frac{\rho_g}{\rho_s} \quad , \text{ entre outras.}$$

E o modelo pode ser escrito na forma adimensional como:

$$-\frac{\Delta p}{y} = \pm \left\{ k_1 |u_{sl}| + k_2 |u_{sl}|^2 \right\} \quad (3.3)$$

$$\Delta p_o = \pm \left\{ k_3 |u_{sl}| + k_4 |u_{sl}|^2 \right\} \quad (3.4)$$

$$\text{sendo: } k_1 = \frac{150 \mu_{ga} (1 - \varepsilon_0)^2}{(\phi d_p \varepsilon_0)^2}$$

$$k_2 = \frac{1,75 \rho_{ga} r_p (1 - \varepsilon_0)}{(\phi d_p \varepsilon_0)}$$

$$k_3 = \frac{k_1 r_p}{2 w_v}$$

$$k_4 = \frac{k_2 r_p}{12 w_v^3}$$

Este modelo considera que a massa específica do gás é constante e igual a ρ_g ao longo do tubo. Foi realizada uma verificação a fim de se determinar as conseqüências desta consideração. Para tanto, o modelo foi resolvido considerando-se a fase gasosa como sendo composta por um gás ideal, de modo que sua massa específica é definida pela equação de Clapeyron:

$$\rho_g = \frac{P \text{ mol}}{R T} \quad (3.5)$$

onde: mol = massa molecular do gás

R = constante universal dos gases (0,08205 l atm/(mol K))

T = temperatura absoluta do gás

Substituindo-se a equação (3.5) no termo K_2 da equação (3.1) e resolvendo-se a equação obtida, foi possível verificar que a variação da massa específica do gás com a pressão ao longo do escoamento é desprezível.

Assim sendo, o modelo utilizado para as simulações considerará a massa específica da fase gasosa constante ao longo de todo o "standpipe".

Para solução deste modelo, é necessário o conhecimento prévio das velocidades superficiais das fases sólida e gasosa. Substituindo estes valores nas equações (3.3) e (3.4), a variação de pressão no sistema considerado pode ser diretamente obtida.

3.2 - Modelo de Mountziaris e Jackson (1991)

Considerando não ser suficiente o balanço de forças apenas para o "standpipe", pois o seu comportamento é consequência da interação entre o dispositivo alimentador e válvula de descarga, estes autores apresentaram um modelo que descreve o sistema da figura 3.1.

A figura 3.1 mostra um sistema com alimentador cônico, cujo raio (r) é medido a partir do vértice do cone, o mesmo ocorrendo para o raio da região de descarga. A válvula de descarga na saída do "standpipe" é modelada como um orifício coaxial, o qual provoca a formação de uma região de descarga cônica, constituída pelo próprio catalisador imóvel.

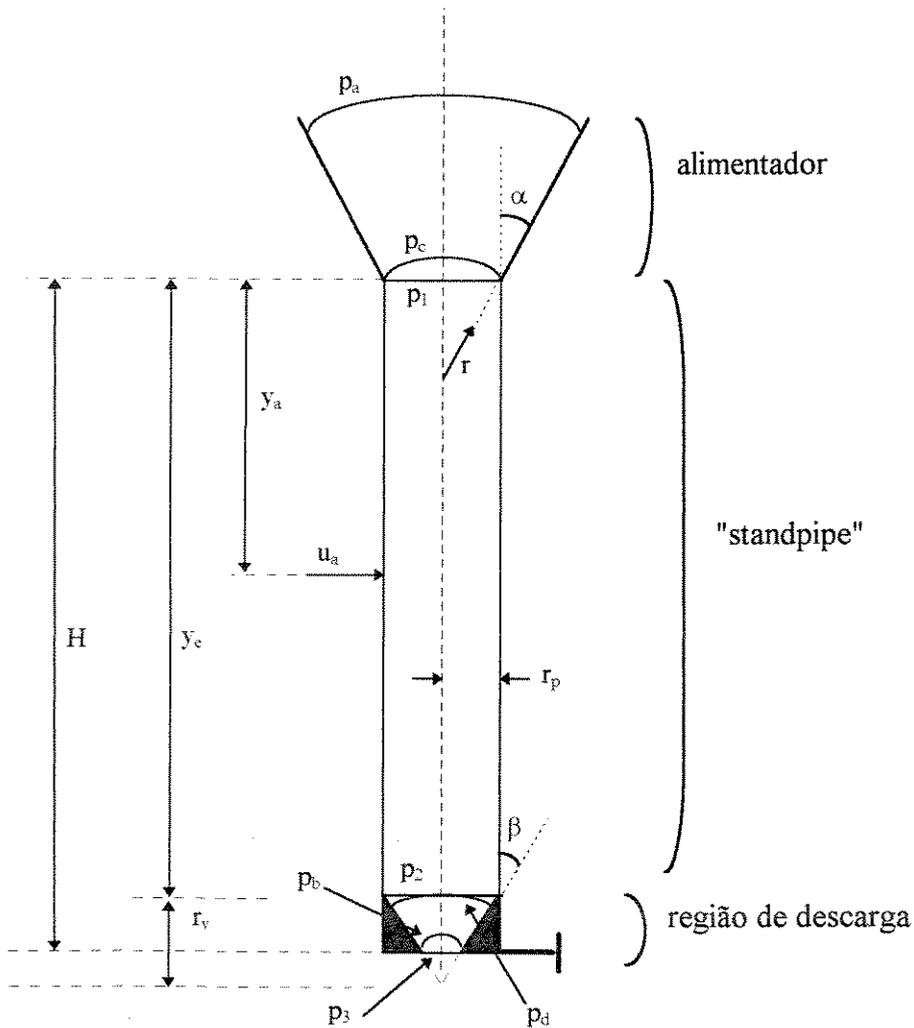


Figura 3.1 - Sistema alimentador-"standpipe"-descarga segundo Mountziaris e Jackson (1991)

(sem escala)

Como pode ser observado na figura 2.2, o “stripper” (alimentador do “standpipe” em estudo) não é cônico como o alimentador modelado por Mountziaris e Jackson (1991). Portanto, a configuração do sistema simulado neste trabalho não é a ilustrada na figura 3.1, mas sim a da figura 3.2.

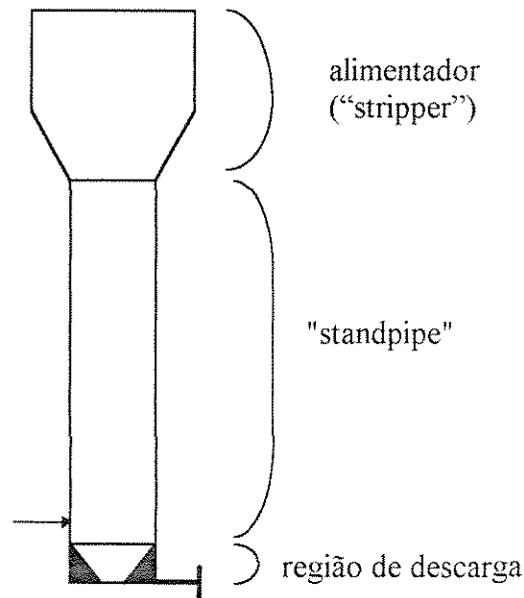


Figura 3.2 - Configuração do “standpipe” da Petrobras-SIX (sem escala)

É importante ressaltar, porém, que esta mudança de configuração não afeta de forma alguma as equações do modelo. A única alteração é na ordem de solução do sistema, como será explicado adiante.

O modelo para escoamento em “standpipe” é baseado nas equações diferenciais da continuidade e da quantidade de movimento para ambas as fases.

“A idéia básica é a substituição de variáveis mecânicas pontuais, como pressão do fluido, velocidade do fluido ou velocidade da partícula em um ponto específico, por variáveis médias locais, obtidas pela média das variáveis pontuais sobre um volume que contém o ponto específico, o qual é grande o suficiente para conter várias partículas mas pequeno comparado à escala macroscópica de variações do sistema [Mountziaris e Jackson, 1991]”.

O desenvolvimento das equações foi realizado por Anderson e Jackson (1967), que introduziram uma função peso com propriedades específicas ($g(r)$), com o intento de utilizar o conceito de variáveis médias locais.

Utilizando este conceito, a equação de Navier-Stokes para fluidos incompressíveis e a equação do movimento para o centro de massa de uma única partícula [Anderson e Jackson, 1967], chegaram às seguintes equações:

$$\frac{\partial(\rho_g \varepsilon)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_g \varepsilon \vec{U}) = 0 \quad (3.6)$$

$$\frac{\partial(1-\varepsilon)}{\partial t} + \nabla \cdot [(1-\varepsilon) \vec{V}] = 0 \quad (3.7)$$

$$\rho_g \varepsilon \left[\frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + \vec{U} \cdot \nabla \vec{U} \right] = \varepsilon \nabla \cdot \tilde{\mathbf{T}}_f - \varepsilon \vec{F} + \varepsilon \rho_g \vec{g} \quad (3.8)$$

$$\rho_s (1-\varepsilon) \left[\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla \vec{V} \right] = (1-\varepsilon) \nabla \cdot \tilde{\mathbf{T}}_f + \varepsilon \vec{F} + (1-\varepsilon) \rho_s \vec{g} - \nabla \cdot \tilde{\mathbf{T}}_s \quad (3.9)$$

onde: (3.6) e (3.7) são as equações da continuidade para a fase gasosa e sólida, respectivamente

(3.8) e (3.9) são as equações da conservação da quantidade de movimento para as fases gasosa e sólida, respectivamente

t = tempo

$\tilde{\mathbf{T}}_f$ = tensor tensão efetivo da fase gasosa (pressão) e $(1-\varepsilon) \nabla \cdot \tilde{\mathbf{T}}_f$ representa a interação gás-sólido em escala macroscópica (empuxo)

\vec{F} = força local média (por unidade de volume de gás) exercida pelo gás sobre as partículas, ou força de arraste, representando a interação microscópica entre gás e sólido (variação das linhas de corrente do fluido na vizinhança da partícula)

$\tilde{\mathbf{T}}_s$ = tensor tensão efetivo da fase sólida, representando interação interpartículas

Considerando apenas regime permanente ($\frac{\partial}{\partial t} = 0$) e escoamento em leito móvel (porosidade é constante e igual a ε_0):

$$\nabla \cdot (\rho_g \vec{U}) = 0 \quad (3.6a)$$

$$\nabla \cdot \vec{V} = 0 \quad (3.7a)$$

$$\rho_g \varepsilon_0 [\vec{U} \cdot \nabla \vec{U}] = \varepsilon_0 \nabla \cdot \vec{T}_f - \varepsilon_0 \vec{F} + \varepsilon_0 \rho_g \vec{g} \quad (3.8a)$$

$$\rho_s (1 - \varepsilon_0) [\vec{V} \cdot \nabla \vec{V}] = (1 - \varepsilon_0) \nabla \cdot \vec{T}_f + \varepsilon_0 \vec{F} + (1 - \varepsilon_0) \rho_s \vec{g} - \nabla \cdot \vec{T}_s \quad (3.9a)$$

A força de arraste, \vec{F} , é definida pelos autores como sendo composta pela soma de dois termos, sendo que a cada um é atribuído um peso:

- termo de Ergun, válido para escoamento em leito móvel;
- termo de Richardson-Zaki, válido para escoamento em leito fluidizado,

$$\vec{F} = [(1 - w) \beta'_{ER}(\varepsilon, |\vec{U} - \vec{V}|) + w \beta'_{RZ}(\varepsilon)] (\vec{U} - \vec{V}) \quad (3.10)$$

onde: w = peso

$$\beta'_{ER}(\varepsilon, |\vec{U} - \vec{V}|) = \text{termo de Ergun} = \frac{(1 - \varepsilon)}{D_p \varepsilon} \left[\frac{150(1 - \varepsilon)\mu_g}{D_p \varepsilon} + 1,75\rho_g |\vec{U} - \vec{V}| \right]$$

$$\beta'_{RZ}(\varepsilon) = \text{termo de Richardson-Zaki} = \frac{(1 - \varepsilon)\rho_s \vec{g}}{V_r} \frac{1}{\varepsilon^{n-1}}$$

Como este trabalho apenas considera escoamento em leito móvel, a variável peso (w) é nula e a força de arraste, como definida por Mountziaris e Jackson (1991) passa a ser:

$$\vec{F} = \frac{(1 - \varepsilon_0)}{D_p \varepsilon_0} \left[\frac{150(1 - \varepsilon_0)\mu_g}{D_p \varepsilon_0} + 1,75\rho_g |\vec{U} - \vec{V}| \right] (\vec{U} - \vec{V}) \quad (3.11)$$

A expressão da força de arraste é bastante discutida entre vários autores [Mountziaris e Jackson, 1991]. Devido a esta divergência, optou-se, neste trabalho, pela análise de algumas expressões encontradas na literatura a fim de se comparar seus resultados. Com base nesta comparação é possível adotar uma ou mais para simular o "standpipe" em estudo. Esta análise está apresentada no capítulo 5. O presente capítulo mostra apenas o desenvolvimento do

modelo utilizando a expressão adotada por Mountziaris e Jackson (1991) para a força de arraste: a equação de Ergun.

São considerações do modelo:

- o gás é ideal e compressível;
- escoamento isotérmico;
- forças inerciais, viscosas e gravitacionais são desprezíveis para a fase gasosa;
- assume-se que as partículas são pequenas comparadas ao raio do tubo, de modo que forças eletrostáticas são desprezíveis;
- escoamento com simetria axial, de forma que o modelo é bidimensional. Entretanto, as variáveis são descritas por valores médios na seção transversal. Assim sendo, não há variação com a coordenada radial (no tubo) e o problema a ser resolvido é unidimensional.

O modelo foi escrito com variáveis adimensionalizadas, utilizando os critérios já apresentados no item 3.1 [Chen *et al.*, 1984]:

- comprimentos: comprimento do "standpipe", H
- massa específica: massa específica das partículas, ρ_s
- velocidades: $(g R_p)^{1/2}$
- pressão e tensões: peso do leito empacotado ocupando completamente o tubo = $\rho_s g H (1-\epsilon_0)$
- viscosidade: $\rho_s H^2 (g/R_p)^{1/2}$

Utilizando ainda as definições introduzidas no item 3.1:

- letras maiúsculas representam variáveis dimensionais e letras minúsculas representam variáveis adimensionais;
- variáveis descritas por letras gregas com subscrito 'a' são adimensionais;
- a variável adimensional w_v é a relação entre o diâmetro do orifício e o diâmetro do tubo,

O modelo adimensionalizado é descrito por:

$$\nabla \cdot (p \bar{u}) = 0 \quad (3.6b)$$

$$\nabla \cdot \bar{v} = 0 \quad (3.7b)$$

$$\nabla p = - \frac{(\bar{u} - \bar{v})}{d_p \varepsilon_0} \left[\frac{150 \mu_{ga} (1 - \varepsilon_0)}{d_p \varepsilon_0} + 1,75 \rho_{ga} r_p |\bar{u} - \bar{v}| \right] \quad (3.8b)$$

$$r_p [\bar{v} \cdot \nabla \bar{v}] = - [\nabla \cdot \tilde{T}_{sa} + \nabla p] + \bar{i} \quad (3.9b)$$

onde \bar{i} = vetor unitário vertical com sentido descendente.

Em seguida é apresentado o desenvolvimento das equações em coordenadas cilíndricas (para o "standpipe" propriamente dito) e esféricas (para as regiões cônicas do sistema).

3.2.1 - Equações da continuidade e da quantidade de movimento em coordenadas cilíndricas

a) Equações da continuidade

- Para a fase gasosa:

$$\frac{d}{dy} (p u_y) = 0 \quad (3.12)$$

Integrando e utilizando as condições de contorno: $p = p_a$;

$$u_y = \frac{\bar{u}}{\varepsilon_0},$$

obtem-se a equação para a velocidade axial do gás:

$$u_y = \frac{\bar{u} p_a}{\varepsilon_0 p} \quad (3.13)$$

- Para a fase sólida:

$$\frac{dv_y}{dy} = 0 \quad (3.14)$$

Integrando e utilizando as condições de contorno: $p = p_a$;

$$v_y = \frac{\bar{v}}{(1-\varepsilon_0)},$$

obtém-se a equação para a velocidade axial do catalisador:

$$v_y = \frac{\bar{v}}{(1-\varepsilon_0)} \quad (3.15)$$

b) Equação da conservação da quantidade de movimento para a fase gasosa:

$$\frac{dp}{dy} = - \frac{(u_y - v_y)}{d_p \varepsilon_0} \left[\frac{150 \mu_{ga} (1-\varepsilon_0)}{d_p \varepsilon_0} + 1,75 \rho_{ga} r_p |u_y - v_y| \right] \quad (3.16)$$

c) Equação da conservação da quantidade de movimento para a fase sólida:

$$r_p v_y \frac{dv_y}{dy} = - \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \sigma_{ry}) - \frac{dp}{dy} + 1 \quad (3.17)$$

Substituindo v_y da equação (3.15):

$$r_p \frac{\bar{v}}{(1-\varepsilon_0)} \frac{d}{dy} \left[\frac{\bar{v}}{(1-\varepsilon_0)} \right] = - \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \sigma_{ry}) - \frac{dp}{dy} + 1 = 0 \quad (3.18)$$

Integrando sobre a seção transversal, $dA = 2 \pi r dr \Big|_0^{r_p}$:

$$- \frac{d\bar{\sigma}_{yy}}{dy} \pi r_p^2 - 2 \pi r_p \sigma_{ry}(r_p) - \frac{dp}{dy} \pi r_p^2 + \pi r_p^2 = 0$$

Dividindo por πr_p^2 :

$$- \frac{d\bar{\sigma}_{yy}}{dy} - \frac{2}{r_p} \sigma_{ry}(r_p) - \frac{dp}{dy} + 1 = 0 \quad (3.19)$$

onde: σ_{yy} = tensão normal na direção axial

σ_{ry} = tensão tangencial na direção axial

$\bar{\sigma}_{yy}$ = tensão normal média na seção transversal

$\sigma_{ry}(r_p)$ = tensão tangencial avaliada na parede do tubo

Considerando que o catalisador seja um sólido coulômbico (rígido, plástico), de acordo com a equação de Coulomb [Suzuki, 1991]:

$$\tau = \mu \sigma + \tau_c \quad (3.20)$$

sendo: τ = tensão de cisalhamento

μ = coeficiente de atrito

σ = tensão normal

τ_c = coesão do sólido ($\tau_c = 0$ para sólidos não coesivos, como o catalisador de FCC)

Tem-se para o caso em estudo:

$$\sigma_{ry}|_{r_p} = \mu_w \sigma_{rr}|_{r_p} \quad (3.21)$$

onde $\mu_w = \text{tg } \delta$ é o coeficiente de atrito catalisador-parede e δ é o ângulo de atrito entre catalisador e paredes.

De acordo com a teoria clássica de Jansen [Chen *et al.*, 1984], a relação entre as tensões normais é uma constante que depende da natureza do sólido. Os autores utilizaram a condição de Mohr-Coulomb para a determinação de σ_{rr} :

$$\bar{K} = \frac{\sigma_{rr}|_{r_p}}{\bar{\sigma}_{yy}} = \frac{1 - \text{sen}\Phi}{1 + \text{sen}\Phi} \quad (3.22)$$

onde Φ é o ângulo de atrito interno das partículas.

Assim, sendo $K = 1/\bar{K}$, obtém-se a equação da conservação da quantidade de movimento para o catalisador escoando em leito móvel:

$$-\frac{d\bar{\sigma}_{yy}}{dy} - \frac{2\mu_w}{K r_p} \bar{\sigma}_{yy} - \frac{dp}{dy} + 1 = 0 \quad (3.23)$$

3.2.2 - Equações da continuidade e da quantidade de movimento em coordenadas esféricas

As equações (3.6b)-(3.9b) são escritas em coordenadas esféricas para as partes cônicas do sistema. Os autores utilizam o método de Nguyen *et al.* (1979) baseado na expansão de uma perturbação com respeito ao meio-ângulo do cone. [Chen *et al.*, 1984]

“Apenas a aproximação de ordem mais baixa é utilizada neste trabalho e o resultado é um conjunto de equações diferenciais ordinárias na direção radial [Mountziaris e Jackson, 1991].”

Em variáveis adimensionais, as equações da continuidade para a fase gasosa e sólida são integradas do topo da parte cônica do alimentador até uma posição radial r e têm-se as velocidades radiais:

$$u_r = - \frac{\bar{u} r_p^2 p_a}{2 (1 - \cos \alpha) \varepsilon_0 r^2 p} \quad (3.24)$$

$$v_r = - \frac{\bar{v} r_p^2}{2 (1 - \cos \alpha) (1 - \varepsilon_0) r^2} \quad (3.25)$$

onde: u_r = velocidade radial do gás no alimentador

v_r = velocidade radial do catalisador no alimentador

α = meio-ângulo da porção cônica do alimentador

r = raio do cone

A conservação da quantidade de movimento para as fases gasosa e sólida é respectivamente descrita por:

$$\frac{dp}{dr} = - \frac{(u_r - v_r)}{d_p \varepsilon_0} \left[\frac{150 \mu_{ga} (1 - \varepsilon_0)}{d_p \varepsilon_0} + 1,75 \rho_{ga} r_p |u_r - v_r| \right] \quad (3.26)$$

$$\frac{d\sigma_r}{dr} - \frac{2(\tilde{K} - 1)\sigma_r}{r} - \frac{\bar{v}^2 r_p^5}{2(1 - \cos \alpha)^2 (1 - \varepsilon_0)^2 r^5} - \frac{dp}{dr} + 1 = 0 \quad (3.27)$$

sendo: σ_r = componente radial da tensão normal da fase sólida

\tilde{K} = parâmetro definido como:

$$\tilde{K} = 1 + \frac{2 \sin \Phi}{1 - \sin \Phi} \left[1 + \frac{\gamma_w}{\alpha} \right] \quad (3.28)$$

onde γ_w é a orientação angular do eixo de tensão principal na parede do cone, determinada pela raiz de:

$$\sin \delta = \sin \Phi \sin (2\gamma_w - \delta) \quad (3.29)$$

no intervalo $[0, \pi/4 + \Phi/2]$.

No caso da região de descarga, modelada como um canal cônico formado por partículas imóveis, as equações utilizadas são as mesmas, com as seguintes substituições:

- o meio-ângulo, α , é substituído por β , o qual é dado por: [Wieghardt, 1975]

$$\beta = \frac{\pi}{4} - \frac{\Phi}{2} \quad (3.30)$$

- o ângulo de atrito entre sólidos e paredes, δ , é substituído por δ_v , ângulo de atrito entre o leito móvel de partículas e as partículas estacionárias antes do orifício de descarga: [Kaza, 1982]

$$\delta_v = \text{tg}^{-1} (\sin \Phi) \quad (3.31)$$

3.2.3 - Condições de transição entre diferentes geometrias

Nas junções alimentador-"standpipe" e "standpipe"-descarga ocorrem transições entre as geometrias esférica e cilíndrica. Nestas transições, a conservação da massa e da quantidade de movimento precisam ser asseguradas.

a) Transição entre o alimentador e o "standpipe":

Utilizando a nomenclatura da figura 3.1, se A_c é a área da coroa esférica no final do alimentador e A_1 é a área da seção transversal do "standpipe", a conservação da massa requer:

$$(1 - \varepsilon_c) v_c A_c = (1 - \varepsilon_1) v_1 A_1 = \bar{v} A_1 \quad (3.32)$$

onde ε_c e v_c são a porosidade e velocidade radial do sólido na coroa esférica, ε_1 e v_1 são a porosidade e a velocidade axial das partículas no plano $y=0$ (tubo).

Considerando que no caso de leito móvel $\varepsilon_c = \varepsilon_1 = \varepsilon_0$, a conservação do momentum é descrita por:

$$r_p v_c^2 A_c + \sigma_c A_c = r_p v_1^2 A_1 + \sigma_1 A_1 \quad (3.33)$$

sendo σ_c e σ_1 a componente radial da tensão normal na coroa esférica e a componente axial da tensão normal no plano $y=0$ do tubo, respectivamente.

A relação entre as áreas A_1 e A_c é dada por:

$$\frac{A_1}{A_c} = \frac{1 + \cos \alpha}{2} \quad (3.34)$$

Utilizando as equações (3.32)-(3.34), obtém-se a tensão normal na direção y no topo do "standpipe":

$$\sigma_1 = \frac{2 \sigma_c}{1 + \cos \alpha} + \frac{r_p \bar{v}^2}{(1 - \epsilon_0)^2} \left[1 - \frac{(1 + \cos \alpha)}{2} \right] \quad (3.35)$$

No caso da fase gasosa, a condição de transição requer simplesmente a continuidade da pressão do gás, uma vez que o fluxo de momentum é desprezado. Assim,

$$p_1 = p_c \quad (3.36)$$

b) Transição entre o "standpipe" e a região de descarga:

Nesta transição, ao passar do tubo para a região cônica ocorre uma diminuição na seção transversal disponível para o escoamento. Se as mesmas condições utilizadas no item anterior fossem repetidas aqui, ocorreria um aumento na área disponível para o escoamento, pois a seção transversal do tubo é menor que a área da coroa esférica no início da região de descarga.

A fim de evitar esta contradição, os autores consideraram que a transição entre estas geometrias ocorre no ponto onde as áreas da seção cilíndrica e da coroa esférica são iguais. Deste modo, não ocorrem variações de velocidade, tensão da fase sólida e pressão no ponto de transição:

$$\sigma_d = \sigma_2 \quad (3.37)$$

$$p_d = p_2 \quad (3.38)$$

onde o subscrito d indica propriedades na coroa esférica da entrada da região de descarga e 2 indica o plano de saída do "standpipe".

Quando o orifício de descarga é grande, pode ocorrer que a coroa esférica de mesma área do tubo esteja abaixo do orifício. A abertura máxima do orifício para que isto não aconteça é obtida a partir da geometria do sistema e é dada por:

$$w_{v(\max)} = \sqrt{\frac{1 + \cos \beta}{2}} \quad (3.39)$$

Se o orifício é maior que $w_{v(\max)}$, as equações de conservação são tomadas entre o plano da entrada da região de descarga e o plano de saída da mesma, sendo desprezada a variação de geometria:

$$v_2 = \frac{\bar{v}}{1 - \varepsilon_0} \quad \text{e} \quad v_3 = \left[\frac{\bar{v}}{1 - \varepsilon_0} \right] \frac{A_2}{A_3} \quad (3.40)$$

$$r_p v_2^2 A_2 + \sigma_2 A_2 = r_p v_3^2 A_3 + \sigma_3 A_3 \quad (3.41)$$

onde o subscrito 3 indica propriedades no plano de saída da região de descarga.

A relação entre as áreas dos planos de entrada e saída da região de descarga é calculada a partir da geometria do sistema:

$$\frac{A_2}{A_3} = \frac{1}{w_v^2} \quad (3.42)$$

Considerando que a tensão na saída do sistema seja nula ($\sigma_3 = 0$), tem-se das equações (3.40) e (3.41) que a tensão no plano de saída do "standpipe" é:

$$\sigma_2 = \frac{r_p \bar{v}^2}{(1 - \varepsilon_0)^2} \left[\frac{1}{w_v^2} - 1 \right] \quad (3.43)$$

O comprimento efetivo do "standpipe" (vide figura 3.1), utilizado nos cálculos é dado por:

$$y_e = 1 - \frac{r_p}{\text{sen } \beta} \left[\sqrt{\frac{1 + \cos \beta}{2}} - w_v \cos \beta \right] \quad (3.44)$$

A coordenada radial de entrada no cone de descarga é:

$$r_v = \frac{r_p}{\sin \beta} \sqrt{\frac{1 + \cos \beta}{2}} \quad (3.45)$$

c) Condições de saída do sistema:

Se o tamanho do orifício utilizado for menor que o máximo (w_v (máx)), as equações de conservação são análogas às equações (3.32) e (3.33). Utilizando ainda a equação (3.42) e o fato de que a tensão na saída do sistema é nula, a tensão na coroa esférica da saída do cone de descarga é:

$$\sigma_b = \frac{r_p \bar{v}^2 (1 + \cos \beta)}{2 w_v^+ (1 - \varepsilon_0)^2} \left[1 - \frac{1 + \cos \beta}{2} \right] \quad (3.46)$$

E a pressão na saída do sistema é considerada igual à pressão da coroa esférica da saída da região de descarga:

$$p_3 = p_b \quad (3.47)$$

d) Transição entre geometrias cilíndrica e cônica no alimentador:

Esta transição não foi considerada no modelo de Mountziaris e Jackson (1991), como pode ser visto nas figuras 3.1 e 3.2.

Entretanto, considerando-se que a transição ocorre no ponto em que as áreas do plano cilíndrico e da coroa esférica se igualam, não ocorrem variações de propriedades, ou seja:

$$\sigma_{\text{coroa esférica}} = \sigma_{\text{plano cilíndrico}} \quad (3.37)$$

$$p_{\text{coroa esférica}} = p_{\text{plano cilíndrico}} \quad (3.38)$$

Capítulo 4 - MÉTODO MATEMÁTICO E ESTRUTURA DO SIMULADOR DESENVOLVIDO

O método de Runge-Kutta-Gill foi utilizado na solução dos sistemas de equações apresentados no capítulo anterior. Este capítulo descreve o funcionamento do método matemático para solução de cada um dos sistemas de equações e como estes sistemas são acoplados para que se obtenha a solução do problema.

O modelo sugerido por Leung e Jones (1978) não requer método numérico para obtenção da variação de pressão ao longo do tubo, desde que a massa específica do gás seja considerada constante, como é o caso. Suas equações são imediatamente calculadas, uma vez conhecidos os valores de velocidade superficial de ambas as fases. Na avaliação executada a fim de se determinar a validade da consideração da massa específica constante para a fase gasosa, as equações foram resolvidas através do método de Runge-Kutta-Gill.

Para resolver o modelo proposto por Mountziarais e Jackson (1991), entretanto, o conhecimento prévio da velocidade superficial da fase gasosa não é necessário. Este valor é obtido iterativamente. Isto permite que tal modelo seja utilizado em um simulador, uma vez que não é possível a determinação prática da quantidade de gás arrastada pelo catalisador.

Desta forma, além do método de Runge-Kutta-Gill utilizado na solução das equações diferenciais do modelo, o método da bissecção foi utilizado para determinação da velocidade superficial do gás.

Este capítulo está dividido em 2 itens, a saber:

1. Método de Runge-Kutta-Gill: apresenta o algoritmo do método numérico utilizado e a maneira pela qual foi aplicado ao problema em questão;
2. Procedimento de solução do modelo de Mountziaris e Jackson (1991): mostra a estrutura do simulador, acoplamento entre as várias regiões que compõem o sistema em estudo e os passos executados a fim de solucionar o problema.

4.1 - Método de Runge-Kutta-Gill

O método numérico utilizado é um método explícito de quarta-ordem, adequado para solução de equações diferenciais ordinárias, as quais são problemas de valor inicial do tipo:

$$\frac{dy}{dx} = f(x, y), \quad \text{com } f(x_0) = y_0$$

Este método foi adotado devido a sua simplicidade e facilidade de implementação.

4.1.1 - Geometria cilíndrica

As equações apresentadas no capítulo 3 para as regiões cilíndricas do sistema são:

$$\frac{dp}{dy} = f_1(p) \quad (4.1)$$

$$\frac{d\sigma_{yy}}{dy} = f_2(p, \sigma_{yy}) \quad (4.2)$$

Estas equações são resolvidas individualmente: o perfil de pressão é obtido a partir da equação (4.1) e substituído em (4.2) para determinação do perfil de tensões.

A região cilíndrica é dividida em N intervalos e a pressão e a tensão normal são calculadas em cada ponto, sempre utilizando o valor do ponto anterior. O algoritmo do método numérico pode ser descrito por:

$$p'_{i+1} = p'_i + \frac{1}{6} (RK_1 + RK_4) + \frac{1}{3} (b RK_2 + d RK_3) \quad (4.3)$$

com $p'_0 = p_0$, onde: p' = variável auxiliar para o cálculo de p

i = número do intervalo ($i = 0, 1, 2, \dots, N-1$)

$$RK_1 = h f_1(p'_i)$$

$$RK_2 = h f_1\left(p'_i + \frac{1}{2} RK_1\right)$$

$$RK_3 = h f_1\left(p'_i + a RK_1 + b RK_2\right)$$

$$RK_4 = h f_1\left(p'_i + c RK_2 + d RK_3\right)$$

$$h = \text{passo} = \frac{y_N - y_0}{N}$$

N = número de intervalos

$$a = \frac{\sqrt{2} - 1}{2}$$

$$b = \frac{2 - \sqrt{2}}{2}$$

$$c = -\frac{\sqrt{2}}{2}$$

$$d = 1 + \frac{\sqrt{2}}{2}$$

Após o cálculo de todo o perfil de pressão, incrementa-se o valor de N e novo perfil é calculado. Se a diferença entre ambos os perfis for menor que a tolerância admitida para o problema, esta é a solução. Caso contrário, o valor de N é novamente incrementado até que a condição de tolerância seja satisfeita.

O mesmo procedimento é adotado para solução da equação (4.2):

$$\sigma'_{i+1} = \sigma'_i + \frac{1}{6} (RK_1 + RK_4) + \frac{1}{3} (b RK_2 + d RK_3) \quad (4.4)$$

com $\sigma'_0 = \sigma_0$ e as constantes calculadas da mesma forma, utilizando agora a função f_2 no lugar de f_1 .

4.1.2 - Geometria esférica

Para as regiões cônicas, as equações do modelo podem ser escritas como:

$$\frac{dp}{dr} = f_3(r, p) \quad (4.5)$$

$$\frac{d\sigma_r}{dr} = f_4(r, p, \sigma_r) \quad (4.6)$$

As equações (4.5) e (4.6) formam um sistema de equações e são resolvidas simultaneamente. O algoritmo, neste caso, é:

$$p'_{i+1} = p'_i + \frac{1}{6} (RK_{11} + RK_{14}) + \frac{1}{3} (b RK_{12} + d RK_{13}) \quad (4.7)$$

$$\sigma'_{r,i+1} = \sigma'_{r,i} + \frac{1}{6} (RK_{21} + RK_{24}) + \frac{1}{3} (b RK_{22} + d RK_{23}) \quad (4.8)$$

com $p'_0 = p_0$ e $\sigma'_0 = \sigma_0$.

As constantes são definidas como:

$$RK_{11} = h f_3(r_i, p'_i)$$

$$RK_{12} = h f_3\left(r_i + \frac{1}{2}h, p'_i + \frac{1}{2}RK_{11}\right)$$

$$RK_{13} = h f_3\left(r_i + \frac{1}{2}h, p'_i + a RK_{11} + b RK_{12}\right)$$

$$RK_{14} = h f_3(r_i + h, p'_i + c RK_{12} + b RK_{13})$$

$$RK_{21} = h f_4(r_i, p'_i, \sigma'_{r,i})$$

$$RK_{22} = h f_4\left(r_i + \frac{1}{2}h, p'_i + \frac{1}{2}RK_{11}, \sigma'_{r,i} + \frac{1}{2}RK_{21}\right)$$

$$RK_{23} = h f_4\left(r_i + \frac{1}{2}h, p'_i + a RK_{11} + b RK_{12}, \sigma'_{r,i} + a RK_{21} + b RK_{22}\right)$$

$$RK_{24} = h f_4\left(r_i + h, p'_i + c RK_{12} + b RK_{13}, \sigma'_{r,i} + c RK_{22} + d RK_{23}\right)$$

O mesmo procedimento utilizado para verificação de convergência no caso de geometria cilíndrica é aplicado aqui. O valor de N é incrementado e comparam-se os perfis de pressão e tensão obtidos em cada cálculo até que a diferença seja menor que a tolerância em ambos os casos.

4.2 - Procedimento de solução do modelo de Mountziaris e Jackson (1991)

A simulação do "standpipe" da Petrobras-SIX é realizada através de um programa principal, o qual gerencia 4 sub-rotinas, cujas listagens se encontram no anexo 1:

- SP_EF12: calcula perfis de pressão e tensão para as regiões cilíndricas
- ST_EF722: calcula perfis de pressão e tensão para porção cônica do alimentador
- VD_EF11: calcula perfis de pressão e tensão para a região de descarga
- BISSEC: método da bissecção para estimativas da velocidade superficial do gás

A figura 4.1 apresenta o fluxograma de funcionamento do simulador e a figura 4.2 ilustra o funcionamento básico das três sub-rotinas de cálculo.

Como dados de entrada tem-se:

- vazão de sólidos;
- abertura da válvula de descarga;
- estimativa da vazão de gás.

A pressão no topo do alimentador é um valor conhecido ($1,6 \text{ kgf cm}^{-2}$) e a tensão de cisalhamento é nula, pois assume-se que haja uma superfície livre de partículas neste ponto. As equações (3.16) e (3.23) são resolvidas através do método apresentado no item anterior utilizando as equações de velocidade (3.13) e (3.15), gerando os perfis de pressão e tensão para a porção cilíndrica do alimentador (sub-rotina SP_EF12).

Os valores de pressão e tensão na saída desta região cilíndrica são as condições iniciais para o cálculo da parte cônica do alimentador. Neste caso, as equações (3.26) e (3.27) são solucionadas de maneira adequada (item 4.1.2) com as expressões de velocidade definidas por (3.24) e (3.25) através da sub-rotina ST_EF722.

As condições na saída do alimentador são transformadas em condições iniciais para o cálculo do "standpipe" propriamente dito através das equações (3.35) e (3.36). Novamente é chamada a sub-rotina SP_EF12, que calcula as proções cilíndricas. Porém, neste caso o cálculo dos perfis não é direto como nos anteriores.

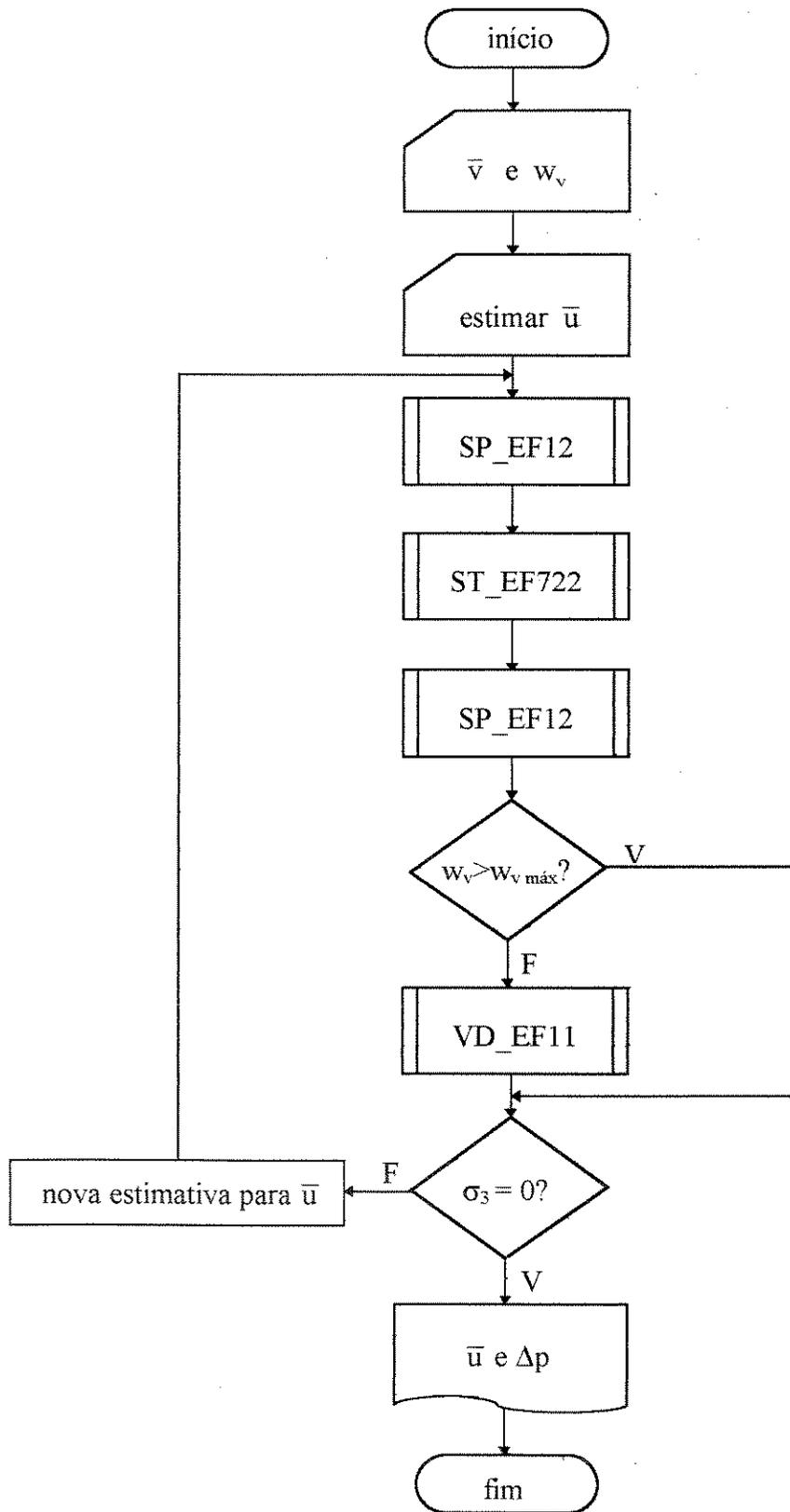


Figura 4.1 - Fluxograma do simulador desenvolvido com o modelo de Mountziaris e Jackson
Programa principal

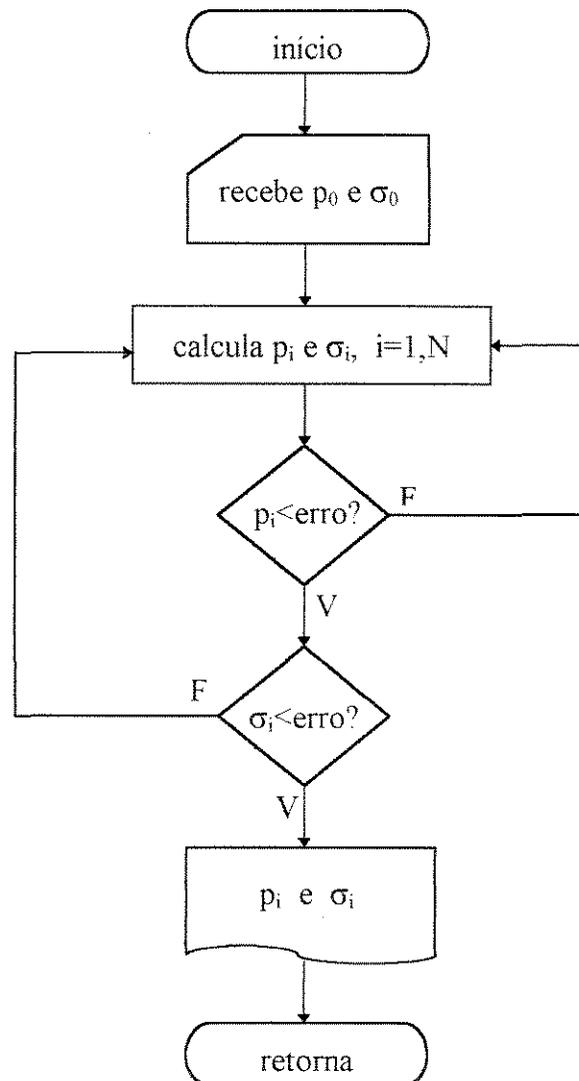


Figura 4.2 - Fluxograma simplificado das sub-rotinas de cálculo para o modelo de Mountziaris e Jackson (1991)

No "standpipe" existe um ponto de adição de gás ("aeração"), o qual provoca um aumento brusco e localizado na vazão da fase gasosa. Assim, os perfis de pressão e tensão são calculados até o ponto de injeção (y_a), a velocidade superficial da fase gasosa é incrementada ($\bar{u} + \bar{u}_a$) e a determinação dos perfis continua até o final do tubo (y_e). A pressão e a tensão neste ponto são utilizadas como condições iniciais de cálculo da região de descarga quando o

tamanho do orifício não for maior que o valor máximo calculado pela equação (3.39) e a sub-rotina VD_EF11 é executada.

Todas as sub-rotinas seguem os mesmos passos para determinação dos perfis (figura 4.2):

- recebem as condições iniciais do programa principal;
- calculam os perfis através dos algoritmos apresentados no item 4.1;
- verificam se os perfis calculados são independentes do número de intervalos: caso negativo, o número de intervalos é duplicado e o procedimento é repetido;
- os perfis convergidos são gravados e os valores no ponto de saída retornam ao programa principal.

Isto significa que após a execução da última sub-rotina (VD_EF11) já foi obtida a convergência dos perfis em todas as regiões. É necessário, portanto, verificar se o valor estimado para vazão de gás está correto. Esta verificação é realizada com base na consideração de que na saída do sistema a tensão normal é nula ($\sigma_3 = 0$), pois deixa de existir leito móvel e as partículas caem livremente. Para tanto, uma de duas condições deve ser satisfeita:

- se houve formação de uma região cônica de descarga na saída do sistema ($w_v < w_{v(\max)}$), o último valor de tensão calculado pela sub-rotina VD_EF11 deve ser igual ao obtido através da equação (3.46);
- caso contrário ($w_v > w_{v(\max)}$), o valor da tensão na saída do "standpipe", calculado através da sub-rotina SP_EF12, deve ser igual ao obtido através da equação (3.43).

Se a condição de tensão nula na saída do sistema não foi satisfeita, nova estimativa para a vazão de gás deve ser fornecida e o procedimento completo é repetido tantas vezes quanto forem necessárias, até que seja satisfeita a tolerância de 10^{-8} . As novas estimativas são determinadas pelo próprio programa (com incrementos no valor estimado inicialmente), até que dois valores consecutivos proporcionem como resultado uma tensão de saída maior e outra menor que zero. Neste ponto, a sub-rotina BISSEC passa a controlar as novas estimativas, utilizando sempre um valor médio entre os dois valores anteriores.

Capítulo 5 - EXPRESSÕES PARA FORÇA DE INTERAÇÃO GÁS-SÓLIDO

O presente capítulo apresenta e compara algumas expressões da literatura para a força de interação entre as fases (força de arraste, \bar{F}) no escoamento em "standpipe".

O modelo desenvolvido por Mountziaris e Jackson (1991) apresentado no capítulo 3, item 3.2, utiliza a equação de Ergun para descrever a força de interação gás-sólido no "standpipe":

$$\bar{F} = \frac{(1 - \varepsilon_0)}{D_p \varepsilon_0} \left[\frac{150(1 - \varepsilon_0)\mu_g}{D_p \varepsilon_0} + 1,75\rho_g |\bar{U} - \bar{V}| \right] (\bar{U} - \bar{V}) \quad (3.11)$$

Como a forma deste termo é bastante discutida entre os vários autores [Mountziaris e Jackson, 1991], optou-se por testar algumas expressões disponíveis na literatura a fim de se verificar o comportamento do modelo.

Entre as expressões encontradas, além da equação de Ergun (1952), estão:

- correlação de Ahmed e Sunada (1969);
- equação de Ergun modificada, proposta por MacDonald *et al.* (1979);
- equação de Comiti e Renaud (1989);
- equação de Dolejš e Machač (1995).

Todas, incluindo a equação de Ergun (1952), são equações desenvolvidas para cálculo de perda de carga através de leito fixo de partículas. Para utilização no cálculo de leito móvel, o mesmo procedimento usado por Mountziaris e Jackson (1991) na equação de Ergun (substituição da velocidade da fase gasosa pela velocidade relativa gás-sólido) pode ser adotado em todos os casos.

Ahmed e Sunada (1969) provavelmente apresentaram a correlação mais simples para cálculo de escoamento através de meios porosos: [MacDonald *et al.*, 1979]

$$\nabla P = \alpha_{AS} \mu_g \bar{U} + \beta_{AS} \rho_g \bar{U}^2 \quad (5.1)$$

sendo α_{AS} e β_{AS} parâmetros determinados empiricamente.

A mesma forma de equação foi utilizada por Ergun (equação (2.5)), porém a correlação de Ahmed e Sunada (1969) não apresenta parâmetros que caracterizam o meio poroso, como diâmetro das partículas e porosidade, por exemplo. Assim, α_{AS} e β_{AS} são dependentes do meio sólido, devendo ser determinados para cada sistema individualmente.

Além disto, estes parâmetros não são adimensionais:

- α_{AS} tem dimensão de L^{-2} ;
- β_{AS} tem dimensão de L^{-1} .

A dificuldade de determinação destes parâmetros faz com que a simplicidade da equação deixe de ser importante. Na ausência de vários conjuntos de dados práticos, como é o caso do "standpipe" em estudo, esta equação não pode ser utilizada.

A mesma dificuldade ocorre com a equação de Dolejš e Machač (1995), a qual leva em consideração o efeito de parede, desprezado nos modelos clássicos de escoamento através de leito de partículas:

$$\frac{\Delta P}{H} = \frac{72 \mu_g (1 - \varepsilon_0)^2 U}{D_p^2 \varepsilon^3} \left[\omega (1 + \alpha_{DM} \psi) M \right]^2 \quad (5.2)$$

onde: ω = fator de correção para a superfície molhada ($\omega = 1$ para leito de partículas esféricas ordenadas)

α_{DM} = fator de forma ($\alpha_{DM} = 1$ para partículas esféricas)

ψ = número de resistência, definido como a relação entre as tensões normal e tangencial

M = coeficiente de correção para efeito de parede, definido como:

$$M = 1 + \frac{2 D_p}{3 \omega (1 - \varepsilon_0) (1 + \alpha_{DM} \psi) D_h} \quad (5.3)$$

sendo $D_h = 4/a_w$ o diâmetro hidráulico do tubo e a_w a área específica do mesmo.

Os parâmetros ψ e M são calculados iterativamente utilizando-se a equação (5.3) e as seguintes expressões:

$$\psi = \left[0,5^3 - \left(\frac{Re}{150} \right)^3 + \left(0,113 Re^{0,507} \right)^3 \right]^{(1/3)} \quad \text{para } Re < 75 \quad (5.4a)$$

e

$$\psi = 0,113 Re^{0,507} \quad \text{para } Re \geq 75 \quad (5.4b)$$

onde:

$$Re = Re_p \frac{1 + \psi}{\omega (1 + \alpha_{DM} \psi) M} \quad (5.5)$$

e

$$Re_p = \frac{D_p U \rho_g}{\mu_g (1 - \varepsilon_0)} \quad (5.6)$$

A equação (5.2) parece ser válida apenas para escoamento em regime laminar, uma vez que não existe um termo proporcional ao quadrado da velocidade que considera o efeito de forças inerciais. Realmente, na dedução desta equação, os autores (Dolejš e Machač, 1995) consideraram apenas regime laminar. Porém, as forças inerciais foram consideradas empiricamente no número de resistência (ψ), gerando uma expressão para cada regime (equações (5.4)).

Ainda que a equação de Dolejš e Machač (1995) leve em consideração o efeito de parede, desprezado pela equação de Ergun (equação (2.5)), a necessidade de vários conjuntos de dados empíricos para determinação dos parâmetros α_{DM} e ω torna bastante difícil sua utilização para o presente trabalho.

Assim sendo, como não é possível determinar a validade de ajustar teoricamente os parâmetros α_{AS} e β_{AS} (equação (5.1)), e α_{DM} e ω (equação (5.2)), estas equações não foram testadas e comparadas com as demais.

Os dois primeiros itens deste capítulo trazem as equações utilizadas nas simulações. Em seguida é apresentada a comparação entre os resultados obtidos com cada uma delas. A comparação foi efetuada com base nos perfis de pressão no tubo, uma vez que um dos objetivos deste trabalho é a determinação deste perfil. Finalmente, é determinada a forma da força de interação (força de arraste) adequada ao "standpipe" em estudo. Assim, a estrutura deste capítulo será:

1. Equação proposta por MacDonald *et al.* (1979)
2. Equação de Comiti e Renaud (1989)
3. Comparação dos perfis de pressão
4. Conclusão

5.1 - Equação proposta por MacDonald *et al.* (1979)

Em seu trabalho sobre escoamento através de meios porosos, MacDonald *et al.* (1979) propuseram pequenas modificações na clássica equação de Ergun (1952): os coeficientes 150 e 1,75 foram substituídos por A_M e B_M .

$$\frac{\Delta P}{H} = \frac{A_M(1-\varepsilon)^2}{\varepsilon^3} \frac{\mu_g U}{D_p^2} + \frac{B_M(1-\varepsilon)}{\varepsilon^3} \frac{\rho_g U^2}{D_p} \quad (5.7)$$

Considerando a analogia entre o escoamento através de meios porosos e o escoamento através de um tubo cilíndrico (capilar), os autores propuseram que deve existir uma dependência entre a perda de carga através do leito e a rugosidade das partículas.

“Não se deve esperar uma única curva para esta equação de Ergun modificada, mas sim, como no diagrama de Moody, deve-se ter uma única linha para baixos N_{Re} , onde os efeitos inerciais não são importantes e uma família de curvas dependentes de um parâmetro adimensional (“altura da rugosidade”/diâmetro equivalente)... para altos N_{Re} [MacDonald *et al.*, 1979]”.

N_{Re} é definido por:

$$N_{Re} = \frac{\rho_g D_{eq} U}{\mu_g (1-\varepsilon)} \quad (5.8)$$

onde D_{eq} vale 6 vezes a relação entre o volume e área superficial da partícula.

Na equação (5.7), o coeficiente A_M é independente da rugosidade da partícula e seu valor é 180. No caso do parâmetro B_M , seu valor varia entre 1,8, para sólidos lisos, com valores até 4, dependendo da rugosidade da partícula.

Deste modo, quando a força inercial pode ser desprezada, o resultado desta equação é único e independente de B_M . Caso contrário, vários resultados são obtidos variando-se o valor de B_M de acordo com a rugosidade do sólido.

Na ausência de dados sobre a rugosidade das partículas simuladas, os valores limite (1,8 e 4) foram utilizados para o parâmetro B_M , a fim de se determinar sua influência sobre o

perfil de pressão no tubo. Contudo, não são esperadas grandes variações neste resultado, uma vez que o regime de escoamento considerado é laminar.

A expressão adimensionalizada para força de interação gás-sólido, a qual substituiu a expressão de Ergun na equação (3.8b) e foi utilizada nas simulações, é dada por:

$$\bar{f} = (\bar{u} - \bar{v}) \left[\frac{180 (1 - \varepsilon_0) \mu_{ga}}{\varepsilon_0^2 d_p^2} + \frac{B_M \rho_{ga} r_p |\bar{u} - \bar{v}|}{\varepsilon_0 d_p} \right] \quad (5.9)$$

O módulo da velocidade relativa gás-sólidos aparece para que o sinal da força de arraste seja determinado pela diferença entre as velocidades.

Para esta análise inicial da influência do parâmetro B_M no escoamento em "standpipe", simulações foram executadas utilizando os dados provenientes do trabalho de Mountziaris e Jackson (1991) em escala de laboratório, adimensionalizados de acordo com o exposto no capítulo 3.

O "standpipe" simulado foi esquematizado na figura 3.1 e apresenta as seguintes características:

- comprimento total do "standpipe", $H = 3,27$ m
- raio do "standpipe", $R_p = 0,0127$ m
- meio-ângulo do alimentador, $\alpha = 9,5^\circ$
- profundidade do alimentador = $0,38$ m
- ponto de aeração, $Y_a = 1,77$ m
- vazão de aeração, $U_a = 0,01$ kg h⁻¹
- abertura do orifício de descarga, $w_v = 0,8$

O material usado nos experimentos de Mountziaris e Jackson (1991) foi areia fina, a qual tem como propriedades:

- massa específica, $\rho_s = 2620$ kg m⁻³
- diâmetro médio, $D_p = 154 \cdot 10^{-6}$ m
- ângulo de atrito interno, $\Phi = 34^\circ$
- ângulo de atrito entre sólido e parede, $\delta = 16,5^\circ$
- porosidade do leito móvel, $\varepsilon_0 = 0,36$

A vazão de sólidos simulada foi $0,14 \text{ kg s}^{-1}$.

O alimentador é aberto para a atmosfera (a pressão no topo do alimentador é igual à pressão atmosférica) e o fluido utilizado é ar em temperatura ambiente:

- massa específica do gás, $\rho_g = 1,5 \text{ kg m}^{-3}$
- viscosidade do gás, $\mu_g = 0,0335 \text{ cP}$

Os resultados das simulações (equações (3.6b)-(3.9b) utilizando a equação (5.9)) podem ser observados na figura 5.1, que apresenta o perfil de pressão adimensional no interior do "standpipe": Δp vs. $(1-y)$ para os valores limite do parâmetro B_M . Para os cálculos, a origem da coordenada axial (y) é o topo do tubo, como esquematizado na figura 3.1.

Como pode ser comprovado nesta figura, o parâmetro B_M não influencia absolutamente o perfil de pressão no interior do "standpipe". Isto já era esperado, uma vez que o sistema simulado, como o da Petrobrás-SIX, opera em regime laminar. Desta maneira, o termo proporcional ao quadrado da velocidade pode ser desprezado.

Assim sendo, será adotado o valor 1,8 para a comparação com as outras expressões de força de interação. Será possível avaliar a influência do parâmetro $A_M = 180$ em relação à constante 150 da equação de Ergun.

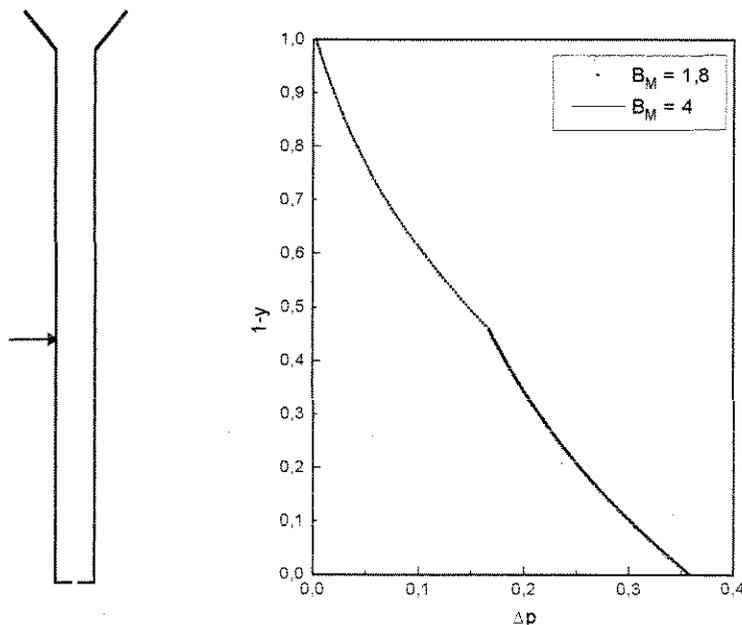


Figura 5.1 - Perfis de pressão adimensionais no "standpipe" obtidos com a expressão de MacDonald *et al.* (1979), utilizando os valores limite para o parâmetro B_M : $B_M = 1,8$ e $B_M = 4$

5.2 - Equação de Comiti e Renaud (1989)

Estes autores apresentaram um modelo para descrição do escoamento de um fluido através de um leito de partículas não-esféricas (paralelepípedos). Provaram, porém, que a equação também é válida para sólidos esféricos.

A equação geral apresenta forma análoga à equação de Ergun (1952):

$$\frac{\Delta P}{H} = M_{CR} U^2 + N_{CR} U \quad (5.10)$$

onde: M_{CR} = termo que representa perdas de energia cinética é:

$$M_{CR} = 0,0968 T^3 \rho_g a_{vd} \frac{1-\epsilon}{\epsilon^3} \quad (5.10a)$$

N_{CR} = termo de resistência viscosa, definido como:

$$N_{CR} = 2 T^2 \mu_g a_{vd}^2 \frac{(1-\epsilon)^2}{\epsilon^3} \quad (5.10b)$$

T = tortuosidade do leito, definido como a relação entre o comprimento efetivamente percorrido pelo gás e a altura do leito, adimensional

a_{vd} = superfície molhada específica das partículas, m^{-1}

Substituindo-se a tortuosidade (T) pelo valor 1,444 e a área molhada específica por:

$$a_{vd} = a_{vs} = \frac{6}{D_p} \quad (5.11)$$

sendo a_{vs} a superfície específica média das partículas (relação entre área superficial e volume das partículas), recai-se na clássica equação de Ergun. Isto significa que os autores propõem

que a equação de Ergun seja utilizada com modificações, assim como MacDonald *et. al.* Contudo, no caso em questão, estas modificações visam :

- corrigir o valor utilizado para área superficial de sólidos disponível ao escoamento (superfície molhada, a_{vd});
- considerar a tortuosidade dependente da forma da partícula que compõe o leito e não constante para todos os leitos.

Para determinar o valor da superfície molhada, a seguinte relação é utilizada:

$$\frac{a_{vd}}{a_{vs}} = X \leq 1, \quad (5.12)$$

sendo que o valor $X=1$ corresponde a esferas (contato pontual).

Já a tortuosidade pode ser determinada através da uma figura 5.2, apresentada pelos autores (Comiti e Renaud, 1989), a qual relaciona $(T-1)$ vs. $[\ln(1/\epsilon)]$ para várias formas de partículas.

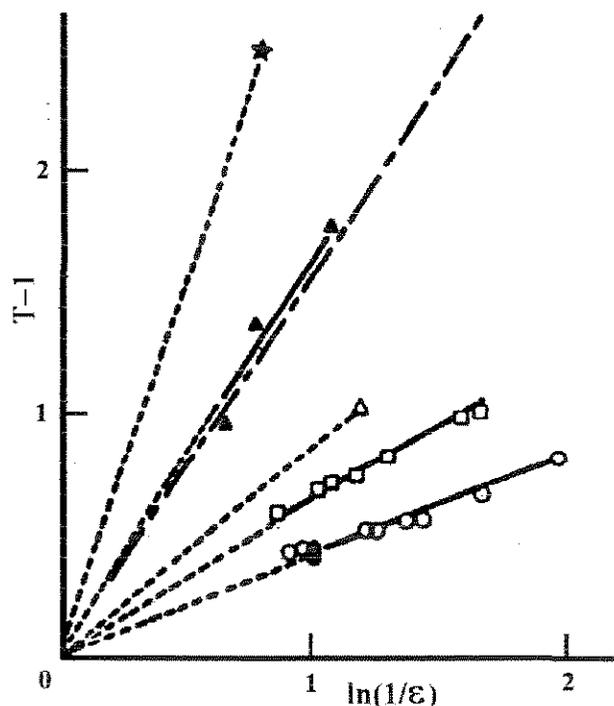


Figura 5.2 - $(T-1)$ em função do $\ln(1/\epsilon)$ para vários tipos de leitos: [Comiti e Renaud, 1989]

* e Δ : paralelepípedos; \circ : esferas; \square : cubos; - - - - : casca de madeira

Além disto, foi introduzida uma correção para levar em conta efeitos de parede, diferente para cada um dos termos:

- termo de resistência viscosa: a área real que contribui para este termo é a superfície molhada das partículas mais a superfície do tubo;
- forças inerciais: considera que existe uma região anular de espessura igual ao diâmetro médio dos sólidos (D_p) próxima à parede do tubo, onde a perda de energia cinética é desprezível (não ocorre mudança na direção de escoamento do fluido nesta região).

Deste modo, a equação geral proposta, após a correção para efeitos de parede pode ser escrita como:

$$\frac{\Delta P}{H} = M_{CR}^* U^2 + N_{CR}^* U \quad (5.13)$$

$$M_{CR}^* = \left\{ 0,0413 \left[1 - \left(1 - \frac{D_p}{2 R_p} \right)^2 \right] + 0,0968 \left(1 - \frac{D_p}{2 R_p} \right)^2 \right\} T^3 \rho_g a_{vd} \frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon^3} \quad (5.13a)$$

$$N_{CR}^* = 2 T^2 \mu_g a_{vd}^2 \frac{(1 - \varepsilon)^2}{\varepsilon^3} \left[1 + \frac{4}{2 R_p a_{vd} (1 - \varepsilon)} \right]^2 \quad (5.13b)$$

onde R_p é o raio do "standpipe".

Neste caso, estimando-se a tortuosidade (através da figura 5.2), o único parâmetro a ser determinado experimentalmente é X , ou a relação entre a área superficial das partículas e a área molhada.

Definindo-se o parâmetro X como igual a 1 e calculando-se a área molhada de acordo com a equação (5.11) é possível verificar a influência da tortuosidade no modelo. Para este fim, o escoamento através do "standpipe" de Mountziaris e Jackson (1991) foi simulado utilizando a seguinte expressão adimensionalizada para a força de arraste:

$$\vec{f} = (\vec{u} - \vec{v}) \left[m_{CR}^* |\vec{u} - \vec{v}| + n_{CR}^* \right] \quad (5.14)$$

onde:

$$m_{CR}^* = \left\{ 0,0413 \left[1 - \left(1 - \frac{d_p}{2 r_p} \right)^2 \right] + 0,0968 \left(1 - \frac{d_p}{2 r_p} \right)^2 \right\} \frac{T^3 \rho_{ga} a_{vd} r_p}{\varepsilon_0} \quad (5.14a)$$

$$n_{CR}^* = 2 T^2 \mu_{ga} a_{vd}^2 \frac{(1 - \varepsilon_0)}{\varepsilon_0^2} \left[1 + \frac{4}{2 r_p a_{vd} (1 - \varepsilon_0)} \right]^2 \quad (5.14b)$$

sendo o sinal da expressão determinado pelo sinal da velocidade relativa gás-sólido.

Todos os dados do "standpipe" e das fases sólida e gasosa necessários para esta simulação foram especificados no item 5.1.

Utilizando o valor de porosidade do leito de esferas igual a 0,36 na figura 5.2, é possível determinar a tortuosidade: $T \cong 1,34$. O modelo de Mountziaris e Jackson (1991), equações (3.6b)-(3.9b), foi resolvido com a expressão (5.14) e os seguintes parâmetros:

- $X = 1$, de modo que $a_{vd} = \frac{6}{d_p}$;
- $T = 1,444$, que é o valor da tortuosidade definido por Ergun (1952);
- $T = 1,34$, valor obtido a partir da figura 5.2.

Os resultados desta análise estão apresentados na figura 5.3. Verifica-se que um aumento no valor da tortuosidade faz com que a pressão desenvolvida ao longo do tubo seja menor. Este fato já era esperado, uma vez que um aumento no valor da tortuosidade significa que o caminho percorrido pelo gás é maior. Para que este caminho seja maior dentro do mesmo tubo, é necessário que o gás mude sua direção mais vezes, o que provoca maiores perdas de energia cinética e diminui a pressão.

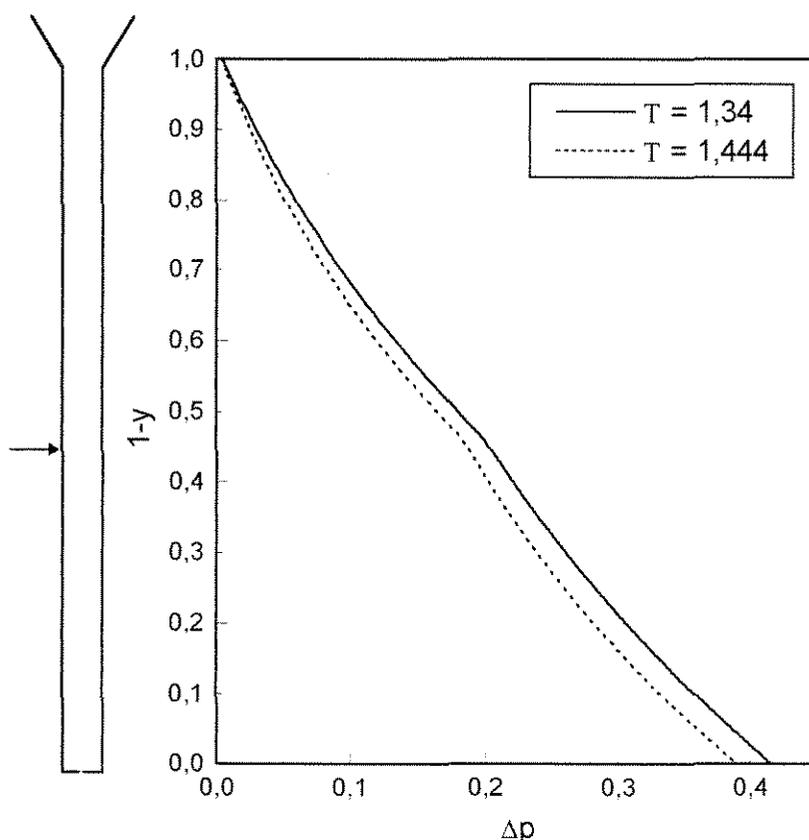


Figura 5.3 - Perfis de pressão adimensionais no "standpipe" obtidos com a expressão de Comiti e Renaud (1989), $X = 1$

Entretanto, a variação máxima entre os perfis obtidos com ambos os valores de tortuosidade (um obtido a partir da figura 5.2 e outro considerado constante por Ergun na sua equação) foi apenas 6,8%. Devido a esta pequena diferença, o valor de $T = 1,444$ será adotado para que seja possível avaliar a influência do efeito de parede, desconsiderado pela equação de Ergun.

A fim de verificar a influência de X na simulação do "standpipe" sem dados experimentais para sua determinação, foi adotado para este parâmetro o valor da esfericidade da partícula. A esfericidade é um fator de forma utilizado para corrigir o desvio da forma do sólido em relação a uma esfera, sendo que seu valor pertence ao intervalo $[0,1]$. Por isto parece razoável seu uso na correção da área molhada do leito, a qual é decorrente da própria forma do material que o compõe.

O "standpipe" que vem sendo simulado para determinação da influência dos parâmetros empíricos nas várias equações testadas para força de interação gás-sólido é o mesmo estudado por Mountziaris e Jackson (1991). Este trabalho, porém, não apresenta o valor de esfericidade do material particulado utilizado.

Para que esta análise fosse possível, optou-se pelo uso do valor médio da esfericidade do catalisador de FCC do processo da Petrobras-SIX: 0,925. Assim, nova simulação foi realizada com os parâmetros: $T = 1,444$ e $X = 0,925$. O perfil de pressão resultante pode ser visto na figura 5.4.

Neste caso, com uma diminuição da área superficial de sólidos disponível ao escoamento foi constatado um aumento máximo de 7,1% no perfil de pressão ao longo do tubo.

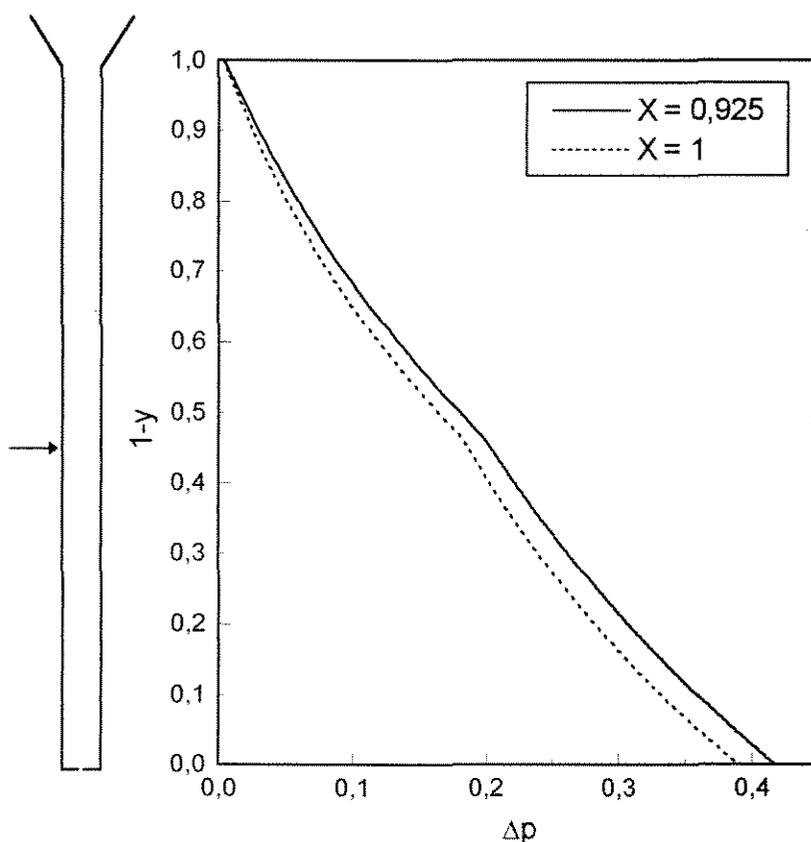


Figura 5.4 - Perfis de pressão adimensionais no "standpipe" obtidos com a expressão de Comiti e Renaud (1989), $T = 1,444$

Considerando que esta diferença não seja significativa e lembrando que o valor do parâmetro X foi assumido como sendo igual à esfericidade da partícula (não foi determinado empiricamente), as próximas simulações serão executadas com $X = 1$.

Os valores assumidos para T e X tornarão possível a determinação da ordem de grandeza do efeito de parede, pois esta será a única diferença da equação de Comiti e Renaud (1989) para a equação de Ergun (1952).

5.3 - Comparação dos perfis de pressão

As equações (3.6b)-(3.9b) foram resolvidas utilizando os mesmos dados apresentados no item 5.1 para o "standpipe", gás e partículas e a equação de Ergun para força de interação (equação 3.8b). Esta reprodução do trabalho de Mountziaris e Jackson é ilustrada pela figura 5.5.

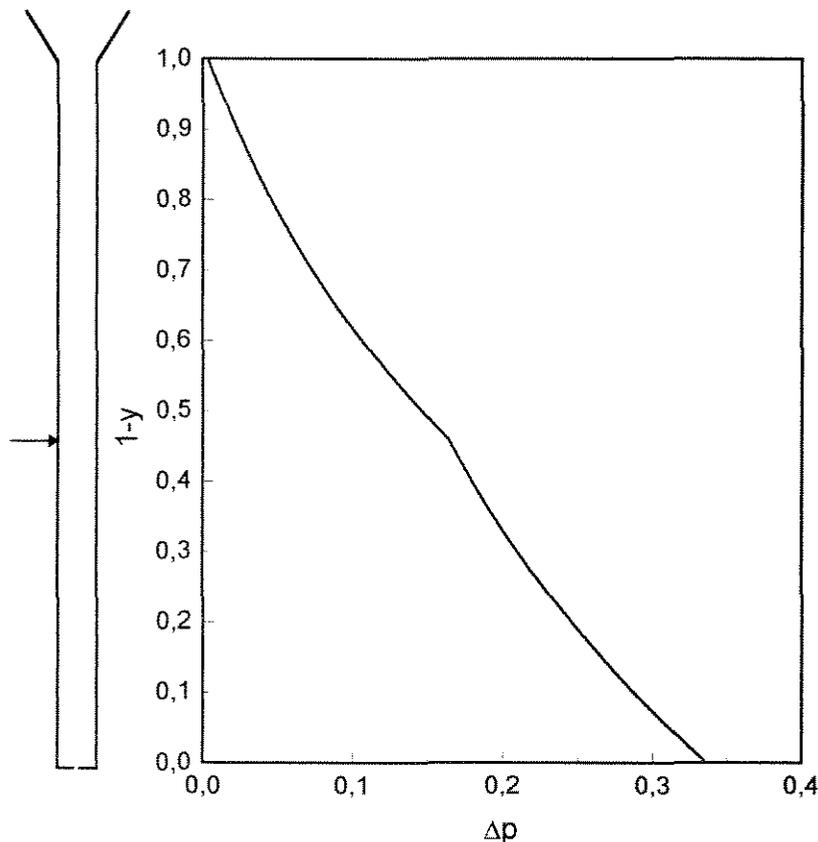


Figura 5.5 - Perfil de pressão adimensional no "standpipe", utilizando a equação de Ergun (modelo de Mountziaris e Jackson, 1991) para força de interação entre as fases

A figura 5.6 apresenta os perfis obtidos com as três expressões para força de arraste adotadas após a análise individual de seus parâmetros, ou seja:

- equação de Ergun;
- equação de MacDonald *et al.* com $A_M = 180$ e $B_M = 1,8$, equação (5.9);
- equação de Comiti e Renaud com $T = 1,444$ e $X = 1$, equação (5.14).

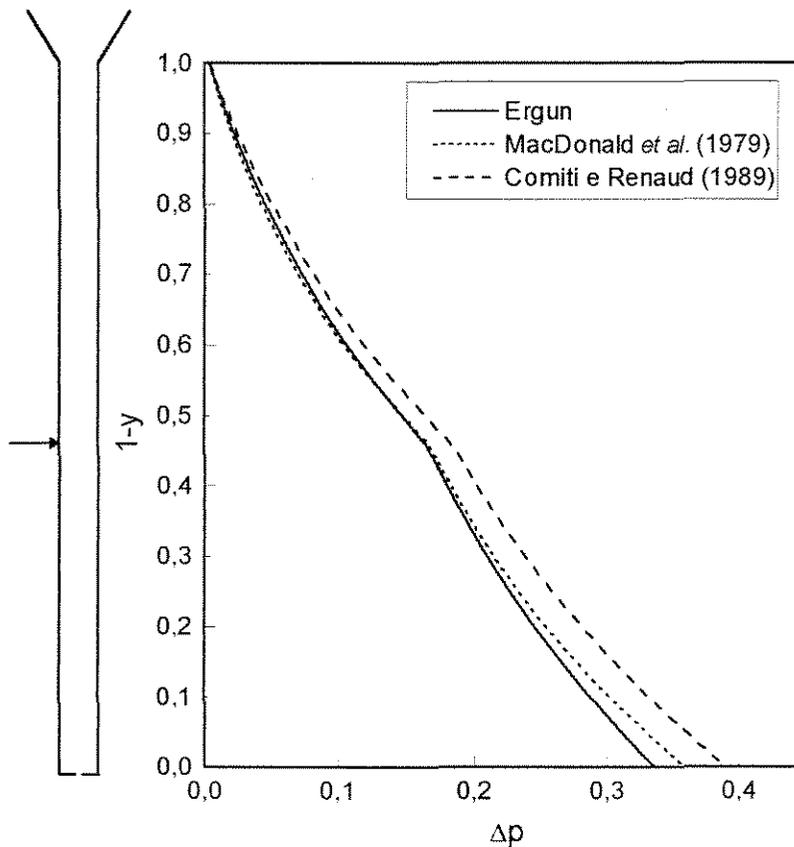


Figura 5.6 - Comparação entre os perfis adimensionais de pressão obtidos com as diferentes expressões para força de interação gás-sólido

Pode-se verificar (figura 5.6) que os maiores desvios ocorrem depois do ponto de injeção adicional de gás e aumentam conforme aumenta a coordenada axial y .

A equação de MacDonald *et al.* (1979) com os parâmetros adotados não apresenta diferença no perfil em relação ao calculado pela equação de Ergun no início do tubo. Antes da injeção de ar os perfis são coincidentes. A variação máxima foi observada na saída do "standpipe" e não foi superior a 7%.

Lembrando que o parâmetro B_M não influencia o perfil de pressão, é possível constatar através da figura 5.6 que a variação de A_M também não provoca mudanças significativas. Desta forma, tanto a equação de Ergun adotada por Mountziaris e Jackson (1991) como a equação de MacDonald *et al.* (1979) proporcionam resultados equivalentes do modelo de escoamento em "standpipe".

Por outro lado, a equação de Comiti e Renaud (1989) traz uma diferença máxima em relação ao perfil calculado através da equação de Ergun de 11,7% antes do ponto de injeção adicional de gás. E esta diferença chega a 16% na saída do tubo. Estes valores não podem ser desprezados.

Considerando que os parâmetros adotados para esta equação são os mesmos da equação de Ergun, estas variações indicam que o efeito de parede, como considerado por Comiti e Renaud (1989), provoca alterações significativas no perfil de pressão para o sistema simulado. Na ausência do perfil de pressão experimental para comparação, não se deve negligenciar esta diferença.

5.4 - Conclusão

A partir de todas as análises realizadas neste capítulo, é possível fazer as seguintes considerações:

- as modificações da equação de Ergun propostas por MacDonald *et al.* (1979) não trazem alterações significativas ao perfil de pressão do "standpipe" do sistema estudado por Mountziaris e Jackson. As maiores diferenças são verificadas após o ponto de aeração:
 - ⇒ o ponto de injeção de gás do "standpipe" da Petrobras-SIX localiza-se a 0,6 m da saída do tubo, de modo que 92% do escoamento ocorre antes do referido ponto. Portanto, a equação de MacDonald *et al.* (1979) não proporcionará diferenças significativas no perfil de pressão em relação ao calculado através da equação clássica de Ergun.
- a consideração de efeitos de parede segundo Comiti e Renaud (1989) provoca diferenças máximas no perfil de pressão da ordem de 16% em relação à equação de Ergun:
 - ⇒ deve-se lembrar que o "standpipe" simulado até o presente momento tem escala de laboratório. Assim, a correção devido a efeitos de parede deve ser significativa. Já o "standpipe" que é o objeto de estudo desta dissertação opera em uma unidade em escala piloto. Desta maneira, é de se esperar que as correções devidas a estes efeitos sejam menores.

Assim sendo, as expressões para força de interação gás-sólido adotadas para a simulação do "standpipe" em estudo serão a equação clássica de Ergun, adotada no trabalho de Mountziaris e Jackson (1991) e a equação de Comiti e Renaud (1989), a fim de se verificar o efeito de parede no tubo em escala piloto.

Capítulo 6 - RESULTADOS E DISCUSSÃO

Conforme apresentado no capítulo 3, dois modelos foram utilizados para a simulação do "standpipe" da Petrobras-SIX:

- modelo sugerido por Leung e Jones (1978), baseado na equação de perda de carga através do leito,
- modelo de Mountziaris e Jackson (1991), baseado nas equações fundamentais de conservação da massa e quantidade de movimento.

O segundo modelo descrito (Mountziaris e Jackson, 1991) foi resolvido com duas expressões de força de arraste, de acordo com o capítulo 5.

Uma vez definidas as expressões de força de arraste a serem adotadas na representação do "standpipe" da Petrobras-SIX, foram realizadas as simulações com o objetivo de:

- verificar o comportamento do escoamento;
- determinar o perfil de pressão no interior do tubo;
- verificar o perfil de velocidade do gás ao longo do "standpipe".

Para tanto, os seguintes dados da unidade de FCC de São Mateus do Sul - PR foram utilizados:

a) Características do "standpipe" (vide figuras 3.1 e 3.2)

- comprimento total do tubo, $H = 7,9$ m
- raio do "standpipe", $R_p = 0,039$ m
- ponto de injeção adicional de gás, $Y_a = 7,26$ m
- vazão de gás adicional = $0,2$ kg h⁻¹
- abertura do orifício de descarga = 30 a 60%
- aumento de pressão ao longo do tubo, $\Delta P = 0,2 \cdot 10^5$ a $0,4 \cdot 10^5$ Pa
- temperatura de operação = 803 K (530°C)

b) Características do alimentador

- pressão no topo, $P_a = 1,569 \cdot 10^5$ Pa
- meio-ângulo da porção cônica, $\alpha = 10^\circ$
- coordenada do topo da porção cônica, $R_a = 0,717$ m
- diâmetro da porção cilíndrica = 0,25 m
- comprimento da porção cilíndrica do alimentador = 3 m, sendo apenas 60% ocupado por catalisador (1,8 m)

c) Propriedades do catalisador de FCC

- massa específica, $\rho_s = 1400$ kg m⁻³
- diâmetro médio, $D_p = 72 \cdot 10^{-6}$ m
- ângulo de atrito interno, $\Phi = 74^\circ$
- ângulo de atrito entre sólido e parede, $\delta = 29,8^\circ$
- porosidade do leito móvel, $\varepsilon_0 = 0,429$
- vazão de catalisador = 500 a 1000 kg h⁻¹
- esfericidade, $\phi = 0,9$ a 0,95

d) Propriedades do gás inerte (composição dada pela tabela 6.1)

- massa específica, $\rho_g = 2,9$ kg m⁻³
- viscosidade, $\mu_g = 0,016$ cP

Tabela 6.1 - Composição do gás inerte escoando no "standpipe"

Componente	% volume
N ₂	83,92
CO ₂	13,92
CO	1,07
Ar	0,98
O ₂	0,08
outros	0,03

Todos estes dados foram adimensionalizados conforme exposto no capítulo 3, de modo que os valores utilizados para os cálculos são:

a) Características do "standpipe"

- comprimento total do tubo, $h = 1$
- raio do "standpipe", $r_p = 4,9367 \cdot 10^{-3}$
- ponto de injeção adicional de gás, $y_a = 0,919$
- velocidade superficial do gás adicional injetado no tubo, que é a velocidade do gás considerando escoamento em toda a seção transversal do "standpipe" à pressão P_a , $u_a = 6,5 \cdot 10^{-3}$
- abertura do orifício de descarga, $w_v = 0,5$ a $0,79$
- $\Delta p = 0,325$ a $0,65$

b) Características do alimentador

- pressão no topo, $p_a = 2,5309$
- coordenada do topo da porção cônica, $r_a = 9,0798 \cdot 10^{-2}$
- diâmetro da porção cilíndrica = $3,1645 \cdot 10^{-2}$
- comprimento da porção cilíndrica = $0,2278$

c) Propriedades do catalisador de FCC

- massa específica, $\rho_{sa} = 1$
- diâmetro médio, $d_p = 9,1139 \cdot 10^{-6}$
- velocidade superficial de catalisador, $\bar{v} = 3,3567 \cdot 10^{-2}$ a $6,7135 \cdot 10^{-2}$

d) Propriedades do gás inerte

- massa específica, $\rho_{ga} = 2,0714 \cdot 10^{-3}$
- viscosidade, $\mu_{ga} = 1,1546 \cdot 10^{-11}$

O presente capítulo apresenta as simulações executadas e as análises realizadas a partir dos resultados obtidos, sendo dividido da seguinte maneira:

1. Modelo de Mountziaris e Jackson (1991), que mostra os resultados deste modelo com as duas expressões de força de arraste apresentadas no capítulo anterior;
2. Modelo sugerido por Leung e Jones (1978), onde é apresentada a simulação do "standpipe" com este modelo além da comparação destes resultados com aqueles obtidos no item anterior;
3. Discussão, com comentários sobre ambos os modelos, o método matemático e o simulador desenvolvido.

Cada modelo será analisado levando-se em consideração:

- o comportamento do escoamento através do "standpipe", descrito por diagramas de performance (relação entre Δp e velocidade superficial de catalisador, \bar{v});
- perfis de pressão ao longo do tubo;
- perfis de velocidade da fase gasosa, u_y .

6.1 - Modelo de Mountziaris e Jackson (1991)

6.1.1 - Diagrama de performance

O "standpipe" em estudo foi inicialmente simulado com o modelo de Mountziaris e Jackson (1991), o qual utiliza a equação de Ergun (equação (3.11)) para a força de interação entre as fases. O comportamento do "standpipe" operando em leito móvel foi completamente explorado, não se restringindo apenas à faixa de vazões de catalisador usual da Petrobras-SIX.

Em uma primeira etapa, as simulações foram realizadas sem considerar a injeção adicional de gás no tubo, a fim de verificar o máximo gradiente de pressão que pode ser suportado pelo sistema. A figura 6.1 apresenta o resultado deste estudo.

Este diagrama (figura 6.1) relaciona a velocidade superficial de catalisador (ou, em outras palavras, a vazão de sólidos) com o aumento de pressão desenvolvido ao longo do tubo para vários valores de tamanho de orifício, ou seja, mostra o comportamento do "standpipe". Estes resultados são coerentes, uma vez que a máxima contrapressão vencida pelo "standpipe" não é excedida em nenhuma das condições simuladas. O valor máximo de pressão suportada pelo sistema é igual ao peso do leito empacotado que ocupa completamente o tubo, ou $\Delta p = 1$, pois pressões são adimensionalizadas por este peso.

Verifica-se que a maior vazão de catalisador através do tubo para cada uma das aberturas de orifício é obtida quando não existe contrapressão ($\Delta p = 0$), o que era previsível, uma vez que os sólidos não encontram esta resistência ao escoamento. Por outro lado, o máximo valor de contrapressão é vencido quando a vazão de catalisador é mínima. O máximo Δp e a mínima vazão de sólidos são determinados quando a velocidade superficial de gás torna-se nula. Para a curva de $w_v = 0,8$, por exemplo, estes valores são $\Delta p = 0,798$ e $\bar{v} = 0,006$. Isto significa que, se o sistema opera sem injeção adicional de gás e com tamanho de orifício de 0,8, uma contrapressão maior que $0,5 \cdot 10^5$ Pa ou uma vazão de catalisador menor que 89 kg h^{-1} provoca a inversão do fluxo da fase gasosa.

O comportamento do "standpipe" com injeção de gás é ilustrado na figura 6.2. Este diagrama mostra o comportamento do sistema em estudo, com o ponto de injeção e vazão de gás adicional apresentados anteriormente.

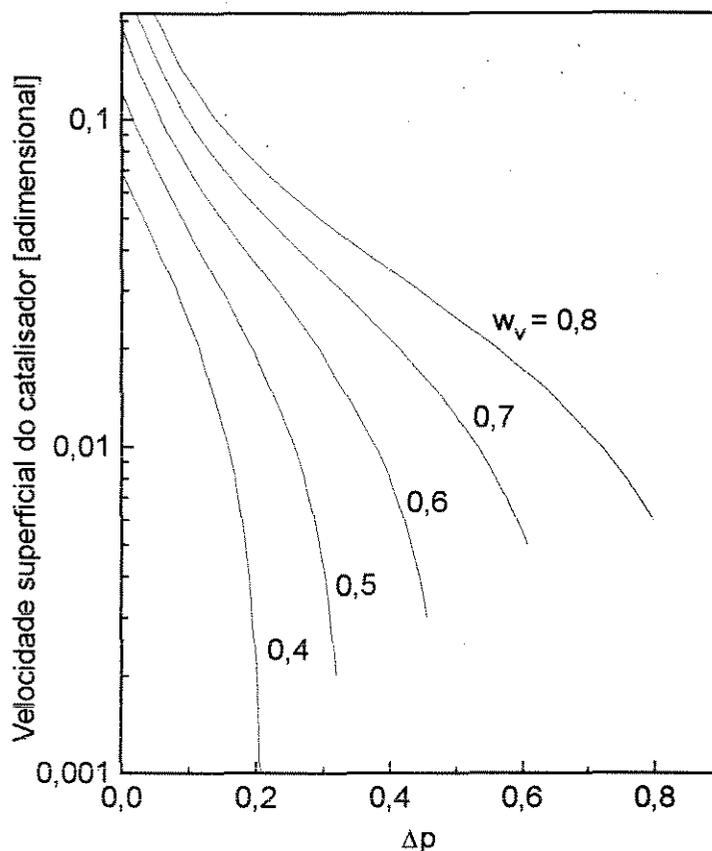


Figura 6.1 - Digrama de performance sem injeção de gás adicional
Modelo de Mountziaris e Jackson (1991)

Neste caso, não é possível realizar a mesma análise quanto à máxima contrapressão ou vazão mínima, pois a velocidade superficial de gás não se anula em todo o tubo devido à injeção no ponto $y = 0,919$. O que ocorre neste caso é que o gás adicional injetado fluidiza a massa de partículas nas vazões mais baixas correspondentes a cada tamanho de orifício. Esta situação também é prevista pelo modelo, sendo determinada quando a tensão normal calculada (σ_{yy}) torna-se negativa em algum ponto do "standpipe". Esta situação é tão crítica quanto a inversão do fluxo de gás, uma vez que provoca as mesmas conseqüências. Desta forma, as curvas da figura 6.2 terminam no ponto relativo ao início da fluidização reversa. Nota-se que todas as curvas terminam em valores de Δp no máximo igual a 1, conforme esperado.

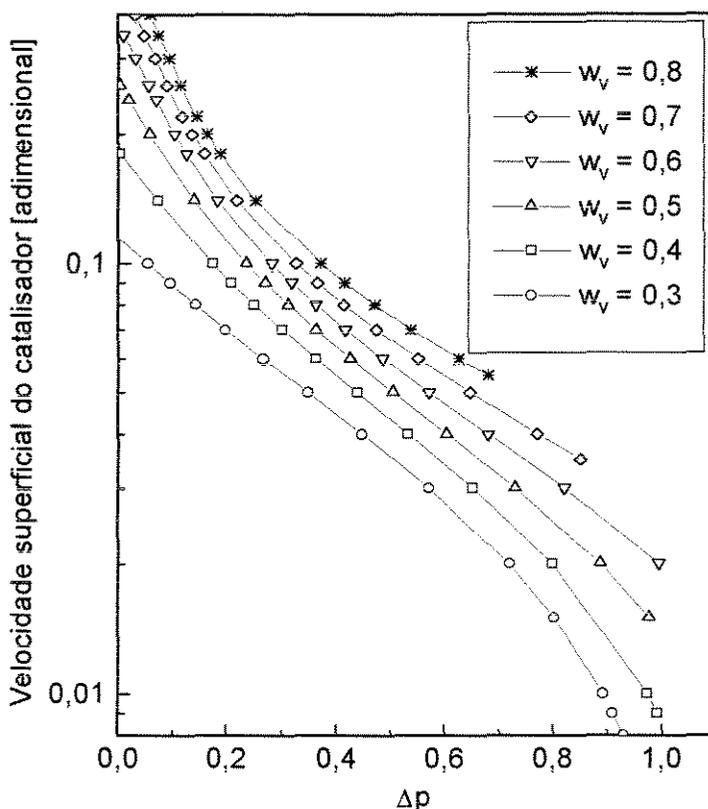


Figura 6.2 - Diagrama de performance com injeção de gás
Modelo de Mountziaris e Jackson (1991)

A partir da comparação das figuras 6.1 e 6.2 é possível constatar o efeito da injeção adicional de gás ao longo do "standpipe". Verifica-se um deslocamento das curvas no sentido do aumento do Δp , significando que o desempenho do sistema com injeção de gás (figura 6.2) é melhorado em relação ao da figura 6.1. Em outras palavras, quando o sistema opera com gás adicional, uma mesma vazão de catalisador pode ser transportada através de um gradiente de pressão maior do que se o sistema operasse sem injeção de gás. Ou, uma vazão maior de catalisador é transportada através de um mesmo Δp . Esta melhora de desempenho é uma grande vantagem, uma vez que a vazão de sólidos através do "standpipe" é o que determina a produção da unidade de FCC.

Com a finalidade de verificar a ordem de grandeza do efeito de parede no sistema em estudo, algumas simulações foram executadas utilizando a equação de Comiti e Renaud (1989) para a força de interação gás-sólido (equação 5.14). Para avaliar este efeito sobre o "standpipe" em questão, foram simuladas apenas as vazões de catalisador usualmente utilizadas pela Petrobras-SIX. Na figura 6.3 é apresentada uma comparação entre o diagrama obtido com a equação de Ergun (figura 6.2) e os resultados das novas simulações, sobrepostos como símbolos. O retângulo pontilhado sobre o diagrama destaca a faixa de operação do sistema em estudo:

- velocidade superficial de catalisador entre 0,03 e 0,07;
- Δp entre 0,32 e 0,63.

A abertura do orifício usualmente utilizada varia entre 0,5 e 0,79.

De acordo com o que já foi comentado no capítulo anterior, item 5.4, o efeito de parede sobre este sistema é praticamente inexistente. A diferença máxima observada entre os resultados de ambas as expressões foi 0,12%. Deste modo, optou-se pela utilização da equação de Ergun para a força de arraste nas análises subsequentes, uma vez que esta é uma expressão clássica e conhecida.

Na figura 6.3 ainda é possível verificar que o modelo é adequado para a descrição deste escoamento em leito móvel através do "standpipe", mostrando inclusive uma causa provável para a ocorrência do problema de inversão de fluxo. Quando o sistema trabalha com aberturas de válvula próximas aos maiores valores (aproximadamente 60%, ou $w_v = 0,79$), o ponto de operação nesta figura está localizado bastante próximo ao ponto de fluidização reversa. Se a vazão de catalisador através do tubo cai para o valor médio da faixa de operação, a unidade precisa ser parada.

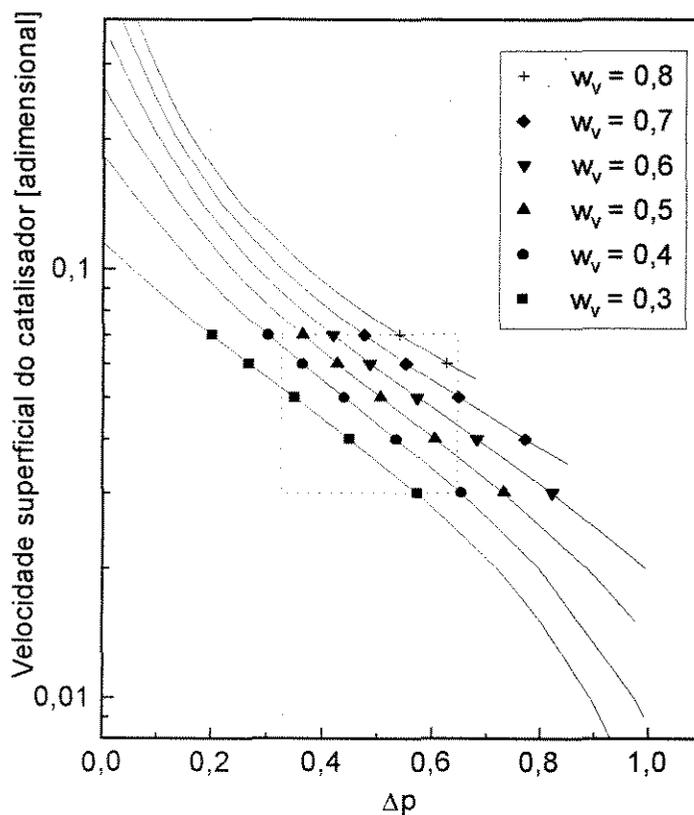


Figura 6.3 - Diagrama de performance: comparação entre equações de Ergun, 1952 (linhas cheias) e Comiti e Renaud, 1989 (símbolos) na faixa de interesse.

Modelo de Mountziaris e Jackson (1991)

6.1.2 - Perfil de pressão

Uma análise inicial do perfil de pressão no interior do "standpipe" foi realizada com os valores limite simulados anteriormente, ou seja:

- aberturas de orifício de 0,3 e 0,8;
- velocidade superficial de catalisador máxima, média e mínima para cada w_v .

Os perfis resultantes podem ser vistos nas figuras 6.4 e 6.5.

A figura 6.4 apresenta os perfis obtidos para tamanho de orifício 0,3. Nota-se que o perfil para a baixa vazão de catalisador (figura 6.4a) é linear até o ponto de injeção adicional de gás e para vazão média (figura 6.4b) continua aproximadamente linear. No caso de altas vazões (figura 6.4c), o perfil é praticamente vertical até determinado ponto, apresentando uma leve curvatura após o mesmo. Comportamento semelhante é verificado na figura 6.5. Neste caso, porém, o perfil da vazão média já apresenta a mesma característica da figura 6.4c. Este comportamento pode ser entendido em termos da relação entre as velocidades superficiais de catalisador e de gás, \bar{v} / \bar{u} .

Segundo o modelo de Mountziaris e Jackson, o aumento de pressão que ocorre ao longo do tubo é devido à compressão do gás durante o escoamento. As partículas escoam com velocidade maior que o gás, comprimindo-o e gerando o Δp necessário. Em todos os perfis de pressão analisados antes da injeção adicional de gás foi constatado que:

- quando a relação \bar{v} / \bar{u} é maior que 5, o perfil é linear (figura 6.4a);
- quando a relação \bar{v} / \bar{u} fica entre 1,4 e 5, o perfil é similar ao das figuras 6.4b ou 6.5a;
- quando a relação \bar{v} / \bar{u} é aproximadamente igual a 1,33, o perfil tem a forma das figuras 6.4c, 6.5b e 6.5c.

Isto indica que quando a vazão de sólidos é muito maior que a de gás, o efeito da compressão é sensível desde o início do tubo, proporcionando um perfil mais inclinado. Conforme estas vazões se aproximam, os sólidos não mais têm capacidade para comprimir o gás logo na entrada do "standpipe" e o perfil de pressão permanece vertical. A compressão apenas se torna sensível quando o volume da fase gasosa diminui, o que ocorre ao longo do tubo devido ao peso de sólidos, tornando o perfil curvo.

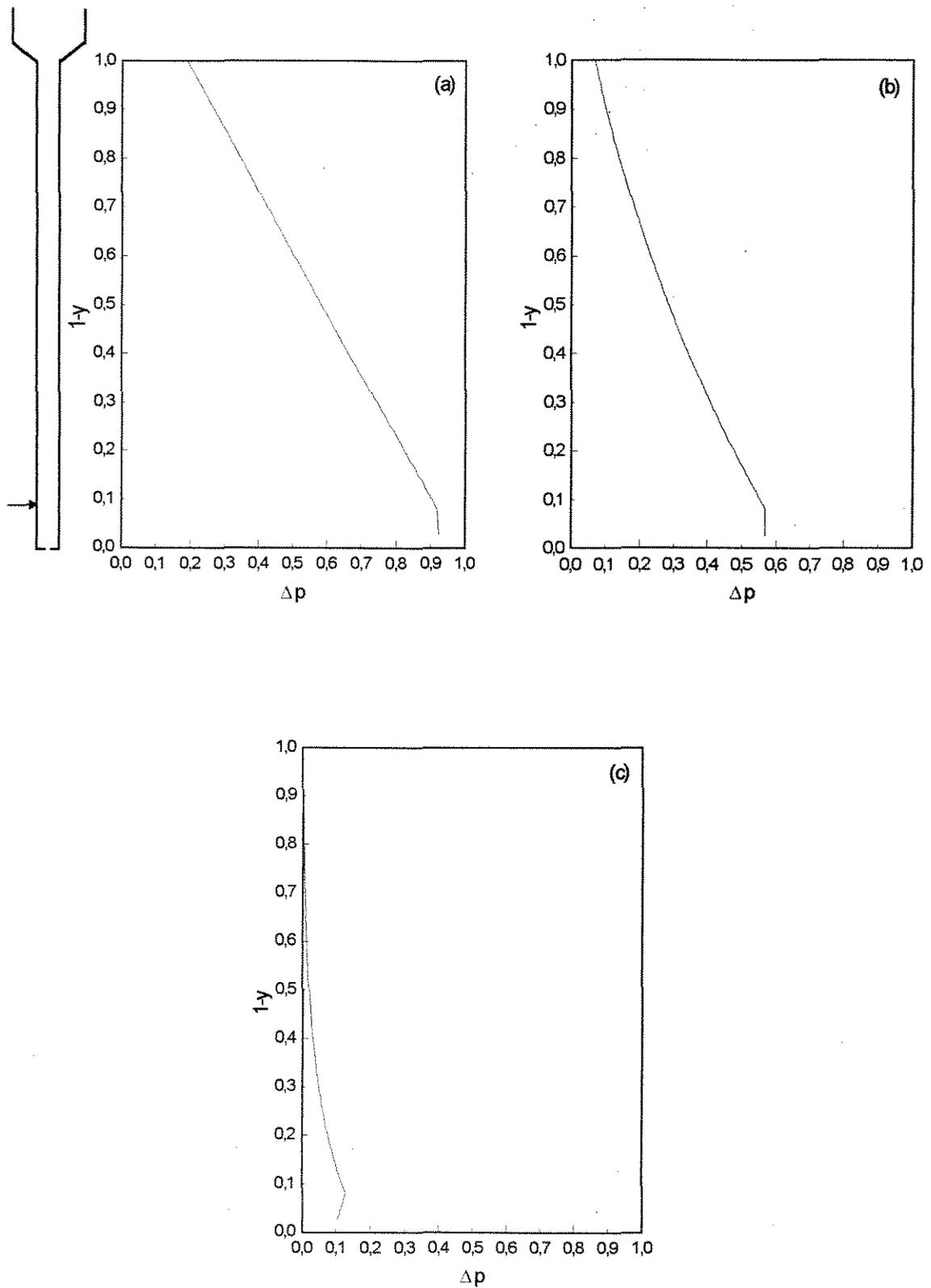


Figura 6.4 - Perfil de pressão em "standpipe", $w_v = 0,3$:

(a) $\bar{v} = 0,008$; (b) $\bar{v} = 0,03$; (c) $\bar{v} = 0,1$

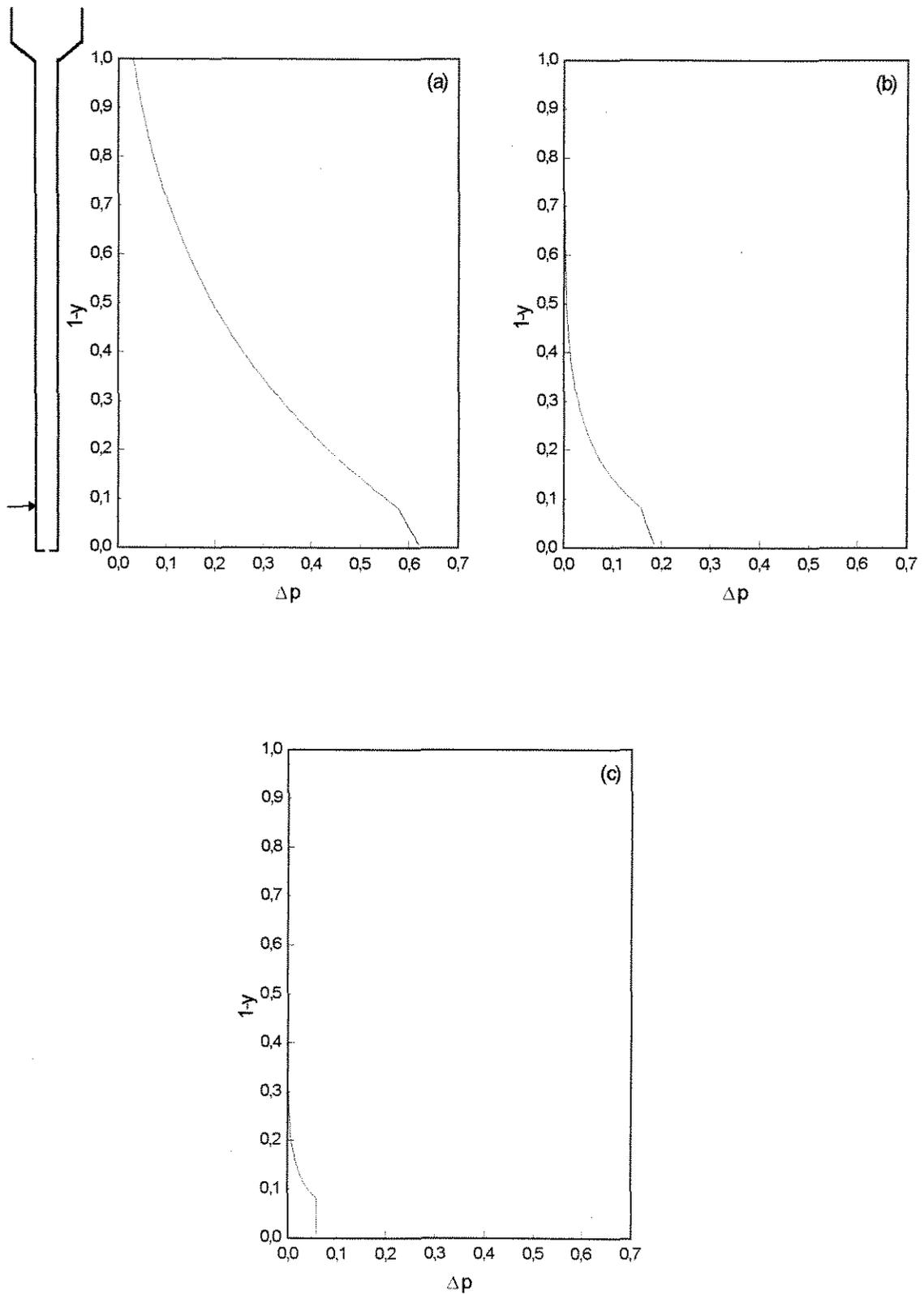


Figura 6.5 - Perfil de pressão em "standpipe", $w_v = 0,8$:

(a) $\bar{v} = 0,06$; (b) $\bar{v} = 0,18$; (c) $\bar{v} = 0,38$

Após o ponto de injeção de gás, verifica-se que para grande abertura de válvula (figura 6.5) o perfil é inclinado, ou seja, ainda existe um gradiente de pressão após o aumento súbito da vazão da fase gasosa. Este gradiente diminui com o aumento da vazão de sólidos, até que, para altas vazões torna-se nulo (perfil vertical, figura 6.5c). No caso da figura 6.4, ou pequena abertura de orifício, mesmo as menores vazões apresentam perfil de pressão vertical. Conforme a vazão aumenta, o gradiente de pressão diminui, como no caso anterior, chegando a ser negativo. Este comportamento é mais facilmente entendido analisando-se os perfis de velocidade da fase gasosa, apresentados no próximo item.

As figuras 6.5a, 6.6 e 6.7 apresentam os perfis de pressão dos limites da faixa de operação do "standpipe" em estudo, com w_v de 0,8, 0,5 e 0,7, respectivamente. Como as vazões usuais são médias, os perfis tem sempre a mesma característica, variando apenas após a injeção adicional de gás, de acordo com a abertura de válvula.

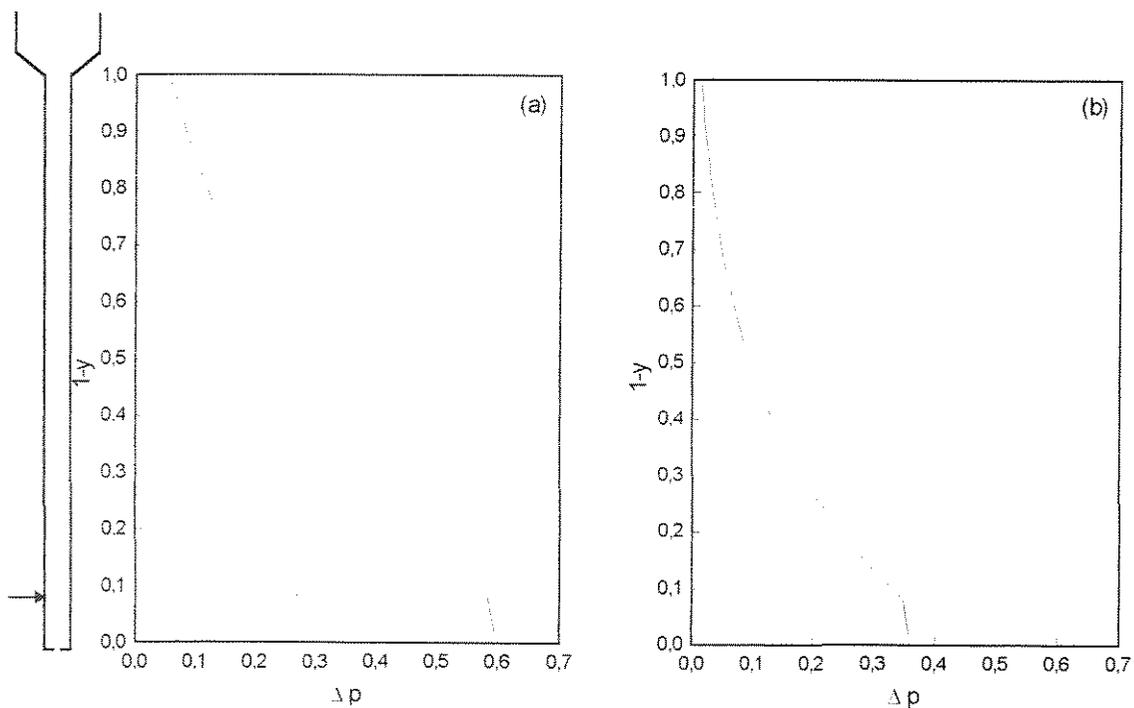


Figura 6.6 - Perfil de pressão em "standpipe", $w_v = 0,5$: (a) $\bar{v} = 0,04$; (b) $\bar{v} = 0,07$

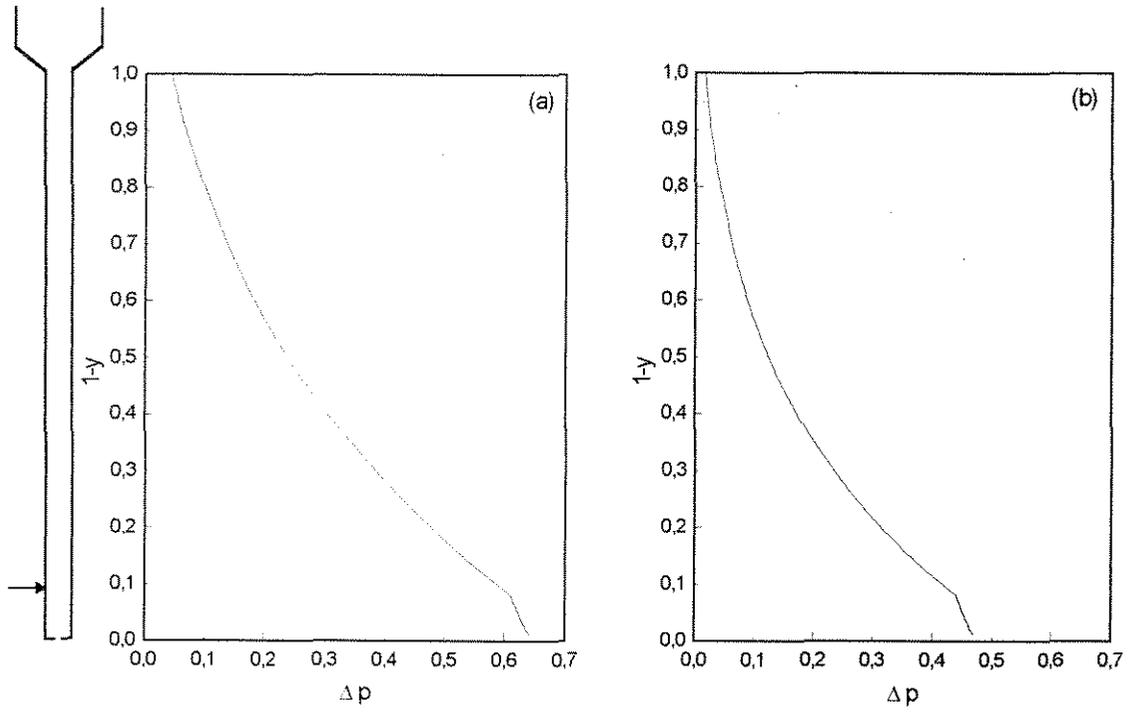


Figura 6.7 - Perfil de pressão em "standpipe", $w_v = 0,7$: (a) $\bar{v} = 0,05$; (b) $\bar{v} = 0,07$

6.1.3 - Perfil de velocidade

A velocidade axial do catalisador ao longo do "standpipe" é constante, de acordo com a equação obtida a partir do balanço de massa para a fase sólida:

$$v_y = \frac{\bar{v}}{(1-\epsilon_0)} \tag{3.15}$$

Para a fase gasosa, pressão e velocidade axial são variáveis interdependentes, isto é, a pressão depende da velocidade e vice-versa (equações (3.13) e (3.16)). Por isto, foram analisados os perfis de velocidade da fase gasosa para todas as condições expostas no item 6.1.2, que são as condições limite de abertura de válvula e vazão de sólidos para o sistema e ainda os limites da faixa usual de operação da Petrobras-SIX. Os resultados são encontrados nas figuras 6.8 a 6.10.

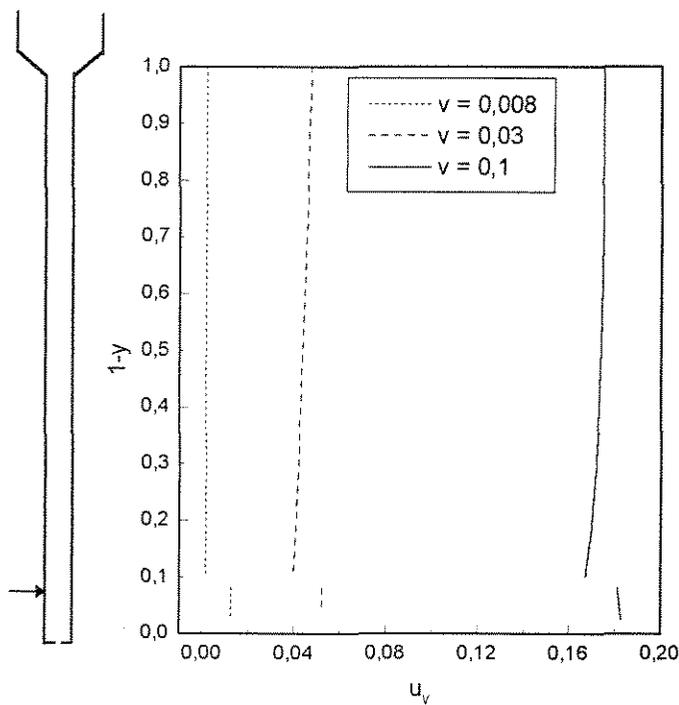


Figura 6.8 - Perfil de velocidade axial adimensional do gás em "standpipe", como função da velocidade superficial de catalisador, $w_v = 0,3$

A figura 6.8 apresenta os perfis de velocidade correspondentes aos perfis de pressão da figura 6.4, ou seja, $w_v = 0,3$. Pode-se notar que a velocidade axial da fase gasosa no "standpipe" é praticamente constante quando a vazão é baixa. Isto indica que, com esta relação entre vazão de catalisador e de gás, o peso de sólidos é suficiente para comprimir o gás desde a entrada até o ponto de injeção adicional de gás. Se as velocidades axiais de ambas as fases são constantes ao longo do tubo, o Δp também será constante, gerando um perfil linear.

No caso de valores médios de velocidade superficial de catalisador, a velocidade axial do gás é decrescente ao longo do "standpipe", de modo que o Δp não é mais constante (figura 6.4b). Quando a vazão de sólidos é alta, a proporção entre as velocidades superficiais é praticamente 1:1. Assim, é necessária uma quantidade determinada de partículas para que o peso das mesmas seja suficiente para comprimir o gás. Neste ponto, aumentando a massa específica da fase gasosa, sua velocidade diminui.

Após o ponto de injeção adicional de gás, o mesmo comportamento é verificado. Como a vazão da fase gasosa aumenta muito em relação à de catalisador, o peso das partículas escoando não é suficiente para comprimir toda a massa de gás. Não havendo compressão, não se verifica aumento de pressão ou diminuição de velocidade de escoamento. Este é o caso de vazões baixas e médias de catalisador, nas quais as velocidades axiais de ambas as fases se igualam.

Quando a abertura do orifício é pequena ($w_v = 0,3$) e a velocidade superficial de sólidos é grande (proporcionalmente à faixa de vazões para escoamento através do "standpipe" com este tamanho de orifício), a pressão desenvolvida até o ponto de injeção não é suficiente para suportar vazão de gás adicional tão alta. Assim, a fase gasosa tem liberdade para expandir, de modo que sua velocidade axial aumenta, sobrepujando o valor da velocidade axial de catalisador. Quando isto ocorre, verifica-se uma inversão no perfil de pressão, ou seja, a partir deste ponto o Δp torna-se negativo.

A figura 6.9 traz os perfis de velocidade axial da fase gasosa correspondentes aos perfis de pressão da figura 6.5, ou tamanho de orifício igual a 0,8.

Considerando $w_v = 0,8$, nota-se que o mesmo comportamento observado para pequena abertura de válvula é repetido. Contudo, a vazão mínima de catalisador para este caso não apresenta perfil com velocidade axial de gás constante. Novamente, a explicação fica em termos da relação \bar{v} / \bar{u} , sendo análoga ao caso de média vazão com pequeno orifício. Para médias e altas vazões de sólido com grande abertura de válvula, o escoamento é similar ao apresentado para grande vazão e pequeno orifício.

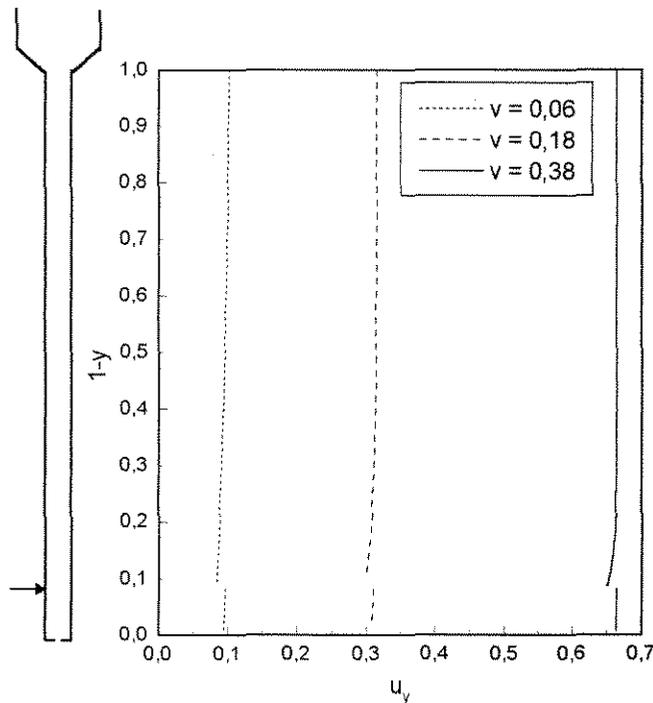


Figura 6.9 - Perfil de velocidade axial adimensional do gás em "standpipe", como função da velocidade superficial de catalisador, $w_v = 0,8$

Uma diferença é verificada entre os escoamentos através de "standpipe" com pequeno e grande orifício de descarga: o comportamento após a injeção adicional de gás. Quando a válvula se encontra bastante aberta, maiores vazões de catalisador (e conseqüentemente de gás) podem ser utilizadas para um mesmo Δp ou a pressão desenvolvida através do tubo é maior para a mesma vazão de sólidos. Além disto, a quantidade de gás injetado é a mesma para qualquer tamanho de orifício. Isto significa que, para grande abertura de válvula, a quantidade de gás injetado será menos sensível, uma vez que é menor proporcionalmente à quantidade de gás escoando antes da injeção adicional. Por todas estas razões, ainda é possível verificar um aumento de pressão após a injeção de gás no caso de baixa e média vazão de partículas através de grande tamanho de orifício. Porém, quando se trata de altas vazões, o gradiente de pressão antes da injeção adicional de gás é pequeno. As velocidades axiais das fases se igualam após a injeção de gás e o gradiente de pressão se anula.

A figura 6.10 apresenta os perfis de velocidade axial do gás para as mesmas condições das figuras 6.6 e 6.7, isto é, os limites de abertura de válvula e vazão de catalisador para a

faixa de operação do "standpipe" em estudo. Os perfis apresentam as mesmas características já descritas anteriormente. Após o ponto de injeção adicional de gás ainda existe um gradiente de pressão positivo. O efeito de compressão do gás ainda pode ser verificado na porção final do "standpipe".

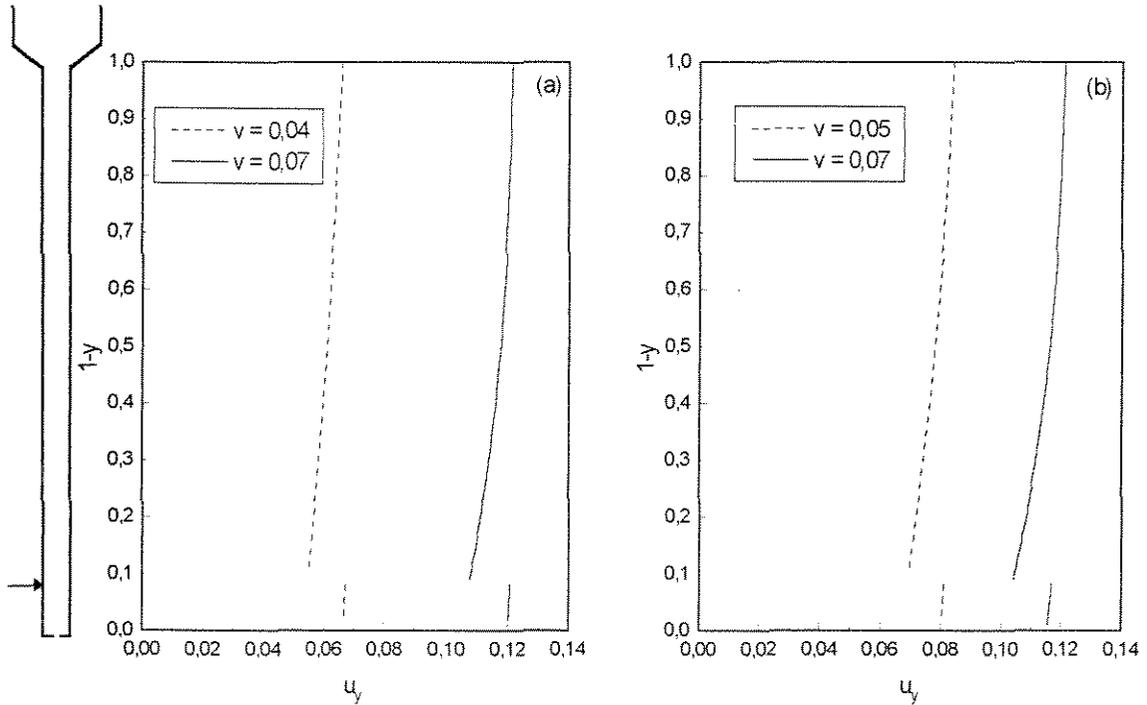


Figura 6.10 - Perfil de velocidade axial adimensional do gás em "standpipe", como função da velocidade superficial de catalisador: (a) $w_v = 0,5$; (b) $w_v = 0,7$

6.2 - Modelo sugerido por Leung e Jones (1978)

O modelo de Mountziaris e Jackson (1991), cujos resultados foram apresentados no item anterior, calcula iterativamente a velocidade superficial da fase gasosa ao resolver as equações para determinação do gradiente de pressão. Já o modelo sugerido por Leung e Jones (1978) necessita do valor desta velocidade para ser resolvido. Contudo, este valor não é previamente conhecido nem pode ser estimado, a princípio, uma vez que corresponde à quantidade de gás arrastado pelas partículas.

Este fato traz muitas dificuldades para um modelo aparentemente simples, uma vez que as equações (3.1) e (3.2) fornecem resultados para qualquer valor de velocidade superficial de gás adotada. Além disto, breves análises realizadas mostraram que estas equações são bastante sensíveis a pequenas variações desta velocidade, inclusive variações menores que 1%.

Apesar disto, este modelo, baseado nas equações de perda de carga através do leito e da válvula de descarga do "standpipe", foi resolvido para as mesmas condições do modelo anterior. Para tanto, foram utilizadas as velocidades superficiais da fase gasosa obtidas das simulações anteriores.

Outro dado requerido por este modelo é a esfericidade do catalisador. Para uma análise inicial, os valores limite da faixa de esfericidade dos sólidos foram simulados ($\phi = 0,9$ e $0,95$), a fim de verificar sua influência.

6.2.1 - Diagrama de performance

O comportamento do sistema foi determinado com o modelo sugerido por Leung e Jones (1978) resultando a figura 6.11, a qual relaciona a velocidade superficial de catalisador e o gradiente de pressão através do tubo. Nesta figura, as linhas cheias são os resultados das simulações com esfericidade igual a 0,9 e os símbolos apresentam os resultados de simulações com esfericidade 0,95 para os mesmos tamanhos de orifício utilizados pelo modelo anterior.

As curvas foram delimitadas por $\Delta p=0$ (obtido por este modelo) no início, e por $\Delta p = 1$ no final.

Verifica-se que a variação de 5,56% na esfericidade acarreta em aproximadamente 10% de diferença entre os valores de gradiente de pressão, sendo que esta diferença se mantém

constante em toda faixa de vazões de catalisador. Devido a esta diferença, optou-se pelo valor médio de esfericidade para comparação dos resultados de ambos os modelos.

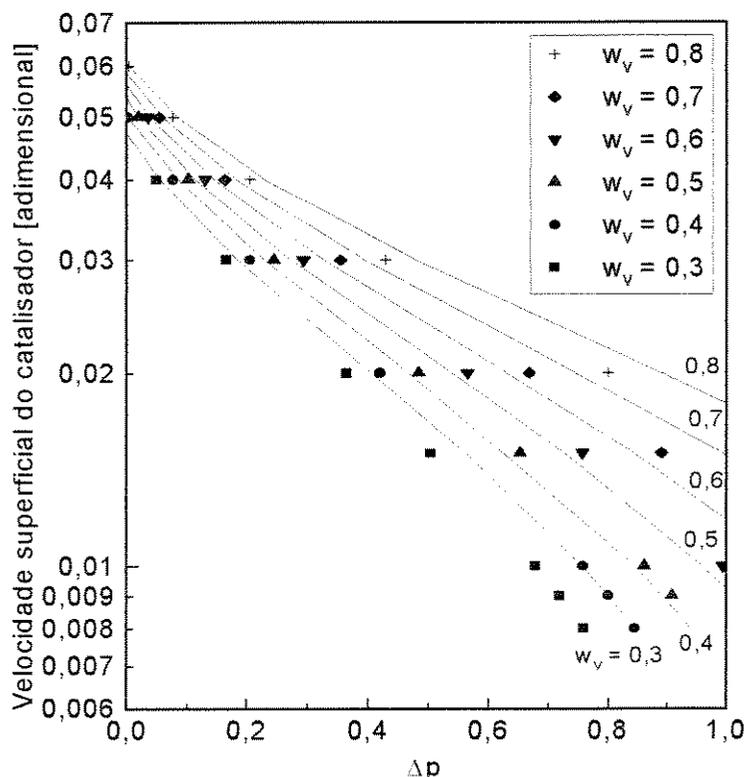


Figura 6.11 - Diagrama de performance: (linhas) $\phi=0,9$; (símbolos) $\phi=0,95$

Para realizar esta comparação, o mesmo procedimento anteriormente adotado foi repetido. Simulações foram realizadas na faixa usual de vazão de catalisador ($\bar{v} = 0,03$ a $0,07$) e esfericidade $0,925$ para tamanhos de orifício variando de $0,3$ a $0,8$. Os resultados foram sobrepostos ao diagrama de performance obtido com o modelo de Mountziaris e Jackson - Ergun, gerando a figura 6.12.

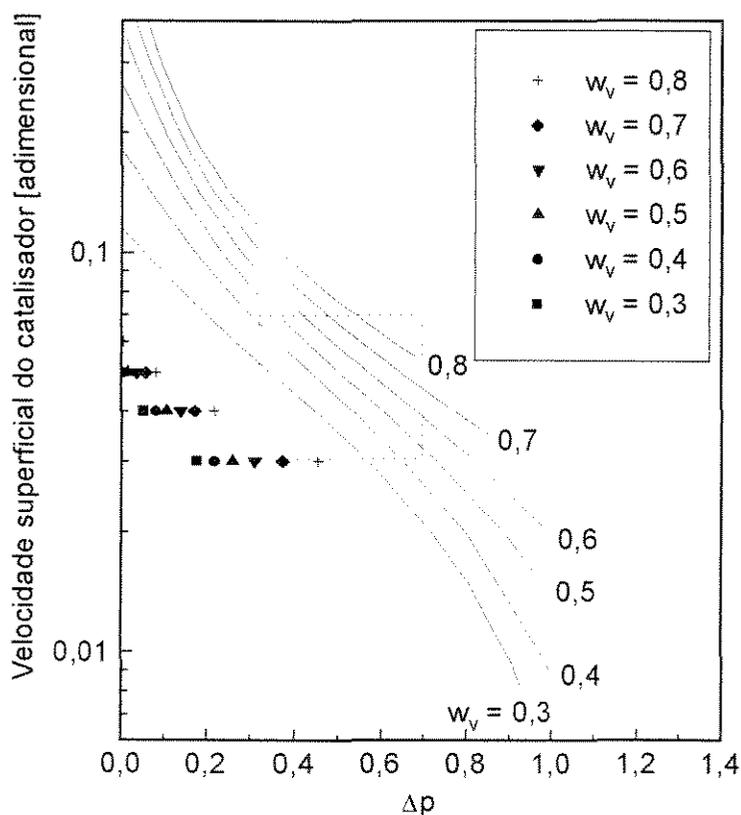


Figura 6.12 - Diagrama de performance: (linhas) modelo de Mountziaris e Jackson; (símbolos) modelo de Leung e Jones

Nesta figura, as linhas representam o comportamento do "standpipe" em estudo de acordo com o modelo de Mountziaris e Jackson (1991) com a equação de Ergun para força de arraste, e os símbolos mostram o comportamento do mesmo sistema de acordo com o modelo sugerido por Leung e Jones (1978). O retângulo pontilhado delimita as faixas de vazão de catalisador e o gradiente de pressão usuais para operação do sistema. É possível constatar que o modelo sugerido por Leung e Jones (1978) não proporciona resultados na faixa de operação de Δp deste "standpipe".

6.2.2 - Perfil de pressão e velocidade

Foram analisados os perfis de pressão nas mesmas condições das figuras 6.4 a 6.7. No caso de pequena abertura de válvula ($w_v = 0,3$), o perfil correspondente à vazão mais alta anteriormente determinado não pode ser comparado, pois esta vazão fica além dos limites de operação determinados por este modelo. Em se tratando de grande tamanho de orifício, apenas a vazão mínima pode ser comparada, pois as outras apresentam gradientes de pressão negativos.

A figura 6.13 traz os perfis nas mesmas condições da figura 6.4, e a figura 6.14 apresenta uma das condições da figura 6.5. O modelo sugerido por Leung e Jones explica o aumento de pressão ao longo do escoamento como uma perda de carga. A velocidade do catalisador é maior que a do gás, de modo que para um observador situado em uma partícula a fase gasosa estaria escoando em sentido ascendente. Este escoamento proporciona uma perda de carga no sentido ascendente, de maneira que a pressão é maior na saída do tubo. Entretanto, esta teoria apresenta perfis de pressão retos mesmo quando a vazão de sólidos não é mínima ($w_v = 0,3$) e quando a abertura de válvula é grande ($w_v = 0,8$). Na ausência de perfis de pressão experimentais, não é possível determinar qual modelo apresenta a forma de perfil mais condizente com o real.

A figura 6.15 ilustra os perfis correspondentes às figuras 6.6 e 6.7, que apresentam algumas condições de operação da Petrobras-SIX. Neste caso os perfis também são lineares, diferindo daqueles obtidos através do modelo de Mountziaris e Jackson (1991). É interessante notar em todas as figuras apresentadas que o gradiente de pressão é elevado e positivo até o ponto de injeção de gás. A partir daí torna-se bastante negativo, de modo que praticamente anula o aumento de pressão verificado na porção superior do tubo. De acordo com esta teoria, a velocidade axial do gás após o ponto de injeção adicional se torna maior que a de catalisador, provocando perda de carga no sentido descendente.

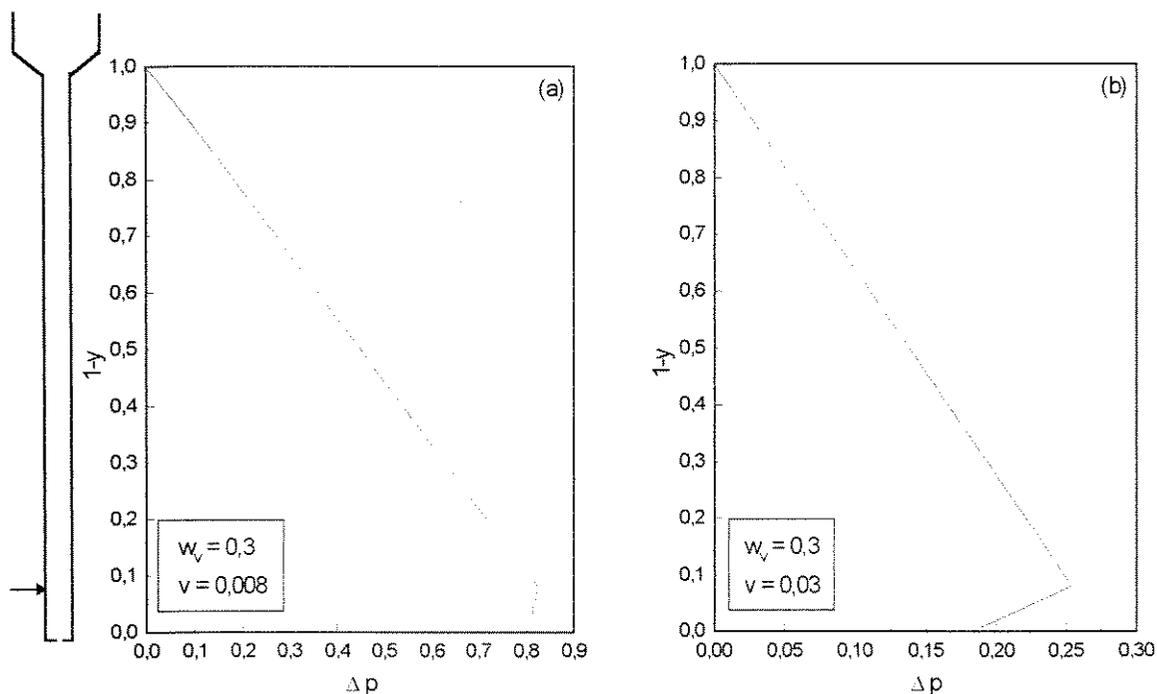


Figura 6.13 - Perfil de pressão em "standpipe", $w_v = 0,3$: (a) $\bar{v}=0,008$ e (b) $\bar{v}=0,03$. Modelo sugerido por Leung e Jones.

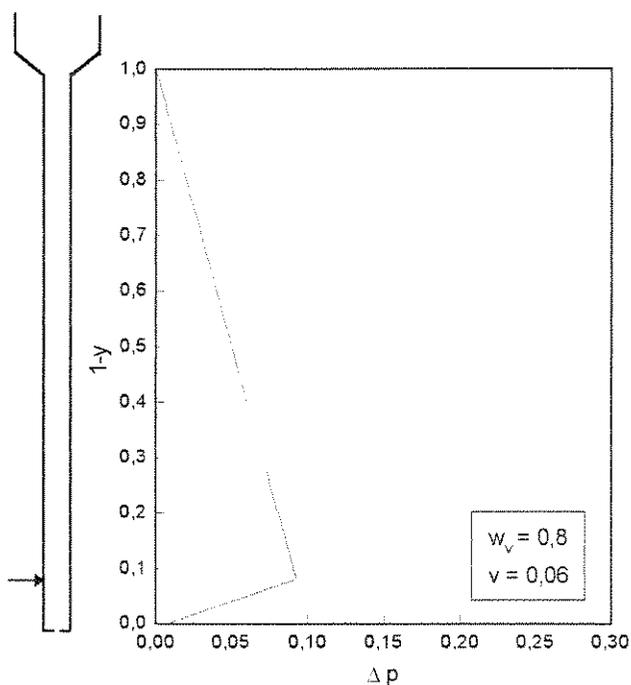


Figura 6.14 - Perfil de pressão em "standpipe": $w_v = 0,8$. Modelo sugerido por Leung e Jones.

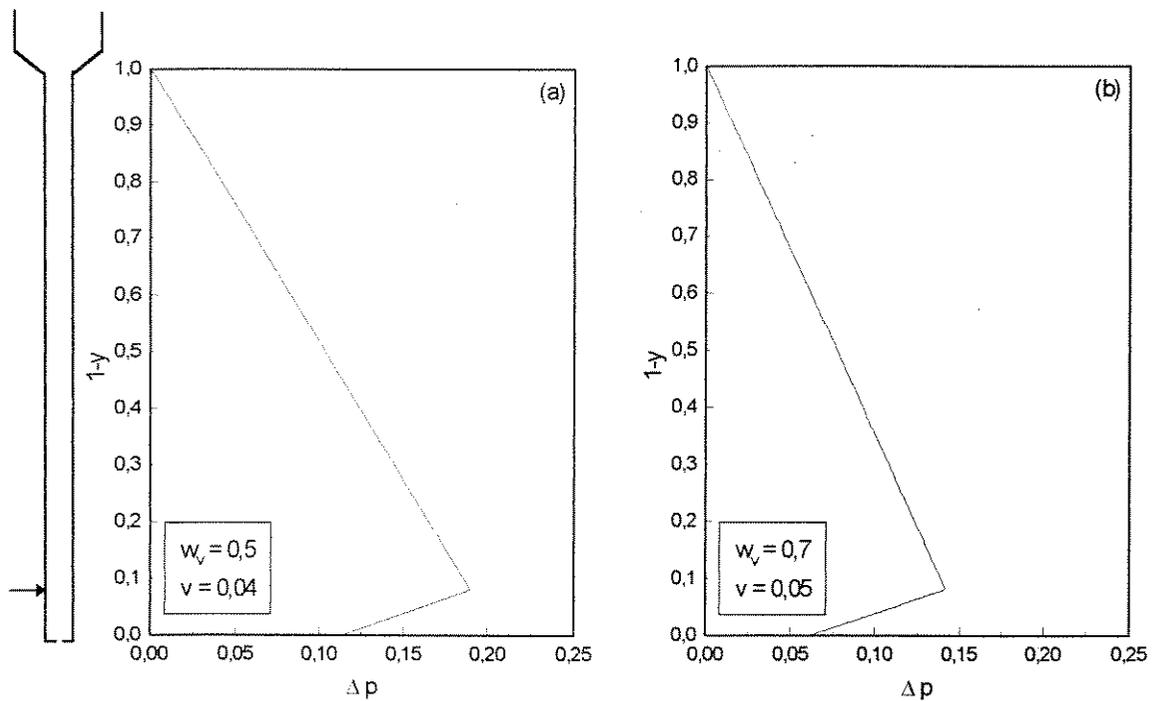


Figura 6.15 - Perfil de pressão em "standpipe". Modelo sugerido por Leung e Jones.

(a) $w_v = 0,5$ e $\bar{v} = 0,04$ e (b) $w_v = 0,7$ e $\bar{v} = 0,05$

Quanto ao perfil de velocidade, o modelo define a velocidade relativa entre as fases como:

$$U_{st} = - \frac{U}{\epsilon_0} + \frac{V}{1 - \epsilon_0} \tag{6.1}$$

A equação (6.1) mostra que a velocidade de ambas as fases na direção do escoamento é considerada constante. Não poderia ser de outra forma, pois o modelo considera a massa específica da fase gasosa constante. Como o escoamento ocorre em regime permanente, não há variação de velocidades ao longo do tubo.

6.3 - Discussão

Muitas simulações foram executadas a fim de se determinar o comportamento do "standpipe" em estudo, gerando os resultados do presente capítulo. Várias observações puderam ser realizadas, no que diz respeito ao método matemático e tempo de simulação. Estes dados, juntamente com as análises apresentadas anteriormente, serão expostos e discutidos neste item.

O simulador foi desenvolvido em linguagem FORTRAN, utilizando o "software" FORTRAN Power Station versão 1.0 (1993). O método matemático utilizado na solução das equações diferenciais ordinárias do modelo de Mountziaris e Jackson (1991), Runge-Kutta-Gill, se apresentou bastante satisfatório para as simulações realizadas no capítulo 5. Estas simulações utilizaram os dados do trabalho dos próprios autores, ou seja, escoamento de areia fina através de um "standpipe" de laboratório. Quando os dados foram alterados para que se realizasse a simulação do escoamento de catalisador de FCC através do "standpipe" em escala piloto, pequenas diferenças foram verificadas quanto ao tempo de simulação. O tempo de simulação em um microcomputador PC 486-DX2-66 MHz com 8 Mb de memória RAM aumentou com um aumento do tamanho do "standpipe" e diminuição do tamanho das partículas. O número de intervalos necessários para que o método matemático obtivesse convergência aumentou. Estes aumentos, no entanto, não foram significativos.

As maiores diferenças de tempo de simulação foram encontradas entre os valores limite de vazão de sólidos para cada tamanho de orifício. Verificou-se que baixas vazões de partículas necessitam de menor número de intervalos para convergência em cada porção do sistema (alimentador, "standpipe" e válvula de descarga) e menos iterações para determinação da velocidade superficial da fase gasosa e do gradiente de pressão. Em média, baixas vazões exigem 1040 intervalos para o perfil de pressão no "standpipe" propriamente dito (sendo 240 intervalos antes da injeção adicional de gás e 800 intervalos após este ponto) e 10 a 12 iterações para \bar{u} e Δp , com tempo da ordem de 90 segundos. No caso de altas vazões, o número de intervalos necessário pode chegar a 66560 (15360 antes e 51200 após injeção de gás) e uma média de 20 iterações para Δp , utilizando até 300 segundos. Além disto, conforme a vazão de sólidos aumenta, a estimativa inicial de velocidade superficial de gás necessita maior precisão. Para as vazões mais altas simuladas, não se obtém convergência do perfil de pressão no "standpipe" se a estimativa inicial não está correta até a oitava casa decimal.

Além disto, simulações com pequenos orifícios de descarga são mais rápidas que aquelas com grandes aberturas. Isto se deve provavelmente ao fato de pequenas aberturas de válvula trabalharem com menores vazões de partículas. Entretanto, se por um lado o "standpipe" necessita de menor número de intervalos para determinação do perfil de pressão, a região cônica de descarga requer mais intervalos (2000) do que quando o tamanho do orifício é grande (apenas 500 intervalos).

Todos estes fatos indicam que a rigidez do sistema de equações considerado para o "standpipe" aumenta com a vazão de sólidos e com a adição de gás no final do tubo (vide distribuição de intervalos para o "standpipe"). A rigidez aumenta de tal forma que, para abertura de orifício de 0,8, a velocidade superficial de catalisador máxima simulada foi 0,38. A tentativa de simulação de $\bar{v} = 0,4$ não foi bem sucedida, pois o número de intervalos requerido para o perfil de pressão foi além do suportado pela memória do microcomputador. Neste caso (altas vazões de catalisador), o sistema requer a utilização de métodos matemáticos mais apropriados, como colocação ortogonal, por exemplo. Considerando que as vazões de catalisador usuais da Petrobras-SIX não são altas, o método adotado é satisfatório. Porém, para uma generalização do programa, a utilização de outro método numérico seria aconselhável.

Quanto aos modelos matemáticos analisados, pode-se dizer que o modelo de Mountziaris e Jackson (1991) apresenta uma série de vantagens em relação ao modelo sugerido por Leung e Jones (1978). Este último é mais simples, mas requer conhecimento prévio da vazão de gás antes do ponto de injeção, o que não está disponível na prática. Qualquer valor desta velocidade proporciona um resultado, o que não garante que este resultado tenha significado físico. Até simulações utilizando dados de escoamento em leito fluidizado podem ser realizadas com este modelo desenvolvido para leito móvel, sendo os resultados obtidos obviamente irrealistas. A utilização dos valores de velocidade superficial do gás calculados pelo modelo de Mountziaris e Jackson (1991) para solução do modelo mais simples não é nem considerada. Este recurso foi usado neste trabalho apenas para que se pudesse comparar efetivamente ambos os modelos e mostrou que o modelo mais simples não apresenta resultados próximos ao comportamento do "standpipe" em questão.

O modelo de Mountziaris e Jackson (1991) é baseado nas equações fundamentais da continuidade e quantidade de movimento, calcula as variáveis desconhecidas na prática e identifica mudança de regime de escoamento. Quando a tensão normal calculada no topo do "standpipe" torna-se igual ou menor que zero, significa que não mais existe contato constante

entre os sólidos e o escoamento passa a ser em suspensão (fora da validade do modelo). Além disto, este modelo prevê condições de inversão do fluxo de gás e de fluidização reversa após o ponto de injeção. Quanto à escolha da expressão para força de interação entre as fases, considerando os resultados obtidos com as expressões de Ergun (1952) e Comití e Renaud (1989), a primeira, conforme sugerido pelos autores do modelo, será adotada. Deste modo, as equações do modelo que descrevem este sistema de escoamento são:

$$\nabla \cdot (\rho \bar{u}) = 0 \quad (3.6b)$$

$$\nabla \cdot \bar{v} = 0 \quad (3.7b)$$

$$\nabla p = - \frac{(\bar{u} - \bar{v})}{d_p \varepsilon_0} \left[\frac{150 \mu_{ga} (1 - \varepsilon_0)}{d_p \varepsilon_0} + 1,75 \rho_{ga} r_p |\bar{u} - \bar{v}| \right] \quad (3.8b)$$

$$r_p [\bar{v} \cdot \nabla \bar{v}] = - [\nabla \cdot \tilde{T}_{sa} + \nabla p] + \vec{i} \quad (3.9b)$$

Capítulo 7 - ANÁLISE PARAMÉTRICA: QUANTIDADE E LOCALIZAÇÃO DA INJEÇÃO ADICIONAL DE GÁS

De acordo com as discussões apresentadas no capítulo 6, a injeção de gás ao longo do "standpipe" traz como consequência uma melhoria no desempenho do sistema. Isto significa que a quantidade de gás injetado é um parâmetro que deve ser analisado mais cuidadosamente.

O presente capítulo se propõe a realizar um estudo sobre o gás adicional injetado no tubo, a fim de determinar qual sua influência no comportamento do sistema como um todo. Para tanto, apresentam-se e discutem-se resultados de simulações realizadas considerando:

- variação da quantidade de gás injetado;
- variação do ponto de injeção de gás no tubo.

Deste modo, este capítulo se encontra dividido da seguinte maneira:

1. Velocidade superficial de gás injetado
2. Ponto de injeção de gás adicional
3. Conclusão.

7.1 - Velocidade superficial de gás injetado

No capítulo 6 foram apresentados os diagramas de performance do sistema alimentador- "standpipe" -válvula de descarga sem injeção adicional de gás (figura 6.1) e com injeção de $0,2 \text{ kg h}^{-1}$ ($u_a = 0,0065$) a uma altura de $7,26 \text{ m}$ ($y_a = 0,919$) a partir do topo do tubo (figura 6.2). Analisando-se estas duas figuras foi possível concluir que o desempenho do sistema melhorou com a injeção de gás, ou seja, com injeção de gás ao longo do tubo é possível aumentar a vazão de sólidos transportada mantendo-se o mesmo gradiente de pressão.

Com o intuito de avaliar a influência de um aumento na vazão de gás injetado, algumas simulações foram realizadas utilizando injeção de aproximadamente $0,3 \text{ kg h}^{-1}$, ou velocidade superficial adimensional de gás injetado de $0,01$. Foi gerado um novo diagrama de performance, o qual está apresentado na figura 7.1.

A figura 7.1 apresenta a relação entre o gradiente de pressão e a velocidade superficial de catalisador apenas na faixa de operação do "standpipe" em estudo: Δp entre $0,325$ e $0,65$ e limites de tamanho de orifício de descarga ($0,55$ e $0,8$). Verifica-se que as curvas obtidas terminam antes do limite superior de Δp , devido à ocorrência de fluidização reversa no final do tubo.

Comparando-se as figuras 6.2 e 7.1, nota-se que um incremento na vazão de gás ainda proporciona melhora no desempenho do sistema. Entretanto, os pontos de fluidização reversa, os quais provocam parada da unidade, são deslocados para dentro da faixa usual de gradiente de pressão. Desta forma, para esta quantidade de gás injetado, o Δp máximo entre entrada e saída do sistema não deve ultrapassar $0,49$, independentemente da vazão de sólidos. A vazão máxima de catalisador ($\Delta p = 0$) aumentou em aproximadamente 36% para $w_v = 0,8$ e 50% para $w_v=0,55$ com o aumento aproximado de 50% na vazão de gás.

A figura 7.2 ilustra a influência da velocidade superficial de gás injetado sobre o gradiente de pressão suportado pelo sistema. As linhas pontilhadas horizontais delimitam a faixa de Δp e são interligadas através de uma reta vertical, a qual é determinada pela velocidade superficial de gás injetado usual do sistema ($u_a = 0,0065$). Esta figura não apresenta informações sobre os pontos de fluidização reversa.

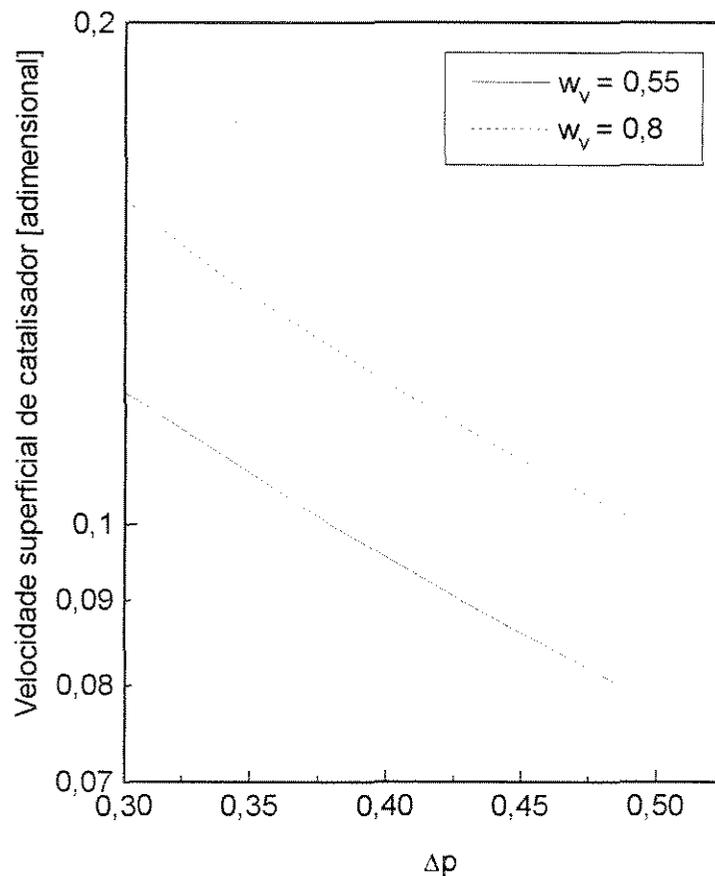


Figura 7.1 - Diagrama de performance de "standpipe": $u_a = 0,01$, $y_a = 0,919$

O aumento do gradiente de pressão com a vazão de gás adicional é linear, porém diferenciado para cada valor de vazão de catalisador. As vazões mais baixas sofrem maior influência que as mais altas.

Deslocando a reta vertical para a direita ou esquerda é possível analisar o efeito de aumento ou diminuição da vazão de gás injetado sobre a vazão de catalisador, considerando fixa a faixa de Δp . Conforme já comentado, um aumento na vazão de gás permite que mais partículas sejam transportadas. Esta influência, entretanto, é maior para maiores valores de contrapressão: para um incremento de u_a de 0,005 para 0,0065 (30%), verifica-se uma elevação de vazão de sólidos de 20% no caso de $\Delta p = 0,4$ e 36,4% para $\Delta p = 0,6$.

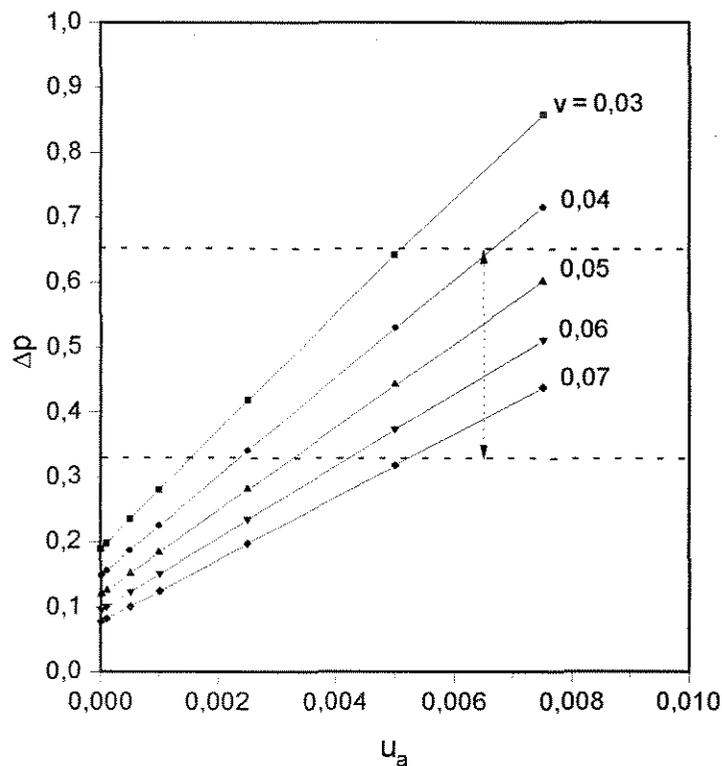


Figura 7.2 - Influência da velocidade superficial de gás injetado sobre o gradiente de pressão

A figura 7.3 apresenta os vários perfis de pressão obtidos variando-se a vazão de gás adicional para valores possíveis de velocidade superficial de catalisador (de acordo com a figura 7.1), com aberturas de orifício de 0,55 e 0,8. Como pode ser visto, um aumento na vazão de gás produz um aumento no gradiente de pressão, mas basicamente conserva as características do perfil. Assim, as vazões simuladas (de média a alta) apresentam perfis curvos, sendo que a vazão mais alta (figura 7.3b) tem perfil menos suave.

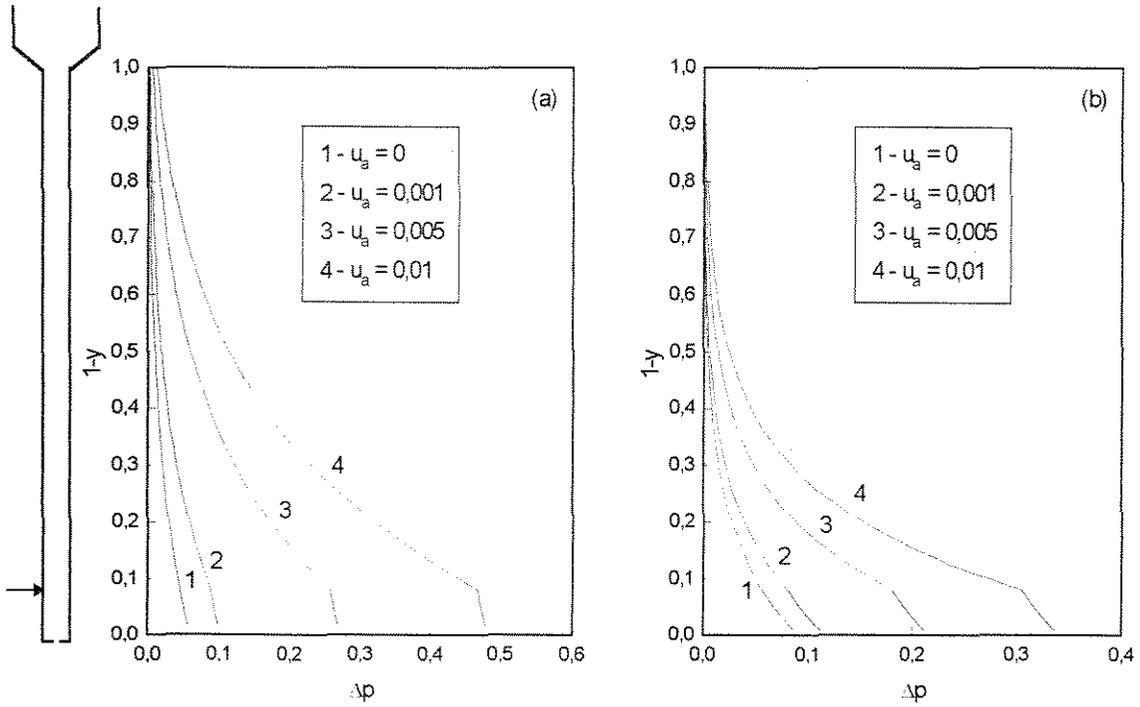


Figura 7.3 - Perfil de pressão em "standpipe":

(a) $w_v = 0,55$, $\bar{v} = 0,08$; (b) $w_v = 0,8$, $\bar{v} = 0,14$

7.2 - Localização do ponto de injeção de gás

Encontram-se na literatura vários estudos sobre a influência da injeção de gás ao longo de "standpipes": Mountziaris e Jackson (1987), Takeshita *et al.* (1990), Takeshita e Atsumi (1992), Takeshita *et al.* (1992), entre outros. Na maioria destes trabalhos, a influência da localização do ponto de injeção de gás é analisada, mostrando que:

- quando o "standpipe" apresenta uma restrição no topo (válvula que controle a entrada de sólidos, por exemplo), injeção de gás próximo à entrada do tubo provoca melhoras no desempenho do sistema;
- quando o "standpipe" apresenta uma restrição na saída (válvula de descarga, por exemplo), o sistema apresenta melhores resultados se a injeção de gás ocorre na porção inferior do tubo.

O "standpipe" da Petrobras-SIX opera com uma válvula tipo "slide" na saída, encontrando-se no segundo destes casos. Gás é injetado bem próximo ao final do tubo, de modo que o desempenho do sistema em estudo não deve ser melhorado com qualquer alteração deste ponto.

Ainda assim, algumas simulações foram executadas com o intento de se quantificar a influência da localização deste ponto para o comportamento do "standpipe". Apenas a faixa usual de pressão foi analisada. As figuras 7.4 e 7.5 foram obtidas utilizando o valor de operação para velocidade superficial do gás injetado ($vazão = 0,2 \text{ kg h}^{-1}$ ou $u_a = 0,0065$) e ponto de injeção localizado a meia altura e próximo ao topo do tubo, respectivamente. A tabela 7.1 mostra alguns dados de Δp obtidos a partir destas figuras e da figura 6.2.

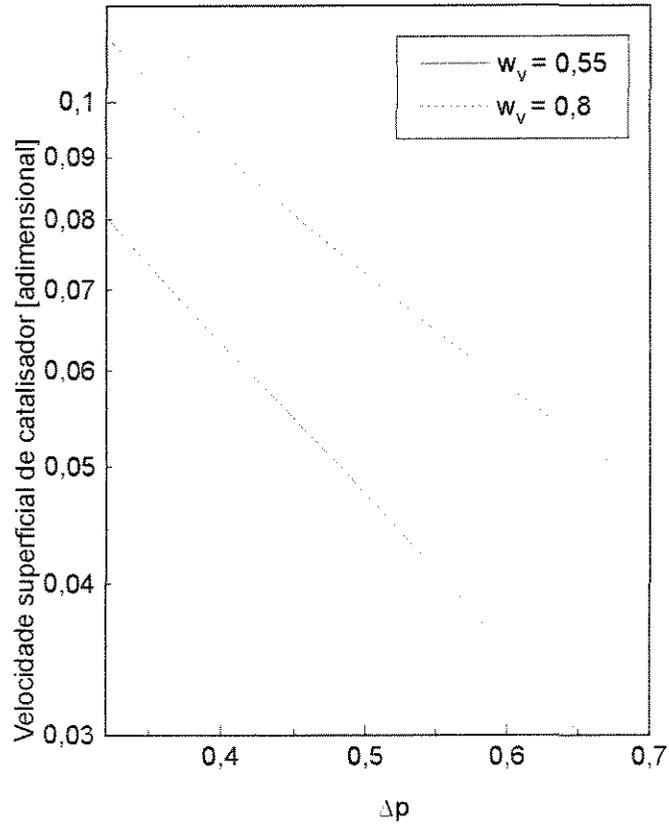


Figura 7.4 - Diagrama de performance em “standpipe”: $u_a = 0,0065$; $y_a = 0,5$

Tabela 7.1 - Influência da localização do ponto de injeção de gás sobre o Δp

y_a	$w_v = 0,55$		$w_v = 0,8$	
	$\bar{v} = 0,03$	$\bar{v} = 0,06$	$\bar{v} = 0,07$	$\bar{v} = 0,1$
0,1	0,45	0,31	0,43	0,31
0,5	0,65	0,42	0,51	0,36
0,919	0,77	0,45	0,54	0,37

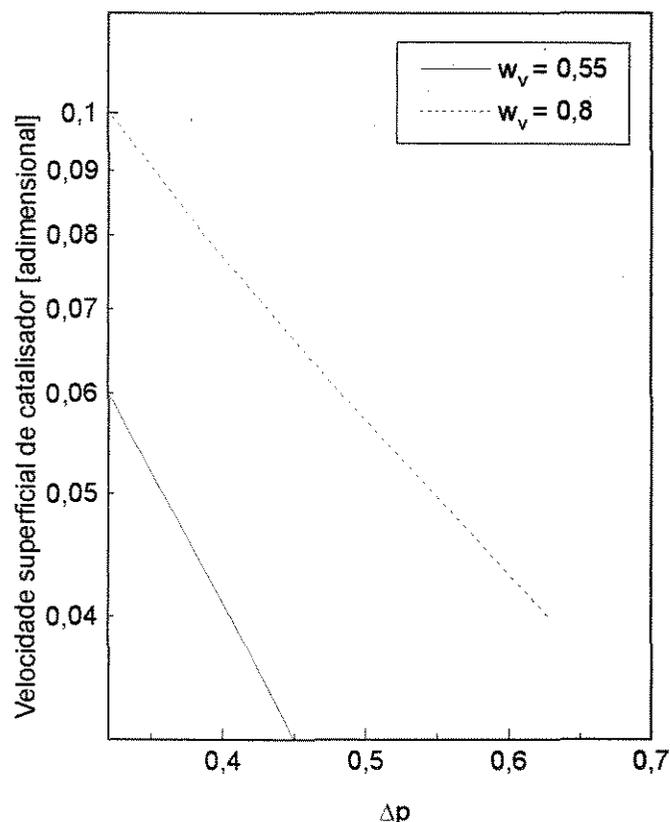


Figura 7.5 - Diagrama de performance em “standpipe”: $u_a = 0,0065$; $y_a = 0,1$

A tabela 7.1 resume as informações contidas nos três diagramas de performance analisados, a saber:

- conforme esperado, o desempenho do sistema existente é o melhor das três alternativas analisadas, ou seja, injeção de gás mais próxima da saída do tubo;
- as maiores diferenças de comportamento são verificadas para as vazões de catalisador mais baixas;
- quando a abertura do orifício de descarga é menor, a variação do ponto de injeção de gás é mais sensível. Este fato não se deve unicamente ao fato de menores aberturas operarem com vazões mais baixas, pois as diferenças percentuais verificadas entre os três resultados de Δp para $\bar{v}=0,06$ e $0,07$ ($w_v = 0,55$ e $0,8$, respectivamente) são significativamente menores no segundo caso;

- a diferença máxima observada entre os resultados de gradiente de pressão para $y_a = 0,919$ e $0,5$ foi de 15,5% para a vazão de catalisador mais baixa entre as analisadas (0,03), sendo que para os outros casos esta diferença não atingiu 7%;
- no caso de $y_a = 0,1$, os resultados obtidos foram bastante discrepantes, ou seja, nestas condições o desempenho do sistema é sensivelmente pior.

7.3 - Conclusão

As simulações discutidas neste capítulo mostraram que o sistema em estudo é bem mais sensível a mudanças quando opera com baixas vazões de catalisador, ou altos gradientes de pressão (proporcionalmente à faixa considerada).

A quantidade de gás adicional injetada poderia ser aumentada para que o "standpipe" pudesse transportar uma vazão maior de sólidos. Porém, o sistema já está trabalhando próximo ao limite de fluidização reversa quando o Δp é alto (vide figura 6.3). Nesta situação, um incremento na vazão de gás facilmente passaria este limite para o interior da área de operação delimitada na figura 6.3, ameaçando a segurança do processo.

A localização real do ponto de injeção do gás adicional proporciona o melhor desempenho entre as analisadas. Entretanto, se por qualquer motivo fosse necessário um deslocamento deste ponto, isto não acarretaria em prejuízos para o comportamento do sistema desde que continuasse na porção inferior do "standpipe" (abaixo da meia altura).

Concluindo, a análise realizada a respeito da quantidade de gás adicional injetado no "standpipe" e do ponto onde ocorre esta injeção indica que o sistema em estudo está operando com bom desempenho. Assim, uma otimização deste escoamento não deve propor grandes variações. Talvez uma análise ou otimização de toda a unidade de FCC, não apenas de elementos específicos, poderia proporcionar uma melhora na capacidade produtiva.

Capítulo 8 - CONCLUSÃO

No presente trabalho foi realizado um estudo sobre o comportamento do "standpipe" da unidade piloto de FCC da Petrobras-SIX em função das variáveis de operação do sistema. Desenvolveu-se e implementou-se um simulador capaz de descrever o funcionamento do referido "standpipe", o qual transporta catalisador de FCC em leito móvel.

Foram testados o modelo desenvolvido por Mountziaris e Jackson (1991) e o modelo sugerido por Leung e Jones (1978). Este último é um modelo bastante simples, porém requer o conhecimento prévio da vazão de gás dissolvido, não disponível. Além disto, seus resultados não são coerentes com a faixa de operação da unidade. Os estudos realizados permitem concluir que o modelo matemático mais adequado para descrição do sistema foi aquele desenvolvido por Mountziaris e Jackson (1991), sendo este utilizado no simulador resultante deste trabalho.

Para o modelo utilizado [Mountziaris e Jackson, 1991], foram testadas 3 expressões existentes na literatura para descrição da força de interação gás-sólido (força de arraste): equação de MacDonald *et al.* (1979), equação de Comiti e Renaud (1989) e equação de Ergun (1952), a qual foi utilizada pelos autores do modelo. Verificou-se que a clássica equação de Ergun (1952) é adequada para o sistema em questão, sendo utilizada nos estudos realizados posteriormente.

Determinou-se que a contrapressão máxima vencida pelo "standpipe" é função da abertura da válvula de descarga e da vazão de gás adicional injetado ao longo do tubo. Sob quaisquer condições, contudo, esta contrapressão não pode exceder um valor máximo igual ao peso de sólidos ocupando completamente o tubo, com porosidade de leito fixo ($\Delta p = 1$ ou $\Delta P = 0,62 \cdot 10^5$ Pa, no caso da Petrobras-SIX).

Quando a contrapressão máxima suportada pelo sistema nas condições de operação é ultrapassada, pode ocorrer uma inversão no fluxo do gás (quando não há injeção de grande quantidade de gás) ou uma fluidização reversa (quando a vazão de gás injetado é grande relativamente às vazões do sistema). O simulador desenvolvido é capaz de prever estas

condições, indicando que o "standpipe" em estudo opera próximo ao ponto de fluidização reversa quando trabalha no limite superior de abertura de válvula.

As simulações realizadas mostraram que as paradas freqüentes que ocorrem na unidade são devidas à fluidização reversa causada pela injeção de gás. Como o sistema opera perto deste ponto com grande abertura de válvula, uma variação de 5,2% na contrapressão já coloca o "standpipe" no limite da fluidização reversa.

As simulações proporcionaram perfis de pressão com as mesmas características para toda a faixa de operação deste sistema: perfis curvos, sendo que o maior gradiente de pressão é verificado no final do "standpipe", antes do ponto de injeção de gás. Após a injeção adicional de gás ainda verifica-se um gradiente de pressão positivo.

Entretanto, os perfis de pressão obtidos a partir do modelo sugerido por Leung e Jones (1978) são sempre lineares, para quaisquer valores de vazão de sólidos, de gás adicional e abertura de orifício. Na ausência de dados experimentais destes perfis, não é possível determinar qual modelo fornece a forma real do perfil de pressão no interior do tubo.

O método matemático utilizado, Runge-Kutta-Gill, mostrou-se adequado para a faixa de operação usual de vazão de sólidos, sendo que o tempo de simulação para estas condições fica em torno de 150 segundos em um microcomputador PC 486-DX2 - 66 MHz. O número de intervalos necessários é variável e o sistema requer maior número de intervalos após o ponto de injeção de gás.

Foi verificada a influência da quantidade de gás adicional injetado e sua localização. Estas simulações indicaram que quanto maior a vazão de gás, melhor o desempenho do sistema, ou seja, é possível transportar uma vazão maior de catalisador com o mesmo valor de contrapressão. Porém, os valores de contrapressão nos quais ocorre fluidização reversa diminuem. Isto significa que, com maior vazão de gás, e conseqüentemente maior vazão de partículas, o limite de operação para que não ocorra fluidização reversa pode ser menor que o limite superior de Δp usual da unidade. Nestas condições, um incremento na quantidade de gás adicional provocaria melhora no desempenho do sistema, mas diminuiria sua segurança.

Quanto ao ponto de injeção de gás, observou-se que sua influência é maior para menores vazões de catalisador. Além disto, melhor desempenho é obtido quando gás é injetado próximo à saída do tubo, o que já ocorre na prática.

Concluindo, pode-se afirmar que os objetivos do trabalho foram atingidos, uma vez que o comportamento do "standpipe" da unidade piloto de FCC da Petrobras-SIX pode ser

determinado através do simulador desenvolvido com o modelo matemático de Mountziaris e Jackson (1991), comprovado experimentalmente na literatura:

- a contrapressão máxima vencida por este "standpipe" pode ser prevista para qualquer condição de operação em função da abertura da válvula de descarga e da quantidade de gás injetado ao longo do tubo;
- as condições de operação limite para ocorrência de fluidização reversa, o que acarreta em risco de explosão iminente (paralisação do processo), também podem ser previstas em função das mesmas variáveis anteriores;
- o modelo fornece um perfil de pressão no interior do tubo, em adição à contrapressão total do sistema;
- a quantidade de gás injetado ao longo do tubo afeta o desempenho do sistema, sendo que a vazão usual no caso do "standpipe" em estudo é adequada: um aumento neste valor provocaria melhoria no desempenho, mas aumentaria o risco de paradas da unidade;
- a localização do ponto de injeção de gás também é adequada, apesar desta não ser uma variável de processo.

8.1 - Sugestões para novos trabalhos

Os resultados das simulações executadas se mostraram coerentes com as condições de operação do "standpipe" da unidade de FCC da Petrobras-SIX. Contudo, não são disponíveis dados detalhados, que relacionem, por exemplo, um valor de vazão de catalisador com um valor de contrapressão. Além disto, não são disponíveis informações sobre as características do perfil de pressão no interior do tubo. Os dois modelos analisados apresentaram perfis muito diferentes para as mesmas condições de operação. Deste modo, a fim de que este modelo possa ser validado para o escoamento em questão é necessária a realização de um trabalho experimental.

Existem trabalhos publicados que ressaltam a influência da temperatura sobre o escoamento de partículas finas (Botteril *et al.* (1982), Howard (1989), entre outros). Apesar de não haver grandes gradientes de temperatura ao longo do "standpipe" e o escoamento ser considerado isotérmico, alguns estudos indicam que a porosidade do leito é função da temperatura. Além disto, o comportamento de um leito de partículas finas pode variar de acordo com a temperatura [Mutsers e Rietema (1977)]. Assim, um estudo do "standpipe" em questão que considerasse o balanço de energia poderia aperfeiçoar o modelo.

A maioria dos trabalhos publicados a respeito de "standpipes" indica que quando o escoamento é em leito fluidizado, o desempenho do sistema é melhor do que com escoamento em leito móvel [Dries (1980), Ginestra *et al.* (1980a,b), Chen *et al.* (1984), Howard (1989), Mountziaris e Jackson (1991), entre outros]. Por isto, a simulação do sistema alimentador-"standpipe"-válvula de descarga operando em leito fluidizado resultaria em dados que possibilitariam quantificar a melhoria no desempenho proporcionada pela mudança de regime de escoamento.

O trabalho realizado indica que o "standpipe" da Petrobras-SIX está operando com bom desempenho, próximo à condição limite de operação. Desta maneira, a simulação e otimização da unidade completa, incluindo o modelo do escoamento em "standpipe" apresentado neste trabalho, poderia propor melhorias na performance da unidade como um todo.

Finalmente, este modelo poderia ser utilizado para simular uma unidade industrial. Considerando que fornece bons resultados para um "standpipe" em escala piloto, se sua validade fosse estendida para escala industrial, este simulador poderia ter utilidade no caso de ampliação de escala de unidades.

Anexo 1: LISTAGEM DE PROGRAMAS

A1.1 - Progama principal SP12.FOR

```

program SP12
C
C Programa principal para cálculo do perfil de pressão em standpipe
C operando em leito móvel com aeração (regime 1-1).
C Equação de Ergun - dados da SIX
C
C*****
C
C Declaração de variáveis adimensionalizadas
C
C A, B = argumentos da sub-rotina BISSEC
C AUX, AUXX = variáveis auxiliares para UG
C BETA = half-angle do cone de descarga
C E0 = porosidade do leito móvel
C FI =
C ITER = contador do número de iterações
C L, M, N = flags de memória
C OP = variável de opção
C PA = pressão no topo do stripper
C PI = 3.14159...
C PRESB = pressão na saída do sistema
C PREST = pressão na entrada do sistema
C P1, S1 = argumentos das sub-rotinas (condições de contorno)
C RP = raio do standpipe
C SB = tensão de cisalhamento na saída do cone de descarga (coroa)
C SM = tensão na entrada da região de descarga (cilíndrica)
C UG = velocidade superficial de gás, considerando toda a seção trans-
C   versal do tubo
C US = velocidade superficial de sólidos considerando toda a seção
C   transversal do tubo
C WV = abertura da válvula de descarga
C -----
C
integer L, N, M, ITER
integer*2 HORA, MIN, SEG, CENT
real TINIC, TFIM
double precision UG, US, RP, BETA, WV, E0, P1, S1, PREST, PRESB,
#      SB, A, B, AUX, PI, FI, PA, SM, AUXX, MI, DP, RO
character*1 OP
common RP, BETA, WV, E0, AUXX, MI, DP, RO, PA, FI, PI
C
C include 'FLIB.FD'
C
C call GETTIM(HORA,MIN,SEG,CENT)
C TINIC = SEG + real(MIN) / 60 + real(HORA) / 3600
C
C Definição de constantes
C -----
C
C open (7,file='ERGUN.DAT', access='APPEND', status='OLD')
C write (7,101)
C close (7)
C
5 PI = 3.14159265359D0
MI = 1.1546D-11
DP = 9.1139D-6

```

```

RO = 8.6187D-4
PA = 2.5309D0
FI = 1.29154D0
RP = 4.9367D-3
E0 = 0.4286D0
L = 0
N = 0
BETA = PI/4. - FI/2.
ITER = 0
C
C Entrada externa de dados
C -----
C
  write (*,999)
999 format (/5x,'SIMULAÇÃO DE "STANDPIPE" - DADOS SIX')
  write (*,1001)
1001 format (///./././5x,'Entre com a abertura do orifício: ',\ )
  read (*,*) WV
  write (*,1002)
1002 format (/5x,'Entre com a velocidade superficial de catalisador: '
#.\ )
  read (*,*) US
  write (*,1003)
1003 format (/5x,'Entre com a estimativa inicial para velocidade super
#ficial de gás: ',\ )
  read (*,*) UG
  write (*,*) ''
C
C Perfil de pressão e tensão no alimentador
C -----
C
  PREST = PA
1  P1 = 0D0
  S1 = 0.D0
  ITER = ITER + 1
  WRITE (*,*) 'ITER = ', ITER
  call SP_EF12 (UG, US, P1, S1)
C
  call ST_EF722(UG, US, P1, S1)
C
C Perfil de pressão e tensão no standpipe
C -----
C
  call SP_EF12(UG, US, P1, S1)
C
C Perfil de pressão e tensão no cone de descarga
C -----
C
  WVMAX = sqrt((1.+dcos(BETA))/2.)
  if (WV.gt.WVMAX) then
    SM = RP * US**2. * (1.D0/WV**2 - 1.D0) / (1.D0-E0)**2
    UG = AUXX
C
  if (dabs(SM-S1).gt.1D-8) then
    if (L.eq.0) then
      if (SM.gt.S1) then
        AUX = UG
        UG = UG + 0.1D-3
        M = 0

```

```

    else
      AUX = UG
      UG = UG - 0.1D-3
      M = 1
    end if
    L = 1
    goto 1
  else
    if (N.eq.1) then
      call BISSEC(N, M, AUX, UG, S1, SM, A, B)
    else if (M.eq.0.and.SM.lt.S1) then
      call BISSEC(N,M,AUX,UG,S1,SM,A,B)
    else if (M.eq.1.and.SM.gt.S1) then
      call BISSEC(N,M,AUX,UG,S1,SM,A,B)
    else if (M.eq.0) then
      AUX = UG
      UG = UG + 0.1D-3
    else
      AUX = UG
      UG = UG - 0.1D-3
    end if
    goto 1
  end if
else
  goto 100
end if
C
else
  call VD_EF11(UG, US, P1, S1)
  UG = AUXX
C
  SB = RP*US**2.*(1.+dcos(BETA))*(1.D0-(1.D0+dcos(BETA))/2.)/
#   (2.*WV**4.*(1.-E0)**2.)
C
  if (dabs(S1-SB).lt.1D-8) goto 100
  if (L.eq.0) then
    if (SB.gt.S1) then
      AUX = UG
      UG = UG + 0.1D-3
      M = 0
    else
      AUX = UG
      UG = UG - 0.1D-3
      M = 1
    end if
    L = 1
    goto 1
  else
    if (N.eq.1) then
      call BISSEC(N, M, AUX, UG, S1, SB, A, B)
    else if (M.eq.0.and.SB.lt.S1) then
      call BISSEC(N, M, AUX, UG, S1, SB, A, B)
    else if (M.eq.1.and.SB.gt.S1) then
      call BISSEC(N, M, AUX, UG, S1, SB, A, B)
    else if (M.eq.0) then
      AUX = UG
      UG = UG + 0.1D-3
    else
      AUX = UG

```

```
        UG = UG - 0.1D-3
    end if
    goto 1
end if
end if
C
100 PRESB = PI
C
    call GETTIM(HORA,MIN,SEG,CENT)
    TFIM = real(SEG) + real(MIN) / 60 + real(HORA) / 3600
C
C Resultados
C -----
C
    write (*,1005) US
1005 format (10x,'Velocidade superficial de sólidos = ', f5.3)
    write (*,1006) WV
1006 format (10x,'Tamanho de orifício = ', f5.3)
    write (*,1007) UG
1007 format (10x,'Velocidade superficial de gás = ', f7.5)
    write (*,1008) PRESB-PREST
1008 format (10x,'Gradiente de pressão = ', f7.5)
    write (*,1009) ITER
1009 format (10x,'Número de iterações = ', i3)
    write (*,1010) TFIM-TINIC
1010 format (10x,'Tempo de simulação = ',f5.1,' segundos')
C
    open (7,file='ERGUN.DAT', access='APPEND', status='OLD')
    write (7,102) WV, US, UG, PRESB-PREST
    close (7)
C
101 format (1x,'RESULTADOS - ERGUN',/,/,6x,'Wv',8x,'US',15x,'UG',24x,
# 'DP',/,/)
102 format (5x, f4.2, 5x, f5.3, 5x, f20.18, 5x, f20.18)
C
    write (*,*) 'Outra simulação (S/N) ?'
    read (*,103) OP
103 format (a1)
    if (OP.eq.'S'.or.OP.eq.'s') goto 5
C
    stop
end
```

A1.2 - Sub-rotina SP_EF12.FOR

```

subroutine SP_EF12(UG,US,P1,S1)
C
C Programa teste para cálculo do perfil de pressão em standpipe
C Baseado nas equações da continuidade e do movimento para as fases
C Modelo de Mountziaris e Jackson - 1991
C *****
C
C Definição de variáveis adimensionalizadas
C
C A, B, C, D = constantes do método numérico (RKG)
C AF, BF, CF, DF, KF = representam termos constantes das equações
C      envolvidas
C ALFA = half-angle do stripper
C ARQ = nome do arquivo de resultados
C AUX, AUX1 = variáveis auxiliares para verificação de convergência
C AUXX = variável auxiliar para UG
C BETA = half-angle do cone de descarga
C DELTA = ângulo de fricção entre sólidos e paredes
C DP = diâmetro das partículas
C E0 = porosidade do leito móvel (empacotado)
C FLAG = flag de memória
C FI = ângulo de fricção interna dos sólidos
C H = passo de integração
C HP = comprimento do standpipe
C HPEF = comprimento efetivo do standpipe (descontado o cone de descarga)
C HS = comprimento da seção cilíndrica do stripper
C I, J = contadores
C K = relação entre as tensões normais axial e radial no standpipe
C K1, K2, K3, K4 = variáveis auxiliares do método numérico (RKG)
C MI = viscosidade do gás
C MIW = coeficiente de atrito entre sólidos e paredes do tubo
C N, N1 = número de intervalos para integração antes e após aeração
C P = pressão
C PA = pressão no topo do stripper
C PI = argumento da sub-rotina (pressão inicial)
C RO = massa específica do gás
C RP = raio do standpipe
C S1 = argumento da sub-rotina (tensão na saída do alimentador)
C SYY = tensão normal na direção y da fase sólida, coordenadas cilíndricas
C
C UA = velocidade superficial do gás de aeração, considerando escoamento
C      através de toda a seção transversal do tubo
C UG = velocidade superficial do gás considerando escoamento através
C      de toda a seção transversal do tubo
C US = velocidade superficial do sólido considerando escoamento através
C      de toda a seção transversal do tubo
C WV = abertura da válvula de descarga
C Y = distância axial do topo do standpipe
C YA = distância axial do topo do standpipe até o ponto de aeração
C -----
C
integer N, I, FLAG, J, N1
double precision AF, BF, CF, DF, UG, RP, PA, ALFA, E0, US, MI,
#      DP, RO, H, A, B, C, D, K1, K2, K3, K4, K, S1,
#      FI, MIW, DELTA, HP, PI, SYY[ALLOCATABLE](:),
#      P[ALLOCATABLE](:), Y[ALLOCATABLE](:), BETA, WV,

```

```

#      AUX[ALLOCATABLE](:), AUX1[ALLOCATABLE](:), HPEF.
#      AUXX, UA, HS, YA, PI
character*7 ARQ
common RP, BETA, WV, E0, AUXX, MI, DP, RO, PA, FI, PI
C
C Definição de funções
C
C FP(P) = derivada da pressão em relação à coordenada axial (dP/dY)
C
C FSYY(P,SY Y) = derivada da tensão normal em relação à coordenada axial
C      (dSY Y/dY)
C -----
C
C      FP(P) = -(AF/P-BF)*(CF+DF*dabs(AF/P-BF))
C
C      FSYY(P,SY Y) = 1. - 2.*MIW*SY Y/(K*RP) - FP(P)
C
C Entrada de dados
C -----
C
C      data HP, HS / 1.D0, 0.22785D0 /
C      data ALFA / 0.1745D0 /
C      data DELTA / 0.5201D0 /
C      data UA, YA / 6.5D-3, 0.919D0 /
C
C Definição de constantes
C -----
C
C      FLAG = 0
C      HPEF = HP - RP*(sqrt((1.+dcos(BETA))/2.))-WV*dcos(BETA)/dsin(BETA)
C      BF = US/(1.-E0)
C      CF = 150.*MI*(1.-E0)/(DP*E0)**2.
C      DF = 1.75*RO*RP/(DP*E0)
C      MIW = dtan(DELTA)
C      K = (1.+dsin(FI))/(1.-dsin(FI))
C
C
C Definição do número de intervalos
C -----
C
C      N=30
C      if (P1.eq.0.D0) then                                !stripper
C          N1 = 0
C      else
C          N1 = 100                                        !standpipe
C      end if
C      AUXX = UG
C      allocate (AUX(1:N+N1), AUX1(1:N+N1))
20  allocate (P(0:N+N1), SY Y(0:N+N1), Y(0:N+N1))
C
C Determinação do passo e condições de contorno
C -----
C
C      if (P1.ne.0.D0) then                                !standpipe
C          H = YA / real(N)
C          UG = AUXX
C          AF = UG*PA/E0
C          Y(0)=0.D0
C          P(0)=P1

```

```

      SYY(0)=2.*S1/(1.+ dcos(ALFA)) - RP*US**2.* (1.d0 - (1. +
#      dcos(ALFA)) / 2.) / (1.-E0)**2.
      ARQ = 'SPM.DAT'
    else
      !stripper
      H = HS / real(N)
      AF = UG * PA / E0
      Y(0) = 0.D0
      P(0) = PA
      SYY(0) = 0.D0
      ARQ = 'STR.DAT'
    end if
C
C Método de Runge-Kutta-Gill
C -----
C
C write (*,*) 'Calculando standpipe...'
C
C A=(sqrt(2.)-1.)/2.
C B=(2.-sqrt(2.))/2.
C C=-sqrt(2.)/2.
C D=1.+sqrt(2.)/2.
C
C perfil de pressão
C
C do I=0,N-1
C   Y(I+1)=real(I+1)*H
C   K1=H*FP(P(I))
C   K2=H*FP(P(I)+1./2.*K1)
C   K3=H*FP(P(I)+A*K1+B*K2)
C   K4=H*FP(P(I)+C*K2+D*K3)
C
C   P(I+1)=P(I)+(K1+K4)/6.+(B*K2+D*K3)/3.
C   if (FLAG.eq.0) AUX(I+1)=P(I+1)
C
C perfil de tensão
C
C   K1=H*FSYY(P(I),SYY(I))
C   K2=H*FSYY(P(I),SYY(I)+1./2.*K1)
C   K3=H*FSYY(P(I),SYY(I)+A*K1+B*K2)
C   K4=H*FSYY(P(I),SYY(I)+C*K2+D*K3)
C
C   SYY(I+1)=SYY(I)+(K1+K4)/6.+(B*K2+D*K3)/3.
C   if (FLAG.eq.0) AUX1(I+1)=SYY(I+1)
C
C end do
C
C if (P1.ne.0.D0) then
C   !standpipe
C   H = (HPEF - YA) / real (N1)
C   UG = UG + UA
C   AF = UG*PA/E0
C
C perfil de pressão
C
C do I=N-1,N1+N-1
C   Y(I+1)= YA + real(I-(N)+1)*H
C   K1=H*FP(P(I))
C   K2=H*FP(P(I)+1./2.*K1)
C   K3=H*FP(P(I)+A*K1+B*K2)
C   K4=H*FP(P(I)+C*K2+D*K3)

```

```

C
  P(I+1)=P(I)+(K1+K4)/6.+(B*K2+D*K3)/3.
  if (FLAG.eq.0) AUX(I+1)=P(I+1)
C
C perfil de tensão
C
  K1=H*FSYY(P(I),SYY(I))
  K2=H*FSYY(P(I),SYY(I)+1./2.*K1)
  K3=H*FSYY(P(I),SYY(I)+A*K1+B*K2)
  K4=H*FSYY(P(I),SYY(I)+C*K2+D*K3)
C
  SYY(I+1)=SYY(I)+(K1+K4)/6.+(B*K2+D*K3)/3.
  if (FLAG.eq.0) AUX1(I+1)=SYY(I+1)
C
  end do
  end if
C
C Verificação de convergência
C -----
C
  if (FLAG.eq.0) then
    deallocate (Y, P, SYY)
    N=2*N
    N1 = 2*N1
    FLAG=1
    goto 20
  else
    do I=1,N/2-1
      if (dabs(P(2*I)-AUX(I)).ge.0.001D0.or.
#       dabs(SYY(2*I)-AUX1(I)).ge.0.001D0) then
        deallocate (AUX, AUX1)
        allocate (AUX(1:N+N1), AUX1(1:N+N1))
        do J=1,N+N1
          AUX(J)=P(J)
          AUX1(J)=SYY(J)
        end do
        deallocate (Y, P, SYY)
        N=2*N
        N1 = 2*N1
        goto 20
      end if
    end do
C
    if (P1.ne.0D0) then
      !standpipe
      do I=N/2,(N1+N)/2
        if (dabs(P(2*I)-AUX(I)).ge.0.001D0.or.
#       dabs(SYY(2*I)-AUX1(I)).ge.0.001D0) then
          deallocate (AUX, AUX1)
          allocate (AUX(1:N+N1), AUX1(1:N+N1))
          do J=1,N+N1
            AUX(J)=P(J)
            AUX1(J)=SYY(J)
          end do
          deallocate (Y, P, SYY)
          N1 = 2*N1
          N = 2*N
          goto 20
        end if
      end do

```

```
        end if
    end if
C
C Impressão de resultados
C -----
C
    open (4,file = ARQ)
    do I=0,N,10
        write (4,*) Y(I), P(I), SYY(I)
    end do
    close(4)
C
    if (P1.ne.0.D0) then                !standpipe
        open (4, file='SPM.DAT', access='APPEND', status='OLD')
        do I = N,N1+N,10
            write (4,*) Y(I), P(I), SYY(I)
        end do
        close (4)
    end if
C
    P1 = P(N1+N)
    S1 = SYY(N1+N)
C
    deallocate (Y, P, SYY, AUX, AUX1)
C
    return
end
```

A1.3 - Sub-rotina ST_EF722.FOR

subroutine ST_EF722(UG,US,PI,S1)

```

C
C*****
C
C Programa que calcula o perfil de pressão e tensão no alimentador,
C utilizando as equações obtidas a partir das equações fundamen-
C tais (continuidade e quantidade de movimento).
C Utiliza o método de Runge-Kutta-Gill.
C*****
C
C Definição de variáveis adimensionalizadas
C
C A, B, C, D = constantes do método numérico (RKG)
C AF, BF, CF, DF, KF = representam termos constantes das equações
C envolvidas
C ALFA = half-angle do stripper
C AUX, AUX1 = variáveis auxiliares para verificação de convergência
C AUXX = variável auxiliar para UG
C BETA = half-angle do cone de descarga
C CD = coeficiente de descarga (artigo 1991)
C DELTA = ângulo de fricção entre sólidos e paredes
C DP = diâmetro médio das partículas
C E0 = porosidade do leito móvel (empacotado)
C FI = ângulo de fricção interna dos sólidos
C FLAG = flag de memória
C GAMAW = orientação angular do eixo de tensão principal na parede
C H = passo de integração
C I, J = contadores
C K1, K2, K3, K4 = variáveis auxiliares do método numérico (RKG)
C MI = viscosidade do gás
C N = número de intervalos para integração
C P = pressão
C PA = pressão no topo do stripper
C PI = 3.14159...
C PI, S1 = argumentos da sub-rotina (condições de contorno)
C R = distância radial do vértice do stripper
C RA = distância radial da coroa esférica no topo do stripper (já con-
C sidera igualdade de áreas na transição cilindro-cone)
C RO = massa específica do gás
C RP = raio do standpipe
C SRR = tensão normal na direção r da fase sólida, coordenadas esféricas
C UG = velocidade superficial do gás considerando escoamento através
C de toda a seção transversal do tubo
C US = velocidade superficial do sólido considerando escoamento atra-
C vés de toda a seção transversal do tubo
C WV = abertura da válvula de saída
C -----
C
integer N, I, FLAG, J
double precision AF, BF, CF, DF, UG, RP, PA, ALFA, E0, US, MI,
# DP, RO, RA, H, A, B, C, D, K1, K2, K3, K4, KF,
# FI, GAMAW, DELTA, PI, SRR[ALLOCATABLE](:),
# R[ALLOCATABLE](:), P[ALLOCATABLE](:), BETA, WV,
# AUX[ALLOCATABLE](:), AUX1[ALLOCATABLE](:), PI, S1,
# AUXX, GAMAW1
common RP, BETA, WV, E0, AUXX, MI, DP, RO, PA, FI, PI

```

```

C
C Definição de funções
C
C FP(R,P) = derivada da pressão em relação ao raio (dP/dR)
C
C FSRR(R,P,SRR) = derivada da tensão normal em relação ao raio (dSRR/dR)
C
C FG(GAMA) = função para determinação de GAMAW
C
C DFG(GAMA) = derivada de FG(GAMA)
C -----
C
C   FP(R,P)=(-BF/R**2.+AF/(R**2.*P))*(CF+DF*dabs(-AF/(R**2.*P)+
#   BF/R**2.))
C
C   FSRR(R,P,SRR)=2.*(KF-1.)*SRR/R + US**2.*RP**5.*CD**2./(2.*(1.-
#   dcos(ALFA))**2.*(1.-E0)**2.*R**5.) - 1 - FP(R,P)
#
C
C   FG(GAMA) = dsin(DELTA)-dsin(FI)*dsin(2.*GAMA-DELTA)
C
C   DFG(GAMA) = -2.*dsin(FI)*dcos(2.*GAMA-DELTA)
C
C Entrada de dados
C -----
C
C   data RA, ALFA / 9.0798D-2, 0.1745D0 /
C   data DELTA / 0.5201D0 /
C
C Definição de constantes
C -----
C
C   FLAG = 0
C   AF = UG*RP**2.*PA/(2.*(1.-dcos(ALFA))*E0)
C   BF = US*RP**2./(2.*(1.-dcos(ALFA))*(1.-E0))
C   CF = 150.*MI*(1.-E0)/(DP*E0)**2.
C   DF = 1.75*RO*RP/(DP*E0)
C
C determinação de GAMAW - Newton-Raphson
C
C   GAMAW1 = (PI/4.+FI/2.)/2.
10 do I=1,10
    GAMAW=GAMAW1-FG(GAMAW1)/DFG(GAMAW1)
    if (dabs(GAMAW-GAMAW1).le.0.001) exit
    GAMAW1 = GAMAW
end do
C
C   KF = 1.+2.*dsin(FI)*(1.+GAMAW/ALFA)/(1.-dsin(FI))
C
C Definição do número de intervalos
C -----
C
C   N=1000
C   allocate (AUX(1:N), AUX1(1:N))
20 allocate (R(0:N), P(0:N), SRR(0:N))
C
C Determinação do passo
C -----
C

```

```

      H=(RP/dsin(ALFA)-RA) / real(N)
C
C Condições de contorno
C -----
C
      P(0)= P1
      SRR(0)= S1
      R(0) = RA
C
C Método de Runge-Kutta-Gill
C -----
C
      write (*,*) 'Calculando alimentador...'
C
      A=(sqrt(2.)-1.)/2.
      B=(2.-sqrt(2.))/2.
      C=-sqrt(2.)/2.
      D=1.+sqrt(2.)/2.
C
C
C perfil de pressão
C
      do I=0,N-1
        R(I+1)=RA+real(I+1)*H
        K1=H*FP(R(I),P(I))
        K2=H*FP(R(I)+1./2.*H,P(I)+1./2.*K1)
        K3=H*FP(R(I)+1./2.*H,P(I)+A*K1+B*K2)
        K4=H*FP(R(I)+H,P(I)+C*K2+D*K3)
C
        P(I+1)=P(I)+(K1+K4)/6.+(B*K2+D*K3)/3.
        if (FLAG.eq.0) AUX(I+1)=P(I+1)
C
C perfil de tensão
C
        K1=H*FSRR(R(I),P(I),SRR(I))
        K2=H*FSRR(R(I)+1./2.*H,P(I),SRR(I)+1./2.*K1)
        K3=H*FSRR(R(I)+1./2.*H,P(I),SRR(I)+A*K1+B*K2)
        K4=H*FSRR(R(I)+H,P(I),SRR(I)+C*K2+D*K3)
C
        SRR(I+1)=SRR(I)+(K1+K4)/6.+(B*K2+D*K3)/3.
        if (FLAG.eq.0) AUX1(I+1)=SRR(I+1)
      end do
C
C Verificação de convergência
C -----
C
      if (FLAG.eq.0) then
        deallocate (R, P, SRR)
        N=2*N
        FLAG=1
        goto 20
      else
        do I=1,N/2
          if (dabs(P(2*I)-AUX(I)).ge.0.0001D0.or.
#          dabs(SRR(2*I)-AUX1(I)).ge.0.0001D0) then
            deallocate (AUX, AUX1)
            allocate (AUX(1:N), AUX1(1:N))
            do J=1,N
              AUX(J)=P(J)

```

```
        AUX1(J)=SRR(J)
      end do
      deallocate (R, P, SRR)
      N=2*N
      goto 20
    end if
  end do
end if
C
C Impressão de resultados
C -----
C
open (4,file='st.dat')
do I=0,N, 20
  write (4,*) R(I), P(I), SRR(I)
end do
close (4)
C
P1 = P(N)
S1 = SRR(N)
C
deallocate (R, P, SRR, AUX, AUX1)
C
return
end
```

A1.4 - Sub-rotina VD_EF11.FOR

subroutine VD_EF11(UG,US,PI,S1)

```

C
C*****
C
C Programa que calcula o perfil de pressão e tensão na válvula de des-
C carga, utilizando as equações obtidas a partir das equações
C fundamentais (continuidade e quantidade de movimento).
C Utiliza o método de Runge-Kutta-Gill.
C*****
C
C Definição de variáveis adimensionalizadas
C
C A, B, C, D = constantes do método numérico (RKG)
C AF, BF, CF, DF, KF = representam termos constantes das equações
C envolvidas
C AUX, AUX1 = variáveis auxiliares para verificação de convergência
C AUXX = variável auxiliar para UG
C BETA = half-angle da região de descarga
C CD = coeficiente de descarga
C DELTAV = ângulo de fricção entre sólidos e paredes (de sólidos)
C DP = diâmetro das partículas
C E0 = porosidade do leito móvel (empacotado)
C FI = ângulo de fricção interna dos sólidos
C FLAG = flag de memória
C GAMAW = orientação angular do eixo de tensão principal na parede
C H = passo de integração
C I, J = contadores
C K1, K2, K3, K4 = variáveis auxiliares do método numérico (RKG)
C MI = viscosidade do gás
C N = número de intervalos para integração
C P = pressão
C PA = pressão no topo do stripper
C PI = 3.14159...
C P1 = argumento da sub-rotina (pressão inicial)
C R = distância radial do vértice do cone de descarga
C RV = distância radial da coroa esférica no topo do cone de descarga
C RO = massa específica do gás
C RP = raio do standpipe
C SRR = tensão normal na direção r da fase sólida, coordenadas esféricas
C S1 = argumento da sub-rotina (tensão inicial)
C UG = velocidade superficial do gás considerando escoamento através
C de toda a seção transversal do standpipe
C US = velocidade superficial do sólido considerando escoamento atra-
C vés de toda a seção transversal do standpipe
C WV = abertura da válvula (diâm.válv./diâm.tubo)
C -----
C
C integer N, I, FLAG, J
C double precision AF, BF, CF, DF, UG, RP, PA, BETA, E0, US, MI,
C # DP, RO, RV, H, A, B, C, D, K1, K2, K3, K4, KF,
C # FI, GAMAW, DELTAV, PI, SRR[ALLOCATABLE](:), GAMAW1,
C # R[ALLOCATABLE](:), P[ALLOCATABLE](:), WV, P1, S1,
C # AUX[ALLOCATABLE](:), AUX1[ALLOCATABLE](:), AUXX
C common RP, BETA, WV, E0, AUXX, MI, DP, RO, PA, FI, PI
C
C Definição de funções

```

```

C
C FPV(R,P) = derivada da pressão em relação ao raio (dP/dR)
C
C FSRRV(R,P,SRR) = derivada da tensão normal em relação ao raio (dSRR/dR)
C
C FGV(GAMA) = função para determinação de GAMAW
C
C DFGV(GAMA) = derivada de FGV(GAMA)
C -----
C
C   FPV(R,P)=(-BF/R**2.+AF/(R**2.*P))*(CF+DF*dabs(-AF/(R**2.*P)+
#   BF/R**2.))
C
C   FSRRV(R,P,SRR)=2.*(KF-1.)*SRR/R + US**2.*RP**5.*CD**2./(2.*(1.-
#   dcos(BETA))**2.*(1.-E0)**2.*R**5.) - 1 - FPV(R,P)
C
C   FGV(GAMA) = dsin(DELTAV)-dsin(FI)*dsin(2.*GAMA-DELTAV)
C
C   DFGV(GAMA) = -2.*dsin(FI)*dcos(2.*GAMA-DELTAV)
C
C Definição de constantes
C -----
C
C   FLAG = 0
C   DELTAV = datan(dsin(FI))
C   RV = RP*sqrt((1.+dcos(BETA))/2.)/dsin(BETA)
C   AF = UG*RP**2.*PA/(2.*(1.-dcos(BETA))*E0)
C   BF = US*RP**2./(2.*(1.-dcos(BETA))*(1.-E0))
C   CF = 150.*MI*(1.-E0)/(DP*E0)**2.
C   DF = 1.75*RO*RP/(DP*E0)
C
C determinação de GAMAW - Newton-Raphson
C
C   GAMAW1 = (PI/4.+FI/2.)/2.
10 do I=1,10
    GAMAW=GAMAW1-FGV(GAMAW1)/DFGV(GAMAW1)
    if (dabs(GAMAW1-GAMAW).le.0.001) exit
    GAMAW1 = GAMAW
end do
C
C   KF = 1.+2.*dsin(FI)*(1.+GAMAW/BETA)/(1.-dsin(FI))
C
C Definição do número de intervalos
C -----
C
C   N=500
C   allocate (AUX(1:N), AUX1(1:N))
20 allocate (R(0:N), P(0:N), SRR(0:N))
C
C Determinação do passo
C -----
C
C   H =(RP*WV/dsin(BETA)-RV) / real(N)
C
C Condições de contorno
C -----
C
C   P(0)=P1
C   SRR(0)=S1

```

```

R(0) = RV
C
C Método de Runge-Kutta-Gill
C -----
C
C write (*,*) 'Calculando cone de descarga...'
C
C A=(sqrt(2.)-1.)/2.
C B=(2.-sqrt(2.))/2.
C C=-sqrt(2.)/2.
C D=1.+sqrt(2.)/2.
C
C
C perfil de pressão
C
C do I=0,N-1
C   R(I+1)=RV+real(I+1)*H
C   K1=H*FPV(R(I),P(I))
C   K2=H*FPV(R(I)+1./2.*H,P(I)+1./2.*K1)
C   K3=H*FPV(R(I)+1./2.*H,P(I)+A*K1+B*K2)
C   K4=H*FPV(R(I)+H,P(I)+C*K2+D*K3)
C
C   P(I+1)=P(I)+(K1+K4)/6.+(B*K2+D*K3)/3.
C   if (FLAG.eq.0) AUX(I+1)=P(I+1)
C
C perfil de tensão
C
C   K1=H*FSRRV(R(I),P(I),SRR(I))
C   K2=H*FSRRV(R(I)+1./2.*H,P(I),SRR(I)+1./2.*K1)
C   K3=H*FSRRV(R(I)+1./2.*H,P(I),SRR(I)+A*K1+B*K2)
C   K4=H*FSRRV(R(I)+H,P(I),SRR(I)+C*K2+D*K3)
C
C   SRR(I+1)=SRR(I)+(K1+K4)/6.+(B*K2+D*K3)/3.
C   if (FLAG.eq.0) AUX1(I+1)=SRR(I+1)
C end do
C
C Verificação de convergência
C -----
C
C if (FLAG.eq.0) then
C   deallocate (R, P, SRR)
C   N=2*N
C   FLAG=1
C   goto 20
C else
C   do I=1,N/2
C     if (dabs(P(2*I)-AUX(I)).ge.0.0001D0.or.
C #     dabs(SRR(2*I)-AUX1(I)).ge.0.0001D0) then
C       deallocate (AUX, AUX1)
C       allocate (AUX(1:N), AUX1(1:N))
C       do J=1,N
C         AUX(J)=P(J)
C         AUX1(J)=SRR(J)
C       end do
C       deallocate (R, P, SRR)
C       N=2*N
C       goto 20
C     end if
C   end do
C end do

```

```
    end if
C
C Impressão de resultados
C -----
C
    open (4,file='vd.dat')
    do I=0,N,20
        write (4,*) R(I), P(I), SRR(I)
    end do
    close (4)
C
    P1 = P(N)
    S1 = SRR(N)
C
    deallocate (R, P, SRR, AUX, AUX1)
C
    return
    end
```

A1.5 - Sub-rotina BISSEC.FOR

```
subroutine BISSEC(N, M, AUX, X, VAR1, VARC, A, B)
C
C Sub-rotina que executa o método da bissecção
C
C Data: agosto/1995
C *****
C
C Declaração de variáveis
C
integer N, M
double precision AUX, A, B, X, VAR1, VARC
C
if (N.eq.1) goto 50
if (M.eq.1) then
  B = AUX
  A = X
else
  A = AUX
  B = X
end if
N = 1
goto 60
C
50 continue
if (VARC.gt.VAR1) then
  A = X
else
  B = X
end if
C
60 continue
X = (A+B)/2.
C
return
end
```

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- AHMED, N., SUNADA, D.K. *J. Hydraul. Div., Proc. ASCE*, v. 95, p. 1847, 1969 apud
MacDONALD, I.F et al. **Flow through Porous Media - the Ergun Equation Revisited.**
Ind. Eng. Chem. Fundam., v. 18, n. 3, p. 199-208, 1979.
- ANDERSON, T.B., JACKSON, R. **A fluid mechanical description of fluidized beds -
equations of motion.** *Ind. and Eng. Chem. Fundam.*, v. 6, n. 4, p. 527-539, 1967.
- BOTTERILL, J.S.M., TEOMAN, Y., YÜREGİR, K.R. **The effect of operating temperature
on the velocity of minimum fluidization, bed voidage and general behaviour.** *Powder
Technol.*, Lausanne, v. 31, p. 101-110, 1982.
- CARMAN, P.C. *Trans. I. Chem. Engrs.*, v.15, p. 150, 1937 apud YATES, J.G.
Fundamentals of fluidized-bed chemical processes. London: Butterworths,
p. 222, 1983.
- CHEN, Y.M., RANGACHARI, S., JACKSON, R. **Theoretical and experimental
investigation of fluid and particle flow in a vertical standpipe.** *Ind. Eng. Chem.
Fundam.*, v. 23, n. 3, p. 354-370, 1984.
- CLIFT, R. **Hydrodynamics of bubbling fluidized beds.** In: GELDART, D. *Gas
Fluidization Technology.* New York: John Wiley & Sons, p. 53-96, 1986.

- CLIFT, R. **An Occamist Review of Fluidized Bed Modelling.** *AIChE Symposium Series - Fluid-particle processes: fundamentals and applications*, New York, v. 89, n. 296, p. 1-17, 1993.
- CLIFT, R., GRACE, J.R. **Continuous bubbling and slugging.** In: DAVIDSON, J. F., CLIFT, R., HARRISON, D. *Fluidization*. 2. ed. London: Academic Press, p. 73-132, 1985.
- COMITI, J., RENAUD, M. **A new model for determining mean structure parameters of fixed beds from pressure drop measurements: application to beds packed with parallelepipedal particles.** *Chem. Eng. Sci.*, Great Britain, v. 44, n. 7, p. 1539-1545, 1989.
- COUDERC, J.P. **Incipient fluidization and particulate systems.** In: DAVIDSON, J. F., CLIFT, R., HARRISON, D. *Fluidization*. 2. ed. London: Academic Press, p. 1-46, 1985.
- CRANE. **Flow of fluids through valves, fittings, and pipe.** New York: Crane Co., 1980.
- DRIES, H.W.A. **Cocurrent gas/solids downflow in vertical cat cracker standpipes - effects of gas compression and solids compaction.** In: GRACE, J.R., MATSEN, J.M. *Fluidization*. New York: Plenum Press, p. 493-500, 1980.
- DOLEJŠ, V., MACHAČ, I. **Pressure drop during the flow of a Newtonian fluid through a fixed bed of particles.** *Chem. Eng. Processing*, The Netherlands, v. 34, p. 1-8, 1995.
- FAN, L.T., HO, T.-C., HIRAOKA, S. et al. **Pressure fluctuations in a fluidized bed.** *AIChE Journ.*, Chicago, v. 27, n. 3, p. 388-396, May, 1981.
- FORTAN PowerStation, Microsoft Corporation, 1993.
- GELDART, D. **Characterization of fluidized powders.** In: GELDART, D. *Gas Fluidization Technology*. New York: John Wiley & Sons, p. 33-52, 1986a.

- GELDART, D. **Single particles, fixed and quiescent beds.** In: GELDART, D. *Gas Fluidization Technology*. New York: John Wiley & Sons, p. 11-32, 1986b.
- GELPERIN, N.I., EINSTEIN, V.G. **The analogy between fluidized beds and liquids.** In: DAVIDSON, J.F., HARRISON, D. *Fluidization*. London: Academic Press, p. 541-568, 1971.
- GINESTRA, J.C., RANGACHARI, S., JACKSON, R. **A one-dimensional theory of flow in a vertical standpipe.** *Powder Technol.*, Lausanne, v. 27, p. 69-84, 1980a.
- GINESTRA, J.C., RANGACHARI, S., JACKSON, R. **Flow regimes in a one-dimensional model of a standpipe.** In: GRACE, J.R., MATSEN, J.M. *Fluidization*. New York: Plenum Press, p. 477-484, 1980b.
- GOMIDE, R. **Operações unitárias - operações com sistemas sólidos granulares.** Ed. do autor. São Paulo, 5 v., 1983.
- HONG, G.H., YAMAZAKI, R., TAKAHASHI, T. et al. *Kagaku Kogaku Ronbunshu*, v. 6, p. 557, 1980 apud BOTTERILL, J.S.M., TEOMAN, Y., YÜREGIR, K.R. **The effect of operating temperature on the velocity of minimum fluidization, bed voidage and general behaviour.** *Powder Technol.*, Lausanne, v. 31, p. 101-110, 1982.
- HOWARD, J.R. **Fluidized bed technology - principles and applications.** Bristol: Adam Hilger, 214 p., 1989.
- JACKSON, R. **Fluid mechanical theory.** In: DAVIDSON, J.F., HARRISON, D. *Fluidization*. London: Academic Press, p. 65-120, 1971.
- JACKSON, R. **Hydrodynamic stability of fluid-particle systems.** In: DAVIDSON, J. F., CLIFT, R., HARRISON, D. *Fluidization*. 2. ed. London: Academic Press, p. 47-72, 1985.

- JACKSON, R. **Progress toward a mechanics of dense suspensions of solid particles.** *AIChE Symposium Series: Fluid-particle technology - analysis and applications.* New York, v. 90, n. 301, p. 1-30, 1994.
- JONES, P.J., LEUNG, L.S. **Downflow of solids through pipes and valves.** In: DAVIDSON, J.F., CLIFT, R., HARRISON, D. *Fluidization.* 2. ed. London: Academic Press, p. 294-330, 1985.
- JONES, P.J., TEO, C.S., LEUNG, L.S. **The stability of vertical gas-solid downflow in bottom-restrained standpipes.** In: DAVIDSON, J.F., KEAIRNS, D.L. *Fluidization.* London: Cambridge University Press, p. 469-478, 1978.
- JONG, J.A.H., HOELEN, Q.E.J.J.M. *Powder Technol.* Lausanne, v. 12, p. 201-208, 1975 apud LEUNG, L.S., JONES, P.J. **Flow of gas-solid mixtures in standpipes. A review.** *Powder Technol.*, Lausanne, v. 20, p. 145-160, 1978.
- JUDD, M.R., DIXON, P.D. **The flow of fine dense solids down a vertical standpipe.** *AIChE AGM*, Chicago: December, 1976 apud LEUNG, L.S., JONES, P.J. **Flow of gas-solid mixtures in standpipes. A review.** *Powder Technol.*, Lausanne, v. 20, p. 145-160, 1978.
- JUDD, M.R., ROWE, P.N. **Dense phase flow of powder down a standpipe.** In: DAVIDSON, J.F., KEAIRNS, D.L. *Fluidization.* London: Cambridge University Press, p. 110-115, 1978.
- KANAOKA, C. **Permeation flow (Flow through porous medium).** In: IINOYA, K., GOTOH, K., HIGASHITANI, K. *Powder Technology Handbook.* New York: Marcel Dekker, p. 139-149, 1991.
- KAZA, K.R. **The mechanics of flowing granular materials.** Houston: University of Houston, 1982. (Thesis, Ph.D.) apud MOUNTZIARIS, T.J., JACKSON, R. **The effects of aeration on the gravity flow of particles and gas in vertical standpipes.** *Chem. Eng. Sci.*, Great Britain, v. 46, n. 2, p. 381-407, February, 1991.

- KNOWLTON, T.M. **Solids transfer in fluidized systems.** In: GELDART, D. *Gas Fluidization Technology.* New York: John Wiley & Sons, p. 341-414, 1986a.
- KNOWLTON, T.M., MOUNTZIARIS, T.J., JACKSON, R. **The effect of pipe length on the gravity flow of granular materials in vertical standpipes.** *Powder Technol.*, Lausanne, v. 47, p. 115-128, 1986b.
- KOJABASHIAN, C. **Properties of dense-phase fluidized solids in vertical downflow.** Massachusetts: Massachusetts Inst. of Technology, 1958. (Thesis, Ph. D.) apud LEUNG, L.S., JONES, P.J. **Flow of gas-solid mixtures in standpipes. A review.** *Powder Technol.*, Lausanne, v. 20, p. 145-160, 1978.
- KOZENY, J. *Ber. Wien Akad.*, v. 136a, p. 271, 1927 apud YATES, J.G. **Fundamentals of fluidized-bed chemical processes.** London: Butterworths, p. 222, 1983.
- KUNII, D., LEVENSPIEL, O. **Fluidization engineering.** New York: John Wiley & Sons, 534 p, 1977.
- LEUNG, L.S. In: GRACE, J.R., MATSEN, J.M. *Fluidization.* New York: Plenum Press, p. 43-65, 1980.
- LEUNG, L.S. **Cocurrent downflow of suspensions in standpipes.** In: KEAIRNS, D.L. *Fluidization Technology.* Washington: Hemisphere Publishing, p. 125-134, 1976.
- LEUNG, L.S., JONES, P.J. **Flow of gas-solid mixtures in standpipes. A review.** *Powder Technol.*, Lausanne, v. 20, p. 145-160, 1978.
- MacDONALD, I.F, EL-SAYED, M.S., MOW, K. et al. **Flow through Porous Media - the Ergun Equation Revisited.** *Ind. Eng. Chem. Fundam.*, v. 18, n. 3, p. 199-208, 1979.
- MASSIMILLA, L. **Flow properties of the fluidized dense phase.** In: DAVIDSON, J.F., HARRISON, D. *Fluidization.* London: Academic Press, p. 651-676, 1971.

- MATSEN, J.M. *Powder Technol.*, Lausanne, v. 7, p. 93-96, 1973 apud GINESTRA, J.C., RANGACHARI, S., JACKSON, R. **A one-dimensional theory of flow in a vertical standpipe.** *Powder Technol.*, Lausanne, v. 27, p. 69-84, 1980a.
- MOUNTZIARIS, T.J., JACKSON, R. **The effects of aeration on the gravity flow of particles and gas in vertical standpipes.** *Chem. Eng. Sci.*, Great Britain, v. 46, n. 2, p. 381-407, February, 1991.
- MOUNTZIARIS, T.J., JACKSON, R. **The effects of aeration on the gravity flow of particulate materials in vertical standpipes.** *AIChE Symposium Series - Fluidization and fluid particles systems.*, Chicago, v. 83, n. 225, p. 10-22, 1987.
- MUTSERS, S.M.P., RIETEMA, K. *Powder Technol.*, Lausanne, v. 18, p. 239, 1977 apud BOTTERILL, J.S.M., TEOMAN, Y., YÜREGIR, K.R. **The effect of operating temperature on the velocity of minimum fluidization, bed voidage and general behavior.** *Powder Technol.*, Lausanne, v. 31, p. 101-110, 1982.
- NGUYEN, T.V., BRENNEN, C., SABERSKY, R.H. **Gravity flow of granular materials in conical hoppers.** *Trans. ASME: J. appl. Mech.*, v. 46, p. 529-535, 1979 apud MOUNTZIARIS, T.J., JACKSON, R. **The effects of aeration on the gravity flow of particles and gas in vertical standpipes.** *Chem. Eng. Sci.*, Great Britain, v. 46, n. 2, p. 381-407, February, 1991.
- O'DEA, D.P., CHONG, Y.O., LEUNG, L.S. **Experimental study of transitional packed bed flow in a standpipe.** *Powder Technol.*, Lausanne, v. 55, p. 223-224, 1988.
- RICHARDSON, J.F. **Incipient fluidization and particulates systems.** In: DAVIDSON, J.F., HARRISON, D. *Fluidization*. London: Academic Press, p. 26-64, 1971.
- RUDINGER, G. **Fundamentals of gas-particle flow.** In: WILLIAMS, J.C., ALLEN, T. *Handbook of powder technology - volume 2*. Amsterdam: Elsevier Scientific Publishing, 142 p, 1980.

RUSSEL, W.B. **Fluid mechanics and transport research in chemical engineering.**

Advances in Chemical Engineering: Perspectives in Chemical Engineering - Research and Education. San Diego: Academic Press, v. 16, p. 81-96, 1991.

SARKAR, M., GUPTA, S.K., SARKAR, M.K. **An experimental investigation of the flow of solids from a fluidized bed through an inclined pipe.** *Powder Technol.*, Lausanne, v. 64, p. 221-231, 1991.

SUZUKI, M. **Powder mechanics.** In: IINOYA, K., GOTOH, K., HIGASHITANI, K. *Powder Technology Handbook.*, New York, p. 65-71, 1991.

TAKESHITA, T., ATSUMI, K. **Critical aeration rate in discharging aerated solids through a vertical standpipe.** *J. Chem. Eng. of Japan*, Japan, v. 25, n. 4, p. 442-444, 1992.

TAKESHITA, Takenari, ATSUMI, Kunio, UCHIDA, Shigeo et al. **Effect of aeration rate on flow rate of granular materials from a hopper attaching a standpipe.** *Powder Technol.*, Lausanne, v. 71, p. 65-69, 1992.

TAKESHITA, T., HARADA, M., YOSHIMA, H. et al. **Characteristics of discharge of aerated granular materials through an orifice.** *Intern. Chem. Eng.* Canada, v. 30, n. 2, p. 268-273, April, 1990.

WEIGHARDT, K. **Experiments in granular flow.** *Ann. Rev. Fluid Mech.*, v. 7, p. 89-114, 1975 apud MOUNTZIARIS, T.J., JACKSON, R. **The effects of aeration on the gravity flow of particles and gas in vertical standpipes.** *Chem. Eng. Sci.*, Great Britain, v. 46, n. 2, p. 381-407, February, 1991.

WEN, C.Y., GALLI, A.F. **Dilute phase systems.** In: DAVIDSON, J.F., HARRISON, D. *Fluidization.* London: Academic Press, p. 677-710, 1971.

- YATES, J.G. **Fundamentals of fluidized-bed chemical processes.** London: Butterworths, 222 p., 1983.
- ZENZ, F.A. *Petroleum Refiner.* Houston, v. 32, p. 123, 1953 apud LEUNG, L.S., JONES, P.J. **Flow of gas-solid mixtures in standpipes. A review.** *Powder Technol.*, Lausanne, v. 20, p. 145-160, 1978.
- ZENZ, F.A. **Calculate fluidization rates.** *Petroleum Refiner.* Houston, v. 36, n. 8, p. 33-42, August, 1957.
- ZENZ, F.A. **Maintaining dense-phase standpipe downflow.** *Powder Technol.*, Lausanne, v. 47, p. 105-113, 1986.
- ZHANG, J.-Y., RUDOLPH, V. **Transitional packed bed flow in standpipes.** *The Canad. Journ. of Chem. Eng.*, Canada, v. 69, p. 1242-1246, December, 1991.