



DIOGO MELO PAES

ESTUDO DA DEPOSIÇÃO DE ASFALTENOS DURANTE A PRODUÇÃO DE PETRÓLEO

CAMPINAS
2012



UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA
E INSTITUTO DE GEOCIÊNCIAS

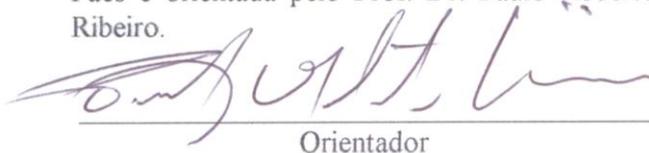
DIOGO MELO PAES

ESTUDO DA DEPOSIÇÃO DE ASFALTENOS DURANTE A PRODUÇÃO DE PETRÓLEO

Orientador: Prof. Dr. Paulo Roberto Ribeiro

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Ciências e Engenharia de Petróleo da Faculdade de Engenharia Mecânica e Instituto de Geociências da Universidade Estadual de Campinas para obtenção do título de Mestre em Ciências e Engenharia de Petróleo na área de Exploração.

Este exemplar corresponde à versão final da dissertação defendida pelo aluno Diogo Melo Paes e orientada pelo Prof. Dr. Paulo Roberto Ribeiro.



Orientador

CAMPINAS
2012

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

P138e Paes, Diogo Melo
Estudo da deposição de asfaltenos durante a produção
de petróleo / Diogo Melo Paes. --Campinas, SP: [s.n.],
2012.

Orientador: Paulo Roberto Ribeiro.
Dissertação de Mestrado - Universidade Estadual de
Campinas, Faculdade de Engenharia Mecânica e Instituto
de Geociências.

1. Asfalteno. 2. Escoamento turbulento. 3.
Engenharia do petróleo. 4. Deposição química. I.
Ribeiro, Paulo Roberto, 1961-. II. Universidade Estadual
de Campinas. Faculdade de Engenharia Mecânica e
Instituto de Geociências. III. Título.

Título em Inglês: Study of asphaltene deposition during petroleum production
Palavras-chave em Inglês: Asphaltene, Turbulent flow, Petroleum engineering,
Chemical deposition

Área de concentração: Exploração

Titulação: Mestre em Ciências e Engenharia de Petróleo

Banca examinadora: Sérgio Nascimento Bordalo, Daniel Nunes de Miranda Filho

Data da defesa: 07-12-2012

Programa de Pós Graduação: Engenharia Mecânica



UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA
E INSTITUTO DE GEOCIÊNCIAS

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO ACADÊMICO

ESTUDO DA DEPOSIÇÃO DE ASFALTENOS DURANTE A PRODUÇÃO DE PETRÓLEO

Autor: Diogo Melo Paes

Orientador: Prof. Dr. Paulo Roberto Ribeiro

A banca examinadora composta pelos membros abaixo aprovou esta dissertação:

A handwritten signature in black ink, appearing to read "Paulo Roberto Ribeiro", written over a horizontal line.

Prof. Dr. Paulo Roberto Ribeiro, Presidente
DEP/FEM/UNICAMP

A handwritten signature in black ink, appearing to read "Sérgio Nascimento Bordalo", written over a horizontal line.

Prof. Dr. Sérgio Nascimento Bordalo
DEP/FEM/UNICAMP

A handwritten signature in blue ink, appearing to read "Daniel Nunes de Miranda Filho", written over a horizontal line.

Dr. Daniel Nunes de Miranda Filho
PETROBRAS-RJ

Campinas, 07 de dezembro de 2012

DEDICATÓRIA

Dedico este trabalho aos meus pais, Nelson e Beatriz, à minha companheira, Bruna, e a toda minha família. Agradeço o apoio incondicional que sempre me deram e a compreensão por minhas constantes ausências ao longo dos últimos anos.

AGRADECIMENTOS

Em primeiro lugar, agradeço ao meu orientador, Prof. Dr. Paulo Roberto Ribeiro, pela confiança e pela oportunidade de realizar este trabalho. Em especial, agradeço por sua seriedade, disponibilidade e esforço dedicados à minha orientação, qualidades essas que certamente contribuíram de maneira muito positiva para o resultado do trabalho.

Agradeço ao Professor Kamy Sepehrnoori, da *University of Texas at Austin (Department of Petroleum and Geosystems Engineering)*, por me ter dado a oportunidade de fazer parte de seu grupo de pesquisa por seis meses e por sua participação principalmente no início deste trabalho.

Agradeço à Faculdade de Engenharia Mecânica da UNICAMP, em especial ao Departamento de Engenharia de Petróleo, pelos ensinamentos transmitidos a mim durante a minha graduação e agora no mestrado. Tenho muito orgulho de ter estudado nesta faculdade e sou muito grato a todos os seus professores e funcionários. Cabe aqui um agradecimento especial às funcionárias da secretaria Sonia e Michelle, que sempre me ajudaram quando precisei.

Agradeço ainda aos colegas do Laboratório de Estimulação de Poços, Eduardo, Livia e Nara, pelo companheirismo e apoio ao longo desta minha trajetória.

“O começo de todas as ciências é o espanto de as coisas serem o que são.”

Aristóteles

RESUMO

Durante a produção de petróleo, partículas de asfalto podem ser precipitadas da fase líquida devido a variações de pressão, temperatura e composição ao longo da trajetória do fluido do reservatório até a superfície. Uma vez precipitadas, essas partículas podem se depositar na parede de colunas de produção, reduzindo a área aberta ao escoamento e, conseqüentemente, a vazão. Apesar da importância do tema, a literatura sobre a deposição de asfaltos em poços (incluindo modelos teóricos e dados experimentais) é escassa. Para superar as dificuldades inerentes à pouca literatura existente sobre o assunto, possibilitando um melhor entendimento desse complexo problema de transferência de massa, uma consistente metodologia foi proposta nesta dissertação. Essa metodologia envolveu uma revisão de literatura sobre conceitos fundamentais de transferência de quantidade de movimento e sobre a teoria da deposição de partículas, situando a deposição de asfaltos em um contexto mais amplo, da deposição de partículas durante escoamentos turbulentos. Seis modelos de deposição (Lin *et al.* 1953; Friedlander e Johnstone 1957; Beal 1970; El-Shobokshy e Ismail 1980; Papavergos e Hedley 1984; Escobedo e Mansoori 1995) são estudados e validados com quatro conjuntos de dados experimentais de deposição de aerossol (Friedlander 1954; Wells e Chamberlain 1967; Liu e Agarwal 1974; Agarwal 1975). Com base nos resultados desse estudo, o modelo de Beal (1970) foi selecionado como sendo o mais adequado para prever a deposição de partículas, sendo considerado adequado também para prever a deposição de asfaltos (limitando-se sua aplicação a intervalos similares de número de Reynolds, número de Schmidt e tempos de relaxação adimensionais em relação àqueles cobertos no estudo de validação). Por fim, esse modelo foi aplicado em uma análise de sensibilidade para se avaliar os parâmetros e mecanismos de transporte mais importantes para a deposição de asfaltos em poços.

Palavras-Chave: deposição de asfaltos, deposição de partículas, escoamento turbulento.

ABSTRACT

During petroleum production, asphaltene particles can precipitate from the crude oil due to pressure, temperature, and composition changes along the fluid path from the reservoir to the surface. Once precipitated, those particles can deposit in the inner surface of production tubings, restricting the available flow area and reducing flow rates. Despite the importance of the theme, the literature about asphaltene deposition in wellbores (including theoretical models and experimental data) is scarce. To overcome the difficulties inherent to that shortage of literature and enable a better understanding of that complex mass transfer problem, a consistent methodology is proposed in this work. That methodology involved a comprehensive review of fundamental concepts of the mass transfer and particle deposition theories, placing the asphaltene deposition within a more general context, of particle deposition during turbulent flow. Six published particle deposition models (Lin *et al.* 1953; Friedlander and Johnstone 1957; Beal 1970; El-Shobokshy and Ismail 1980; Papavergos and Hedley 1984; Escobedo and Mansoori 1995) are studied and validated with four published aerosol experimental data sets (Friedlander 1954; Wells and Chamberlain 1967; Liu and Agarwal 1974; Agarwal 1975). Based on the results of the study, Beal's (1970) model was selected as the most suitable to predict particle deposition and was considered adequate also to predict asphaltene deposition (limiting its application to similar ranges of Reynolds numbers, Schmidt numbers and dimensionless relaxation times in relation to those covered in the validation study). Finally, that model was applied in a sensitivity analysis to evaluate the most important parameters and transport mechanisms governing asphaltene deposition in wellbores.

Keywords: asphaltene deposition, particle deposition, turbulent flow.

SUMÁRIO

LISTA DE FIGURAS	xxi
LISTA DE TABELAS	xxiii
LISTA DE NOMENCLATURAS	xxv
1. INTRODUÇÃO	1
1.1. Objetivos	5
1.2. Metodologia	6
1.3. Organização	7
2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	9
2.1. Asfaltenos.....	9
2.1.1. Fluidos Petrolíferos e Frações SARA.....	9
2.1.2. Estrutura Físico-Química dos Asfaltenos	11
2.1.3. Precipitação e Deposição de Asfaltenos	12
2.2. Deposição de Partículas durante Escoamentos Turbulentos	20
2.2.1. Definição de Parâmetros.....	20
2.2.2. Transferência de Quantidade de Movimento.....	24
2.2.3. Transferência de Massa	30
2.3. Considerações Finais	39
3. ESTUDO DA DEPOSIÇÃO DE PARTÍCULAS	41
3.1. Estudo dos Modelos de Deposição de Partículas	42

3.1.1. Equações Empíricas.....	42
3.1.2. Modelos Eulerianos	43
3.1.3. Implementação e Intervalos de Aplicação dos Modelos.....	49
3.2. Estudo dos Dados Experimentais de Deposição de Partículas.....	56
3.2.1. Friedlander (1954)	58
3.2.2. Wells e Chamberlain (1967).....	60
3.2.3. Liu e Agarwal (1974) e Agarwal (1975).....	61
3.2.4. Padronização, Organização e Classificação dos Resultados Experimentais	63
3.3. Estudo de Validação dos Modelos com os Dados Experimentais	69
3.3.1. Regime Difusivo.....	70
3.3.2. Regime de Transição	71
3.3.3. Regime Inercial.....	73
3.3.4. Regimes Difusivo e de Transição	74
3.4. Considerações Finais	75
4. ESTUDO DA DEPOSIÇÃO DE ASFALTENOS.....	79
4.1. Aplicação do Modelo de Beal (1970).....	79
4.2. Análises de Sensibilidade	82
4.2.1. Diâmetro dos precipitados	82
4.2.2. Velocidade média do escoamento	85
4.2.3. Viscosidade dinâmica do óleo	87
4.2.4. Massa específica do óleo	89
4.2.5. Temperatura do óleo	91
4.2.6. Diâmetro da tubulação de produção	93

4.3. Considerações finais	95
5. CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES	99
5.1. Revisão de Literatura	99
5.2. Estudo da Deposição de Partículas	101
5.3. Estudo da Deposição de Asfaltenos.....	102
5.4. Recomendações.....	103
REFERÊNCIAS.....	105
APÊNDICE A – Dedução dos Modelos de Deposição de Partículas.....	111
APÊNDICE B – Resultados das Análises de Sensibilidade	129
ANEXO A - Conjuntos de Dados Experimentais	135

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1: Regiões sujeitas à deposição de asfaltenos [Ahmed 2007, p. 459].	2
Figura 1.2: Deposição de asfalteno em tubulação [Mullins 2008].	3
Figura 1.3: Fluxograma da deposição de asfaltenos.	4
Figura 2.1: Estrutura das moléculas de asfalteno [Mullins 2008]	11
Figura 2.2: Modelo de organização das frações SARA no petróleo [Mullins <i>et al.</i> 2007, p. 626]	12
Figura 2.3: Efeito das resinas para a estabilidade do asfalteno a 25 °C e 690 kPa. a) Metodologia experimental e b) Resultados da titulação [Hammami <i>et al.</i> 1998].	13
Figura 2.4: Observação microscópica da depressurização de uma amostra de fluido na temperatura do reservatório acima e abaixo de seu ponto de bolha [Mullins <i>et al.</i> 2007, p. 651]	18
Figura 2.5: Escoamento vertical turbulento com partículas dispersas depositando-se.	21
Figura 2.6: Características dos escoamentos turbulentos.	25
Figura 2.7: Distribuição de \bar{u}^+ ao longo da seção do escoamento [Lin <i>et al.</i> 1953].	28
Figura 2.8: Distribuições de u'_{RMS}^+ e v'_{RMS}^+ ao longo da seção do escoamento [Laufer 1953].	29
Figura 2.9: Mecanismos de transporte de partículas: movimento Browniano.	30
Figura 2.10: Mecanismos de transporte de partículas: difusão por vórtices.	31
Figura 2.11: Mecanismos de transporte de partículas: inércia das partículas.	34
Figura 2.12: Diagrama de deposição de partículas e regimes de deposição.	37
Figura 3.1: Implementação do modelo de Lin <i>et al.</i> (1953).	50
Figura 3.2: Implementação do modelo de Friedlander e Johnstone (1957).	51
Figura 3.3: Implementação do modelo de Beal (1970).	53
Figura 3.4: Implementação do modelo de El-Shobokshy e Ismail (1980).	54
Figura 3.5: Implementação do modelo de Papavergos e Hedley (1984).	55
Figura 3.6: Implementação do modelo de Escobedo e Mansoori (1995).	56
Figura 3.7: Esquema do aparato experimental utilizado por Friedlander e Johnstone (1957).	58
Figura 3.8: Esquema do aparato experimental utilizado por Wells e Chamberlain (1967).	60

Figura 3.9: Esquema do aparato experimental utilizado por Liu e Agarwal (1974).....	62
Figura 3.10: Dados experimentais de Friedlander (1954).	65
Figura 3.11: Dados experimentais de Wells e Chamberlain (1967).	67
Figura 3.12: Dados experimentais de Liu e Agarwal (1974) e Agarwal (1975).....	68
Figura 3.13: Dados experimentais estudados.	69
Figura 3.14: Validação dos modelos: regime difusivo.	70
Figura 3.15: Validação dos modelos: regime de transição.	72
Figura 3.16: Validação dos modelos: regime inercial.	73
Figura 3.17: Validação dos modelos: regimes difusivo e de transição.....	74
Figura 3.18: Validação do modelo de Beal (1970) nos regimes difusivo e de transição.....	76
Figura 4.1: Análise de sensibilidade: influência do diâmetro dos precipitados.	83
Figura 4.2: Análise de sensibilidade: influência da velocidade média do escoamento.	86
Figura 4.3: Análise de sensibilidade: influência da viscosidade dinâmica do óleo.....	88
Figura 4.4: Análise de sensibilidade: influência da massa específica do óleo.	90
Figura 4.5: Análise de sensibilidade: influência da temperatura do óleo.	92
Figura 4.6: Análise de sensibilidade: influência do diâmetro da tubulação de produção.....	94

LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1: Elementos químicos presentes em uma típica amostra de asfalto	11
Tabela 2.2: Comparação das propriedades de óleos com problemas operacionais relacionados a asfaltos com óleos livres de problemas [de Boer <i>et al.</i> , 1995]:	15
Tabela 2.3: Intervalo de parâmetros de produção de petróleo considerados na avaliação do tempo de relaxação adimensional	39
Tabela 2.4: Intervalo de parâmetro calculados a partir do dados da Tabela 2.3	40
Tabela 3.1: Considerações de cada modelo e mecanismos de deposição incorporados	44
Tabela 3.2: Exemplo de escoamento turbulento de aerossol	49
Tabela 3.3: Resumo das principais características dos experimentos estudados	57
Tabela 3.4: Intervalos de parâmetros adimensionais dos experimentos	64
Tabela 3.5: Desvios médios dos modelos no regime difusivo	71
Tabela 3.6: Desvios médios dos modelos no regime de transição	72
Tabela 3.7: Desvios médios dos modelos no regime inercial	74
Tabela 3.8: Desvios médios dos modelos nos regimes difusivo e de transição	75
Tabela 4.1: Comparação entre parâmetros de deposição de asfaltos e aerossóis	80
Tabela 4.2: Comparação entre parâmetros adimensionais de deposição de asfaltos e aerossóis	81
Tabela 4.3: Caso base de deposição de asfaltos	82
Tabela 4.4: Análise de sensibilidade: influência do diâmetro dos precipitados	84
Tabela 4.5: Análise de sensibilidade: influência da velocidade média do escoamento	86
Tabela 4.6: Análise de sensibilidade: influência da viscosidade dinâmica do óleo	88
Tabela 4.7: Análise de sensibilidade: influência da massa específica do óleo	90
Tabela 4.8: Análise de sensibilidade: Influência da temperatura do óleo	93
Tabela 4.9: Análise de sensibilidade: influência do diâmetro da tubulação de produção	95

LISTA DE NOMENCLATURAS

SIGLAS		UNIDADES
C	Concentração de partículas instantânea (em y)	[g/cm ³]
C_0	Concentração de partículas junto à parede da tubulação	[g/cm ³]
C_{avg}	Concentração média de partículas no escoamento	[g/cm ³]
\bar{C}	Componente média temporal da concentração C (em y)	[g/cm ³]
C'	Componente flutuante da concentração C (em y)	[g/cm ³]
D_B	Difusividade Browniana	[cm ² /s]
d_t	Diâmetro da tubulação	[cm]
d_p	Diâmetro da partícula	[cm]
f_F	Fator de atrito de <i>Fanning</i>	
K	Coefficiente de transporte de massa	[cm/s]
K_B	Constante de <i>Boltzmann</i> - 1,38E-16	[g-cm ² /K-s]
K_d	Coefficiente de deposição de partículas ou velocidade de deposição de partículas	[cm/s]
K_d^+	Coefficiente de deposição de partículas adimensional ou velocidade de deposição adimensional	
m_p	Massa da partícula	[g]
N	Fluxo radial de partículas (em y)	[g/cm ² -s]
N_0	Fluxo de partículas para a superfície de deposição	[g/cm ² -s]
N_{Sc}	Número de Schmidt	
N_{Re}	Número de Reynolds	
s	Distância de parada	[cm]
s_+	Distância de parada adimensional	
t	Tempo	[s]
t_e	Tempo de vida dos menores vórtices do escoamento	[s]
t_p	Tempo de relaxação das partículas	[s]

t_+	Tempo de relaxação adimensional	
T	Temperatura do fluido	[K]
u	Velocidade axial instantânea do fluido (em y)	[cm/s]
U	Velocidade média do fluido	[cm/s]
u_*	Velocidade de atrito	[cm/s]
\bar{u}	Componente média temporal da velocidade u (em y)	[cm/s]
\bar{u}^+	Versão adimensional de \bar{u} (em y)	
u'	Componente flutuante da velocidade u (em y)	[cm/s]
u'_{RMS}	Valor quadrático médio (média RMS - Root Mean Square) da componente u' (em y)	[cm/s]
u'_{RMS}^+	Versão adimensional de u'_{RMS} (em y)	
V_0	Velocidade inicial de voo livre das partículas	[cm/s]
v	Velocidade radial instantânea do fluido (em y)	[cm/s]
\bar{v}	Componente média temporal da velocidade v (em y)	[cm/s]
\bar{v}^+	Versão adimensional de \bar{v} (em y)	
v'	Componente flutuante da velocidade v (em y)	[cm/s]
v'_{RMS}	Valor quadrático médio (média RMS - Root Mean Square) da componente v' (em y)	[cm/s]
v'_{RMS}^+	Versão adimensional de v'_{RMS} (em y)	
x	Posição da partícula durante o voo livre	[cm]
y	Distância da parede da tubulação	[cm/s]
y_+	Versão adimensional da distância da parede da tubulação	[cm]
ε	Difusividade de vórtices (em y)	[cm ² /s]
μ	Viscosidade dinâmica do fluido	[g/cm-s]
ν	Viscosidade cinemática do fluido	[cm ² /s]
ρ	Massa específica do fluido	[g/cm ³]
ρ_p	Massa específica da partícula	[g/cm ³]
τ	Tensão de cisalhamento (em y)	[dina/cm ²]
τ_0	Tensão de cisalhamento na parede da tubulação	[dina/cm ²]

1. INTRODUÇÃO

Garantia de escoamento é o termo utilizado na indústria do petróleo para designar o conjunto de técnicas propostas para se assegurar que os fluidos produzidos por um reservatório cheguem até a superfície da maneira planejada. Diversos problemas podem ocorrer nos poços e tubulações de transporte durante o escoamento do petróleo, causando quedas na produção ou mesmo a completa interrupção da vazão. Esses problemas variam desde falhas e danos (especialmente corrosão) em linhas e equipamentos até a deposição de partículas nas paredes das tubulações.

Nas últimas décadas, a redução das reservas petrolíferas no continente tem causado o aumento das atividades de exploração e produção em águas marinhas, incluindo-se campos em águas profundas e ultra-profundas. O petróleo produzido nessas regiões geralmente tem que ser transportado por longos trechos, sofrendo significativas variações termodinâmicas ao longo de sua trajetória. Essas condições aumentam o potencial para problemas de precipitação e deposição de sólidos. Deposição de asfaltenos e parafinas e formação de hidratos são exemplos comuns de problemas de garantia de escoamento que têm afetado a indústria, causando prejuízos de milhões de dólares.

Os asfaltenos são o tema estudado na presente dissertação. Além das variações termodinâmicas, a precipitação desses sólidos pode ser causada também por alterações na composição dos fluidos produzidos (durante operações de estimulação de poços ou de recuperação avançada de reservatórios). Uma vez precipitados, os asfaltenos podem se depositar em qualquer ponto da trajetória percorrida pelo petróleo do reservatório até a superfície, incluindo-se o próprio reservatório, a coluna de produção, as linhas de transporte e equipamentos da planta de processo das plataformas, conforme ilustrado na Figura 1.1.

No reservatório, principalmente na região próxima ao poço, esses depósitos causam dano à formação, como tamponamento de poros e inversão de molhabilidade, reduzindo a permeabilidade efetiva ao óleo e, conseqüentemente, as vazões de produção. No poço, os

depósitos reduzem a área aberta ao escoamento ou a fecham completamente, interrompendo o escoamento do fluido. Nas plataformas, os precipitados são carregados até os separadores e outros equipamentos, acumulando-se e prejudicando seu funcionamento.

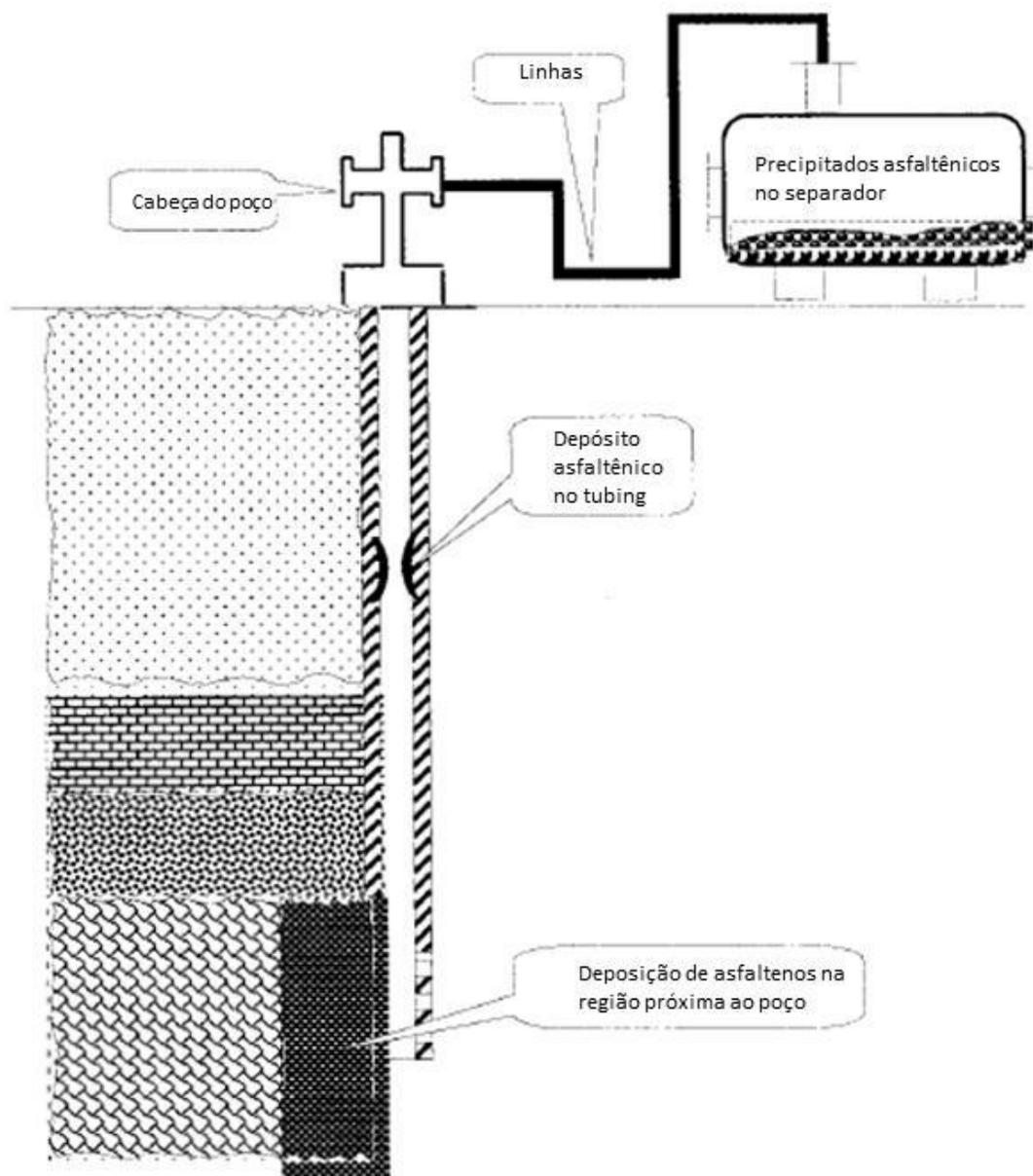


Figura 1.1: Regiões sujeitas à deposição de asfaltenos [Ahmed 2007, p. 459].

Leontaritis e Mansoori (1988) publicaram uma detalhada revisão de literatura sobre as experiências da indústria com a deposição de asfaltenos em poços. Os problemas geralmente

foram observados no início do desenvolvimento dos campos, após um curto período de produção a altas vazões (escoamento turbulento). Em todos os casos, foi observado que os depósitos estavam restritos a profundidades do poço nas quais a pressão do fluido encontrava-se acima da pressão de bolha do óleo, indicando que o escoamento multifásico com gás de alguma maneira impede a deposição. A Figura 1.2 ilustra uma tubulação com depósito de asfaltenos:



Figura 1.2: Deposição de asfalteno em tubulação [Mullins 2008].

Esses depósitos são materiais amorfos, de elevada dureza e resistência mecânica. Conseqüentemente, são bastante difíceis de serem removidos. Historicamente, as medidas remediativas adotadas para a limpeza de tais depósitos incluem lavagens químicas com solventes aromáticos, como o tolueno e o xileno, e a raspagem mecânica das superfícies com ferramentas a cabo e de flexitubo. Os resultados obtidos com essas medidas são variados e, frequentemente, são necessárias sucessivas tentativas, utilizando-se diferentes métodos, para que os depósitos sejam removidos.

Caso o potencial de um campo para a deposição de asfaltenos seja identificado antes do início de seu desenvolvimento, durante a fase de projeto do campo, medidas preventivas podem ser empregadas para se evitar ou reduzir o problema. Essas medidas envolvem tanto a adoção de técnicas especiais de completação quanto o estabelecimento de estratégias adequadas de produção. Dentro desse contexto, um simulador de escoamento em poço com capacidade de estimar taxas de deposição seria de grande importância para a indústria, pois poderia dar suporte à

seleção de medidas preventivas. No entanto, apesar da importância do tema, a literatura sobre a modelagem da deposição de asfaltenos é escassa e a compreensão do fenômeno ainda é limitada.

É importante mencionar ainda que a precipitação de asfaltenos é uma condição necessária, mas não suficiente, para a sua deposição. Há uma série de eventos pós-precipitação que irão definir se a deposição acontecerá ou não. Conforme ilustra o fluxograma da

Figura 1.3, uma vez precipitadas, as partículas de asfalteno tendem a se flocular, formando agregados de maior tamanho. Simultaneamente, as partículas começam a interagir umas com as outras e com o fluido, iniciando um movimento radial em direção à superfície interna da tubulação, o qual caracteriza o estágio inicial do processo de deposição. Ao chegar às imediações da parede, as partículas podem tanto ser aderidas quanto carregadas de volta ao seio do fluido. A aderência e permanência das partículas na parede da tubulação dependem de um delicado balanço entre as forças de adesão, as quais contribuem para mantê-las depositadas, e a força de arraste do fluido, a qual contribui para a reentrada das partículas no escoamento ou mesmo para a erosão dos depósitos previamente formados.

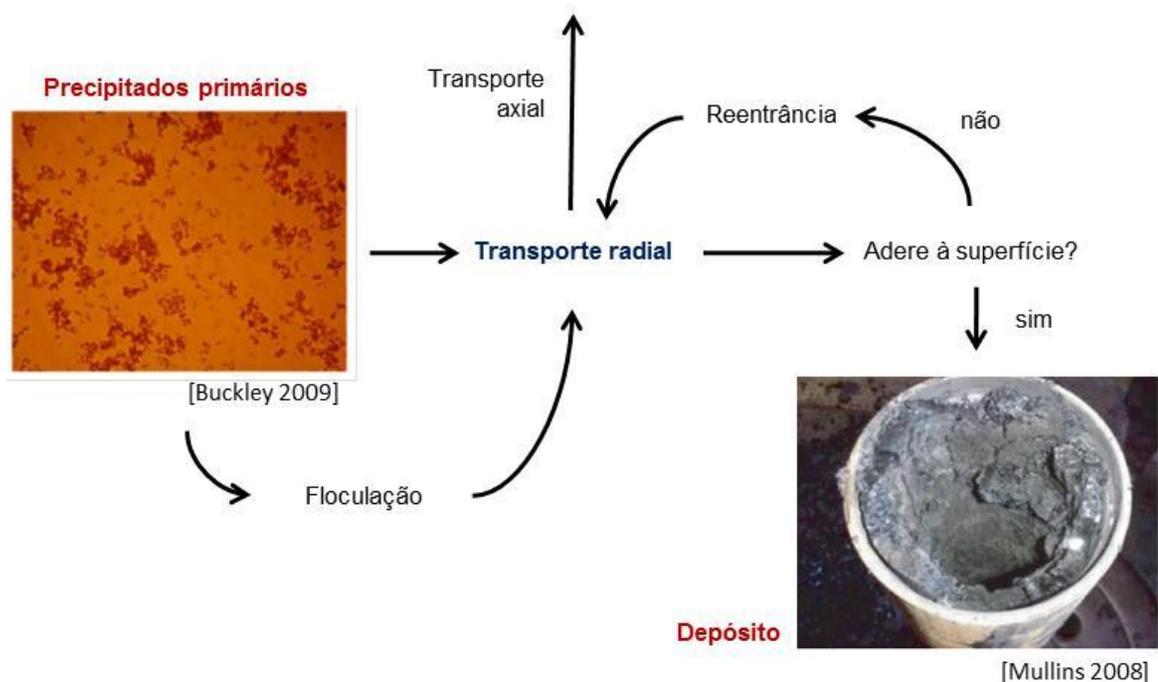


Figura 1.3: Fluxograma da deposição de asfaltenos.

O foco desta dissertação está no estágio inicial do processo de deposição, ou seja, no transporte radial das partículas até a parede das tubulações (destacado em azul na

Figura 1.3). Somente superfícies verticais lisas foram consideradas, o que anulou a influência da força gravitacional e da rugosidade dos tubos nas taxas de transporte. Efeitos térmicos e eletrostáticos também não foram considerados, embora sejam importantes para a deposição de asfaltenos e sua investigação seja recomendada para complementar o estudo realizado nesta dissertação.

1.1. Objetivos

O objetivo do presente trabalho foi estudar os asfaltenos e o transporte radial dessas partículas, originalmente dispersas no petróleo, até a parede das tubulações de produção. Esse objetivo principal pode ser detalhado da seguinte forma:

1. Realizar uma revisão de literatura sobre a caracterização físico-química dos asfaltenos, o histórico de problemas com esse sólido na indústria e as medidas preventivas e remediativas usualmente adotadas para o controle do problema;
2. Investigar teoricamente o transporte radial dos asfaltenos em escoamentos turbulentos verticais, buscando-se identificar e entender os principais mecanismos físicos responsáveis pela deposição desses sólidos;
3. Selecionar um modelo da literatura que seja adequado para prever as taxas de deposição de asfaltenos. O modelo deve ser teoricamente robusto, incorporando os mecanismos de transporte estudados anteriormente, e ser eficiente na previsão de dados de campo;
4. Aplicar o modelo selecionado para o estudo da deposição de asfaltenos, realizando-se uma análise de sensibilidade para se investigar a influência de propriedades das partículas, do escoamento e das tubulações nas taxas de deposição. Os resultados dessa análise devem ser interpretados com base nos mecanismos de transporte revisados anteriormente e em conceitos teóricos de fenômenos de transporte.

1.2. Metodologia

A literatura sobre a deposição de asfaltenos, tanto em termos de sua modelagem quanto em termos de dados experimentais publicados, é bastante escassa. Tal fato motivou uma investigação de outras áreas da engenharia nas quais a deposição de partículas também é estudada. Dentre essas, os maiores avanços no entendimento e na modelagem da deposição em escoamento turbulento foram encontrados na ciência de aerossóis, uma subárea da mecânica dos fluidos que estuda a deposição de partículas sólidas e líquidas dispersas em correntes de ar.

Para fundamentar o uso de modelos e dados experimentais de aerossol no estudo da deposição de asfaltenos, possibilitando-se o cumprimento dos objetivos propostos na última seção, uma consistente metodologia foi utilizada nesta dissertação. Essa metodologia pode ser detalhada nas seguintes etapas:

1. *Revisar conceitos de transferência de quantidade de movimento em escoamentos turbulentos.* Antes de se iniciar o estudo da deposição de partículas, é importante que o meio no qual elas encontram-se imersas (ou seja, o escoamento turbulento) esteja devidamente caracterizado e compreendido. Devem ser revisados nessa etapa os seguintes assuntos: vórtices de turbulência, camadas hidrodinâmicas de fluxo (teoria da camada limite) e distribuições de velocidades do fluido;
2. *Revisar conceitos de transferência de massa em escoamento turbulento.* Nessa etapa, devem ser investigadas as interações entre partículas de pequenas dimensões (submicrométricas) e o fluido, buscando-se entender como se dá o seu transporte radial até a parede da tubulação e quais os mecanismos físicos atuantes nesse processo;
3. *Revisar conceitos da teoria de aerossóis.* Nessa etapa, devem ser investigadas as interações entre partículas de grandes dimensões (micrométricas) e o fluido, complementando-se o estudo realizado na etapa 2. A deposição de pequenas e grandes partículas deve ser comparada e diferenciada com base nos mecanismos de transporte predominantes em cada caso;

4. *Selecionar, estudar e programar modelos de deposição de partículas da literatura.*

Deve ser realizada uma rigorosa revisão da teoria de modelos publicados, buscando-se esclarecer os mecanismos de transporte incorporados por cada um deles, seus limites de aplicação e potencial para utilização na previsão da deposição de asfaltenos. Pretende-se também implementar os modelos e comparar as curvas obtidas com aquelas apresentadas nas referências, para que se garanta a correta programação das equações;

5. *Selecionar, estudar e organizar dados experimentais de deposição de aerossol da literatura.* Os métodos experimentais utilizados nos trabalhos selecionados devem ser revisados para que se verifique a qualidade dos dados publicados. Pretende-se também organizar esses dados em um formato padronizado e comparar os resultados obtidos pelas diferentes fontes;

6. *Validar os modelos selecionados na etapa 4 com os dados experimentais selecionados na etapa 5.* Uma vez implementados os modelos e organizados os dados experimentais, pode-se realizar um estudo de validação dos modelos com esses dados. A partir dos desvios médios calculados, é possível se avaliar a qualidade das previsões de cada modelo;

7. *Selecionar um modelo para ser utilizado na deposição de asfaltenos.* Com base nos resultados obtidos no estudo da teoria dos modelos (etapa 4) e no estudo de validação (etapa 6), um dos modelos deve ser selecionado para prever a deposição de asfaltenos. É importante ainda que sejam estabelecidos critérios e limites de aplicação para que esse modelo, validado com dados experimentais de correntes de aerossol, possa ser utilizado na deposição de asfaltenos.

1.3. Organização

Esta dissertação encontra-se organizada em cinco capítulos: 1–INTRODUÇÃO, 2–REVISÃO BIBLIOGRÁFICA, 3–ESTUDO DA DEPOSIÇÃO DE PARTÍCULAS, 4–ESTUDO DA DEPOSIÇÃO DE ASFALTENOS e 5–CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES.

O Capítulo 1 contém a apresentação do tema estudado, os objetivos do trabalho, a metodologia utilizada e a organização da dissertação.

O Capítulo 2 contém a revisão de literatura do trabalho, dividida em duas partes. Na primeira delas, foi feita uma revisão sobre os asfaltenos e sua ocorrência na indústria do petróleo, cumprindo-se o primeiro objetivo desta dissertação. Na segunda, foram revisados conceitos fundamentais das teorias de fenômenos de transporte e de aerossóis (etapas 1, 2 e 3 da metodologia), identificando-se os principais mecanismos de transporte de partículas em escoamentos turbulentos e cumprindo-se o segundo objetivo do trabalho.

O Capítulo 3 contém um estudo de modelos de deposição de partículas e de dados experimentais de deposição de aerossóis da literatura (etapas 4 e 5 da metodologia). Nesse capítulo foi realizado ainda o estudo de validação dos modelos e a seleção de um deles para prever a deposição de asfaltenos (etapas 6 e 7 da metodologia), cumprindo-se o terceiro objetivo do trabalho.

O Capítulo 4 contém um estudo da deposição de asfaltenos. O modelo selecionado anteriormente foi aplicado em uma análise de sensibilidade e os resultados obtidos foram discutidos para se identificar os mecanismos de transporte responsáveis pela deposição dos asfaltenos, cumprindo-se o quarto e último objetivo do trabalho.

Por fim, no Capítulo 5 são apresentadas as conclusões e recomendações do trabalho.

2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Este capítulo contém a revisão de literatura da presente dissertação. Para uma melhor organização do texto, tal revisão encontra-se dividida em três seções: *2.1–Asfaltenos*, *2.2–Deposição de Partículas durante Escoamentos Turbulentos* e *2.3–Considerações Finais*.

2.1. Asfaltenos

Esta seção foi dividida em outras três subseções. Na *Subseção 2.1.1–Fluidos Petrolíferos e Frações SARA* foi feita uma breve revisão sobre a composição química do petróleo e, em seguida, foi apresentada a definição dos asfaltenos. Na *Subseção 2.1.2–Estrutura Físico-Química dos Asfaltenos* foi realizada uma descrição das principais características dos asfaltenos, explorando-se aspectos de sua estrutura físico-química e organização molecular. Na *Subseção 2.1.3–Precipitação e Deposição de Asfaltenos* foram apresentadas as principais causas da precipitação e deposição de asfaltenos, exemplificando-se cada uma com casos reportados na literatura.

2.1.1. Fluidos Petrolíferos e Frações SARA

O petróleo é uma complexa mistura de compostos químicos, contendo tanto hidrocarbonetos quanto não-hidrocarbonetos. As moléculas de não-hidrocarbonetos do petróleo são, em geral, longas estruturas formadas por átomos de carbono e hidrogênio, com um ou mais heteroátomos substituintes. Esses heteroátomos podem ser de nitrogênio, oxigênio e enxofre (formando compostos orgânicos) ou de vanádio, níquel e ferro (formando compostos organometálicos). A fração de não-hidrocarbonetos pode variar de quantidades tão pequenas quanto 3% (porcentagem em massa), nos óleos leves, a tão grandes quanto 50% nos óleos pesados (Mullins *et al.* 2007, p. 619).

Uma ferramenta muito utilizada nos estudos de garantia de escoamento é a divisão do petróleo em frações SARA – saturados, aromáticos, resinas e asfaltenos. Essa divisão é

conveniente porque a precipitação de sólidos orgânicos está relacionada à proporção e interação entre essas quatro classes do petróleo.

A fração saturada é uma classe apolar, que reúne os alcanos e cicloalcanos. Os alcanos são hidrocarbonetos saturados (somente ligações simples nas moléculas) com cadeia linear ou ramificada, nas quais o número de átomos de carbono varia, normalmente, entre cinco e quarenta. Os cicloalcanos são hidrocarbonetos saturados que contêm uma ou mais estruturas cíclicas de átomos de carbono. Em geral, os saturados são a fração mais leve do petróleo bruto e sua proporção em uma amostra diminui com o aumento do peso molecular do fluido. Nessa classe se inserem as parafinas, que são compostos formados principalmente por alcanos de cadeia linear contendo entre vinte e trinta átomos de carbono. Em condições de reservatório, esses compostos tendem a permanecer solubilizados no petróleo. Alterações na temperatura do fluido durante seu escoamento no poço e linhas de produção podem desestabilizar o equilíbrio termodinâmico do sistema e levar à precipitação e deposição de sólidos parafínicos. A precipitação desses sólidos também pode ocorrer devido a variações na pressão do fluido e pela perda de frações voláteis, as quais atuam como solventes naturais dos compostos parafínicos (Ahmed 2007, p. 495).

A fração aromática reúne as moléculas levemente polares que apresentam um ou mais anéis benzênicos em sua estrutura. Além dos anéis de benzeno, a maioria dos aromáticos contém também grupos de alcanos e cicloalcanos em suas moléculas. Deve-se observar, no entanto, que moléculas que possuem anéis benzênicos, mas que têm grande polaridade e peso molecular podem vir a fazer parte da classe das resinas ou dos asfaltenos, não sendo consideradas fração aromática.

As resinas são definidas como a fração de petróleo que é insolúvel em propano líquido e solúvel em alcanos de maior cadeia molecular, como, por exemplo, o pentano. Geralmente, as moléculas de resina apresentam uma extremidade altamente polar (a qual pode conter heteroátomos de oxigênio, enxofre e nitrogênio) e uma cauda apolar (formada por um grupo de alcanos).

Os asfaltenos são definidos como a fração do petróleo que é insolúvel em alcanos leves, como, por exemplo, o pentano, mas solúvel em aromáticos, como tolueno e o benzeno. Essa

fração é altamente polar e contém a maior porcentagem de heteroátomos (O, S, N) e constituintes organometálicos (Ni, V, Fe) do petróleo.

2.1.2. Estrutura Físico-Química dos Asfaltenos

A estrutura molecular dos asfaltenos é um tema bastante complexo, com constantes avanços e muitas questões ainda não esclarecidas. Para uma típica amostra de asfalto proveniente de óleo bruto, é esperada a distribuição de elementos químicos mostrada na Tabela 2.1, a qual resulta em uma relação H/C de 1,045 (Mullins, 2008):

Tabela 2.1: Elementos químicos presentes em uma típica amostra de asfalto

Elemento	% em massa
Carbono	81,07
Hidrogênio	7,11
Nitrogênio	1,02
Oxigênio	1,60
Enxofre	8,94

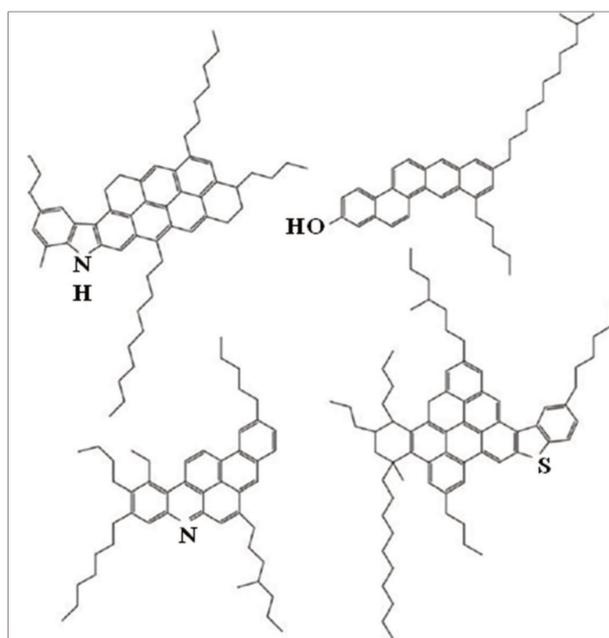


Figura 2.1: Estrutura das moléculas de asfalto [Mullins 2008]

Com relação à estrutura das moléculas, um modelo bastante difundido na literatura, consistente com um grande número de estudos, considera que as moléculas de asfalteno são formadas por um núcleo, contendo anéis de carbono, ao qual se ligam cadeias de alcanos, formando uma estrutura semelhante a uma mão humana. A Figura 2.1 mostra exemplos de moléculas de asfalteno com a estrutura descrita.

A quantidade de anéis no núcleo das moléculas de asfalteno é variável, mas, normalmente, permanece em torno de sete, resultando em um núcleo de dimensões da ordem de 10 Å. Estes anéis são, em sua maioria, aromáticos, mas existem também anéis alicíclicos, contendo cadeias de alcanos, e outros contendo heteroátomos de N, S e O.

2.1.3. Precipitação e Deposição de Asfaltenos

A precipitação de asfaltenos depende de um delicado equilíbrio entre as quatro frações SARA do petróleo. A Figura 2.2 mostra um modelo simplificado da organização dessas frações no fluido:

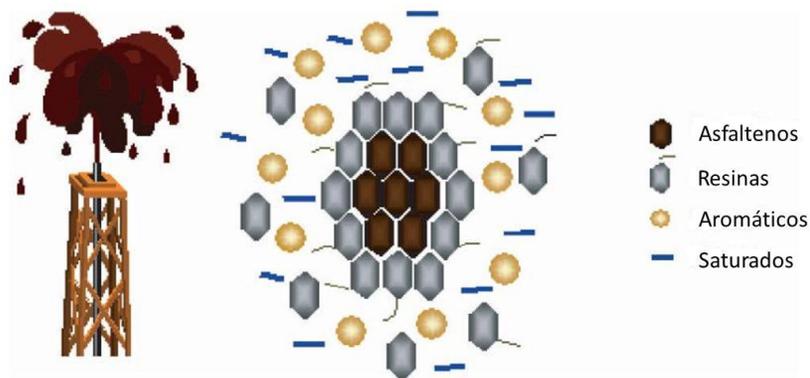


Figura 2.2: Modelo de organização das frações SARA no petróleo [Mullins *et al.* 2007, p. 626]

Conforme ilustra a Figura 2.2, as moléculas de asfalteno tendem a se atrair mutuamente, formando agregados conhecidos como micelas. As micelas são mantidas dispersas no óleo como uma suspensão coloidal, estabilizada por moléculas de resina. Considera-se que a parte mais polar das moléculas de resina é atraída pelas moléculas de asfalteno, formando uma espécie de envoltório em torno das micelas. O componente parafínico da molécula de resina age como uma

cauda, compondo a transição gradual entre as micelas, altamente polares, e a fase líquida (composta pelas frações saturada, aromática e por uma parcela das resinas), relativamente apolar.

Do ponto de vista microscópico, a precipitação de asfaltenos ocorre quando há alguma alteração nas condições do fluido (composição, pressão ou temperatura) que faça com que as resinas desorbitem os asfaltenos, buscando reestabelecer o equilíbrio termodinâmico da mistura. Como consequência da saída das resinas, as micelas são forçadas a se aglomerar para que sua energia livre de superfície seja reduzida. Dependendo da extensão a que as micelas se agregam, partículas sólidas começam a se precipitar (Mullins *et al.* 2007, p. 626). Os precipitados asfaltênicos primários têm dimensões de alguns nanômetros e crescem se floculando, podendo atingir dezenas de micra. A massa específica desses precipitados geralmente é avaliada como 1.200 Kg/m^3 (Eskin *et al.* 2009).

Hammani *et al.* (1998) investigaram o efeito da concentração de resinas na estabilidade de amostras de petróleo do Mar do Norte. A Figura 2.3 (a) ilustra de maneira esquemática o experimento:

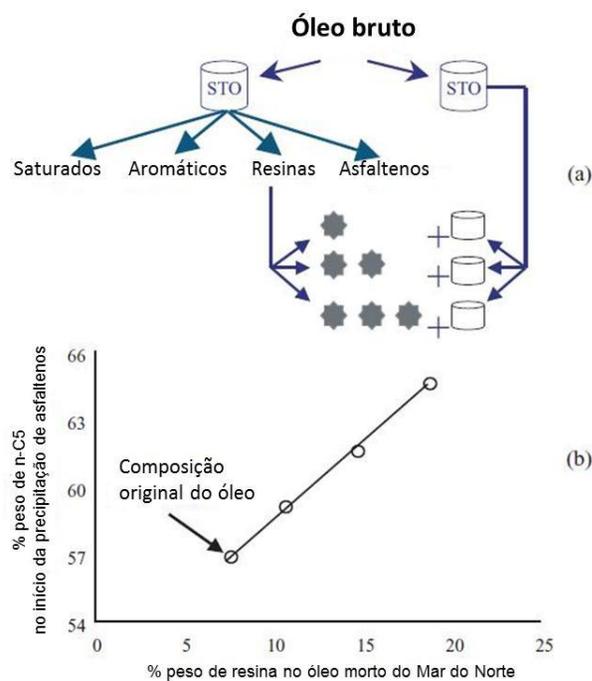


Figura 2.3: Efeito das resinas para a estabilidade do asfalteno a 25 °C e 690 kPa. a) Metodologia experimental e b) Resultados da titulação [Hammani *et al.* 1998]

Primeiramente, amostras de óleo bruto foram submetidas a uma análise SARA para se isolar um determinado volume de resina. Em seguida, esse volume foi utilizado na preparação de amostras de óleo com diferentes porcentagens de resina. Finalmente, as amostras preparadas foram submetidas a testes de titulação para se determinar as concentrações crítica de n-pentano necessárias para se induzir a precipitação de asfaltenos. Os resultados obtidos encontram-se apresentados na Figura 2.3 (b). Pode-se notar que a concentração crítica de n-pentano aumenta de forma aproximadamente linear com a concentração de resinas da amostra. Esse resultado reforça a teoria de que as resinas atuam como agentes dispersantes das partículas de asfalto, promovendo sua estabilidade em suspensão no petróleo.

Do ponto de vista macroscópico, em situações de campo, a precipitação de asfaltenos pode ser causada pelos seguintes fatores:

- mudanças na composição do petróleo, devido à injeção de fluidos no reservatório em operações de recuperação avançada ou de estimulação de poços;
- mudanças na pressão do fluido, devido à depleção do reservatório ou mesmo às perdas de carga no meio poroso e tubulações de produção;
- mudanças na temperatura do fluido, devido às trocas de calor durante o escoamento até a superfície.

As variações de composição são o principal agente indutor de precipitação, seguido das variações na pressão do fluido. A temperatura tem efeito menos importante e ainda não há consenso a respeito de seu papel para os problemas com asfaltenos enfrentados pela indústria (Ahmed 2007, p. 462).

Influência das Características do Fluido

de Boer *et al.* (1995) estudaram e compararam as propriedades de amostras de petróleo do Mar do Norte e do Kuwait nas quais foram encontrados problemas de precipitação de asfaltenos com aquelas que operaram livres de problemas. A Tabela 2.2 resume alguns dos resultados do trabalho:

Tabela 2.2: Comparação das propriedades de óleos com problemas operacionais relacionados a asfaltenos com óleos livres de problemas [de Boer *et al.*, 1995]:

		Óleos com pouco ou nenhum problema	Óleos com problemas severos
Nome		Mar do Norte D1 Mar do Norte D2 Mar do Norte D3 Mar do Norte D4 Mar do Norte A1	Mar do Norte F Kwait A2 Kwait B Kwait M1 Kwait M2
Composição do óleo vivo	C1-C3 C7+ asfaltenos	< 27 % molar > 59 % molar > 3 % peso*	> 37 % molar < 46 % molar < 0,5 % peso
Composição do óleo morto	saturados aromáticos frações pesadas asfaltenos	≤ 62 % peso ≥ 26 % peso > 11 % peso > 3 % peso	≥ 75 % peso ≤ 22 % peso < 4 % peso ≤ 1 % peso
Propriedades	ponto de bolha pressão do reservatório $\kappa(P_b, T_R)$ $\kappa(P_b, T_R)$	< 6,2 MPa < 35 MPa < $1,6 \times 10^{-9}$ / Pa < $1,0 \times 10^{-9}$ / Pa	> 10 MPa > 40 MPa > $2,3 \times 10^{-9}$ / Pa > $1,2 \times 10^{-9}$ / Pa
* Como exceção, Mar do Norte D3 continha apenas 0,3% de asfaltenos			

A tabela mostra que, para as amostras estudadas, a maior parte dos problemas com asfaltenos ocorreu com óleos leves, ricos em compostos C₁-C₃ (conteúdo maior que 37 % em moles), com conteúdo C₇₊ relativamente pequeno (menor que 46 % em moles) e que apresentavam altas pressões de bolha (maiores que 10 MPa) e altas compressibilidades (maiores que $1,2 \times 10^{-9}$ MPa nas condições de reservatório).

É interessante observar que as amostras com essas características continham pequeno conteúdo asfáltênico (menor que 0,5 % em peso). Essa maior propensão dos óleos leves, com baixo teor de asfaltenos, ao desenvolvimento de problemas pode ser explicada pelo fato de esses

óleos em geral apresentarem também pequeno teor de resinas. Como as resinas atuam favorecendo a manutenção das micelas de asfalto em suspensão, sua presença em menor quantidade torna o petróleo mais instável.

Efeito da Mudança da Composição do Fluido

A acidificação de matriz é uma técnica bastante difundida na indústria do petróleo para aumentar a produtividade dos poços. A injeção de fluidos ácidos na formação estimula o reservatório, tratando eventuais danos e aumentando o índice de produtividade do poço. Por outro lado, caso o tratamento não seja dimensionado adequadamente, há risco de se ter o efeito contrário, com o aumento da razão de dano devido à precipitação de asfaltos e outros sólidos. Os fluidos ácidos alteram o pH do reservatório, o que pode desestabilizar o delicado equilíbrio entre as frações SARA, responsável por manter os asfaltos dispersos no petróleo na forma de uma suspensão coloidal. Com isso, sólidos asfálticos podem ser precipitados e, em seguida, virem a se depositar nas proximidades do poço e/ou coluna de produção. Para que esses problemas sejam evitados, os fluidos utilizados em operações de estimulação devem ser previamente testados quanto à sua compatibilidade com o petróleo do reservatório. Muitos campos da Venezuela tiveram histórico de formação de depósitos asfálticos após operações de acidificação, com tamponamento parcial e total de poços (Lichaa e Herrera 1975).

Os métodos de recuperação avançada são geralmente aplicados em campos depletados, com o objetivo de se produzir o petróleo remanescente no reservatório após as recuperações primária e secundária. Dois importantes métodos de recuperação avançada são a injeção de CO₂ e a injeção de gás. Em ambos os casos, os fluidos injetados formam uma frente miscível com o petróleo, deslocando-o para que seja produzido.

Em presença de água, o CO₂ leva à acidificação dos fluidos do reservatório. De maneira análoga ao que foi explicado para os tratamentos ácidos de matriz, essa alteração do pH dos fluidos pode levar à precipitação de asfaltos, com potencial para gerar deposição no reservatório e tubulações de produção. A planta de Little Creek, no Mississippi, funcionou livre de problemas com asfaltos durante as fases de recuperação primária e secundária do campo. No entanto, quando técnicas de injeção de CO₂ foram aplicadas, depósitos de asfaltos começaram a ocorrer no campo, causando danos permanentes em alguns casos (Tuttle 1983).

A injeção miscível de gás no reservatório atua de maneira semelhante à adição de solvente parafínico a uma amostra durante um teste de titulação. Nesse processo, os saturados adicionados perturbam o equilíbrio entre as frações SARA, fazendo com que as resinas desorbem as micelas, o que pode levar à agregação e precipitação de asfaltenos. Foi o que ocorreu no campo Rainbow, em Alberta, Canadá. O campo produziu livre de problemas com asfaltenos até que foi iniciada recuperação avançada com injeção de gás. Pouco tempo após o início da utilização do método, graves problemas de deposição de sólidos começaram a ocorrer, sendo que 97% dos precipitados eram asfaltenos (Nagel *et al.* 1990, *apud* Sarma 2003).

Além dos métodos de estimulação e recuperação avançada, a própria depleção do campo leva a alterações na composição dos fluidos do reservatório. Isto porque, com a depleção, os componentes mais leves tendem a se precipitar da fase líquida, levando a uma diminuição na quantidade de saturados dissolvidos no petróleo remanescente. Nesse caso, no entanto, a alteração de composição é benéfica, pois as frações leves competem com os asfaltenos pela solvência no petróleo. Na medida em que o reservatório vai sendo produzido e o óleo remanescente vai se tornando mais pesado, os problemas com asfaltenos tendem então a diminuir (Sarma 2003).

Efeito da Mudança da Pressão do Fluido

A descompressão de uma amostra de petróleo a partir da pressão do reservatório (acima do ponto de bolha) faz com que a fração volumétrica relativa dos componentes leves aumente, pois a compressibilidade desses componentes é maior que a dos pesados. Tais mudanças nos volumes parciais das frações do óleo atuam de maneira semelhante à adição de alcanos leves a uma amostra, podendo induzir a precipitação de asfaltenos. Em uma descompressão, o ponto no qual se verifica o aparecimento dos primeiros sólidos recebe o nome de pressão de início de precipitação de asfaltenos. A quantidade precipitada é máxima imediatamente acima do ponto de bolha, quando o efeito da variação dos volumes parciais das frações leves e pesadas também é máximo. Essa mudança na solubilidade do asfalteno com a redução da pressão é mais pronunciada para óleos leves, altamente saturados com gás, do que para óleos pesados.

Abaixo do ponto de bolha, a redução da pressão tem o efeito oposto. Nesse caso, a descompressão faz com que as frações mais leves saiam de solução, causando mudança na

composição da fase líquida e aumento de sua densidade. Essa mudança na composição do óleo favorece sua estabilidade, uma vez que as frações leves competem com os asfaltenos pela solvência no petróleo bruto, conforme descrito anteriormente.

A Figura 2.4 mostra os comportamentos distintos observados com a queda da pressão:

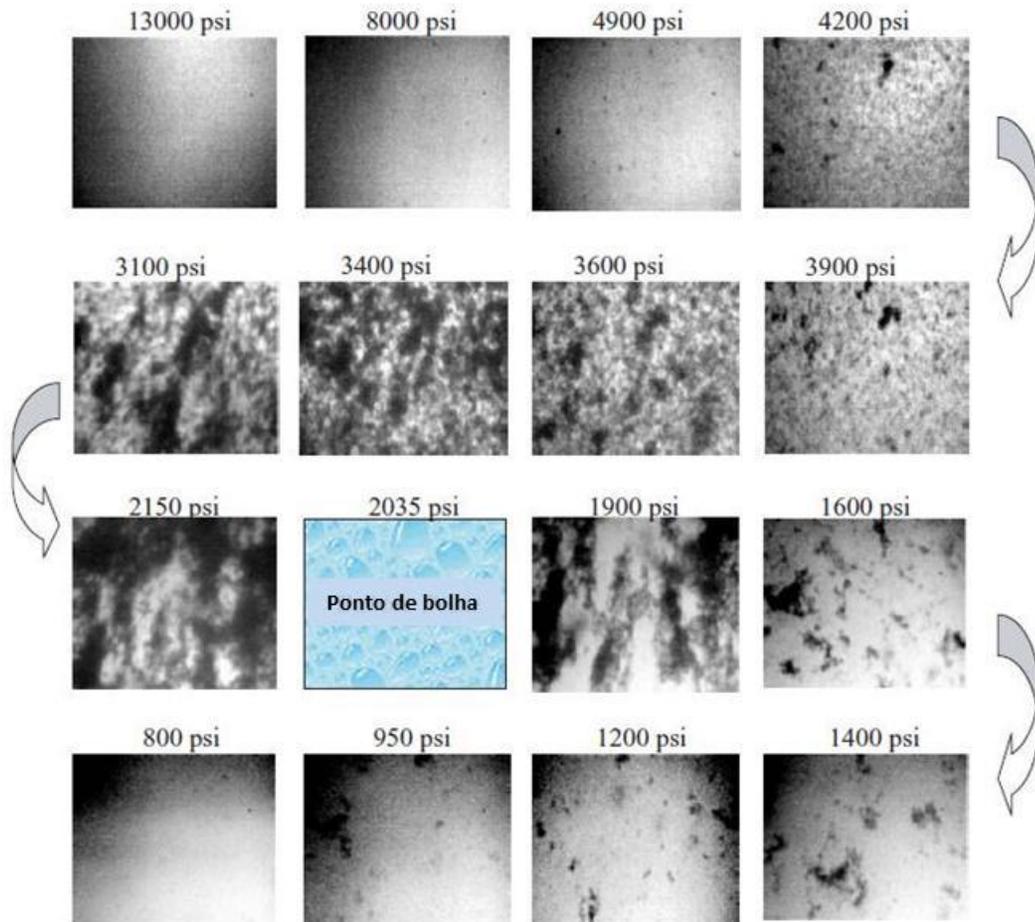


Figura 2.4: Observação microscópica da despressurização de uma amostra de fluido na temperatura do reservatório acima e abaixo de seu ponto de bolha [Mullins *et al.* 2007, p. 651]

A figura ilustra a descompressão contínua de uma amostra de petróleo de 13.000 psi até 800 psi (pressão de bolha do fluido igual a 2.035 psi). Inicialmente, tem-se presente uma única fase, líquida. Com a descompressão, observa-se a precipitação de um material sólido asphaltênico de coloração escura. A quantidade de material precipitado é máxima a 2.150 psi, pressão essa imediatamente acima do ponto de bolha do fluido. Prosseguindo-se com a descompressão,

verifica-se que a quantidade de material disperso vai continuamente diminuindo, devido à reentrada dos asfaltenos em solução. Considerando-se essa relação entre a pressão do fluido e a precipitação de asfaltenos, uma das medidas historicamente adotadas para solucionar os problemas com esses sólidos foi o controle da pressão dos fluidos durante a produção.

Desde o início de seu desenvolvimento, o campo de Hassi Messaoud, na Argélia, encontrou sérios problemas de deposição de asfaltenos em poços. Após cerca de quinze dias de produção, os depósitos nos poços causavam quedas de 20 a 25% na pressão da cabeça do poço e um declínio considerável na produção. O estudo do volume, formato e perfil dos depósitos indicou que o ponto mais propício à deposição era aquele no qual a pressão era ligeiramente superior ao ponto de bolha do fluido produzido. Com base nesse fato, Hasket e Tartera (1965) sugeriram que a deposição de asfaltenos poderia ser reduzida produzindo-se o petróleo abaixo de sua pressão de bolha. Válvulas foram instaladas em profundidades adequadas em cinco poços diferentes para induzir escoamento bifásico ao longo da tubulação. Os resultados obtidos foram satisfatórios, dispensando-se a necessidade de limpezas regulares das tubulações e melhorando-se a produtividade dos poços.

O campo de Ventura, na Califórnia, apresentou graves problemas de deposição de asfaltenos tanto durante a etapa de recuperação primária do reservatório, quanto durante as etapas de recuperação secundária e avançada (Tuttle 1983). Os problemas foram tão severos que muitos poços tiveram que ser abandonados e reperfurados em novas locações, o que gerou grande impacto econômico no projeto. Durante o estágio inicial de produção, a recirculação de óleo foi usada numa tentativa de diluir o petróleo bruto e, conseqüentemente, reduzir a tendência à precipitação dos asfaltenos. Tratamentos com solvente e circulações em contracorrente e normal de óleo quente também foram tentados, obtendo-se resultados variados. Os problemas somente foram controlados depois que a pressão no fundo do poço foi mantida abaixo do ponto de bolha do óleo.

Efeito da Mudança da Temperatura do Fluido

Os processos de precipitação e deposição de asfaltenos apresentam pouca dependência da temperatura. Além dessa importância secundária, a influência da temperatura no fenômeno

permanece quase desconhecida. Alguns autores sugerem que a precipitação aumenta com a temperatura, devido a uma diminuição na solvência do fluido. Outros afirmam que o volume de asfaltenos precipitado é minimizado, pois o aumento da temperatura levaria à diminuição do tamanho médio das partículas geradas (Ahmed 2007, p. 462).

2.2. Deposição de Partículas durante escoamentos Turbulentos

Uma vez precipitadas, seja por variações de composição, pressão ou temperatura, as partículas de asfalto passam a interagir entre si e com o fluido escoado, iniciando um movimento radial em direção à parede da tubulação.

Esta seção tem o objetivo de introduzir conceitos fundamentais sobre o transporte radial de partículas em escoamentos turbulentos, tendo sido dividida em três subseções. Na *Subseção 2.2.1–Definição de Parâmetros* foram apresentados os principais parâmetros utilizados no estudo da deposição. Na *Subseção 2.2.2–Transferência de Quantidade de Movimento* foram apresentadas a estrutura hidrodinâmica de turbulência e os perfis de velocidade do fluido. Na *Subseção 2.2.3–Transferência de Massa* foram discutidos os principais mecanismos responsáveis pelo transporte radial das partículas e foi apresentado o diagrama de deposição.

2.2.1. Definição de Parâmetros

A Figura 2.5 ilustra o problema estudado na presente dissertação: um escoamento turbulento vertical ascendente, com partículas dispersas depositando-se na superfície interna lisa de uma tubulação.

Definindo-se alguns parâmetros do fluido, das partículas e do tubo:

- ρ : massa específica do fluido;
- μ : viscosidade dinâmica do fluido;
- ν : viscosidade cinemática do fluido ($\nu = \mu/\rho$);
- T : temperatura do fluido;
- ρ_p : massa específica das partículas;

- d_p : diâmetro médio das partículas;
- d_i : diâmetro do tubo.

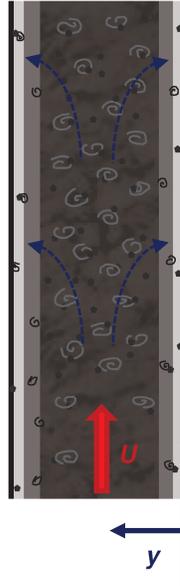


Figura 2.5: Escoamento vertical turbulento com partículas dispersas depositando-se.

A seta em vermelho na Figura 2.5 representa a velocidade média do escoamento, U , a qual pode ser calculada por meio da divisão da vazão do fluido pela área da seção transversal da tubulação.

A velocidade de atrito, u_* , é um parâmetro frequentemente utilizado para se caracterizar o grau de turbulência de um escoamento. No estudo da deposição de partículas, esse parâmetro é geralmente empregado para se adimensionalizar outras variáveis, como a velocidade média do escoamento. A equação a seguir mostra a definição da velocidade de atrito:

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}}. \quad 2.1$$

A tensão de cisalhamento na parede da tubulação, τ_0 , pode ser calculada pela expressão:

$$\tau_0 = \frac{f_F}{2} \rho U^2. \quad 2.2$$

Para escoamentos turbulentos em tubos lisos, o fator de atrito de Fanning, f_F , pode ser calculado pela correlação de Blasius (válida no intervalo $2.800 \leq N_{Re} \leq 10^5$), dada por:

$$f_F = 0,0791 N_{Re}^{-0,25}. \quad 2.3$$

O número de Reynolds do escoamento, N_{Re} , é definido como:

$$N_{Re} = \frac{\rho U d_t}{\mu}. \quad 2.4$$

Substituindo-se a Eq. 2.2 em 2.1, a velocidade de atrito pode ser reescrita como:

$$u_* = U \sqrt{f_F / 2}. \quad 2.5$$

O parâmetro y , destacado em azul na Figura 2.5, representa a distância de um ponto do escoamento em relação à superfície interna da tubulação. Os eventos de maior importância relacionados à deposição de partículas ocorrem nas proximidades da parede da tubulação, em uma região na qual $y < d_t$. Tal fato torna possível o uso de coordenadas cartesianas no equacionamento da deposição, o que simplifica o desenvolvimento matemático do problema. É comum ainda o uso de uma versão adimensional de y , definida como:

$$y_+ = \frac{u_*}{\nu} y. \quad 2.6$$

O diâmetro da tubulação e o diâmetro das partículas podem ser adimensionalizados de maneira análoga, conforme segue:

$$d_t^+ = \frac{u_*}{\nu} d_t \quad 2.7$$

e

$$d_p^+ = \frac{u_*}{\nu} d_p. \quad 2.8$$

As setas tracejadas na Figura 2.5 ilustram o movimento das partículas, originalmente dispersas no fluido, em direção à superfície interna da tubulação. O fluxo radial de partículas, N , é definido como a quantidade de material que atravessa uma unidade de área em uma unidade de

tempo. Se avaliado na posição da parede, N é a própria taxa de deposição de partículas, sendo designado, nesse caso, por N_0 .

A concentração local de partículas, C , é definida como a quantidade de partículas em suspensão por unidade de volume do fluido que as carrega. A concentração de partículas a uma distância infinitesimal da parede será designada por C_0 . A concentração média de partículas no escoamento, C_{avg} , é definida como a quantidade de partículas existentes na seção da tubulação, dividida pelo volume de fluido que as carrega.

O coeficiente de transporte de massa para a parede da tubulação é definido como:

$$K = \frac{N_0}{C_{avg} - C_0}. \quad 2.9$$

No estudo da deposição, é mais comum o uso do coeficiente de deposição de partículas, definido como:

$$K_d = \frac{N_0}{C_{avg}}. \quad 2.10$$

A comparação entre as Eqs. 2.9 e 2.10 mostra que a diferença entre as elas é a ausência do termo C_0 no denominador da Eq. 2.10. Essa equação em geral é preferida no estudo da deposição, pois permite que o fluxo de partículas para a parede da tubulação seja prontamente computado pelo produto $K_d \cdot C_{avg}$. A análise dimensional do coeficiente K_d mostra que esse parâmetro tem unidade de velocidade:

$$K_d = \frac{N_0}{C_{avg}} \Rightarrow \frac{\left(\frac{M}{L^2 T}\right)}{\left(\frac{M}{L^3}\right)} = (L/T). \quad 2.11$$

Por esse motivo, K_d também é conhecido como velocidade de deposição de partículas. O parâmetro pode ser adimensionalizado com o auxílio da velocidade de atrito, conforme segue:

$$K_d^+ = \frac{K_d}{u_*}. \quad 2.12$$

2.2.2. Transferência de Quantidade de Movimento

Após definir os principais parâmetros utilizados no estudo da deposição de partículas, serão revisados nesta subseção conceitos fundamentais de transferência de quantidade de movimento em fluidos, começando-se pelo regime laminar e concluindo-se com o regime turbulento. Para essa revisão, serão considerados escoamentos em regime permanente e sem partículas dispersas.

O regime laminar ocorre para escoamentos de baixa velocidade, com números de Reynolds inferiores a 2.100 (considerando-se tubulações de seção circular). Nesse regime, as partículas fluidas movem-se em camadas lisas (ou lâminas), possuindo apenas a componente da velocidade na direção do escoamento, a qual tem valor constante ao longo do tempo. No regime laminar, a quantidade de movimento é transferida exclusivamente por efeito da viscosidade do fluido e a tensão de cisalhamento pode ser expressa pela lei de Newton da viscosidade:

$$\tau = \mu \frac{du}{dy}, \quad 2.13$$

onde τ e u são, respectivamente, a tensão de cisalhamento e a velocidade do fluido a uma distância y da parede da tubulação.

O regime turbulento ocorre para escoamentos de alta velocidade, com números de Reynolds superiores a 2.100. Esse regime é caracterizado pela existência de vórtices de turbulência, os quais são flutuações aleatórias na direção e intensidade da velocidade do fluido. A Figura 2.6 ilustra um escoamento turbulento vertical ascendente, com a presença dos vórtices. A figura mostra também as velocidades axial e radial do fluido representadas em termos de uma componente média temporal e outra oscilatória ($u = \bar{u} + u'$ e $v = \bar{v} + v'$, respectivamente). Como o escoamento é axial vertical, a componente média radial \bar{v} é nula. Por definição, os valores médios das componentes oscilatórias também são nulos. Deve-se notar, no entanto, que as médias *RMS* (*root mean square* / valor quadrático médio) dessas componentes flutuantes, u'_{RMS} e v'_{RMS} , não são nulas. Para melhor organização deste texto, as equações para \bar{u} , u'_{RMS} e v'_{RMS} foram apresentadas ao final desta subseção.

Conforme foi representado na Figura 2.6, a frequência e intensidade dos vórtices variam ao longo da seção do escoamento, definindo três regiões hidrodinâmicas de fluxo: camada

turbulenta, região de transição e subcamada viscosa. Frequentemente, a região de transição e a subcamada viscosa são consideradas em conjunto, sob a denominação de camada limite.

A camada turbulenta ocorre na porção central da tubulação (para $y_+ > 30$). Conforme pode ser observado no perfil de velocidades representado na Figura 2.6, essa região se caracteriza por altas velocidades do fluido, o que faz com que os vórtices tenham grande frequência e intensidade.

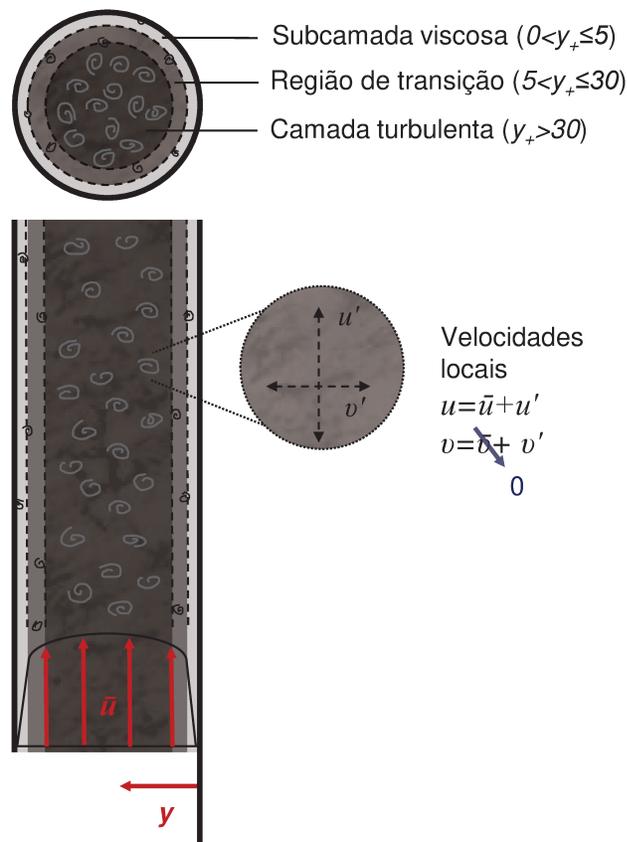


Figura 2.6: Características dos escoamentos turbulentos.

A região de transição ocorre em uma posição intermediária entre a caótica camada turbulenta e a calma subcamada viscosa (para $5 < y_+ \leq 30$). Essa região caracteriza-se pela existência de vórtices de menor intensidade e frequência em relação àqueles da camada turbulenta.

A subcamada viscosa ocorre nas vizinhanças da parede da tubulação (para $0 < y_+ \leq 5$). Conforme pode ser observado no perfil de velocidades representado na Figura 2.6, essa região se

caracteriza por baixas velocidades do fluido, sendo uma camada relativamente estagnada. Na teoria de von Karman (1939), a subcamada viscosa foi admitida isenta de vórtices. Posteriormente, Lin *et al.* (1953) mostraram que essa consideração não estava coerente com as observações experimentais de Fage e Towend (1932, *apud* Lin *et al.* 1953). Esses últimos autores verificaram que a componente oscilatória da velocidade radial, v' , se tornava nula apenas na parede da tubulação, comprovando então a existência de uma pequena quantidade de vórtices na subcamada viscosa.

Os vórtices de turbulência aumentam a transferência de quantidade de movimento nas três camadas hidrodinâmicas de fluxo, adicionando um novo termo, conhecido como tensão de Reynolds, à Eq. 2.13 (Bird *et al.* 2002, p. 158-163):

$$\tau = \mu \frac{d\bar{u}}{dy} + \rho \overline{u'v'} . \quad 2.14$$

Por analogia com a lei de Newton da viscosidade (Eq. 2.13), o termo da tensão de Reynolds pode ser representado como uma função do gradiente $d\bar{u}/dy$:

$$\tau = \mu \frac{d\bar{u}}{dy} + \rho \varepsilon \frac{d\bar{u}}{dy} , \quad 2.15$$

onde ε é a difusividade de quantidade de movimento, também chamada de difusividade de vórtices. Ao contrário da viscosidade, a difusividade de vórtices não é uma propriedade intrínseca do fluido, mas uma propriedade do escoamento turbulento. Ela não pode ser correlacionada analiticamente e as correlações publicadas na literatura para esse parâmetro foram obtidas experimentalmente.

Lin *et al.* (1953) equacionaram ε arbitrariamente, com base na simplicidade e na validação da correlação resultante com dados experimentais de transferência de massa. Os autores propuseram equações apenas para a subcamada viscosa e a região de transição, as quais foram:

$$\frac{\varepsilon}{\nu} = \left(\frac{y_+}{14,5} \right)^3 \quad 0 < y_+ \leq 5 \quad 2.16$$

$$\frac{\varepsilon}{\nu} = \frac{y_+}{5} - 0,959 \quad 5 < y_+ \leq 30 \quad 2.17$$

Posteriormente, Escobedo e Mansoori (1995) propuseram as seguintes correlações:

$$\frac{\varepsilon}{\nu} = \left(\frac{y_+}{11,15} \right)^3 \quad 0 < y_+ \leq 5 \quad 2.18$$

$$\frac{\varepsilon}{\nu} = \left(\frac{y_+}{11,4} \right)^2 - 0,049774 \quad 5 < y_+ \leq 30 \quad 2.19$$

$$\frac{\varepsilon}{\nu} = 0,4y_+ \quad y_+ > 30 \quad 2.20$$

As correlações de Escobedo e Mansoori (1995) para a subcamada viscosa e a camada turbulenta (Eqs. 2.18 e 2.20, respectivamente) foram propostas originalmente por Johansen (1991, *apud* Escobedo e Mansoori 1995). Já a correlação para a região de transição (Eq. 2.19) foi assumida pelos próprios autores, sem apresentar justificativa.

Correlações para velocidade

As distribuições das velocidades \bar{u} , u'_{RMS} e v'_{RMS} são normalmente expressas em termos dos seguintes adimensionais:

$$\bar{u}^+ = \frac{\bar{u}}{u_*}, \quad 2.21$$

$$u'_{RMS}{}^+ = \frac{u'_{RMS}}{u_*}, \quad 2.22$$

$$v'_{RMS}{}^+ = \frac{v'_{RMS}}{u_*}. \quad 2.23$$

A Figura 2.7 mostra o perfil de velocidades \bar{u}^+ (u_+ na notação do gráfico) em função de y_+ , apresentado por Lin *et al.* (1953). Os dados experimentais mostrados na figura foram coletados por Nikuradse (1932) para água, Reichardt (1943) para ar e Rothfus *et al.* (1950) para ar. As curvas contínuas representam as correlações propostas por Lin *et al.* (1953) para representar os dados, as quais foram:

$$\bar{u}^+ = \frac{14,5}{3} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{\left(1 + \frac{y_+}{14,5}\right)^2}{1 - \frac{y_+}{14,5} + \left(\frac{y_+}{14,5}\right)^2} \right) + \sqrt{3} \tan^{-1} \left(\frac{2y_+ - 1}{\sqrt{3}} \right) + \frac{\pi\sqrt{3}}{6} \right] \quad 0 < y_+ \leq 5 \quad 2.24$$

$$\bar{u}^+ = 4,77 + 5 \ln \left(\frac{y_+}{5} + 0,041 \right) \quad 5 < y_+ \leq 30 \quad 2.25$$

$$\bar{u}^+ = 5,5 + 2,5 \ln y_+ \quad y_+ > 30 \quad 2.26$$

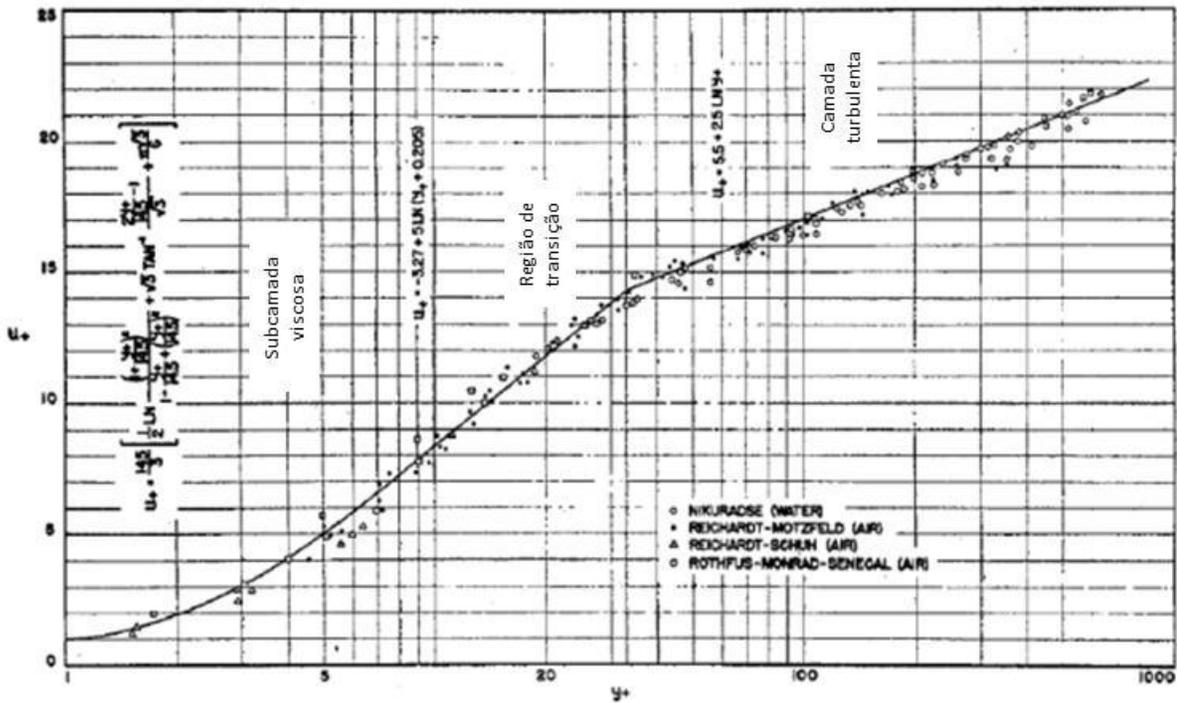


Figura 2.7: Distribuição de \bar{u}^+ ao longo da seção do escoamento [Lin *et al.* 1953].

Laufer (1953) realizou experimentos nos quais mediu as distribuições $u'_{RMS}(y)$ e $v'_{RMS}(y)$ em uma tubulação de 10 pol de diâmetro durante escoamentos turbulentos de ar. Foram coletadas medidas para velocidades médias de 10 e 100 pés/s (com Reynolds de 50.000 e 500.000, respectivamente). A Figura 2.8 mostra os resultados obtidos pelo autor, os quais foram apresentados em gráficos de u'_{RMS}^+ e v'_{RMS}^+ (u'/U_τ e v'/U_τ na notação do gráfico) em função de y_+ .

A velocidade v'_{RMS}^+ aparece frequentemente em estudos de transferência de massa, de forma que diversas correlações foram propostas para representar os dados experimentais da Figura 2.8. Friedlander e Johnstone (1957) observaram que v'_{RMS}^+ apresentava um valor aproximadamente constante na camada turbulenta, propondo a equação:

$$v'_{RMS}^+ = 0,9 \quad y_+ > 80 \quad 2.27$$

A partir dos dados da mesma figura, Davies (1966, *apud* El-Shobokshy e Ismail 1980) propuseram a seguinte correlação, válida para qualquer valor de y_+ :

$$v'_{RMS}^+ = \frac{y_+}{y_+ + 10} \quad 2.28$$

Beal (1970) propuseram as seguintes correlações para representar os dados da figura na camada limite:

$$v'_{RMS}^+ = 0,05y_+ \quad 0 < y_+ \leq 10 \quad 2.29$$

$$v'_{RMS}^+ = 0,5 + 0,0125(y_+ - 10) \quad 10 < y_+ \leq 30 \quad 2.30$$

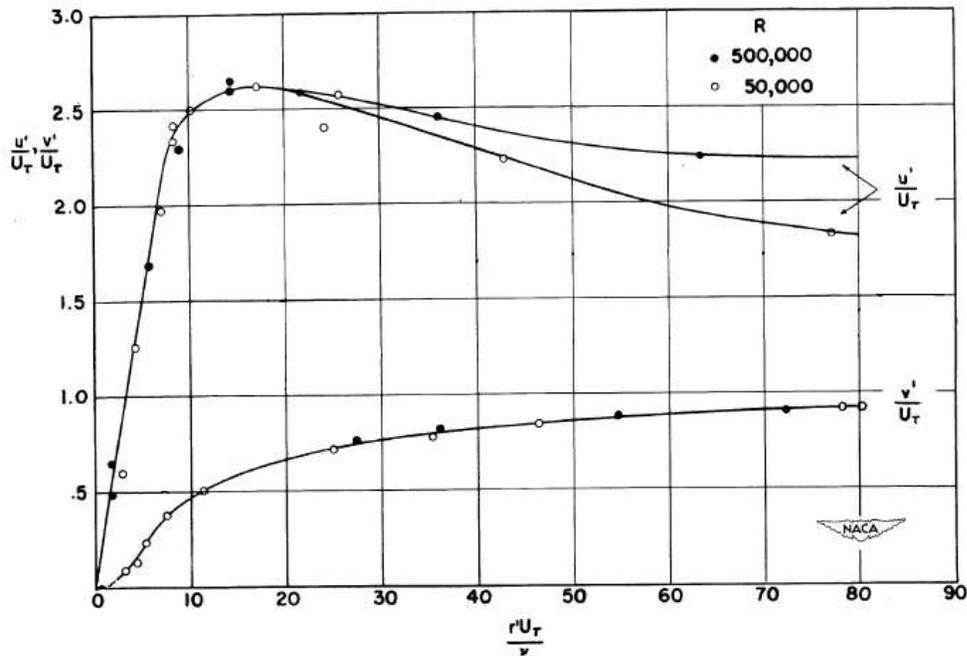


Figura 2.8: Distribuições de u'_{RMS}^+ e v'_{RMS}^+ ao longo da seção do escoamento [Laufer 1953].

2.2.3. Transferência de Massa

Após revisar os conceitos fundamentais de transferência de quantidade de movimento em escoamentos, serão revisados nesta seção conceitos de transferência de massa. Nesse estudo, será considerado que o escoamento representado na Figura 2.6 contém partículas em suspensão. A interação entre as partículas e o fluido resulta em um fluxo radial de material em direção à parede da tubulação devido a mecanismos difusivos e convectivos.

O transporte difusivo resulta das colisões entre as partículas e as moléculas de fluido, causadas pela agitação térmica do sistema. Essas colisões levam a um movimento aleatório das partículas, conhecido como movimento Browniano. Devido ao fato de as colisões serem mais frequentes em regiões de alta concentração, o movimento Browniano é responsável por um fluxo líquido de partículas em direção a regiões de menor concentração, conforme foi representado na Figura 2.9.

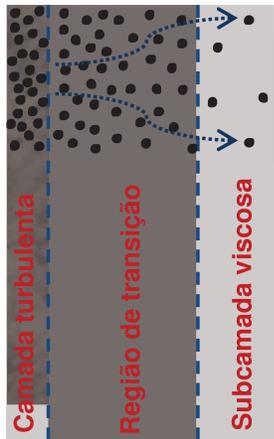


Figura 2.9: Mecanismos de transporte de partículas: movimento Browniano.

O fluxo de partículas por movimento Browniano pode ser avaliado em função do gradiente dC/dy utilizando-se a primeira lei de Fick, definida como:

$$N = D_B \frac{dC}{dy}. \quad 2.31$$

A difusividade Browniana, D_B , pode ser calculada com a equação de Stokes-Einstein, dada por:

$$D_B = \frac{K_B T}{3\pi\mu d_p}, \quad 2.32$$

onde K_B é a constante de Boltzmann ($K_B = 1,38 \times 10^{-16} \text{ g-cm}^2/\text{K-s}$).

O transporte convectivo de material resulta das interações entre as partículas e os vórtices de turbulência. As partículas tendem a ser carregadas pelos vórtices, seguindo a sua trajetória e sendo transportadas por eles em direção à parede da tubulação, conforme é ilustrado na Figura 2.10. Embora seja um mecanismo convectivo, esse tipo de transporte é conhecido como difusão por vórtices, ou difusão turbulenta.

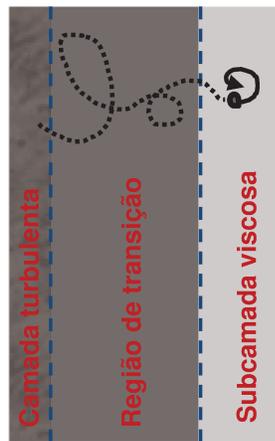


Figura 2.10: Mecanismos de transporte de partículas: difusão por vórtices.

A difusão por vórtices pode ser entendida como uma consequência das flutuações nas velocidades locais do fluido, u' e v' . Essas flutuações de velocidade induzem flutuações locais também na concentração de partículas, C . Desta forma, C pode ser escrita em termos de uma componente média temporal e outra oscilatória ($C = \bar{C} + C'$). A contribuição dos vórtices para o transporte radial das partículas pode ser equacionada adicionando-se um termo convectivo à primeira lei de Fick, conforme segue (Lin *et al.*, 1953):

$$N = D_B \frac{dC}{dy} + \overline{C'v'} \quad 2.33$$

Considerando-se que as partículas seguem rigorosamente a trajetória dos vórtices, de forma que as flutuações locais de concentração acompanham fielmente as flutuações locais na

velocidade do fluido, o termo convectivo da Eq. 2.33 pode ser escrito em função da difusividade de vórtices do fluido:

$$N = D_B \frac{d\bar{C}}{dy} + \varepsilon \frac{d\bar{C}}{dy}. \quad 2.34$$

Como resultado da difusão por vórtices, o transporte de partículas na camada turbulenta é rápido, aumentando sua dispersão e levando a um perfil de concentrações achatado, semelhante àquele observado para a velocidade do fluido (Figura 2.6). Nessa região, o termo viscoso e o termo referente ao movimento Browniano das Eqs. 2.15 e 2.34, respectivamente, tendem a ser desprezíveis em comparação aos termos da tensão de Reynolds e da difusão por vórtices. Tal fato leva a similaridades nos processos de transferência de quantidade de movimento e massa, conhecidas como analogia de Reynolds (Cremasco, 2008). Matematicamente, essa analogia é representada pelo quociente entre as Eqs. 2.15 e 2.34, com os termos referentes à tensão viscosa e ao movimento Browniano desprezados:

$$\frac{N}{\tau} = \frac{d\bar{C}/dy}{\rho d\bar{u}/dy}. \quad 2.35$$

Aproximando-se da parede da tubulação, a turbulência é progressivamente amortecida até desaparecer na vizinhança imediata da superfície do tubo, onde o transporte passa a ser quase que exclusivamente pelo movimento Browniano. A maior resistência ao transporte das partículas ocorre na camada limite, onde o gradiente de concentração é máximo, conforme foi representado na Figura 2.9.

O número de Schmidt é um adimensional definido como a razão entre a difusividade de quantidade de movimento e massa. Ele é utilizado para caracterizar escoamentos nos quais existem, simultaneamente, processos de transferência de quantidade de movimento e de difusão de massa. Fisicamente, relaciona a espessura da camada limite hidrodinâmica e uma camada limite de transferência de massa. Esse parâmetro pode ser equacionado como:

$$N_{Sc} = \frac{\mu / \rho}{D_B}. \quad 2.36$$

Em todas as análises feitas até este ponto do texto, incluindo aquelas que conduziram à lei de Fick modificada (Eq. 2.34), foi assumido que as partículas em suspensão eram carregadas pelos vórtices de turbulência do fluido sem escorregamento, seguindo rigorosamente a sua trajetória. Embora essa seja uma consideração razoável para o transporte convectivo de moléculas ou mesmo de pequenas partículas, ela não é adequada para grandes partículas, as quais podem sofrer escorregamento em relação ao fluido por causa de sua elevada massa (ou inércia). Dois parâmetros teóricos são usados na literatura para quantificar e modelar esse efeito: a distância de parada e o tempo de relaxação.

Distância de parada

A distância de parada é definida como a distância que uma pequena esfera (de massa m_p , diâmetro d_p e densidade ρ_p) com velocidade inicial V_0 viaja em voo livre através de uma camada estagnada de fluido até parar devido ao arraste do meio. Assumindo-se que a esfera viaja no regime de Stokes, seu balanço de forças resulta em:

$$m_p \frac{d^2 x}{dt^2} = -3\pi\mu d_p \frac{dx}{dt}, \quad 2.37$$

onde x é a posição da esfera em um dado tempo t . A velocidade da esfera pode ser calculada integrando-se a Eq. 2.37 com a condição de contorno $dx/dt(t=0)=V_0$ e considerando-se que sua massa é representada por $(\pi d_p^3 \rho_p/6)$:

$$\frac{dx}{dt} = V_0 e^{-t/t_p}, \quad 2.38$$

onde t_p é o tempo de relaxação das partículas, definido como:

$$t_p = \frac{\rho_p d_p^2}{18\mu}. \quad 2.39$$

A posição da esfera com o tempo pode ser calculada integrando-se a Eq. 2.38 com a condição de contorno $x(t=0)=0$:

$$x = t_p V_0 (1 - e^{-t/t_p}). \quad 2.40$$

A distância de parada, s , pode ser calculada a partir da Eq. 2.40 considerando-se que x tende a s quando t tende ao infinito:

$$s = t_p V_0 \quad 2.41$$

ou, com o auxílio da Eq. 2.39:

$$s = \left(\frac{\rho_p d_p^2}{18\mu} \right) V_0. \quad 2.42$$

A distância de parada pode ser adimensionalizado da seguinte forma:

$$s_+ = \frac{u_*}{v} s. \quad 2.43$$

Os primeiros autores a utilizar o conceito da distância de parada para modelar a deposição de partículas foram Friedlander e Johnstone (1957). Eles verificaram que a lei de Fick modificada subestimava o fluxo de partículas grandes e atribuíram o problema ao escorregamento partícula-fluido na camada limite. De acordo com sua teoria, as partículas seguiriam os vórtices de turbulência no centro da tubulação (onde os mesmos têm grande intensidade e frequência), sendo lançadas por eles em direção à camada limite com elevada quantidade de movimento. Como os vórtices próximos à parede têm curta duração e pequena intensidade, eles não seriam capazes de interferir na trajetória das partículas e, conseqüentemente, elas fariam sua viagem final para se depositar em voo livre, conforme foi ilustrado na Figura 2.11:

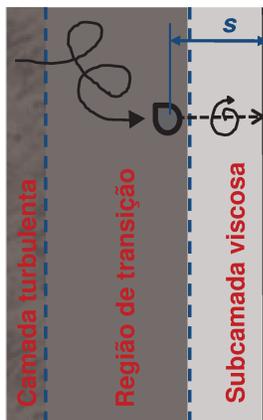


Figura 2.11: Mecanismos de transporte de partículas: inércia das partículas.

O termo V_0 na equação da distância de parada representa a velocidade radial das partículas no momento em que elas iniciam o voo livre, ou seja, na posição $y=s$. Friedlander e Johnstone (1957) propuseram que essa velocidade fosse igualada a v'_{RMS} (média RMS da componente oscilatória da velocidade radial) e utilizaram os dados experimentais de Laufer (1953), reproduzidos na Figura 2.8, para correlacioná-la. Embora a distância de parada geralmente encontre-se no interior da camada limite (onde $y_+ < 30$), os autores utilizaram a Eq. 2.27 (válida apenas para $y_+ > 80$) para calcular V_0 , propondo a equação:

$$s = \frac{0,05 \rho_p d_p^2 U \sqrt{f_F / 2}}{\mu}. \quad 2.44$$

Beal (1970) sugeriu que o raio das partículas fosse incluído no cálculo da distância de parada, justificando que o centro da partícula necessitaria estar a uma distância de apenas $d_p/2$ da parede para que ela estivesse em contato:

$$s = \left(\frac{\rho_p d_p^2}{18\mu} \right) V_0 + \frac{d_p}{2}. \quad 2.45$$

Utilizando a Eq. 2.27 para avaliar V_0 , os autores reescreveram a Eq. 2.45 como:

$$s = \frac{0,05 \rho_p d_p^2 U \sqrt{f_F / 2}}{\mu} + \frac{d_p}{2}. \quad 2.46$$

Friedlander e Johnstone (1957) e Beal (1970) não justificaram a motivação para o uso da Eq. 2.27 (válida apenas para $y_+ > 80$) para o cálculo de V_0 . El-Shobokshy e Ismail (1980) propuseram uma expressão mais consistente com a teoria de voo livre, na qual a velocidade V_0 era avaliada na posição da distância de parada. Para isso, utilizaram a Eq. 2.28 (válida em qualquer faixa de y_+) com $y_+ = s_+$:

$$V_0^+ = \frac{s_+}{s_+ + 10}, \quad 2.47$$

onde V_0^+ equivale a V_0/μ^* . A velocidade V_0 pode ser encontrada combinando-se as Eqs. 2.43, 2.45 e 2.47 e rearranjando-se os termos da equação resultante:

$$V_0 = u^* \left\{ \frac{1}{2} \left[1 - \frac{d_p^+ / 2 + 10}{\rho_p d_p^2 u_*^2 / (18\mu\nu)} \right] + \sqrt{0,25 \left[1 - \frac{d_p^+ / 2 + 10}{\rho_p d_p^2 u_*^2 / (18\mu\nu)} \right]^2 + \frac{d_p^+ / 2}{\rho_p d_p^2 u_*^2 / (18\mu\nu)}} \right\}. \quad 2.48$$

A distância de parada pela definição de El-Shobokshy e Ismail (1980) pode então finalmente ser obtida substituindo-se a velocidade calculada com a Eq. 2.48 em 2.45.

Tempo de relaxação

A Eq. 2.38 mostra que o tempo de relaxação, t_p , é o tempo para que a velocidade de uma partícula em voo livre decaia a $1/e$ (ou 36,8%) de seu valor inicial. Na literatura, esse é tido como o tempo característico que as partículas levam para responder a variações na velocidade do fluido, sendo considerado uma medida de sua inércia. Em geral, o movimento das partículas não é afetado por vórtices com tempo de vida inferior a t_p .

O tempo de vida dos vórtices próximos à parede da tubulação pode ser avaliado pela equação:

$$t_e = \frac{\nu}{U^2 f_F / 2}. \quad 2.49$$

A ocorrência ou não de escorregamento na região próxima à parede da tubulação pode ser avaliada comparando-se t_p a t_e . A razão t_p/t_e é conhecida como tempo de relaxação adimensional:

$$t_+ = \frac{\rho_p d_p^2 U^2 f / 2}{18\mu\nu}. \quad 2.50$$

Pequenos valores de t_+ , inferiores à unidade, indicam que o tempo que as partículas levam para responder às flutuações na velocidade local do fluido é menor que o tempo de vida dos menores vórtices do escoamento. Com isso, essas partículas devem ser facilmente carregadas pelos vórtices de turbulência ao longo de toda a seção do escoamento. Por outro lado, grandes valores de t_+ , superiores à unidade, indicam que os pequenos vórtices da região da parede não têm duração suficiente para interferir de maneira significativa no movimento das partículas que

atravessam essa região. Conseqüentemente, essas partículas tendem a se deslocar em voo livre até atingir a superfície de deposição. O tempo de relaxação adimensional fornece, portanto, uma medida quantitativa do escorregamento entre a partícula e o fluido e pode ser aplicado para se classificar dados experimentais em três regimes de deposição (difusivo, de transição e inercial), conforme será discutido nos próximos parágrafos.

Regimes de deposição de partículas

As taxas de deposição de partículas são frequentemente reportadas na forma do coeficiente de deposição adimensional, K_d^+ , em função do tempo de relaxação adimensional, t_+ . Quando esses parâmetros são utilizados para plotar dados experimentais em um gráfico logarítmico, o resultado é uma curva característica com o formato semelhante ao de uma letra “S”, conforme foi representado na Figura 2.12.

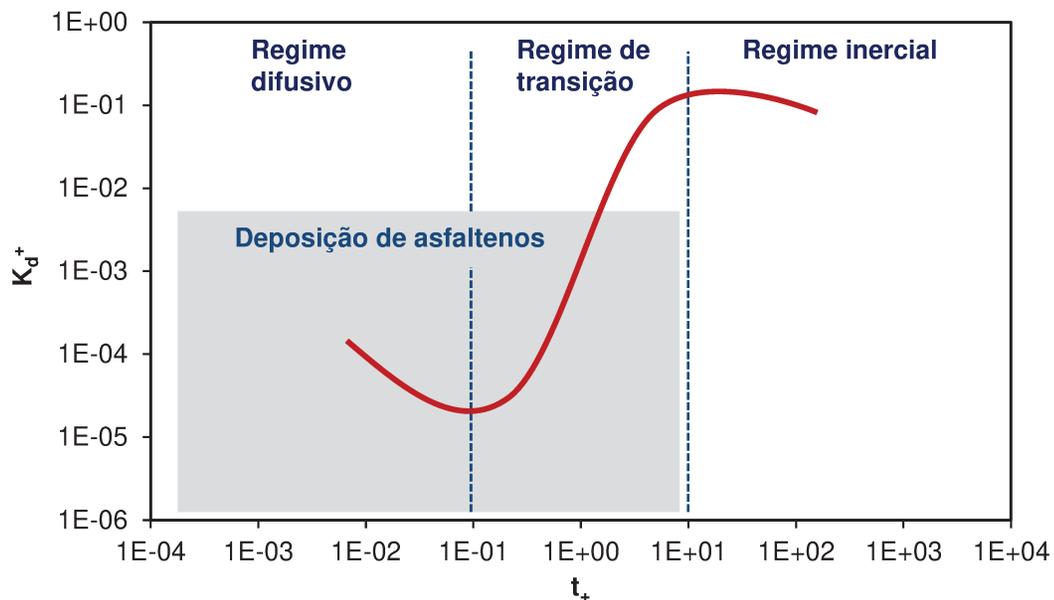


Figura 2.12: Diagrama de deposição de partículas e regimes de deposição.

De acordo com as tendências observadas no gráfico, três regimes de deposição podem ser distinguidos (Sippola e Nazaroff 2002, 16): difusivo, de transição e moderado pela inércia. A Eq. 2.50 mostra que t_+ é função de propriedades do fluido e das partículas. Para facilitar a interpretação da Figura 2.12 e a discussão a respeito dos regimes de deposição, será considerado

que o diâmetro das partículas varia enquanto que os demais parâmetros dessa equação permanecem constantes. Com isso, as variações em t_+ deverão ser atribuídas exclusivamente às variações no tamanho das partículas.

O regime difusivo ocorre para partículas pequenas, com $t_+ < 0,1$. Valores de t_+ dessa ordem de grandeza indicam que o tempo que as partículas levam para responder às flutuações turbulentas é muito menor que o tempo de vida dos vórtices. Como resultado, as partículas são facilmente carregadas e o escorregamento partícula-fluido é desprezível. Dessa forma, a inércia das partículas tende a ser desprezível, enquanto que o movimento Browniano e a difusão por vórtices são dominantes. Aumentando-se o tamanho das partículas, as velocidades de deposição são reduzidas porque a difusividade Browniana é inversamente proporcional a d_p , conforme mostra a Eq. 2.32. Esse comportamento decrescente pode ser observado na Figura 2.12 para $t_+ < 0,1$.

O regime de transição ocorre para partículas de tamanhos intermediários, no intervalo $0,1 \leq t_+ < 10$. Valores de t_+ dessa ordem de grandeza indicam que o tempo que as partículas levam para responder às flutuações turbulentas é da mesma magnitude que o tempo de vida dos vórtices na camada limite. Como resultado, passa a haver escorregamento entre as partículas e o fluido nas proximidades da parede e o mecanismo inercial adquire grande importância. Aumentando-se o tamanho das partículas, as velocidades de deposição sofrem um grande aumento devido ao fato de a distância de parada ser proporcional a d_p^2 , conforme mostra a Eq. 2.42. Esse comportamento crescente pode ser observado na Figura 2.12 para $0,1 \leq t_+ < 10$.

O regime inercial ocorre para partículas grandes, com $t_+ \geq 10$. Valores de t_+ dessa ordem de grandeza indicam que o tempo que as partículas levam para responder às flutuações turbulentas é muito mais longo do que o tempo de vida dos vórtices do escoamento. Como resultado, passa a haver escorregamento não apenas na camada limite, mas também na camada turbulenta. Aumentando-se o tamanho das partículas, seu transporte na camada turbulenta (por difusão de vórtices) torna-se menos eficiente e elas passam a atingir a camada limite com velocidades mais baixas, o que reduz as taxas de deposição. Esse comportamento decrescente pode ser observado na Figura 2.12 para $t_+ \geq 10$.

2.3. Considerações Finais

Neste capítulo, foram revisados aspectos relacionados à ocorrência dos asfaltenos na indústria e à deposição de partículas em escoamentos turbulentos. A revisão mostrou que variações na composição e pressão dos fluidos produzidos podem levar à precipitação de sólidos asfálticos com diâmetros variando de nanômetros (precipitados primários) a dezenas de micra (grandes agregados) e com densidade de 1.200 Kg/m^3 .

Para se avaliar os regimes nos quais a deposição dessas partículas pode ocorrer, tempos de relaxação adimensional foram calculados considerando-se intervalos de parâmetros usuais na produção de petróleo, os quais encontram-se descritos na Tabela 2.3:

Tabela 2.3: Intervalo de parâmetros de produção de petróleo considerados na avaliação do tempo de relaxação adimensional

Parâmetro	Intervalo considerado
$d_p (\mu m)$	0,001 – 30
$\rho_p (\text{kg/m}^3)$	1.200
$U (\text{m/s})$	1 – 7
$\mu (\text{cP})$	0,8 – 30
$\rho (\text{kg/m}^3)$	700 – 1.200
$T (^\circ\text{C})$	50 – 200
$d_t (\text{pol})$	1 – 4

A Tabela 2.4 mostra os intervalos de vazão, número de Reynolds, número de Schmidt, distância de parada adimensional e tempo de relaxação adimensional obtidos variando-se os parâmetros de produção dentro dos intervalos mostrados na Tabela 2.3. Foram consideradas aquelas combinações que resultam em escoamento turbulento.

Os resultados obtidos para s_+ mostram que a distância de parada para as partículas de asfalto normalmente situa-se no interior da camada limite ($s_+ < 30$). Já os valores de t_+ calculados mostram que a deposição de asfaltenos ocorre preferencialmente nos regimes difusivo e de transição ($t_+ \leq 10$), conforme foi ilustrado na Figura 2.12.

Tabela 2.4: Intervalo de parâmetro calculados a partir do dados da Tabela 2.3

Parâmetro	Intervalo calculado
q (<i>bpd</i>)	20 – 30.000
N_{Re}	$2,3 \times 10^3 - 1 \times 10^6$
N_{Sc}	$9,2 \times 10^2 - 8,1 \times 10^{10}$
s_+	$1,4 \times 10^{-6} - 10$
t_+	$10^{-13} - 10$

3. ESTUDO DA DEPOSIÇÃO DE PARTÍCULAS

Este capítulo contém uma investigação sobre a deposição de partículas em escoamentos turbulentos. Para uma melhor organização do texto, tal estudo encontra-se dividido em quatro seções.

A *Seção 3.1–Estudo dos Modelos de Deposição de Partículas* contém uma detalhada investigação da teoria de seis modelos da literatura (Lin *et al.* 1953; Friedlander e Johnstone 1957; Beal 1970; El-Shobokshy e Ismail 1980; Papavergos e Hedley 1980; Escobedo e Mansoori 1995). O objetivo da seção foi identificar e comparar as principais abordagens utilizadas para se equacionar os mecanismos de transporte de partículas revisados no capítulo anterior (movimento Browniano, difusão por vórtices e inércia das partículas).

A *Seção 3.2–Estudo dos Dados Experimentais de Deposição de Partículas* contém uma investigação de quatro trabalhos experimentais publicados na literatura (Friedlander 1954; Wells e Chamberlain 1967; Liu e Agarwal 1974 e Agarwal 1975). O objetivo da seção foi entender a metodologia utilizada nesses trabalhos e organizar os dados publicados pelos diferentes autores para comparação.

Na *Seção 3.3–Estudo de Validação dos Modelos com os Dados Experimentais*, os seis modelos revisados foram utilizados para prever as taxas de deposição publicadas nos quatro trabalhos experimentais revisados e desvios médios foram calculados.

Na *Seção 3.4–Considerações Finais* um dos modelos estudados ao longo do capítulo foi selecionado para ser utilizado na previsão da deposição de partículas nos regimes difusivo e de transição (regimes nos quais a deposição de asfaltenos ocorre preferencialmente). Os critérios de seleção utilizados foram não apenas os desvios médios observados na validação dos modelos, mas também a qualidade de suas teorias (premissas e considerações adotadas durante a dedução das equações).

3.1. Estudo dos Modelos de Deposição de Partículas

A velocidade de deposição de partículas, K_d , foi definida na Subseção 2.2.1 como a razão entre o fluxo de partículas para a parede da tubulação, N_0 , e a concentração média de partículas no escoamento, C_{avg} (Eq. 2.10). O principal objetivo da modelagem da deposição é encontrar uma equação para esse parâmetro em função de propriedades das partículas e do fluido:

$$K_d = f(\rho_p, d_p, \mu, \rho, U, T, d_t). \quad 3.1$$

O coeficiente K_d deve incorporar os mecanismos de transporte responsáveis pela deposição de partículas, sendo capaz de representar as interações entre os sólidos em suspensão e o fluido. Uma vez computado K_d , o fluxo N_0 pode ser prontamente determinado pelo produto $K_d \cdot C_{avg}$.

Os modelos de deposição estudados nesta dissertação podem ser divididos em duas classes, descritas nas próximas subseções: *3.1.1–Equações Empíricas e 3.1.2–Modelos Eulerianos*.

3.1.1. Equações Empíricas

Equações empíricas representam um meio simples e objetivo de se prever taxas de deposição de partículas. Por se tratarem de ajustes de curva a dados experimentais, essas equações geralmente oferecem boa concordância com esses dados e são de simples aplicação. Por outro lado, a abordagem empírica tem a desvantagem de oferecer pouco entendimento a respeito dos fenômenos físicos envolvidos no processo de deposição. Conseqüentemente, a rigor, essas equações não devem ser aplicadas a situações e arranjos experimentais diferentes daqueles que forneceram os dados para o ajuste de curva.

Papavergos e Hedley (1984) revisaram um amplo conjunto de dados de deposição de aerossol (Friedlander e Johnstone 1957; Schwendiman e Postma 1961; Sehmel 1968; Wells e Chamberlain 1967; Farmer 1969; Ilori 1971; Liu e Agarwal 1974; Forney e Spielman 1974) e os organizaram em gráficos de k_d^+ versus t_+ . Dividindo os dados nos três regimes de deposição (difusivo, de transição e inercial), os autores ajustaram curvas em cada um deles, propondo as equações:

$$k_d^+ = 0,065(N_{sc})^{-2/3} \quad t_+ < 0,2 \quad 3.2$$

$$k_d^+ = 3,5 \cdot 10^{-4} t_+^2 \quad 0,2 < t_+ < 20 \quad 3.3$$

$$k_d^+ = 0,18 \quad t_+ > 20 \quad 3.4$$

Deve-se notar que os intervalos considerados acima para cada regime são ligeiramente diferentes daqueles descritos na Subseção 2.2.3. De fato, verificam-se pequenas diferenças na definição desses intervalos na literatura, de modo que, nesta dissertação, convencionou-se o uso da definição apresentada por Sippola e Nazaroff (2002): regime difusivo ($t_+ < 0,1$), de transição ($0,1 \leq t_+ < 10$) e inercial ($t_+ \geq 10$).

3.1.2. Modelos Eulerianos

Os modelos eulerianos estudados (Lin *et al.* 1953; Friedlander e Johnstone 1957; Beal 1970; El-Shobokshy e Ismail 1980; Escobedo e Mansoori 1995) têm como base a estrutura hidrodinâmica de turbulência proposta por Lin *et al.* (1953), ilustrada na Figura 2.6. Essa estrutura prevê a divisão da seção do escoamento em três regiões de fluxo (camada turbulenta, região de transição e subcamada viscosa), com vórtices de turbulência presentes em todas elas. Em geral, os autores estudados adotaram $y_+ = 5$ e $y_+ = 30$ como posição das fronteiras *subcamada viscosa/região de transição* e *região de transição/camada turbulenta*, respectivamente. Lin *et al.* (1953) foram os únicos a considerar uma posição diferente, assumindo $y_+ = 33$ como a fronteira *região de transição/camada turbulenta*.

Nos modelos eulerianos estudados, o ponto de partida para se encontrar equações para a velocidade de deposição, K_d , é a modelagem do fluxo radial de partículas, N , ao longo da seção da tubulação. Para isso, esses modelos podem utilizar a lei de Fick modificada (Eq. 2.34), a analogia de Reynolds (Eq. 2.35) e o conceito de distância de parada (Eq. 2.42), incorporando mecanismos de transporte difusivos e convectivos. A velocidade de deposição é encontrada integrando-se as equações de N e manipulando-se algebricamente os resultados para se isolar o termo K_d . Essas etapas serão explicadas em linhas gerais ao longo desta subseção, organizada nos tópicos: 1. *Equacionamento do fluxo radial de partículas*; 2. *Definição da distribuição do fluxo de partículas*; 3. *Estabelecimento de condições de contorno*; 4. *Integração das equações de N e definição das equações de K_d* .

Tabela 3.1: Considerações de cada modelo e mecanismos de deposição incorporados

Modelos	Camada turbulenta		Camada limite	
	Equação para N Distribuição $N(y_+)$ Cond. de contorno	Mecanismos incorporados	Equação para N Distribuição $N(y_+)$ Cond. de contorno	Mecanismos incorporados
Lin <i>et al.</i> (1953)	$N = \frac{\tau}{\rho} \frac{d\bar{C}/dy_+}{d\bar{u}/dy_+}$ $N/\tau = N_0/\tau_0$ $\bar{C}(y_+ = y_{avg}^+) = \bar{C}_{avg}$	Difusão por vórtices	$N = D_B \frac{d\bar{C}}{dy} + \varepsilon \frac{d\bar{C}}{dy}$ $N = N_0$ $\bar{C}(y_+ = 0) = 0$	Movimento Browniano + difusão por vórtices
Friedlander e Johnstone (1957)	$N = \frac{\tau}{\rho} \frac{d\bar{C}/dy_+}{d\bar{u}/dy_+}$ $N/\tau = N_0/\tau_0$ $\bar{C}(y_+ = y_{avg}^+) = \bar{C}_{avg}$	Difusão por vórtices	$N = \varepsilon \frac{d\bar{C}}{dy}$ $N = N_0$ $\bar{C}(y_+ = s_+) = 0$	Difusão por vórtices + inércia das partículas
Beal (1970)	$N = \frac{\tau}{\rho} \frac{d\bar{C}/dy_+}{d\bar{u}/dy_+}$ $N/\tau = N_0/\tau_0$ $\bar{C}(y_+ = y_{avg}^+) = \bar{C}_{avg}$	Difusão por vórtices	$N = D_B \frac{d\bar{C}}{dy} + \varepsilon \frac{d\bar{C}}{dy}$ $N = N_0(1 - 2y_+/d_t^+)$ $\bar{C}(y_+ = s_+) = C_0 \neq 0$	Movimento Browniano + difusão por vórtices + inércia das partículas
El-Shobokshy e Ismail (1980)	$\bar{C}(y_+) = \bar{C}_{avg}$	Difusão por vórtices	$N = D_B \frac{d\bar{C}}{dy} + \varepsilon_p \frac{d\bar{C}}{dy}$ $N = N_0$ $\bar{C}(y_+ = s_+) = C_0 \neq 0$	Movimento Browniano + difusão por vórtices + inércia das partículas
Escobedo e Mansoori (1995)	$N = D_B \frac{d\bar{C}}{dy} + \varepsilon \frac{d\bar{C}}{dy}$ $N = N_0(1 - 2y_+/d_t^+)$ $\bar{C}(y_+ = y_{avg}^+) = \bar{C}_{avg}$	Movimento Browniano + difusão por vórtices	$N = D_B \frac{d\bar{C}}{dy} + \varepsilon \frac{d\bar{C}}{dy}$ $N = N_0(1 - 2y_+/d_t^+)$ $\bar{C}(y_+ = s_+) = C_0 \neq 0$	Movimento Browniano + difusão por vórtices + inércia das partículas

A Tabela 3.1 mostra de forma resumida as principais considerações adotadas ao longo do desenvolvimento de cada modelo estudado, facilitando o entendimento dos equacionamentos

descritos e a comparação entre as diferentes teorias. Sugere-se que a tabela seja continuamente consultada ao longo da leitura dos parágrafos a seguir. Uma descrição detalhada de cada modelo, bem como a apresentação de suas equações, pode ser encontrada no Apêndice A.

1. Equacionamento do fluxo radial de partículas

O ponto de partida para a formulação de K_d nos modelos eulerianos estudados é a definição de equações que representem o fluxo de partículas, N , nas três regiões hidrodinâmicas de fluxo. Na camada turbulenta, a maior parte dos autores (Lin *et al.* 1953; Friedlander e Johnstone 1957; Beal 1970) utilizou a analogia de Reynolds (Eq. 2.35), atribuindo o fluxo de partículas exclusivamente à ação da difusão por vórtices. Essa equação pode ser reescrita isolando-se o termo N e utilizando-se a definição de y_+ (Eq. 2.6), conforme segue:

$$N = \frac{\tau}{\rho} \frac{d\bar{C}/dy_+}{d\bar{u}/dy_+} \quad \text{na camada turbulenta} \quad 3.5$$

El-Shobokshy e Ismail (1980) adotaram uma consideração mais simples, admitindo que, devido à intensa turbulência da região central da tubulação, as partículas estariam homogeneamente dispersas, de forma que $\bar{C}(y_+) = C_{avg}$. Escobedo e Mansoori (1995) também não utilizaram a analogia de Reynolds nessa região, propondo que em seu lugar fosse aplicada a lei de Fick modificada (Eq. 2.34).

Na camada limite, a maior parte dos autores (Lin *et al.* 1953; Beal 1970; El-Shobokshy e Ismail 1980; Escobedo e Mansoori 1995) utilizou a lei de Fick modificada, atribuindo o fluxo de partículas ao movimento Browniano e à difusão por vórtices. Essa equação pode ser reescrita utilizando-se a definição de y_+ , conforme segue:

$$N = u_* \left(\frac{D_B}{\nu} + \frac{\varepsilon}{\nu} \right) \frac{d\bar{C}}{dy_+} \quad \text{na camada limite} \quad 3.6$$

Friedlander e Johnstone (1957) utilizaram uma versão simplificada da Eq. 3.6, na qual consideraram o termo D_B/ν nulo. Essa consideração foi justificada pelo fato de os autores terem estudado a deposição de partículas de dimensões relativamente grandes ($\sim 1 \mu\text{m}$), para as quais o movimento Browniano tenderia a ser desprezível.

O parâmetro ε na Eq. 3.6 representa a difusividade de vórtices das partículas. A maior parte dos autores estudados considerou que as difusividades de vórtices das partículas e do fluido eram idênticas, calculando ε com as Eqs. 2.16–2.17 (Lin *et al.* 1953; Friedlander e Johnstone 1957; Beal 1970) e 2.18–2.20 (Escobedo e Mansoori 1995). Tal consideração implica em se assumir que as partículas seguem rigorosamente a trajetória dos vórtices de turbulência do fluido, não havendo então escorregamento no trecho em que a lei de Fick modificada é aplicada.

El-Shobokshy e Ismail (1980) utilizaram outra abordagem, considerando difusividades de vórtices distintas para o fluido e as partículas. A proposição $\varepsilon_p \neq \varepsilon$ foi feita primeiramente por Liu e Ilori (1973) e permitiu considerar o deslizamento entre as partículas e o fluido mesmo no trecho em que a lei de Fick modificada era aplicada. Esses autores sugeriram que ε_p poderia ser calculado em função da difusividade turbulenta do fluido (Eqs. 2.16–2.17), do tempo de relaxação das partículas (Eq. 2.39), e da média RMS da componente oscilatória da velocidade radial (Eq. 2.28):

$$\varepsilon_p = \varepsilon + v_{RMS}'^2 t_p. \quad 3.7$$

El-Shobokshy e Ismail (1980) propuseram então que ε_p fosse utilizado em lugar de ε na Eq. 3.6 para se calcular o fluxo radial de partículas.

2. Definição da distribuição do fluxo de partículas

O segundo passo para se formular K_d é propor uma distribuição para N em função de y_+ e N_0 . Na camada turbulenta, os autores que utilizaram a analogia de Reynolds (Lin *et al.* 1953; Friedlander e Johnstone 1957; Beal 1970) admitiram que os fluxos de partículas e quantidade de movimento tinham a mesma distribuição. Com isso, assumiram que o quociente N/τ tinha valor constante, podendo ser representado por N_0/τ_0 . Com essa consideração e com o auxílio da definição da velocidade de atrito (Eq. 2.1), a Eq. 3.5 foi reescrita como:

$$N_0 = u_*^2 \frac{d\bar{C}/dy_+}{d\bar{u}/dy_+}. \quad 3.8$$

Na camada limite, alguns autores (Lin *et al.* 1953; Friedlander e Johnstone 1957; El-Shobokshy e Ismail 1980) assumiram um valor constante $N=N_0$, enquanto outros (Beal 1970;

Escobedo e Mansoori 1995) assumiram uma distribuição linear em função da distância da parede da tubulação $N = N_0(1 - 2y_+ / d_t^+)$. Com essas duas distribuições, a Eq. 3.6 pode ser reescrita, respectivamente, como:

$$N_0 = u_* \left(\frac{D_B}{\nu} + \frac{\varepsilon}{\nu} \right) \frac{d\bar{C}}{dy_+} \quad 3.9$$

e

$$N_0 = \frac{u_*}{(1 - 2y_+ / d_t^+)} \left(\frac{D_B}{\nu} + \frac{\varepsilon}{\nu} \right) \frac{d\bar{C}}{dy_+}. \quad 3.10$$

3. Estabelecimento de condições de contorno

O terceiro passo para a formulação de K_d é estabelecer condições de contorno para a integração das Eqs. 3.8 e 3.9–3.10. Na camada turbulenta, os autores (Lin *et al.* 1953; Friedlander e Johnstone 1957; Beal 1970; Escobedo e Mansoori 1995) utilizaram a condição:

$$\bar{C}(y_+ = y_{avg}^+) = C_{avg}, \quad 3.11$$

onde y_{avg}^+ é a posição na qual $\bar{u} = U$ (velocidade axial local do fluido igual à velocidade média do escoamento). Ou seja, considerando-se as distribuições $\bar{C}(y_+)$ e $\bar{u}(y_+)$, os autores assumiram que a concentração local de partículas era igual à concentração média na mesma posição em que a velocidade local do fluido era igual à velocidade média. Essa posição, y_{avg}^+ , poderia ser calculada a partir do perfil de velocidades do fluido, dado pelas Eqs. 2.24–2.26.

Na camada limite, há diversas abordagens para se definir o limite inferior de integração das Eqs. 3.9–3.10, o que acaba influenciando também na definição de condições de contorno para as equações. Lin *et al.* (1953) assumiram que as partículas em suspensão no fluido eram carregadas pelos vórtices de turbulência até atingir a parede da tubulação, estabelecendo como limite inferior de integração a posição $y_+ = 0$. Friedlander e Johnstone (1957) propuseram o conceito de distância de parada, assumindo que as partículas eram carregadas pelos vórtices de turbulência apenas até uma distância s da parede, a partir da qual elas se deslocariam em voo livre (modelo ilustrado na Figura 2.11). Os autores propuseram que a Eq. 2.44 fosse utilizada para o cálculo dessa distância

e que o resultado fosse aplicado como limite inferior de integração. Beal (1970) mantiveram o conceito de voo livre proposto por Friedlander e Johnstone (1957), mas sugeriram que o raio das partículas fosse incluído no cálculo da distância de parada, propondo o uso da Eq. 2.46. Escobedo e Mansoori (1995) também utilizaram essa última equação. El-Shobokshy e Ismail (1980) mantiveram o uso da distância de parada como limite inferior de integração, mas utilizaram uma expressão distinta para seu cálculo, a qual considera que a velocidade V_0 na Eq. 2.45 deve ser calculada na posição da distância de parada com a Eq. 2.48.

Além do limite inferior de integração, existem abordagens distintas na literatura também para o estabelecimento de condições de contorno para a integração das Eqs. 3.9–3.10. Lin *et al.* (1953) admitiram que todas as partículas que chegavam até a parede da tubulação eram aderidas e que ficavam nessa condição permanentemente (reentrância no escoamento nula). Partindo dessa premissa, os autores consideraram a concentração a uma distância infinitesimal da parede nula, propondo a condição de contorno:

$$\bar{C}(y_+ = 0) = 0. \quad 3.12$$

Friedlander e Johnstone (1957) utilizaram a mesma argumentação que Lin *et al.* (1953) para propor que a concentração de partículas na distância de parada fosse igualada a zero, sugerindo a condição de contorno:

$$\bar{C}(y_+ = s_+) = 0. \quad 3.13$$

Beal (1970) avaliou que, mesmo nos casos em que não há reentrância, a existência de uma concentração de partículas não nula na região de voo livre ($0 < y_+ \leq s_+$), causada por partículas em trânsito, contribuiria para uma redução das taxas de deposição. Para modelar esse efeito, o autor admitiu a existência de uma concentração de partículas constante na região de voo livre, de valor igual a \bar{C}_0 . Essa concentração inibiria o fluxo de partículas de modo que seria transportada para essa região uma quantidade de partículas suficiente apenas para repor aquelas que se depositaram. Essa condição de contorno foi mantida também por autores posteriores (El-Shobokshy e Ismail 1980; Escobedo e Mansoori 1995) e pode ser escrita como:

$$\bar{C}(y_+ = s_+) = \bar{C}_0 \neq 0. \quad 3.14$$

4. Integração das equações de N e definição das equações de K_d

Após a definição das equações diferenciais que regulam o transporte de partículas (Eqs. 3.8 e 3.9–3.10) e o estabelecimento das devidas condições de contorno (Eqs. 3.11 e 3.12–3.14), as equações de transporte podem ser integradas. Manipulando-se algebricamente os resultados da integração para se isolar o termo N_0/C_{avg} , as equações para a velocidade de deposição são finalmente encontradas. O Apêndice A mostra as integrações mencionadas e apresenta as equações de cada modelo para o cálculo de K_d .

3.1.3. Implementação e Intervalos de Aplicação dos Modelos

Embora analíticas, as equações da velocidade de deposição apresentadas pelos autores estudados são bastante trabalhosas de serem resolvidas, principalmente por sua grande extensão. Para facilitar a avaliação de K_d , essas equações foram programadas no *Visual Basic for Applications* do *Excel*, criando-se funções capazes de calcular tal parâmetro para cada modelo a partir de dados de entrada (densidade e diâmetro das partículas, viscosidade dinâmica e massa específica do fluido, velocidade e temperatura do escoamento e diâmetro da tubulação).

O uso das equações programadas deve ser feito com cautela, respeitando-se as limitações dos modelos, as quais decorrem dos mecanismos de deposição incorporados ou ignorados durante sua formulação. Nos próximos parágrafos são discutidas as faixas de aplicação dos modelos e são apresentados os resultados de sua programação. Para isso, foi proposto um escoamento turbulento de aerossol, com as seguintes propriedades:

Tabela 3.2: Exemplo de escoamento turbulento de aerossol

ρ (g/cm^3)	$1,3 \times 10^{-3}$
μ (cP)	$1,9 \times 10^{-4}$
ρ_p (g/cm^3)	5
T (K)	293
U (cm/s)	700
d_t (cm)	2

Lin *et al.* (1953)

Lin *et al.* (1953) equacionaram o fluxo radial de partículas nas proximidades da parede da tubulação com a lei de Fick modificada, incorporando o movimento Browniano e a difusão por vórtices. Como a inércia das partículas foi ignorada, o modelo proposto é aplicável apenas a partículas pequenas (submicrométricas), depositando-se no regime difusivo ($t_+ < 0,1$).

A Figura 3.1 ilustra a implementação do modelo (Eq. A.10), considerando-se os dados da Tabela 3.2 e partículas submicrométricas com diâmetros variando entre 0,01 e 0,7 μm . Nos eixos horizontal e vertical principais, a figura apresenta as velocidades de deposição calculadas em função do diâmetro das partículas. Já nos eixos secundários, foram apresentadas velocidades de deposição adimensional em função do tempo de relaxação adimensional.

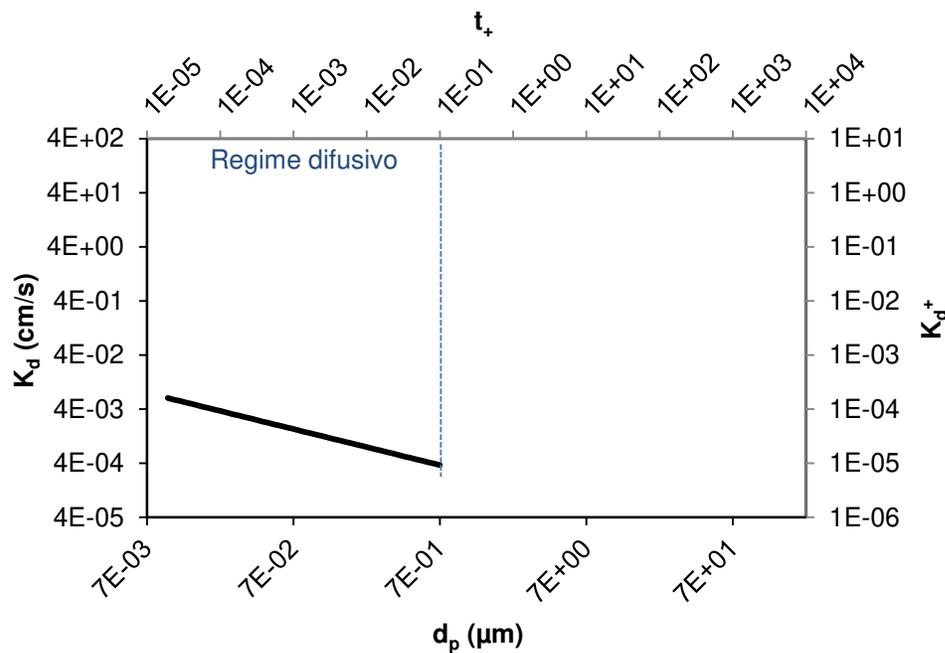


Figura 3.1: Implementação do modelo de Lin *et al.* (1953).

A Figura 3.1 mostra que o modelo em questão prevê uma queda contínua na velocidade de deposição com o aumento do diâmetro das partículas. Esse comportamento está coerente com aquele mostrado na Figura 2.12 para o regime difusivo e deve-se à redução do transporte por movimento Browniano.

Friedlander e Johnstone (1957)

Friedlander e Johnstone (1957) equacionaram o fluxo radial de partículas nas proximidades da parede da tubulação com a lei de Fick modificada, ignorando o termo relativo ao movimento Browniano e utilizando o conceito da distância de parada para incorporar a inércia das partículas ao modelo. Pelo fato do movimento Browniano ter sido desprezado, o modelo proposto é aplicável apenas a partículas grandes (com dimensões da ordem de micra e maiores), depositando-se nos regimes de transição e inercial ($t_+ \geq 0,1$).

Conforme foi discutido no Apêndice A, onde foi apresentada a dedução do modelo, os autores propuseram diferentes equações para avaliar K_d dependendo da posição da distância de parada: Eq. A.19 para $0 < s_+ \leq 5$, Eq. A.22 para $5 < s_+ \leq 30$ e Eq. A.23 para $s_+ > 30$. A Figura 3.2 ilustra a implementação dessas equações, considerando-se os dados da Tabela 3.2 e partículas micrométricas com diâmetros variando entre 0,7 e 100 μm :

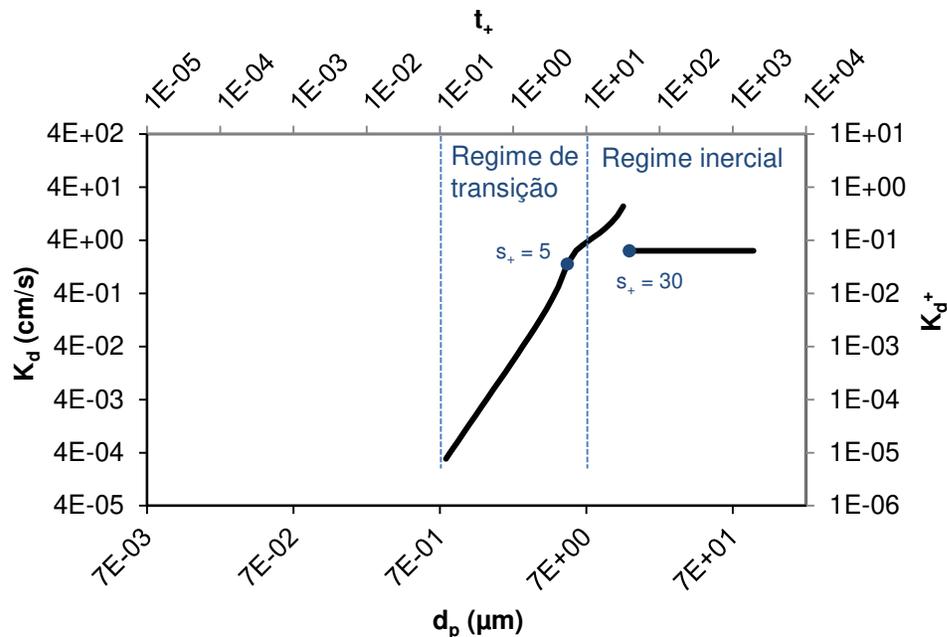


Figura 3.2: Implementação do modelo de Friedlander e Johnstone (1957).

Para partículas pequenas, a distância de parada tende a estar localizada na subcamada viscosa. Com o aumento do diâmetro das partículas, s_+ pode passar a situar-se na região de transição ou até mesmo na camada turbulenta. A Figura 3.2 mostra que o uso de diferentes

equações em função da posição da distância de parada leva a uma descontinuidade nas previsões do modelo no regime inercial, no ponto associado a $s_+=30$.

No regime de transição, o modelo prevê um crescimento contínuo da velocidade de deposição com o aumento do diâmetro das partículas. Esse comportamento está coerente com aquele mostrado na Figura 2.12 e deve-se ao favorecimento do transporte por mecanismos inerciais.

Beal (1970)

Beal (1970) equacionou o fluxo radial de partículas nas proximidades da parede da tubulação com a lei de Fick modificada, utilizando a distância de parada como limite inferior de integração dessa equação. Com isso, o modelo proposto foi o primeiro a incorporar os três mecanismos de deposição (movimento Browniano, difusão por vórtices e inércia das partículas), sendo aplicável tanto a partículas pequenas quanto grandes, depositando-se nos três regimes (difusivo, de transição e inercial).

Conforme foi discutido no Apêndice A, esse modelo prevê a existência de uma concentração de partículas não nula na região de voo livre ($0 < y_+ \leq s_+$). Ao longo do desenvolvimento matemático do modelo, essa consideração fez com que a equação da velocidade de deposição (Eq. A.41) fosse definida em função do coeficiente de transporte de massa, K . As equações apresentadas para o cálculo desse último parâmetro, por sua vez, foram definidas em função da posição da distância de parada: Eq. A.31 para $0 < s_+ \leq 5$, Eq. A.34 para $5 < s_+ \leq 30$ e Eq. A.36 para $s_+ > 30$.

A Figura 3.3 ilustra a implementação dessas equações, considerando-se os dados da Tabela 3.2 e partículas submicrométricas e micrométricas com diâmetros variando entre 0,01 e 100 μm . A figura mostra que o modelo apresenta uma descontinuidade no regime inercial, no ponto associado a $s_+=30$. A razão para isso é a mesma mencionada para o modelo de Friedlander e Johnstone (1957): o uso de diferentes equações em função da posição da distância de parada.

No regime difusivo, o modelo prevê uma queda contínua na velocidade de deposição com o aumento do diâmetro das partículas, a qual se deve à redução do movimento Browniano. No

regime de transição, o modelo prevê um aumento acentuado na velocidade de deposição, o qual resulta de um incremento na inércia das partículas devido aos maiores diâmetros. Esses comportamentos estão coerentes com aqueles mostrados na Figura 2.12 para os regimes difusivo e de transição.

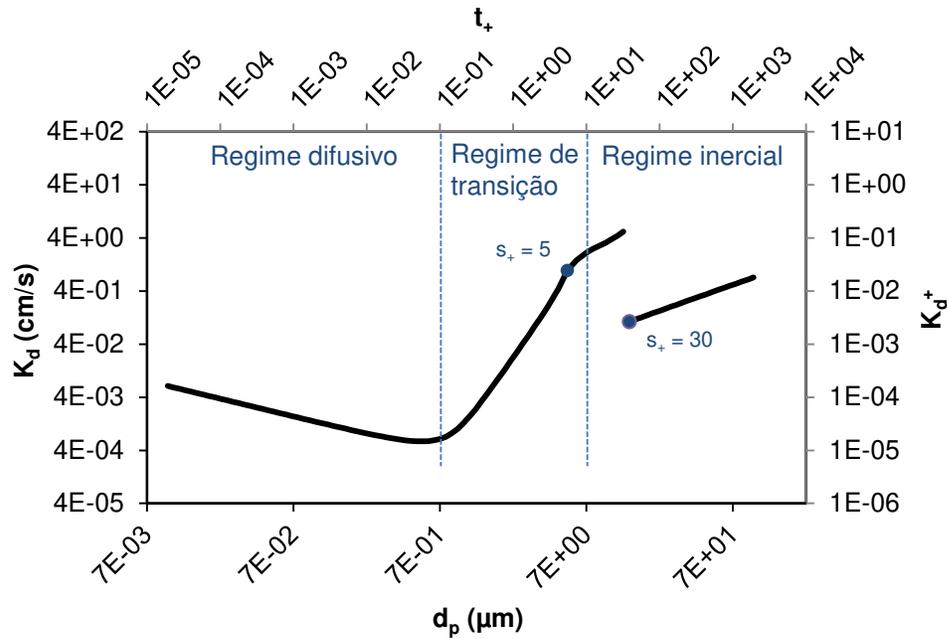


Figura 3.3: Implementação do modelo de Beal (1970).

El-Shobokshy e Ismail (1980)

El-Shobokshy e Ismail (1980) equacionaram o fluxo radial de partículas nas proximidades da parede da tubulação com a lei de Fick modificada, utilizando difusividades de vórtices distintas para o fluido e as partículas ($\varepsilon_p \neq \varepsilon$) e admitindo a distância de parada como limite inferior de integração dessa equação. Com isso, o modelo que desenvolveram também é aplicável a partículas de variados tamanhos, depositando-se nos três regimes de deposição.

Assim como Beal (1970), os autores consideraram a existência de uma concentração de partículas não nula na região de voo livre, definindo uma equação para o cálculo de K_d em função de K (Eq. A.55). Para o cálculo de K , foram propostas diferentes equações em função da posição da distância de parada: Eq. A.49 para $0 < s_+ \leq 5$ e Eq. A.52 para $5 < s_+ \leq 30$. Vale observar que os

autores não propuseram equação para $s_+ > 30$. A Figura 3.4 ilustra a implementação do modelo, considerando-se os dados da Tabela 3.2 e partículas com diâmetros variando entre 0,01 e 100 μm :

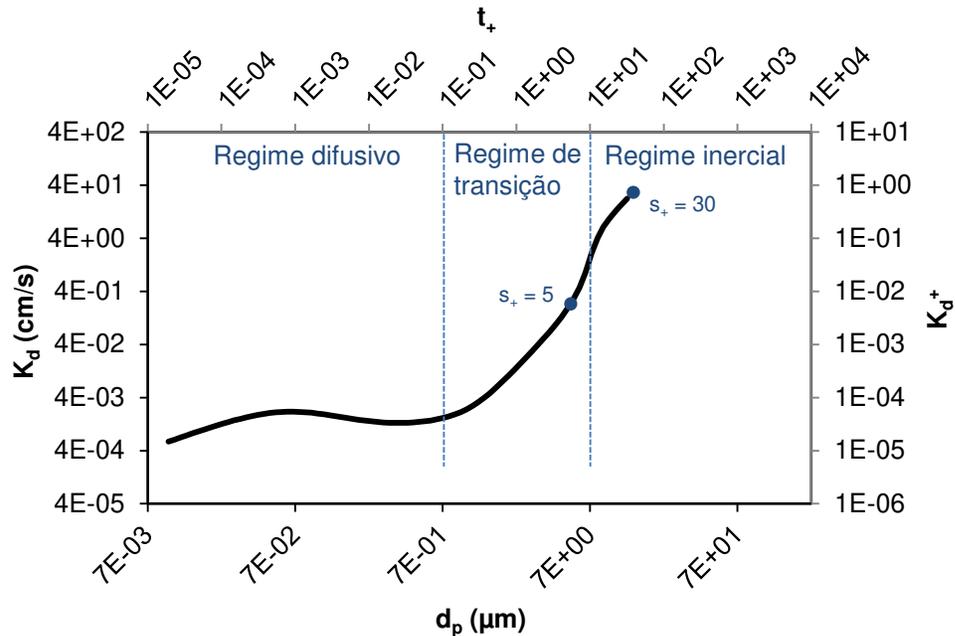


Figura 3.4: Implementação do modelo de El-Shobokshy e Ismail (1980).

Para partículas com diâmetros menores que 0,07 μm (com tempos de relaxação adimensionais menores que 10^{-3}) a Figura 3.4 mostra um comportamento não consistente com o esperado. Nessa faixa de tamanho de partículas, o modelo prevê um aumento da velocidade de deposição com o diâmetro das partículas, enquanto que o esperado seria uma redução dessa velocidade devido ao decréscimo do movimento Browniano. Para partículas maiores que 0,07 μm , o modelo tem comportamento coerente com aquele mostrado na Figura 2.12. Vale observar ainda que as previsões no regime inercial tendem a ser limitadas pelo fato de os autores não terem proposto equações para $s_+ > 30$.

Papavergos e Hedley (1984)

Papavergos e Hedley (1984) propuseram um modelo baseado em ajuste de curva a dados experimentais, o qual é aplicável a partículas de variados tamanhos, depositando-se nos três regimes de deposição.

A Figura 3.5 ilustra a implementação do modelo (Eqs. 3.2–3.4), considerando-se os dados da Tabela 3.2 e partículas com diâmetros variando entre 0,01 e 100 μm :

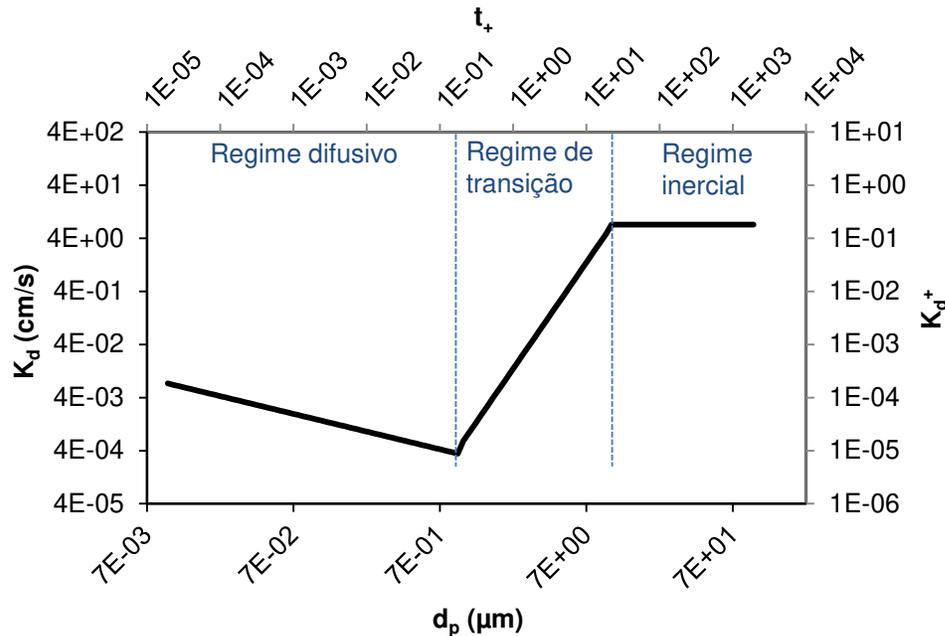


Figura 3.5: Implementação do modelo de Papavergos e Hedley (1984).

O comportamento mostrado na Figura 3.5 está coerente com o esperado nos três regimes de deposição.

Escobedo e Mansoori (1995)

Escobedo e Mansoori (1995) equacionaram o fluxo radial de partículas nas proximidades da parede da tubulação com a lei de Fick modificada, utilizando a distância de parada como limite inferior de integração dessa equação. Com isso, o modelo que desenvolveram também é aplicável a partículas de variados tamanhos, depositando-se nos três regimes de deposição.

Os autores não utilizaram a analogia de Reynolds em seu equacionamento, utilizando a lei de Fick modificada também na camada turbulenta. Na região de voo livre, mantiveram o conceito da existência de uma concentração de partículas não nula, de valor constante, proposto inicialmente por Beal (1970). Com isso, propuseram que a Eq. A.41 fosse utilizada para se calcular K_d em função de K . Já este último parâmetro deveria ser calculado em função da posição

da distância de parada: Eq. A.65 para $0 < s_+ \leq 5$ e Eq. A.69 para $5 < s_+ \leq 30$. Os autores não apresentaram equações para $s_+ > 30$. A Figura 3.6 ilustra a implementação do modelo, considerando-se os dados da Tabela 3.2 e partículas com diâmetros variando entre 0,01 e 100 μm :

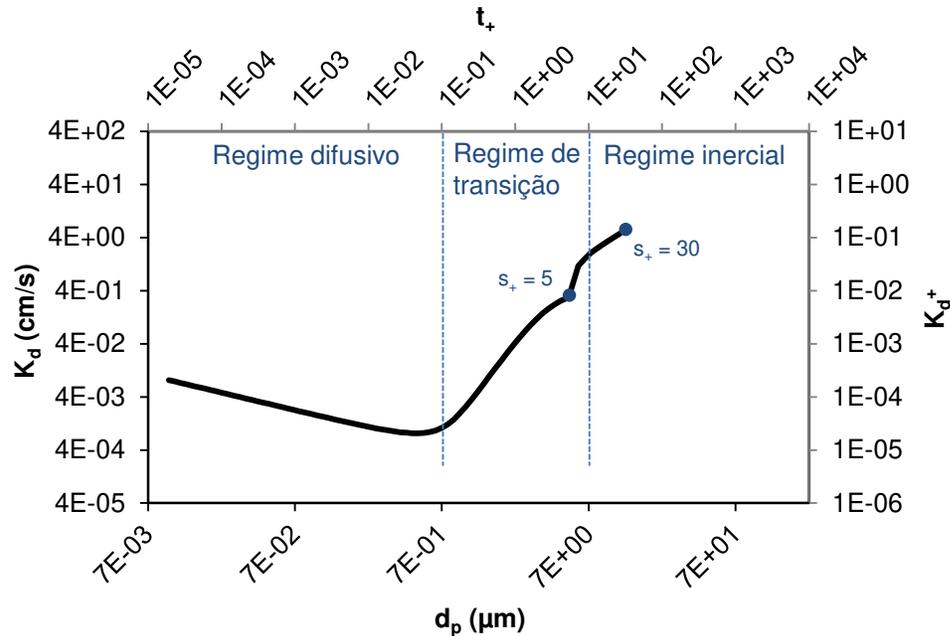


Figura 3.6: Implementação do modelo de Escobedo e Mansoori (1995).

Nos regimes difusivo e de transição, o comportamento do modelo está coerente com o esperado. Pode-se observar na figura uma descontinuidade associada ao ponto $s_+=5$, a qual decorre do uso de diferentes equações em função da posição da distância de parada. Vale observar ainda que as previsões do modelo no regime inercial são limitadas, uma vez que os autores não propuseram equações para $s_+ > 30$.

3.2. Estudo dos Dados Experimentais de Deposição de Partículas

Após discutir na seção anterior a teoria e aplicação dos seis modelos de deposição de partículas da literatura, serão estudados agora quatro trabalhos experimentais de deposição de aerossol, visando-se adquirir e organizar dados para um estudo de validação dos modelos.

Os trabalhos revisados encontram-se descritos nas próximas três subseções: 3.2.1–*Friedlander (1954)*, 3.2.2–*Wells e Chamberlain (1967)* e 3.2.3–*Liu e Agarwal (1974) e Agarwal*

(1975). Vale observar que, embora alguns desses autores tenham estudado a deposição tanto em superfícies lisas quanto rugosas, apenas os dados para superfícies lisas foram selecionados para o estudo de validação dos modelos, uma vez que superfícies rugosas não fazem parte do escopo da presente dissertação.

Na Subseção 3.2.4–*Padronização, Organização e Classificação dos Resultados Experimentais*, os dados revisados foram convertidos para um formato padronizado (K_d^+ versus t_+) e organizados em tabelas, preparando-os para serem utilizados na validação dos modelos.

Tabela 3.3: Resumo das principais características dos experimentos estudados.

Conjunto de dados	Tubos		Partículas		Velocidade média (cm/s)
	Material	Diâmetro (cm)	Material	Diâmetro (μm)	
Friedlander 1954	Vidro	0,54–2,5	Ferro (7,8g/cm ³)	0,8 – 2,63	354 – 5.486
	Bronze	1,38–2,5	Alumínio (2,7g/cm ³)	1,81	
			Esporos de Licopódio (1,175g/cm ³)	30,0	
Wells e Chamberlain 1967	Espaço anular formado por:		Núcleos de Aitken	0,17	59 – 2.970
	haste de bronze	1,27 (OD)	Gotículas de Tricresil Fosfato (1,18g/cm ³)	0,65 – 2,1	
	tubo de cobre	3,81 (ID)	Esferas de Poliestireno (1,0g/cm ³)	5,0	
Liu e Agarwal 1974 Agarwal 1975	Vidro	1,27	Gotículas de óleo de oliva (0,92 g/cm ³)	1,4 – 21	1.104 – 6.148

A Tabela 3.3 resume as principais características dos quatro trabalhos experimentais estudados, facilitando a comparação entre as diferentes metodologias utilizadas. Sugere-se que essa tabela seja continuamente consultada ao longo da leitura dos parágrafos a seguir, nos quais os experimentos são descritos.

3.2.1. Friedlander (1954)

Friedlander (1954) realizou experimentos nos quais mediu a deposição de partículas sólidas durante escoamentos turbulentos de aerossol. A Tabela 3.3 reúne as propriedades das partículas estudadas. A seção de testes, na qual a deposição era monitorada, foi construída de modo a possibilitar a instalação dos diferentes tubos listados na mesma tabela. Todos esses tubos possuíam superfície interna lisa e foram dispostos em posição vertical (escoamento ascendente).

A Figura 3.7 mostra um esquema do aparato experimental utilizado:

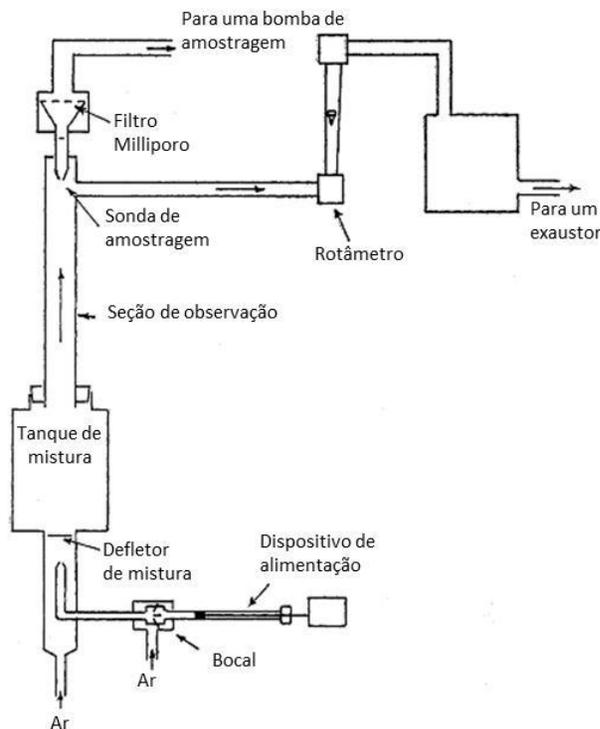


Figura 3.7: Esquema do aparato experimental utilizado por Friedlander e Johnstone (1957).

Conforme ilustra a figura, partículas previamente armazenadas em um dispositivo de alimentação eram colocadas em suspensão na corrente de ar com o auxílio de um bocal (*atomizing nozzle*). Em seguida, a corrente de aerossol gerada era misturada a uma corrente de ar secundária para se ajustar a vazão na seção de testes. O escoamento resultante era homogeneizado com o auxílio de um tanque equipado com defletores de mistura. Após passar pela seção de testes, uma pequena fração do escoamento era desviada para um filtro (para posterior avaliação da concentração de partículas no escoamento) enquanto que o restante seguia para uma linha de exaustão. As vazões no filtro e na linha de exaustão eram medidas por um medidor de tubos capilares e um rotâmetro, respectivamente.

O fluxo de partículas para a parede dos tubos, N_0 , era determinado contando-se pelo menos cem partículas depositadas em uma área conhecida da parede após um determinado tempo de escoamento. No caso dos tubos de vidro de 0,54 e 1,305 cm, a contagem era feita levando-os diretamente a um microscópio. Já no caso do tubo de vidro de 2,5 cm e dos tubos de bronze, foram construídas seções desmontáveis de 3 cm de comprimento. A quantidade de material depositado nessas seções era determinada com uma das seguintes técnicas: i) removendo-se o material depositado com uma fita adesiva e levando-a posteriormente ao microscópio; ii) aplicando-se previamente uma fita sensível à pressão nos tubos e levando-a ao microscópio ao final do experimento; iii) nos estudos com esporos de licopódio: aplicando-se um gel de glicerol à parede e removendo-o ao final do experimento para contar as partículas no microscópio.

Visando assegurar a qualidade dos dados coletados, o autor monitorou a reentrância de partículas com o auxílio de um microscópio. Quando esse fenômeno era observado, aplicavam-se medidas de controle e o experimento era repetido. Dentre essas medidas, estão a redução da vazão utilizada e a aplicação de materiais adesivos (fitas adesivas e gel de glicerol) e sensíveis à pressão na parede interna dos tubos.

A concentração média das partículas de ferro e alumínio no escoamento, C_{avg} , era determinada contando-se pelo menos cem partículas em uma área conhecida do filtro posicionado no final da seção de testes, após filtrar-se certo volume de fluido. Essa contagem era feita no microscópio. Nos experimentos com esporos de licopódio, o filtro era pesado antes e depois do experimento e a diferença verificada correlacionada com a concentração média de partículas.

Após quantificar o fluxo de partículas para a parede da tubulação e a concentração média no escoamento, o autor podia calcular a velocidade de deposição, K_d , por meio do quociente N_0/C_{avg} . Os resultados obtidos foram publicados na forma de tabelas e gráficos da velocidade de deposição em função do número de Reynolds do escoamento.

3.2.2. Wells e Chamberlain (1967)

Wells e Chamberlain (1967) realizaram experimentos nos quais mediram a deposição de partículas sólidas e líquidas durante escoamentos turbulentos de aerossol. A Tabela 3.3 reúne as propriedades das partículas estudadas.

A seção de testes utilizada nos experimentos era formada pelo espaço anular entre duas tubulações verticais de 500 cm de comprimento (escoamento descendente). A superfície de deposição consistia em uma haste de bronze com diâmetro externo de 1,27 cm, disposta concentricamente a um tubo de cobre com diâmetro interno de 3,81 cm. A haste de bronze recebeu tratamento para que ficasse opticamente lisa. Em alguns experimentos, a haste foi envolvida com papel filtro, ficando com uma rugosidade superficial de 100 μm .

A Figura 3.8 mostra um esquema do aparato experimental utilizado:

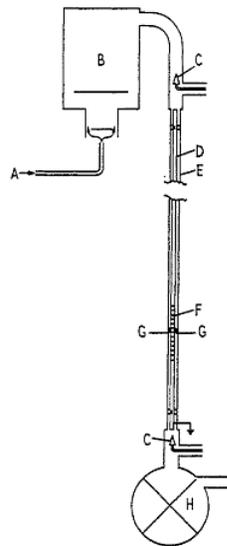


Figura 3.8: Esquema do aparato experimental utilizado por Wells e Chamberlain (1967).

Para possibilitar a avaliação da quantidade de partículas em suspensão no fluido e da quantidade depositada nos tubos, as partículas eram previamente marcadas com substâncias radioativas. Em seguida, eram colocadas em suspensão na corrente de ar utilizando-se um gerador de aerossol. Esse escoamento primário recebia uma corrente de ar secundária para ajuste da vazão e passava por um tanque de mistura para ser homogeneizado (representado por B na Figura 3.8). Na saída do tanque, uma pequena fração do escoamento era desviada para um filtro (C) enquanto que o restante seguia para a seção de testes, formada pelo espaço anular entre a haste de bronze (D) e o tubo de cobre (E). A velocidade do fluido na seção de testes era medida por um tubo de Pitot (G). Após a seção de testes, mais uma fração do escoamento era desviada para um filtro (C), enquanto que o restante passava por uma unidade de sucção (H).

Ao término de cada experimento, seções desmontáveis da haste de bronze, com 2,81 cm de comprimento (F), eram colocadas em um cintilômetro para medição da atividade radioativa das mesmas. A quantidade de material depositado era então determinada a partir dos valores medidos no cintilômetro e, posteriormente, utilizada para o cálculo do fluxo de partículas para superfície de deposição. A atividade nos filtros, a qual permitia a avaliação da concentração média de partículas na corrente de aerossol era medida no mesmo equipamento, enrolando-se os filtros em torno de cilindros de bronze.

Quantificados o fluxo de partículas para a parede da tubulação e a concentração média no escoamento, os autores puderam calcular a velocidade de deposição por meio do quociente entre esses dois valores. Os resultados experimentais obtidos não foram publicados na forma de tabelas, exigindo que fossem coletados diretamente de gráficos, com possíveis erros de leitura. Dois tipos de gráficos foram apresentados. O primeiro tipo retrata a velocidade de deposição em função do número de Reynolds do escoamento. O segundo retrata uma versão adimensional da velocidade de deposição (K_d/U) em função do diâmetro das partículas depositadas.

3.2.3. Liu e Agarwal (1974) e Agarwal (1975)

Liu e Agarwal (1974) e Agarwal (1975) realizaram experimentos nos quais mediram a deposição de partículas líquidas durante escoamentos turbulentos de aerossol. As partículas estudadas consistiam em gotículas de óleo de oliva ($\rho_p=0,92 \text{ g/cm}^3$), com diâmetros médios

variando entre 1,4 e 21 μm . A seção de testes era composta por um tubo vertical (escoamento descendente) de vidro, com 102 cm de comprimento e 1,27 cm de diâmetro interno. Em alguns experimentos, o tubo liso recebeu fragmentos de vidro, ficando com rugosidades superficiais de 50, 100, 200 e 420 μm .

A Figura 3.9 mostra um esquema do aparato experimental utilizado:

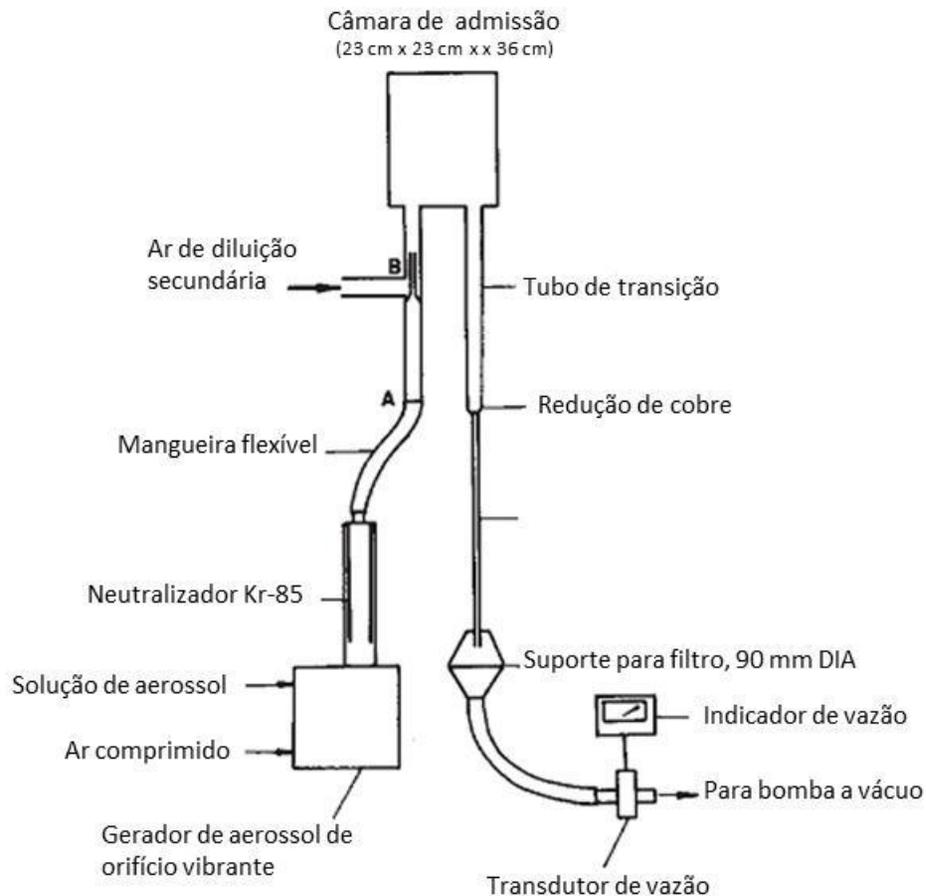


Figura 3.9: Esquema do aparato experimental utilizado por Liu e Agarwal (1974).

Antes de cada corrida experimental, era preparada uma solução líquida contendo óleo de oliva, álcool isopropílico, água e uranina (corante fluorescente). Essa solução era alimentada a um gerador de aerossol, responsável por quebrá-la em gotículas por meio da vibração de um orifício através do qual a solução era forçada. Após passar pelo orifício, os solventes (água e álcool) se evaporavam e a gotícula de óleo de oliva era formada, tendo a uranina como um precipitado. O

diâmetro dessas gotículas podia ser calculado com uma correlação em função da vazão de solução alimentada no gerador e da frequência de vibração de seu orifício. Variando-se esses parâmetros, o tamanho das partículas geradas podia ser ajustado.

Na saída do gerador de aerossol, a corrente formada passava por um equipamento neutralizador, para que possíveis cargas elétricas induzidas nas partículas fossem removidas. Em seguida, essa corrente recebia uma corrente de ar secundária para se ajustar a vazão na seção de testes e o escoamento resultante era homogeneizado em uma câmara de mistura. Após passar pela seção de testes, a corrente de aerossol era escoada através de um filtro de fibra de vidro e, por fim, de um medidor de vazão.

Os autores consideraram que a reentrância de partículas no escoamento durante os experimentos era praticamente nula, uma vez que o material depositado era líquido. Dessa forma, não utilizaram substâncias adesivas na superfície interna dos tubos.

Ao final de cada experimento, a seção de testes era lavada com água destilada para que as gotículas de óleo de oliva com uranina fosse recuperadas. A solução resultante era levada a um medidor de fluorescência. A quantidade de material depositado era então determinada a partir dos valores medidos por esse equipamento e, posteriormente, utilizada para o cálculo do fluxo de partículas depositando-se. A quantidade de material aderido ao filtro era determinada de maneira semelhante, lavando-se o filtro com água destilada e conduzindo a solução resultante ao medidor de fluorescência. A partir dos valores medidos, a concentração média de partículas no escoamento era calculada.

Após quantificar o fluxo de partículas para a parede da tubulação e a concentração média no escoamento, os autores puderam calcular a velocidade de deposição por meio do quociente entre esses dois valores. Os resultados experimentais obtidos foram publicados na forma de tabelas e gráficos da velocidade de deposição adimensional, K_d^+ , em função do tempo de relaxação adimensional, t_+ .

3.2.4. Padronização, Organização e Classificação dos Resultados Experimentais

Não há um padrão na literatura para a publicação dos resultados obtidos nos experimentos de deposição de partículas. Alguns autores apresentaram gráficos e tabelas da velocidade de

deposição em função do número de Reynolds do escoamento (K_d versus N_{Re}). Outros reportaram a velocidade de deposição em função do diâmetro das partículas (K_d versus d_p) ou do seu tempo de relaxação (K_d versus t_p). Verificam-se ainda diferenças na forma de se adimensionalizar a velocidade de deposição, nas notações e nas unidades de medida utilizadas nos diversos trabalhos.

A falta de um padrão na apresentação dos resultados dificulta o estudo da deposição e a comparação entre os dados experimentais coletados pelos diferentes autores. Tal fato motivou a realização de um trabalho de padronização desses dados. Dentre os diversos formatos encontrados na literatura para a apresentação dos resultados, optou-se pela escolha daquele proposto por Sippola e Nazaroff (2002), o qual apresenta a velocidade de deposição adimensional em função do tempo de relaxação adimensional (K_d^+ versus t_+).

O tempo de relaxação adimensional pode ser calculado com a Eq. 2.50, em função de características tanto do escoamento (velocidade, viscosidade e densidade), quanto das partículas transportadas (diâmetro médio e densidade). Já a velocidade de deposição medida nos experimentos pode ser adimensionalizada por meio de sua divisão pela velocidade de atrito, conforme mostra a Eq. 2.12. Utilizando-se essas duas últimas equações, os dados revisados foram padronizados e organizados em tabelas, as quais encontram-se disponíveis no Anexo A.

Os resultados obtidos nesse estudo de padronização e a comparação entre os dados coletados pelos diferentes autores serão apresentados e discutidos nos próximos parágrafos. Para complementar tal discussão, os parâmetros adimensionais N_{Re} , N_{Sc} , s_+ e t_+ foram calculados a partir das condições de cada experimento, sendo disponibilizados na Tabela 3.4.

Tabela 3.4: Intervalos de parâmetros adimensionais dos experimentos.

Conjunto de dados	N_{Re}	N_{Sc}	s_+	t_+
Friedlander 1954	3.140 – 35.400	$3,7 \times 10^5$ – $4,5 \times 10^7$	0,21 – 16	0,22 – 17
Wells e Chamberlain 1967	1.000 – 50.300	$1,1 \times 10^5$ – $3,2 \times 10^6$	$1,9 \times 10^{-3}$ – 11	$4,6 \times 10^{-4}$ – 12
Liu e Agarwal 1974 Agarwal 1975	3.532 – 59.941	$1,8 \times 10^6$ – $1,4 \times 10^{11}$	0,22 – 700	0,21 – 774

Friedlander (1954)

Conforme mostra a Tabela 3.4, Friedlander (1954) mediu a deposição de partículas apenas em escoamentos turbulentos ($N_{Re} > 2.100$). Os escoamentos estudados apresentaram números de Schmidt da ordem de 10^5 a 10^7 , variando em função do diâmetro das partículas utilizadas. Em todas as corridas experimentais, a distância de parada esteve situada no interior da camada limite ($s_+ < 30$). Os valores de tempo de relaxação adimensional calculados indicaram que os experimentos cobriram os regimes de transição e inercial ($t_+ > 0,1$).

As tabelas do Anexo AI reúnem os resultados publicados pelo autor. Cada uma das tabelas contém um conjunto de dados obtido variando-se a vazão de aerossol para um mesmo tipo e tamanho de partícula. Dessa forma, as variações no tempo de relaxação adimensional observadas em cada tabela devem ser atribuídas às variações na velocidade média do escoamento.

A Figura 3.10 traz esses dados representados no diagrama de deposição (gráfico *log-log* com t_+ nas abcissas e K_d^+ nas ordenadas). Para a construção da Figura 3.10, buscou-se preservar ao máximo o conjunto de dados publicado. Foram filtrados e extraídos da figura apenas pontos claramente fora da tendência geral observada.

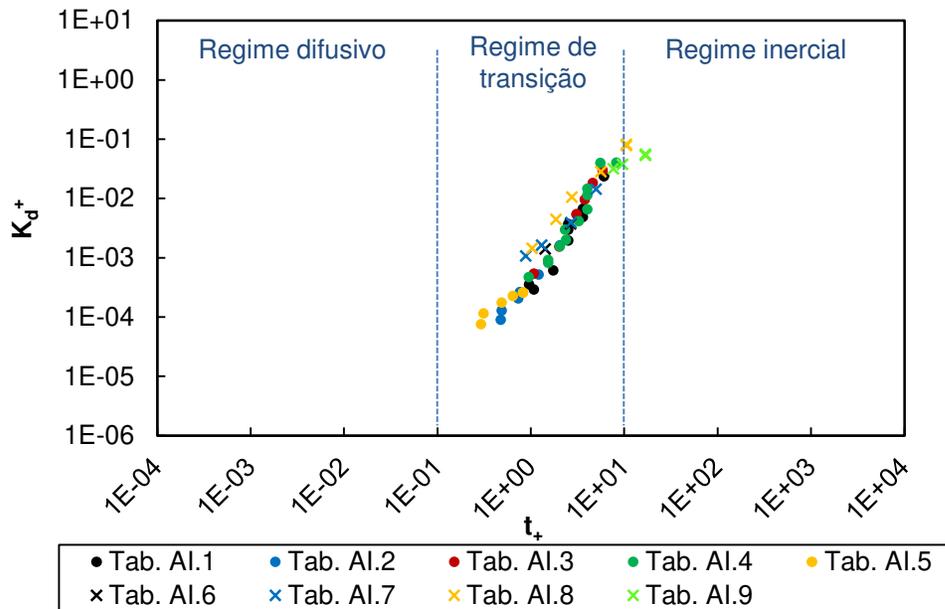


Figura 3.10: Dados experimentais de Friedlander (1954).

A Figura 3.10 mostra que a maior parte dos dados coletados por Friedlander (1954) encontra-se no regime de transição. É possível notar ainda que a distribuição dos dados condiz com a esperada para esse regime: há um aumento contínuo de K_d^+ com o aumento de t_+ .

Wells e Chamberlain (1967)

Conforme mostra a Tabela 3.4, Wells e Chamberlain (1967) mediram a deposição de partículas tanto em escoamentos laminares quanto turbulentos, com números de Schmidt da ordem de 10^5 a 10^6 . Esses autores estenderam o horizonte de investigação da deposição a partículas consideravelmente menores que aquelas utilizadas nos outros trabalhos revisados, chegando a diâmetros tão pequenos quanto $0,17 \mu\text{m}$ (ver Tabela 3.3). Com isso, foram os únicos a medir a deposição no regime difusivo, conforme mostram os valores de t_+ na Tabela 3.4. Consequentemente, os valores de s_+ calculados também foram inferiores aos dos outros estudos.

As tabelas do Anexo AII reúnem os resultados experimentais dos autores. Esses dados foram obtidos de duas maneiras: i) variando-se a vazão de aerossol enquanto os demais parâmetros eram mantidos constantes (assim como fez Friedlander 1954); ii) variando-se o tipo e tamanho das partículas enquanto os demais parâmetros eram mantidos constantes. Dessa forma, as variações no tempo de relaxação adimensional para os dados desses autores devem ser atribuídas tanto às variações na velocidade média do escoamento quanto no diâmetro das partículas.

A Figura 3.11 traz os resultados dos autores representados no diagrama de deposição. Para a construção da figura, não foram utilizados os dados referentes às medições em regime laminar. Também não foram incluídos na figura pontos coletados para tempos de relaxação adimensional superiores à unidade ($t_+ > 1$), pois as velocidades de deposição medidas nessas condições foram significativamente inferiores às obtidas pelos outros autores estudados. É provável que tenha havido reentrância de partículas nessa faixa de t_+ , devido ao grande tamanho das mesmas, aliado às altas velocidades do escoamento. Os próprios autores do trabalho colocaram em dúvida a qualidade de tais dados, uma vez que não adotaram medidas para evitar a reentrância.

Vale observar que, apesar desse problema com os dados $t_+ > 1$, o trabalho de Wells e Chamberlain (1967) tem grande importância no estudo da deposição de partículas. Isso se deve

principalmente aos dados publicados para o regime difusivo, os quais são considerados de boa qualidade e suprem a carência de dados publicados para esse regime.

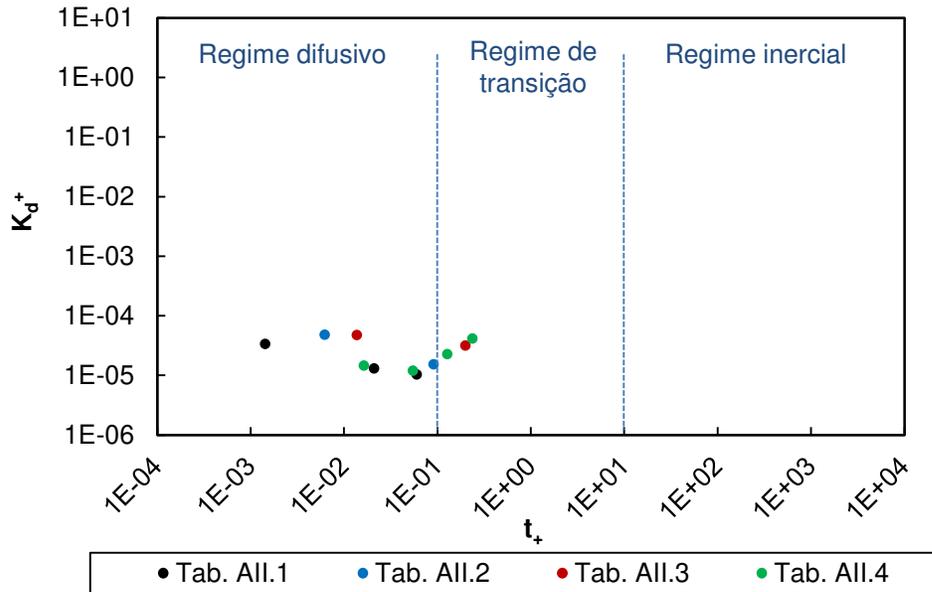


Figura 3.11: Dados experimentais de Wells e Chamberlain (1967).

Com a exclusão dos pontos experimentais mencionados, torna-se difícil observar uma tendência na Figura 3.11. De qualquer modo, acompanhando-se os dados de uma mesma tabela (representados por uma mesma cor na figura) é possível notar que eles apresentam uma tendência de queda no regime difusivo, seguida de tendência de aumento no regime de transição.

Liu e Agarwal (1974) e Agarwal (1975)

Conforme mostra a Tabela 3.4, Liu e Agarwal (1974) e Agarwal (1975) estudaram apenas escoamentos turbulentos. Esses autores priorizaram a investigação da deposição de partículas de grandes diâmetros, variando entre 1,4 e 21 μm (ver Tabela 3.3). Com isso, coletaram uma grande quantidade de pontos experimentais nos regimes de transição e inercial, conforme indicam os valores de t_+ mostrados na Tabela 3.4. Devido ao grande tamanho das partículas, observam-se valores elevados também de N_{Sc} e s_+ .

As tabelas dos Anexos AIII e AIV reúnem os resultados experimentais dos autores. Cada tabela contém um conjunto de dados obtido variando-se o tamanho das partículas para uma

mesma velocidade média do escoamento. Dessa forma, as variações no tempo de relaxação adimensional de cada tabela devem ser atribuídas às variações no diâmetro das partículas.

A Figura 3.12 traz os dados desses autores representados no diagrama de deposição. Mais uma vez, buscou-se preservar ao máximo o conjunto de dados, excluindo-se apenas pontos claramente fora da tendência geral observada.

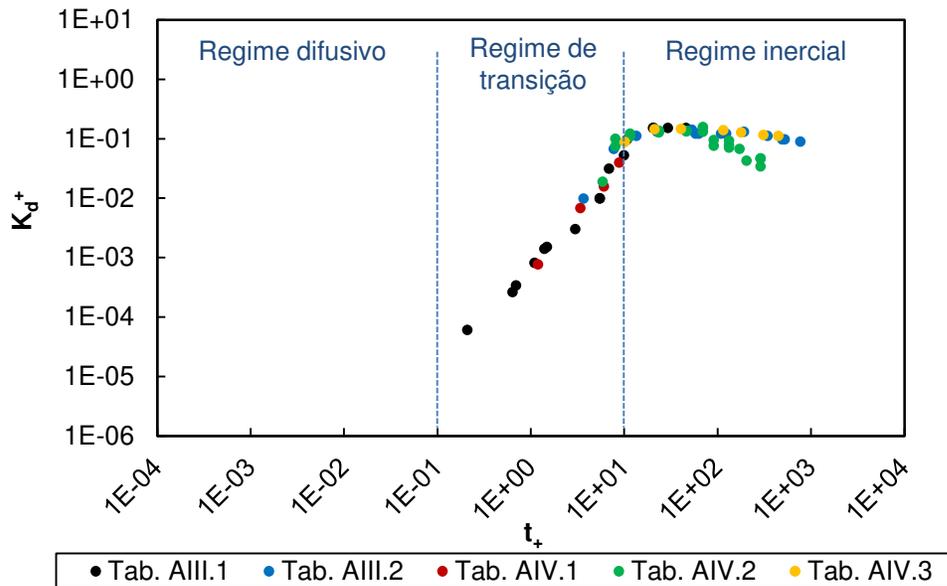


Figura 3.12: Dados experimentais de Liu e Agarwal (1974) e Agarwal (1975).

A figura mostra os pontos experimentais distribuídos nos regimes de transição e inercial. É possível notar ainda que a distribuição dos dados condiz com a esperada: há um aumento contínuo de K_d^+ com o aumento de t_+ no regime difusivo, seguido de queda no regime inercial.

Após comentar individualmente os resultados obtidos por cada autor e discutir sua classificação nos diferentes regimes de deposição, os dados experimentais estudados foram reunidos todos em um mesmo diagrama de deposição, mostrado na Figura 3.13. Embora exista alguma dispersão dos dados, é possível observar na figura que as velocidades de deposição adimensional medidas pelos diferentes autores apresentam uma tendência comum quando

representadas contra o tempo de relaxação adimensional, distribuindo-se com a mesma geometria mostrada na Figura 2.12.

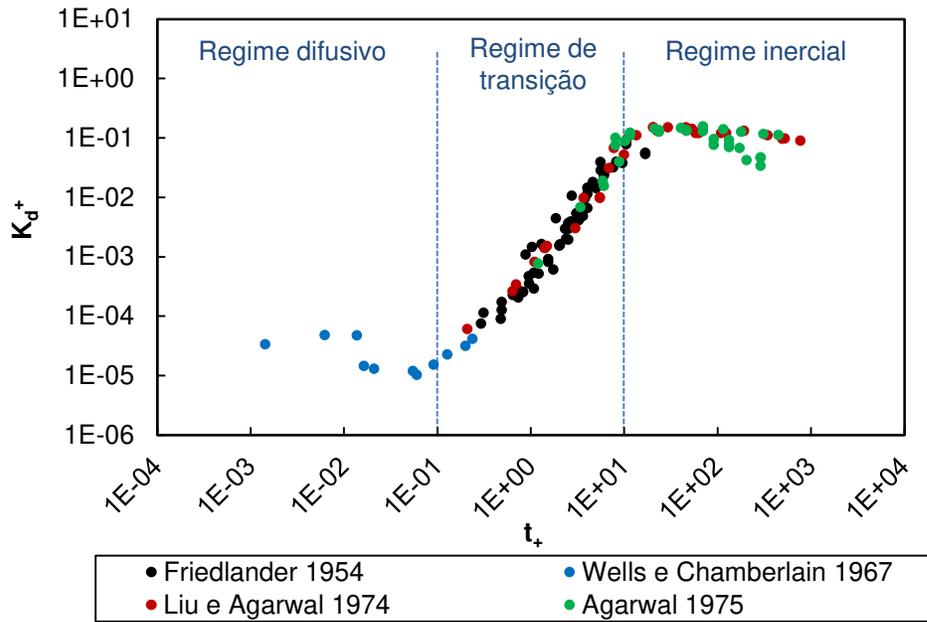


Figura 3.13: Dados experimentais estudados.

3.3. Estudo de Validação dos Modelos com os Dados Experimentais

Uma vez concluído o estudo da teoria / implementação dos modelos de deposição de partículas da literatura e a seleção / organização dos dados experimentais publicados, pôde-se realizar a validação dos modelos. O critério utilizado para se comparar as previsões dos modelos com as medições experimentais foi o desvio médio, definido como:

$$D(\%) = 100 \frac{\sum_{i=1}^n \left| \frac{K_{d_exp}^+ - K_{d_mod}^+}{K_{d_exp}^+} \right|}{n}, \quad 3.15$$

onde $K_{d_exp}^+$ e $K_{d_mod}^+$ são, respectivamente, as velocidades de deposição medidas experimentalmente e previstas pelos modelos; n representa o número de pontos experimentais utilizados no cálculo do desvio médio.

O estudo de validação foi realizado primeiramente considerando-se cada regime de deposição separadamente. Em seguida, os modelos foram validados considerando-se os regimes difusivo e de transição em conjunto, tendo-se em vista que a deposição de asfaltenos ocorre preferencialmente nesses dois regimes, conforme foi ilustrado na Figura 2.12.

3.3.1. Regime Difusivo

A Figura 3.14 ilustra o estudo de validação dos modelos no regime difusivo ($t_+ < 0,1$):

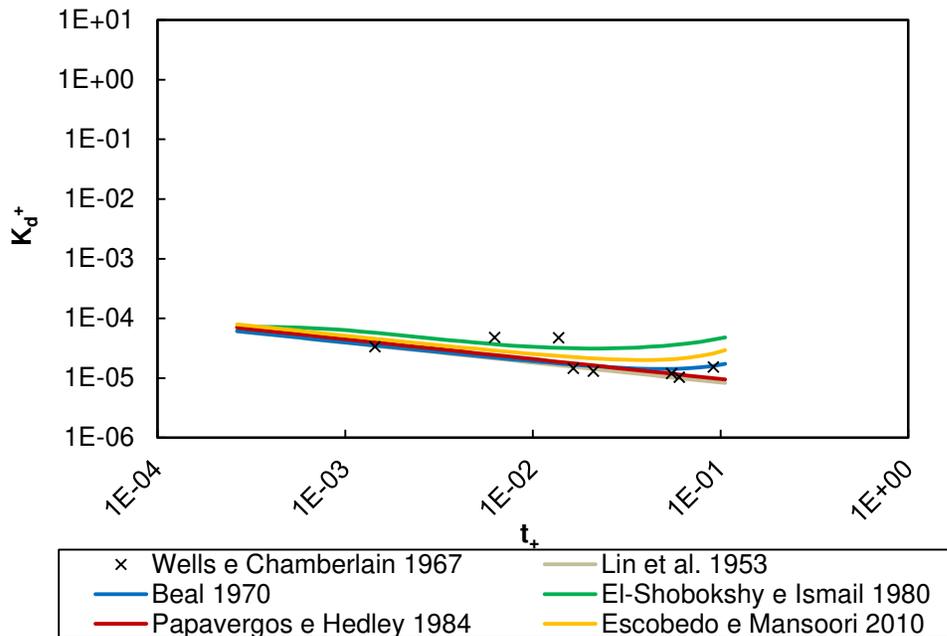


Figura 3.14: Validação dos modelos: regime difusivo.

Conforme foi discutido na seção anterior, os dados experimentais para o regime difusivo são escassos e, dentre os autores estudados, apenas Wells e Chamberlain (1967) forneceram medições nesse regime (8 pontos no total). Com relação aos modelos, vale observar que o modelo de Friedlander e Johnstone (1957) não foi representado na figura, pelo fato de não ser apropriado para o regime difusivo.

A Tabela 3.5 contém os desvios médios calculados com o auxílio da Eq. 3.15. A tabela mostra que as melhores previsões no regime difusivo foram fornecidas pelos modelos de Papavergos e Hedley (1984) e Beal (1970), com desvios médios de 18,6% e 20,1%,

respectivamente. Os modelos de Escobedo e Mansoori (1995) e Lin *et al.* (1953) apresentaram desvios da mesma ordem (26,9% e 29,3%, respectivamente), enquanto que o modelo de El-Shobokshy e Ismail (1980) apresentou maior desvio (55%).

Tabela 3.5: Desvios médios dos modelos no regime difusivo.

Modelos	Conjunto de dados experimentais
	Wells e Chamberlain 1967
Lin <i>et al.</i> 1953	29,3 %
Friedlander e Johnstone 1957	n.a. ($t_+ < 0,1$)
Beal 1970	20,1 %
El-Shobokshy e Ismail 1980	55,0 %
Papavergos e Hedley 1984	18,6 %
Escobedo e Mansoori 1995	26,9 %

3.3.2. Regime de Transição

A Figura 3.15 ilustra o estudo de validação dos modelos no regime de transição ($0,1 \leq t_+ < 10$). A literatura disponibiliza um amplo conjunto de dados para esse regime. A figura contém dados coletados por todos os autores estudados (75 pontos no total). Com relação aos modelos, vale observar que o modelo de Lin *et al.* (1953) não foi apresentado na figura, pelo fato de não ser apropriado para o regime de transição.

A Tabela 3.6 contém os desvios médios calculados para os modelos no regime de transição. Pode-se observar que foram disponibilizados os desvios tanto para cada conjunto de dados experimentais separadamente, quanto para todos os pontos (última coluna da tabela). A tabela mostra que as melhores previsões foram obtidas novamente com os modelos de Papavergos e Hedley (1984) e Beal (1970), com desvios de 37,3% e 38,7%, respectivamente. Os modelos de El-Shobokshy e Ismail (1980) e Friedlander e Johnstone (1957) apresentaram desvios um pouco maiores (47,6% e 55,4%, respectivamente), enquanto que o de Escobedo e Mansoori (1995) teve desvio superior a 70%.

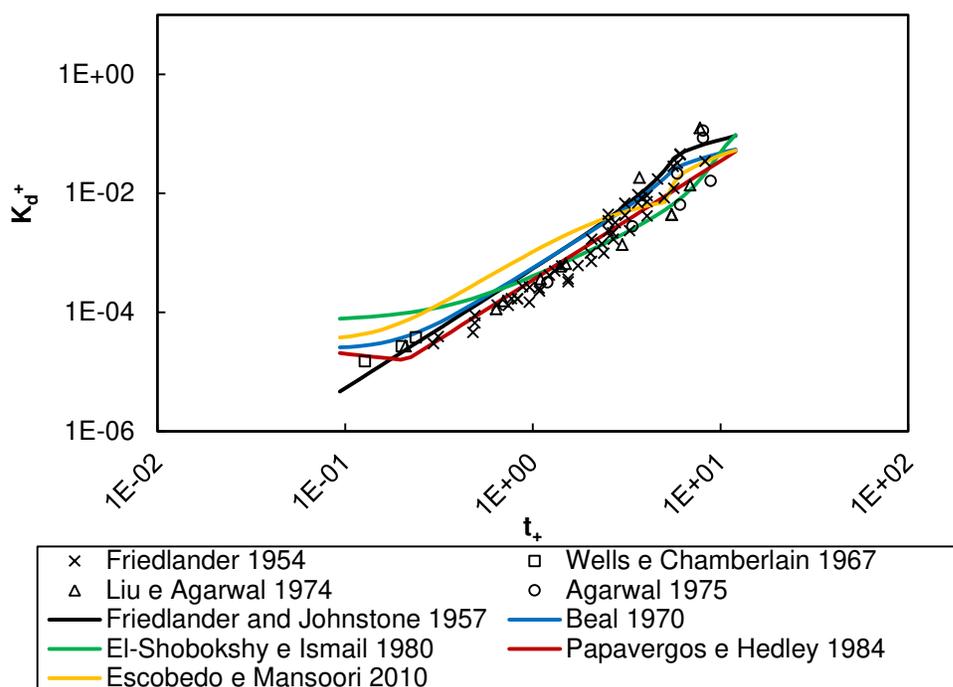


Figura 3.15: Validação dos modelos: regime de transição.

Tabela 3.6: Desvios médios dos modelos no regime de transição.

Modelos	Conjuntos de dados experimentais			Total
	Friedlander 1954	Wells e Chamberlain 1967	Liu e Agarwal 1974 Agarwal 1975	
Lin <i>et al.</i> 1953	n.a. ($t_+ > 0,1$)	n.a. ($t_+ > 0,1$)	n.a. ($t_+ > 0,1$)	n.a. ($t_+ > 0,1$)
Friedlander e Johnstone 1957	48,9 %	39,5	> 70 %	55,4 %
Beal 1970	37,4 %	11,7 %	46,5 %	38,7 %
El-Shobokshy e Ismail 1980	44,6 %	> 70 %	31,0 %	47,6 %
Papavergos e Hedley 1984	34,7 %	51,1 %	42,2 %	37,3 %
Escobedo e Mansoori 1995	> 70 %	> 70 %	47,4 %	> 70 %

3.3.3. Regime Inercial

A Figura 3.16 ilustra o estudo de validação dos modelos no regime inercial ($t_+ \geq 10$). A menos de Wells e Chamberlain (1967), todos os autores estudados forneceram dados experimentais para esse regime (46 pontos no total). Novamente, o modelo de Lin *et al.* (1953) não foi representado, uma vez que sua aplicação é restrita ao regime difusivo.

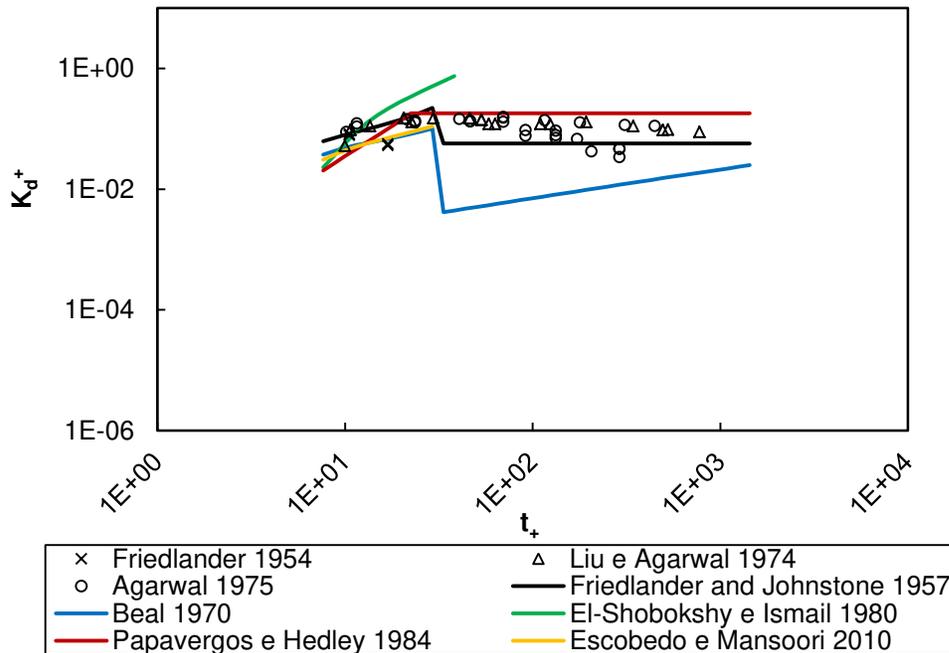


Figura 3.16: Validação dos modelos: regime inercial.

A Figura 3.16 mostra que os modelos de El-Shobokshy e Ismail (1980) e Escobedo e Mansoori (1995) não apresentam previsões para os valores elevados de t_+ . Isso ocorreu pelo fato de esses modelos não possuírem equações para situações em que a distância de parada situa-se na camada turbulenta. Com isso, as previsões dos modelos são interrompidas a partir de $s_+ = 30$.

A Tabela 3.7 contém os desvios médios calculados para os modelos no regime inercial. Novamente, foram disponibilizados na tabela não apenas os desvios para a totalidade dos dados, mas também para cada conjunto de dados individualmente. É possível notar que as melhores previsões foram fornecidas pelo modelo de Friedlander e Johnstone (1957). Os outros modelos aplicáveis nesse regime apresentaram desvios superiores a 70%.

Tabela 3.7: Desvios médios dos modelos no regime inercial.

Modelos	Conjuntos de dados experimentais		Total
	Friedlander 1954	Liu e Agarwal 1974 Agarwal 1975	
Lin <i>et al.</i> 1953	n.a. ($t_+ > 0,1$)	n.a. ($t_+ > 0,1$)	n.a. ($t_+ > 0,1$)
Friedlander e Johnstone 1957	> 70 %	53,4 %	56,3 %
Beal 1970	40,9 %	> 70 %	> 70 %
El-Shobokshy e Ismail 1980	> 70 %	n.a. ($s_+ > 30$)	n.a. ($s_+ > 30$)
Papavergos e Hedley 1984	68,1 %	> 70 %	> 70 %
Escobedo e Mansoori 1995	46,1 %	n.a. ($s_+ > 30$)	n.a. ($s_+ > 30$)

3.3.4. Regimes Difusivo e de Transição

A Figura 3.17 ilustra a validação dos modelos nos regimes difusivo e de transição:

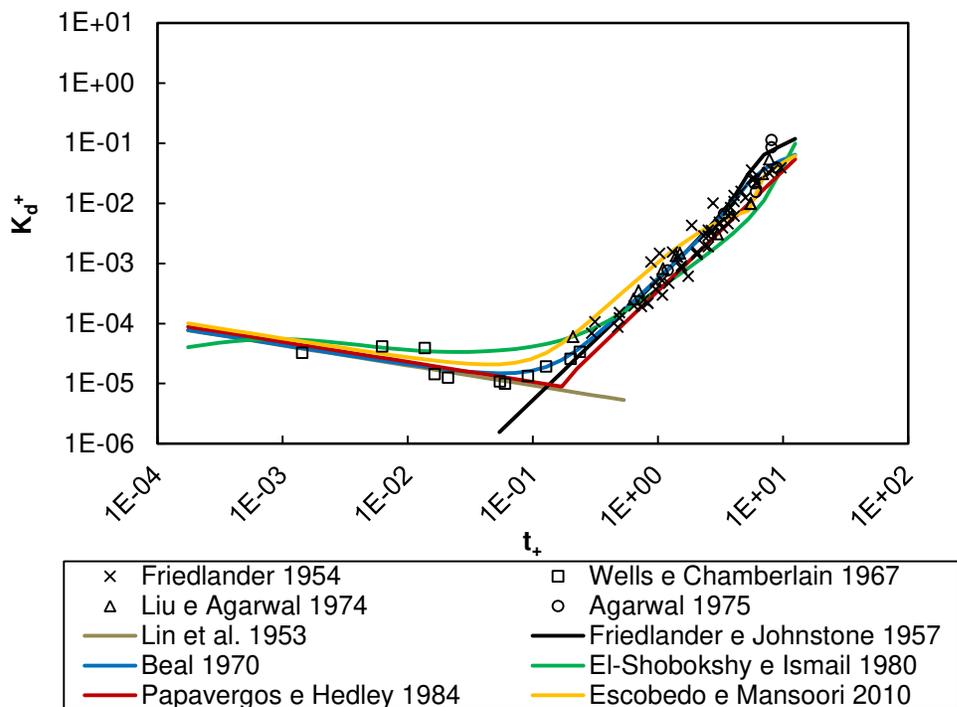


Figura 3.17: Validação dos modelos: regimes difusivo e de transição.

Conforme era esperado e pode ser observado na Figura 3.17, os modelos de Lin *et al.* (1953) e Friedlander e Johnstone (1957) não foram capazes de prever a velocidade de deposição ao longo de todo o intervalo analisado. O modelo de Papavergos e Hedley (1984) apresentou uma descontinuidade em $t_+=0,2$, a qual resulta do uso de diferentes equações em função do regime de deposição. Os outros modelos apresentaram previsões contínuas ao longo de todo o intervalo, com transição suave entre os regimes difusivo e de transição.

A Tabela 3.8 contém os desvios médios calculados para os modelos nos regimes difusivo e de transição. É possível notar que as melhores previsões foram obtidas com os modelos de Papavergos e Hedley (1984) e Beal (1970), com desvios de 35,6% e 37,2%, respectivamente (os outros modelos tiveram desvios superiores a 50 %).

Tabela 3.8: Desvios médios dos modelos nos regimes difusivo e de transição.

Modelos	Conjuntos de dados experimentais			Total
	Friedlander 1954	Wells e Chamberlain 1967	Liu e Agarwal 1974 Agarwal 1975	
Lin <i>et al.</i> 1953	n.a. ($t_+ > 0,1$)	n.a. ($t_+ > 0,1$)	n.a. ($t_+ > 0,1$)	n.a. ($t_+ > 0,1$)
Friedlander e Johnstone 1957	n.a. ($t_+ < 0,1$)	n.a. ($t_+ < 0,1$)	n.a. ($t_+ < 0,1$)	n.a. ($t_+ < 0,1$)
Beal 1970	37,4 %	20,3 %	46,5 %	37,2 %
El-Shobokshy e Ismail 1980	44,6 %	> 70 %	31,0 %	52,0 %
Papavergos e Hedley 1984	34,7 %	28,6 %	42,2 %	35,6 %
Escobedo e Mansoori 1995	> 70 %	58,4 %	47,4 %	68,6 %

3.4. Considerações Finais

Neste capítulo, foi realizado um estudo da teoria de modelos de deposição de partículas da literatura e de dados experimentais publicados sobre o assunto. A validação dos modelos com os dados nos regimes difusivo e de transição mostrou que os menores desvios médios foram proporcionados pelos modelos de Beal (1970) e Papavergos Hedley (1984). A seleção de um

desses modelos para ser utilizado na previsão da deposição de asfaltenos deve ser feita com base não apenas nos resultados do estudo de validação, mas também na qualidade teórica dos modelos.

O modelo de Papavergos e Hedley (1984) possui uma fundamentação teórica bastante limitada, uma vez que resulta de um ajuste de curva a dados experimentais. Conforme foi discutido na Seção 3.1.1, o uso das equações empíricas em arranjos ou situações diferentes daquelas que forneceram os dados para o ajuste não é recomendável. Com isso, o uso deste modelo para prever a deposição de asfaltenos foi descartado.

O modelo de Beal (1970) foi desenvolvido a partir de uma sólida teoria, tendo sua base em conceitos fundamentais de transferência de quantidade de movimento e massa. O modelo incorpora mecanismos de transporte difusivos (movimento Browniano) e convectivos (difusão por vórtices e inércia das partículas), sendo capaz de prever a deposição de partículas dos mais variados tamanhos. De fato, a qualidade das previsões do modelo é inegável, uma vez que seus desvios médios foram extremamente próximos àqueles do modelo de Papavergos e Hedley (1984), o qual consiste em um ajuste de curva a dados experimentais. A Figura 3.18 mostra o modelo de Beal (1970) representado sozinho sobre os dados experimentais da literatura:

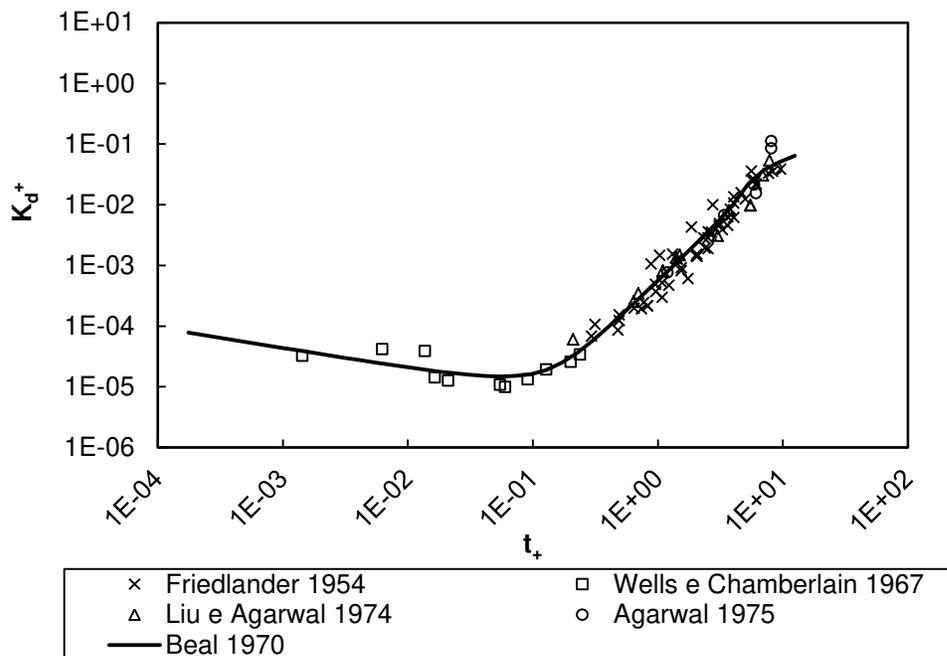


Figura 3.18: Validação do modelo de Beal (1970) nos regimes difusivo e de transição.

Por todo o exposto nos últimos parágrafos, o modelo de Beal (1970) foi selecionado como sendo o que melhor representa a deposição de partículas nos regimes difusivo e de transição. Como o modelo não foi validado com dados de deposição de asfaltenos, não se pode garantir a qualidade de suas previsões quando aplicado a essa finalidade. Esse assunto foi discutido em detalhes no próximo capítulo, no qual foi realizado um estudo para se fundamentar a aplicação do modelo à deposição de asfaltenos.

4. ESTUDO DA DEPOSIÇÃO DE ASFALTENOS

Este capítulo contém uma investigação sobre a deposição de asfaltenos em poços durante escoamentos turbulentos. Para uma melhor organização do texto, optou-se por dividir tal estudo em três seções.

A *Seção 4.1–Aplicação do Modelo de Beal (1970)* discute o uso desse modelo, validado com dados experimentais de deposição de aerossol, para a previsão da deposição de asfaltenos. Foram estabelecidos critérios e limites de aplicação para que o modelo pudesse ser utilizado para essa finalidade.

Na *Seção 4.2–Análises de Sensibilidade*, o modelo foi aplicado para estimar velocidades de deposição de asfaltenos em diversos cenários, buscando-se uma melhor compreensão do fenômeno. Foi avaliado o impacto de parâmetros do fluido e das partículas na deposição. Os comportamentos observados foram discutidos com base em conceitos fundamentais das teorias de transferência de quantidade de movimento e massa, apresentados anteriormente no Capítulo 2.

Na *Seção 4.3–Considerações finais*, os resultados obtidos na análise de sensibilidade foram utilizados para se avaliar o potencial de algumas medidas preventivas para o controle da deposição.

4.1. Aplicação do Modelo de Beal (1970)

A deposição de asfaltenos ocorre preferencialmente nos regimes difusivo e de transição, conforme fora discutido no Capítulo 2 e representado na Figura 2.12. Essa constatação foi feita a partir de valores de tempo de relaxação adimensional calculados para as faixas usuais de parâmetros de produção de petróleo da indústria (exibidas na Tabela 2.3).

No Capítulo 3, foi realizado um estudo de validação de seis modelos de deposição de partículas da literatura, o qual indicou o modelo de Beal (1970) para ser utilizado nos regimes difusivo e de transição. Os dados de campo utilizados nesse estudo foram obtidos em

experimentos de deposição de aerossol. As faixas de parâmetros cobertas nesses experimentos podem ser encontradas na Tabela 3.3.

Infelizmente, os dados experimentais de deposição de asfaltenos publicados na literatura são escassos, o que impossibilitou que o modelo selecionado fosse validado também para sistemas óleo-asfaltenos. Assim, foi necessário buscar uma maneira alternativa de se fundamentar e justificar sua aplicação a essa finalidade. Para isso, foi desenvolvido um estudo baseado em dois critérios principais: i) na comparação entre parâmetros dimensionais e adimensionais da produção de petróleo com aqueles das correntes de aerossol; ii) em uma rigorosa revisão da teoria do modelo, buscando-se avaliar sua aplicabilidade a correntes líquidas de petróleo.

A Tabela 4.1 reúne os dados das Tabelas 2.3 e 3.3 para uma melhor comparação entre os dois sistemas em consideração:

Tabela 4.1: Comparação entre parâmetros de deposição de asfaltenos e aerossóis.

Parâmetro	Deposição de asfaltenos	Deposição de aerossóis
d_p (μm)	0,001 – 30	0,17 – 30
U (m/s)	1 – 7	0,59 – 61,5
μ (cP)	0,8 – 30	0,0184
ρ (kg/m^3)	700 – 1.200	1,2
ρ_p (kg/m^3)	1.200	920 – 7.800
T ($^{\circ}\text{C}$)	50 – 200	25
d_t (pol)	1 – 4	0,21 – 1,0

A análise da Tabela 4.1 mostra que as diferenças mais significativas entre os dois sistemas ocorrem nas propriedades do fluido e no diâmetro das partículas. Por ser um líquido, o petróleo possui viscosidades e massa específicas muito superiores às do ar. Com relação ao tamanho das partículas, os precipitados asfálticos primários podem ter diâmetros tão pequenos quanto 0,001 μm , enquanto que as menores partículas de aerossol investigadas possuíam diâmetro de 0,17 μm . A validação do modelo com correntes líquidas (maior viscosidade e massa específica) e partículas de menor tamanho foi impossibilitada pela escassez de tais dados na literatura.

Para complementar a presente discussão, os parâmetros adimensionais N_{Re} , N_{Sc} , s_+ e t_+ calculados para os dois sistemas em consideração (e apresentados anteriormente nas Tabelas 2.4 e 3.4) foram reunidos na Tabela 4.2:

Tabela 4.2: Comparação entre parâmetros adimensionais de deposição de asfaltenos e aerossóis.

Parâmetro	Deposição de asfaltenos	Deposição de aerossóis
N_{Re}	$2.100 - 1 \times 10^6$	$2.100 - 59.941$
N_{Sc}	$9,2 \times 10^2 - 8,1 \times 10^{10}$	$1,1 \times 10^5 - 1,4 \times 10^{11}$
s_+	$1,4 \times 10^{-6} - 10$	$1,9 \times 10^{-3} - 700$
t_+	$10^{-13} - 10$	$4,6 \times 10^{-4} - 774$

A Tabela 4.2 mostra que, conforme era de se esperar, há faixas de valores de N_{Sc} ($9,2 \times 10^2 - 1,1 \times 10^5$), s_+ ($1,4 \times 10^{-6} - 1,9 \times 10^{-3}$) e t_+ ($10^{-13} - 4,6 \times 10^{-4}$) nas quais a deposição de asfaltenos ocorre que não puderam ser cobertas pelos dados de aerossol revisados. Essas faixas estão associadas às partículas de dimensões menores que $0,1 \mu\text{m}$, para as quais não foram selecionados dados na literatura. Deve-se observar, no entanto, que os experimentos revisados cobriram a maior parte dos intervalos de parâmetros mostrados na primeira coluna da tabela.

O modelo de Beal (1970) fora desenvolvido a partir da lei de Fick modificada, da analogia de Reynolds e do conceito de distância de parada. Revisando-se a teoria do modelo e a dedução de suas equações, não foi encontrada nenhuma consideração ou simplificação que pudesse torná-lo inadequado para fluidos de alta viscosidade e massa específica. Além disso, sua aplicação a partículas de diâmetros da ordem de $10^{-3} \mu\text{m}$ não deve representar um problema, uma vez que a lei de Fick foi desenvolvida inicialmente para prever a difusão de moléculas de gás, as quais possuem dimensões extremamente reduzidas.

De fato, os intervalos de parâmetros mostrados na primeira coluna da Tabela 4.1 estão dentro daqueles sugeridos por Beal (1970) para a aplicação de seu modelo. Nas conclusões de seu artigo, o autor recomenda o uso do modelo para partículas com diâmetros entre $0,001$ e $30 \mu\text{m}$, dispersas tanto em correntes gasosas, quanto líquidas.

Por todo o exposto ao longo desta seção, o modelo de Beal (1970) foi considerado apto a ser aplicado na previsão da deposição de asfaltenos dentro das condições estabelecidas nas Tabelas 2.3 e 2.4 (mostradas também na primeira coluna das Tabelas 4.1 e 4.2).

4.2. Análises de Sensibilidade

Nesta seção, o modelo de Beal (1970) foi aplicado em análises de sensibilidade para se verificar a influência dos seguintes parâmetros nas taxas de deposição de asfaltenos: diâmetro dos precipitados; velocidade média do escoamento; viscosidade dinâmica, massa específica e temperatura do óleo; diâmetro da tubulação de produção.

O estudo foi desenvolvido a partir de um caso base proposto, o qual se encontra apresentado na Tabela 4.3:

Tabela 4.3: Caso base de deposição de asfaltenos.

d_p	2 μm
U	5 m/s
μ	2 cP
ρ	820 kg/m ³
ρ_p	1.200 kg/m ³
T	85 °C
d_t	3 pol

Para o estudo, foram considerados ainda os intervalos de parâmetros mostrados na Tabela 2.3. Cada análise foi feita variando-se o parâmetro investigado no intervalo mostrado nessa tabela, enquanto as demais propriedades do fluido e das partículas eram mantidas constantes, com valores iguais aos reportados na Tabela 4.3.

4.2.1. Diâmetro dos precipitados

O diâmetro dos precipitados asfálticos foi o primeiro parâmetro a ser investigado. A Figura 4.1 mostra as velocidades de deposição, K_d , calculadas com o modelo de Beal (1970) (Eq.

A.41) para diâmetros variando entre 0,001 e 30 μm e demais parâmetros mantidos com valores iguais aos mostrados na Tabela 4.3:

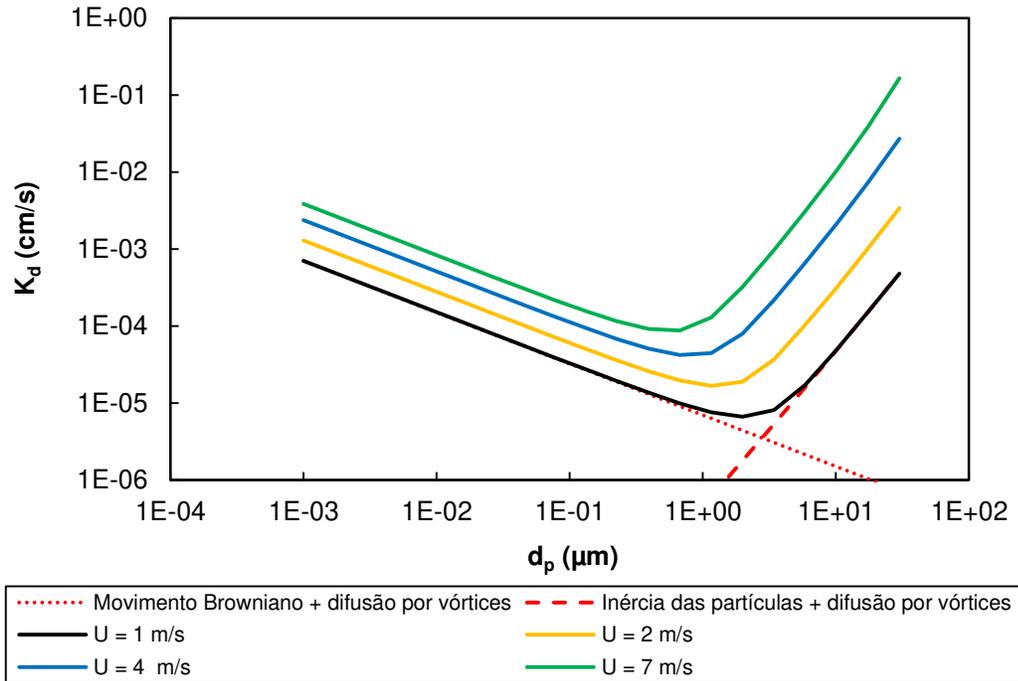


Figura 4.1: Análise de sensibilidade: influência do diâmetro dos precipitados.

A Tabela 4.4 mostra os intervalos de vazão e parâmetros adimensionais (N_{Re} , N_{Sc} , s_+ e t_+) cobertos nessa análise. Para auxiliar nas discussões, a tabela mostra também os valores mínimos e máximos de K_d obtidos para as diferentes velocidades de escoamento. O conjunto completo de dados calculados, a partir do qual a figura foi construída, pode ser encontrado na Tabela B.1, do Apêndice B.

Os resultados apresentados na Figura 4.1 e Tabela 4.4 mostram que o diâmetro dos precipitados tem grande impacto nas velocidades de deposição. Para $U=1\text{m/s}$, a variação de d_p no intervalo considerado causou alterações de duas ordens de grandeza em K_d . Com o aumento da velocidade do escoamento, observou-se o aumento também do intervalo no qual K_d varia, sendo verificadas alterações de até quatro ordens de grandeza nesse parâmetro (para $U=7\text{ m/s}$).

Tabela 4.4: Análise de sensibilidade: influência do diâmetro dos precipitados.

Parâmetros calculados			Velocidades de deposição (cm/s)		
Parâmetro	Mín.	Máx.	U	Mín.	Máx.
q (bpd)	2.478	17.348	1m/s	7×10^{-6} ($d_p=2\mu m$)	7×10^{-4} ($d_p=0,001\mu m$)
N_{Re}	3×10^4	2×10^5	2m/s	2×10^{-5} ($d_p=1\mu m$)	3×10^{-3} ($d_p=30\mu m$)
N_{Sc}	9×10^3	3×10^8	4m/s	4×10^{-5} ($d_p=0,7\mu m$)	3×10^{-2} ($d_p=30\mu m$)
s_+	1×10^{-5}	3	7m/s	9×10^{-5} ($d_p=0,7\mu m$)	2×10^{-1} ($d_p=30\mu m$)
t_+	4×10^{-11}	1			

Para dar suporte à interpretação dos resultados obtidos, duas curvas adicionais (em vermelho) foram plotadas para $U=1m/s$ na Figura 4.1. A curva pontilhada representa as previsões obtidas pelo modelo de Lin *et al.* (1953) (Eq. A.10), o qual incorpora os mecanismos de movimento Browniano e difusão por vórtices. A análise da teoria dos modelos mostra que essa curva pode ser interpretada alternativamente como sendo o modelo de Beal (1970), com o mecanismo de inércia das partículas desprezado. A curva tracejada representa as previsões obtidas com o modelo de Friedlander e Johnstone (1957) (Eqs. A.19, A.22 e A.23), o qual incorpora os mecanismos de inércia das partículas e difusão por vórtices. Com base na teoria dos modelos, essa curva pode ser interpretada alternativamente como sendo o modelo de Beal (1970), com o movimento Browniano desprezado.

Começando-se a análise da Figura 4.1 por seu lado esquerdo, pode-se observar que a deposição de pequenos precipitados asfálticos é completamente controlada pelo movimento Browniano e pela difusão por vórtices. Independentemente da velocidade do escoamento, as taxas de deposição decrescem continuamente com o aumento do diâmetro das partículas, pois o movimento Browniano é inversamente proporcional a esse parâmetro. No entanto, incrementos no tamanho (massa) dos precipitados, aumentam também sua quantidade de movimento e, como resultado, a inércia das partículas ganha importância. As taxas de deposição decaem então até um mínimo, a partir do qual o processo de deposição passa a ser controlado essencialmente pela quantidade de movimento dos precipitados. Esse mínimo caracteriza a fronteira entre os regimes difusivo e de transição.

A Figura 4.1 mostra que o aumento de U antecipa o ponto no qual se dá a transição entre os regimes, passando de $2\ \mu\text{m}$ (para $U=1\text{m/s}$) para $0,7\ \mu\text{m}$ (para $U=7\text{m/s}$). Esse comportamento se deve ao fato de as maiores velocidades do fluido resultarem também em maior aceleração das partículas na porção central do escoamento em direção à camada limite. Como resultado, o deslocamento das partículas em voo livre na região da parede é favorecido e partículas de pequenas dimensões, que em menores velocidades não teriam deslizamento em relação ao fluido, passam a ter. Conseqüentemente, a deposição no regime de transição passa a ocorrer para partículas cada vez menores com o aumento da velocidade do fluido.

Com base nos resultados observados na Figura 4.1, uma aproximação razoável para a deposição de asfaltenos seria: precipitados primários, submicrométricos, tendem a se depositar no regime difusivo, enquanto que grandes agregados, com dimensões da ordem de micra ou dezenas de micra, tendem a se depositar no regime de transição. Considerando-se essa aproximação, foi adotada a seguinte metodologia para a apresentação de resultados nos próximos gráficos: partículas submicrométricas (de $0,001$ e $0,01\ \mu\text{m}$), depositando-se no regime difusivo, foram representadas por linhas pontilhadas; partículas com dimensões micrométricas e maiores (de 10 e $30\ \mu\text{m}$), depositando-se no regime de transição, foram representadas por linhas sólidas; partículas de $1,3\ \mu\text{m}$, depositando-se na fronteira entre os dois regimes, foram representadas por linhas tracejadas.

4.2.2. Velocidade média do escoamento

A Figura 4.2 mostra as velocidades de deposição calculadas com o modelo de Beal (1970) para escoamentos com velocidades médias variando entre 1 e $7\ \text{m/s}$ e demais parâmetros mantidos com valores iguais aos mostrados na Tabela 4.3. Foram apresentadas curvas para cinco diâmetros de partículas, respeitando-se a convenção de formatação em função do regime de deposição definida na subseção anterior. A Tabela 4.5 mostra os intervalos de vazão e parâmetros adimensionais cobertos no estudo, assim como os valores mínimos e máximos de K_d calculados. O conjunto completo de dados obtidos pode ser encontrado na Tabela B.2.

Os resultados apresentados na Figura 4.2 e Tabela 4.5 mostram que a velocidade média do escoamento pode ter grande impacto nas taxas de deposição. Independentemente do diâmetro dos

precipitados, incrementos na velocidade do fluido contribuíram sempre para uma maior eficiência do transporte das partículas. Esse comportamento pode ser observado também na Figura 4.1, na qual as curvas de K_d foram continuamente deslocadas para cima com o aumento de U . Essa figura mostra ainda que, para $d_p > 1\mu m$, há uma maior distância vertical entre as curvas, o que indica uma influência mais pronunciada de U na deposição de partículas grandes. De fato, a Figura 4.2 mostra diferentes respostas de K_d em função do regime de deposição.

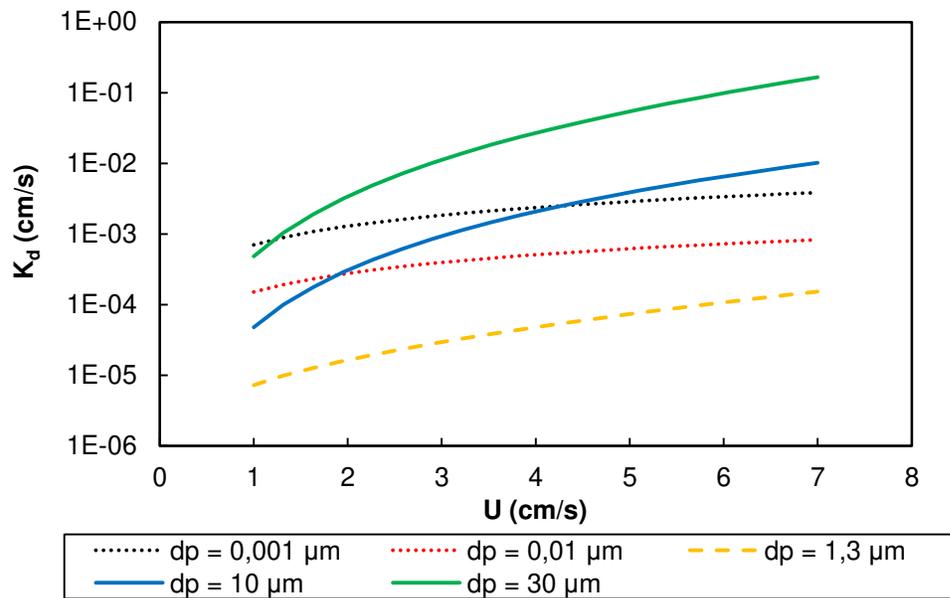


Figura 4.2: Análise de sensibilidade: influência da velocidade média do escoamento.

Tabela 4.5: Análise de sensibilidade: influência da velocidade media do escoamento.

Parâmetros calculados			Velocidades de deposição (cm/s)		
Parâmetro	Mín.	Máx.	d_p	Mín. ($U=1m/s$)	Máx. ($U=7m/s$)
q (bpd)	2.478	17.348	$0,001\mu m$	7×10^{-4}	4×10^{-3}
N_{Re}	3×10^4	2×10^5	$0,01\mu m$	2×10^{-4}	8×10^{-4}
N_{Sc}	9×10^3	3×10^8	$1,3\mu m$	7×10^{-6}	2×10^{-4}
s_+	1×10^{-5}	3	$10\mu m$	5×10^{-5}	1×10^{-2}
t_+	4×10^{-11}	1	$30\mu m$	5×10^{-4}	2×10^{-1}

Para partículas grandes, depositando-se no regime de transição (curvas sólidas), a Tabela 4.5 reporta variações de até três ordens de grandeza nas velocidades de deposição calculadas. Esse comportamento pode ser atribuído a dois fatores: i) com o aumento da turbulência do fluido, a intensidade dos vórtices torna-se maior, favorecendo o transporte dos precipitados por difusão turbulenta na região central da tubulação e em parte da camada limite; ii) com o incremento do transporte das partículas no centro da tubulação, essas atingem a camada limite com maior quantidade de movimento, o que potencializa seu deslocamento em voo livre e, portanto, o transporte inercial.

Para partículas submicrométricas, depositando-se no regime difusivo (curvas pontilhadas), a Tabela 4.5 reporta variações nas velocidades de deposição substancialmente menores, inferiores a uma ordem de grandeza. Essa menor influência da velocidade do fluido pode ser atribuída ao fato de a quantidade de movimento dessas pequenas partículas continuar sendo desprezível mesmo com os aumentos em sua velocidade. Dessa forma, a distância de parada é muito pouco afetada por tais variações na velocidade do fluido, permanecendo praticamente nula. Os aumentos nas taxas de deposição observados no regime difusivo decorrem, portanto, apenas do aumento do transporte das partículas por difusão turbulenta.

É interessante observar na Figura 4.2 que, para pequenas velocidades de escoamento, as taxas de deposição no regime difusivo podem ser da mesma ordem de grandeza ou até superiores àquelas do regime de transição. Isso se deve ao fato de, em baixas velocidades, o transporte dos pequenos precipitados (por movimento Browniano) ser mais eficiente do que o dos grandes agregados (pela inércia das partículas). Observa-se, no entanto, que o aumento da velocidade do escoamento faz com que as taxas de deposição no regime de transição rapidamente superem aquelas do difusivo.

4.2.3. Viscosidade dinâmica do óleo

A Figura 4.3 mostra as velocidades de deposição calculadas com o modelo de Beal (1970) para viscosidades dinâmicas do óleo variando entre 0,8 e 30 cP e demais parâmetros mantidos com valores iguais aos mostrados na Tabela 4.3. Foram apresentadas novamente curvas para cinco diâmetros de partículas, utilizando-se as mesmas convenções de formatação definidas

anteriormente. A Tabela 4.6 mostra os intervalos de parâmetros adimensionais cobertos no estudo, assim como os valores mínimos e máximos de K_d calculados. O conjunto completo de dados obtidos pode ser encontrado na Tabela B.3.

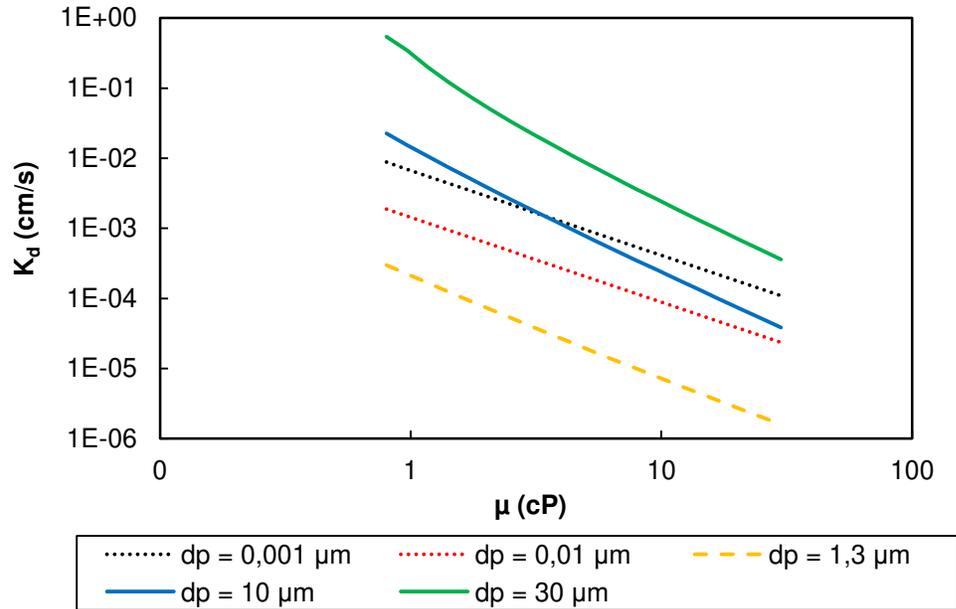


Figura 4.3: Análise de sensibilidade: influência da viscosidade dinâmica do óleo.

Tabela 4.6: Análise de sensibilidade: influência da viscosidade dinâmica do óleo.

Parâmetro	Parâmetros calculados		Velocidades de deposição (cm/s)		
	Mín.	Máx.	d_p	Mín. ($\mu=1cP$)	Máx. ($\mu=30cP$)
q (bpd)	12.391	12.391	0,001 μm	1×10^{-4}	9×10^{-3}
N_{Re}	1×10^4	4×10^5	0,01 μm	2×10^{-5}	2×10^{-3}
N_{Sc}	1×10^3	6×10^{10}	1,3 μm	2×10^{-6}	3×10^{-4}
s_+	4×10^{-6}	6	10 μm	4×10^{-5}	2×10^{-2}
t_+	6×10^{-12}	3	30 μm	4×10^{-4}	5×10^{-1}

Os resultados apresentados na Figura 4.3 e Tabela 4.6 mostram que as variações na viscosidade do fluido têm grande impacto nas taxas de deposição. Independentemente do

diâmetro dos precipitados, incrementos na viscosidade contribuíram sempre para uma significativa queda na quantidade de material depositado.

No regime difusivo (curvas pontilhadas), a Tabela 4.6 reporta variações de até duas ordens de grandeza nas velocidades de deposição calculadas. Esse comportamento pode ser atribuído a dois fatores: i) as maiores viscosidades amortecem a turbulência do fluido e a propagação dos vórtices, reduzindo a eficiência do transporte dos precipitados por difusão turbulenta; ii) as maiores viscosidades aumentam a intensidade das forças de arraste exercidas pelo óleo sobre as partículas, prejudicando seu movimento Browniano.

Para o regime de transição (curvas sólidas), a Tabela 4.6 reporta maiores variações nas velocidades de deposição, de até três ordens de grandeza. Nesse regime, a redução da deposição com o aumento de μ também pode ser atribuída a dois fatores: i) redução do transporte por difusão turbulenta, pelos mesmos motivos explicados para o regime difusivo; ii) redução da distância que as partículas conseguem percorrer em voo livre, devido ao maior arraste exercido pelo fluido de viscosidade elevada.

Pelo fato de as variações nas velocidades de deposição terem sido maiores no regime de transição, é possível concluir ainda que o aumento da viscosidade prejudica mais o transporte inercial das partículas do que seu transporte por movimento Browniano.

4.2.4. Massa específica do óleo

A Figura 4.4 mostra as velocidades de deposição calculadas com o modelo de Beal (1970) para massas específicas do óleo variando entre 700 e 1.200 kg/m³ e demais parâmetros mantidos com valores iguais aos mostrados na Tabela 4.3. Foram apresentadas novamente curvas para cinco diâmetros de partículas, utilizando-se as mesmas convenções de formatação definidas anteriormente. A Tabela 4.7 mostra os intervalos de parâmetros adimensionais cobertos no estudo, assim como os valores mínimos e máximos de K_d calculados. O conjunto completo de dados obtidos pode ser encontrado na Tabela B.4.

Os resultados apresentados na Figura 4.4 e Tabela 4.7 mostram que, independentemente do tamanho dos precipitados, alterações na massa específica do óleo têm impacto limitado nas taxas de deposição.

No regime difusivo (curvas pontilhadas), o aumento da massa específica no intervalo considerado fez com que as velocidades de deposição crescessem de 3×10^{-3} para 4×10^{-3} cm/s (para $d_p = 0,001 \mu m$) e de 6×10^{-4} para 8×10^{-4} cm/s (para $d_p = 0,01 \mu m$). Essa influência limitada da densidade do fluido nas taxas de deposição foi atribuída ao fato de esse parâmetro não afetar o movimento Browniano das partículas (conforme mostra a Eq. 2.32, a difusividade Browniana não depende de ρ).

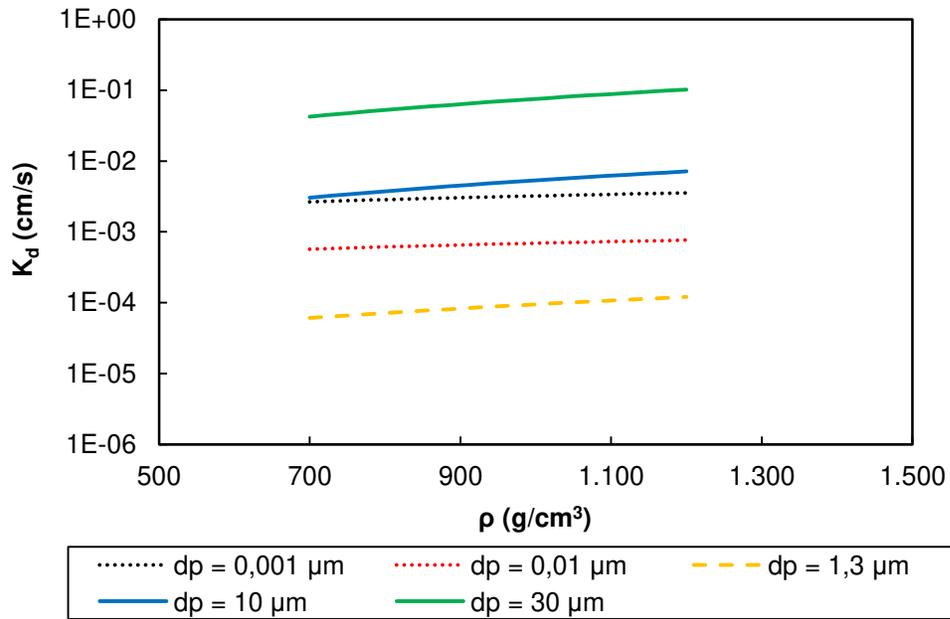


Figura 4.4: Análise de sensibilidade: influência da massa específica do óleo.

Tabela 4.7: Análise de sensibilidade: influência da massa específica do óleo.

Parâmetros calculados			Velocidades de deposição (cm/s)		
Parâmetro	Mín.	Máx.	d_p	Mín. ($\rho = 700 \text{ Kg/m}^3$)	Máx. ($\rho = 1.200 \text{ Kg/m}^3$)
q (bpd)	12.391	12.391	0,001 μm	3×10^{-3}	4×10^{-3}
N_{Re}	1×10^5	2×10^5	0,01 μm	6×10^{-4}	8×10^{-4}

N_{Sc}	6×10^3	3×10^8	$1,3 \mu m$	6×10^{-5}	1×10^{-4}
s_+	4×10^{-5}	3	$10 \mu m$	3×10^{-3}	7×10^{-3}
t_+	6×10^{-10}	0,8	$30 \mu m$	4×10^{-2}	1×10^{-1}

No regime de transição (curvas sólidas), o aumento da massa específica fez com que as velocidades de deposição crescessem de 3×10^{-3} para 7×10^{-3} cm/s (para $d_p = 10 \mu m$) e de 4×10^{-2} para 1×10^{-1} cm/s (para $d_p = 30 \mu m$). Embora maiores que as observadas no regime difusivo, essas variações também podem ser consideradas pequenas. Essa influência limitada da densidade do fluido nas taxas de deposição foi atribuída ao fato de esse parâmetro não afetar o deslocamento das partículas em voo livre (conforme mostra a Eq. 2.42, a distância de parada não depende de ρ).

Outro fator que também pode ser mencionado para se explicar a pequena influência da massa específica é o intervalo relativamente pequeno no qual o parâmetro varia. A viscosidade do óleo, por exemplo, pode facilmente variar uma ordem de grandeza em função da temperatura ou composição da amostra. Já o diâmetro das partículas de asfaltenos pode variar em até quatro ordens de grandeza. As variações na massa específica do óleo, no entanto, normalmente ocorrem dentro de uma faixa bem mais restrita.

4.2.5. Temperatura do óleo

A Figura 4.5 mostra as velocidades de deposição calculadas com o modelo de Beal (1970) para temperaturas do óleo variando entre 50 e 200 °C e demais parâmetros mantidos com valores iguais aos mostrados na Tabela 4.3. Foram apresentadas novamente curvas para cinco diâmetros de partículas, utilizando-se as mesmas convenções de formatação definidas anteriormente. É importante ressaltar aqui que não foram consideradas alterações nas propriedades do fluido decorrentes das variações em sua temperatura. Dessa forma, a massa específica e a viscosidade do óleo foram mantidas constantes durante todo o estudo. A Tabela 4.8 mostra os intervalos de parâmetros adimensionais cobertos no estudo, assim como os valores mínimos e máximos de K_d calculados. O conjunto completo de dados obtidos pode ser encontrado na Tabela B.5.

Os resultados apresentados na Figura 4.5 e Tabela 4.8 mostram que a temperatura do fluido tem pouca influência nas taxas de deposição de partículas pequenas e nenhuma nas de partículas grandes.

No regime difusivo (curvas pontilhadas), o aumento da temperatura do fluido no intervalo considerado fez com que as velocidades de deposição crescessem de $2,7 \times 10^{-3}$ para $3,5 \times 10^{-3}$ cm/s (para $d_p = 0,001 \mu m$) e de $5,8 \times 10^{-4}$ para $7,5 \times 10^{-4}$ cm/s (para $d_p = 0,01 \mu m$). Esse aumento em K_d deve-se ao favorecimento do movimento Browniano dos precipitados, devido à maior agitação térmica do meio. A influência da temperatura na deposição foi, no entanto, consideravelmente menor do que aquela observada nas subseções anteriores para a viscosidade do fluido e o diâmetro das partículas, variáveis essas de igual impacto na difusividade Browniana (conforme mostra a Eq. 2.32, D_B é inversamente proporcional à primeira potência de μ e d_p e diretamente proporcional à primeira potência de T). A influência menos pronunciada da temperatura pode ser atribuída ao menor intervalo no qual esse parâmetro foi variado. Convertendo-se os valores considerados para a escala Kelvin, tem-se o intervalo $323 \leq T \leq 573 K$, enquanto que as variações em μ e d_p foram feitas dentro de duas e quatro ordens de grandeza, respectivamente.

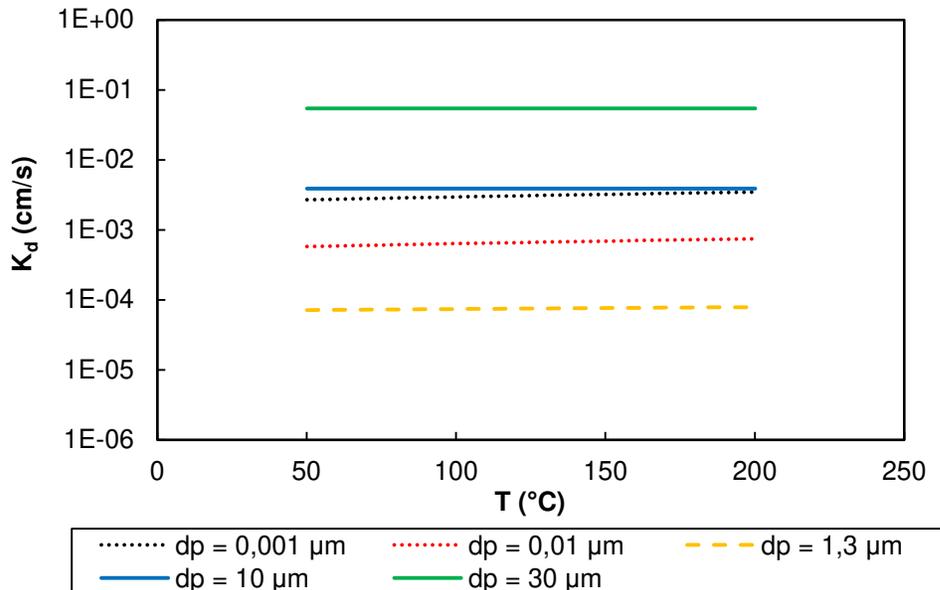


Figura 4.5: Análise de sensibilidade: influência da temperatura do óleo.

Tabela 4.8: Análise de sensibilidade: Influência da temperatura do óleo.

Parâmetros calculados			Velocidades de deposição (cm/s)		
Parâmetro	Mín.	Máx.	d_p	Mín. ($T=50^\circ C$)	Máx. ($T=200^\circ C$)
q (bpd)	12.391	12.391	0,001 μm	$2,7 \times 10^{-3}$	$3,5 \times 10^{-3}$
N_{Re}	2×10^5	2×10^5	0,01 μm	$5,8 \times 10^{-4}$	$7,5 \times 10^{-4}$
N_{Sc}	7×10^3	3×10^8	1,3 μm	$7,2 \times 10^{-5}$	$7,9 \times 10^{-5}$
s_+	5×10^{-5}	2	10 μm	$3,9 \times 10^{-3}$	$3,9 \times 10^{-3}$
t_+	5×10^{-5}	2	30 μm	$5,5 \times 10^{-2}$	$5,5 \times 10^{-2}$

No regime de transição (curvas sólidas), o aumento de temperatura não afetou as taxas de deposição, uma vez que esse parâmetro não interfere no transporte das partículas por difusão turbulenta e nem na inércia das partículas.

Vale observar que, embora as variações em K_d simuladas nesta subseção tenham sido pequenas, na prática, as alterações na temperatura do fluido podem ter grande impacto na deposição de asfaltenos. Isso porque as propriedades do fluido estão diretamente vinculadas à sua temperatura, o que não foi considerado nas análises feitas. Aumentos na temperatura devem reduzir a viscosidade do óleo e, por consequência, as forças de arraste aplicadas pelo fluido sobre as partículas. Essas condições têm potencial para aumentar consideravelmente a velocidade de deposição, pois favorecem o movimento Browniano dos precipitados, importante no regime difusivo, e seu deslocamento em voo livre, importante no regime de transição.

4.2.6. Diâmetro da tubulação de produção

A Figura 4.6 mostra as velocidades de deposição calculadas com o modelo de Beal (1970) para diâmetros de tubulação variando entre 1 e 4 pol e demais parâmetros mantidos com valores iguais aos mostrados na Tabela 4.3. Foram apresentadas novamente curvas para cinco diâmetros de partículas, utilizando-se as mesmas convenções de formatação definidas anteriormente. É importante ressaltar aqui que não foram consideradas alterações na velocidade do escoamento decorrentes das variações no diâmetro da tubulação. Dessa forma, a velocidade do escoamento foi mantida constante durante todo o estudo. A Tabela 4.9 mostra os intervalos de vazão e

parâmetros adimensionais cobertos no estudo, assim como os valores mínimos e máximos de K_d calculados. O conjunto completo de dados obtidos pode ser encontrado na Tabela B.6.

Os resultados apresentados na Figura 4.6 e Tabela 4.9 mostram que, independentemente do tamanho dos precipitados, as alterações no diâmetro da tubulação de produção têm pouca influência nas taxas de deposição. Esse comportamento se deve ao fato de tais variações não afetarem o movimento Browniano das partículas e nem seu deslocamento em voo livre.

Conforme mostra a Tabela 4.9, o aumento de d_t no intervalo considerado resultou sempre em decréscimos nas velocidades de deposição. No regime difusivo (curvas pontilhadas), K_d sofreu reduções de $3,3 \times 10^{-3}$ para $2,8 \times 10^{-3}$ cm/s (para $d_p = 0,001 \mu\text{m}$) e de $7,1 \times 10^{-4}$ para $6,0 \times 10^{-4}$ cm/s (para $d_p = 0,01 \mu\text{m}$). No regime de transição (curvas sólidas), K_d sofreu reduções de $6,2 \times 10^{-3}$ para $3,5 \times 10^{-3}$ cm/s (para $d_p = 10 \mu\text{m}$) e de $9,2 \times 10^{-2}$ para $4,8 \times 10^{-2}$ cm/s (para $d_p = 30 \mu\text{m}$). Esse comportamento decrescente pode ser atribuído ao aumento da espessura da camada limite, causado pelos maiores diâmetros de tubulação. Conforme foi discutido na Subseção 2.2.2, a resistência oferecida ao transporte dos precipitados é muito maior na camada limite do que na camada turbulenta, região de intensa ação dos vórtices e pequeno gradiente de concentração de partículas.

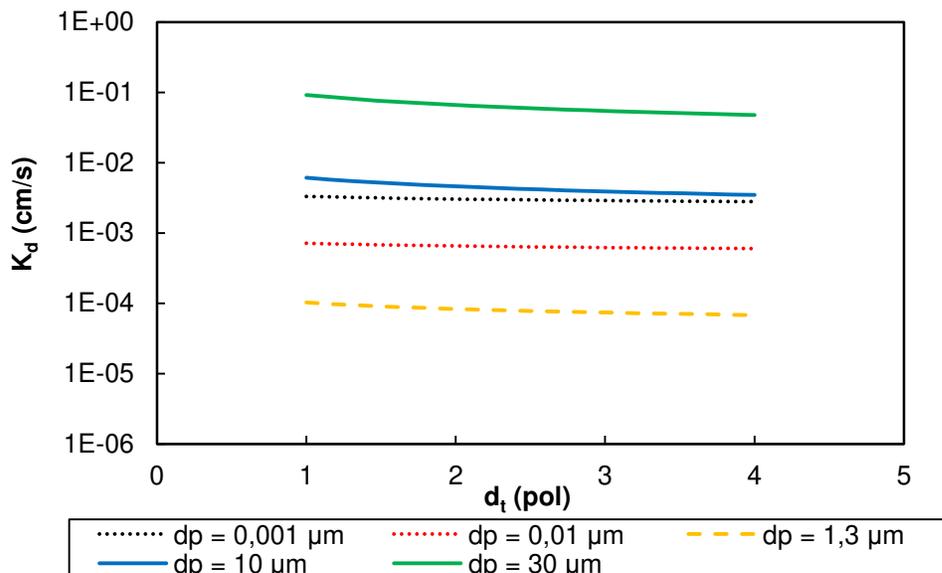


Figura 4.6: Análise de sensibilidade: influência do diâmetro da tubulação de produção.

Tabela 4.9: Análise de sensibilidade: influência do diâmetro da tubulação de produção.

Parâmetros calculados			Velocidades de deposição (cm/s)		
Parâmetro	Mín.	Máx.	d_p	Mín. ($d_t=4pol$)	Máx. ($d_t=1pol$)
q (bpd)	1.377	22.029	0,001 μ m	$2,8 \times 10^{-3}$	$3,3 \times 10^{-3}$
N_{Re}	5×10^4	2×10^5	0,01 μ m	$6,0 \times 10^{-4}$	$7,1 \times 10^{-4}$
N_{Sc}	9×10^3	3×10^8	1,3 μ m	$6,8 \times 10^{-5}$	$1,0 \times 10^{-4}$
s_+	4×10^{-5}	2	10 μ m	$3,5 \times 10^{-3}$	$6,2 \times 10^{-3}$
t_+	6×10^{-10}	0,8	30 μ m	$4,8 \times 10^{-2}$	$9,2 \times 10^{-2}$

Vale observar que, embora as variações em K_d simuladas nesta subseção tenham sido pequenas, na prática, as alterações no diâmetro da tubulação podem ter grande impacto na deposição de asfaltenos. Isso porque a velocidade média do escoamento está diretamente vinculada à área da seção da tubulação, o que não foi considerado nas análises feitas. Aumentos no diâmetro da tubulação devem reduzir as velocidades do fluido, o que diminui a turbulência do escoamento e as velocidades com que as partículas são aceleradas. Essas condições têm potencial para reduzir consideravelmente as taxas de deposição nos regimes difusivo e de transição, pois diminuem o transporte dos precipitados por difusão por vórtices e a inércia das partículas.

4.3. Considerações finais

Os resultados obtidos nas análises de sensibilidade podem ser utilizados para se avaliar o potencial de algumas medidas preventivas para o controle da deposição de asfaltenos. Três dessas medidas foram discutidas nesta seção: aplicação de isolamento térmico nas tubulações, escolha do diâmetro das tubulações e otimização das vazões de produção.

É importante ressaltar que a viabilidade de tais medidas foi analisada apenas do ponto de vista de sua eficácia para a redução da deposição. Sabe-se que, na indústria, há uma série de outros fatores não apenas técnicos, mas também econômicos, que devem ser considerados no dimensionamento de instalações e no estabelecimento de parâmetros de produção.

Aplicação de isolamento térmico nas tubulações de produção

As simulações feitas na Subseção 4.2.5 mostraram que a temperatura do óleo, quando analisada isoladamente, tem pouca influência na deposição de pequenos precipitados asfálticos (no regime difusivo) e nenhuma na deposição de grandes agregados (no regime de transição). No entanto, quando variações na viscosidade do fluido são atreladas às variações de temperatura, esse parâmetro adquire importância fundamental.

As simulações feitas na Subseção 4.2.3 mostraram que a viscosidade do óleo tem grande impacto nas taxas de deposição tanto de pequenos precipitados primários, quanto de grandes agregados asfálticos. Aumentando-se a viscosidade do fluido de 0,8 para 30 cP, foram observadas reduções de até três ordens de grandeza nas taxas de deposição. Isso porque aumentos na viscosidade do óleo amortecem os vórtices de turbulência, além de aumentar o arraste do fluido sobre as partículas, prejudicando o transporte das mesmas tanto no regime difusivo quanto no de transição.

Considerando-se os aspectos discutidos, pode-se concluir que o uso de revestimentos termo-isolantes nas tubulações de produção não representa uma medida eficaz no controle da deposição de asfaltenos. Pelo contrário, do ponto de vista da deposição, é preferível que o fluido seja produzido em menor temperatura para que sua viscosidade seja aumentada, reduzindo a eficiência dos transportes difusivo e inercial.

Escolha do diâmetro da tubulação de produção

As simulações feitas na Subseção 4.2.6 mostraram que o diâmetro da tubulação, quando analisado isoladamente, tem pouca influência na deposição de asfaltenos. No entanto, quando variações na velocidade média do escoamento são atreladas às variações no diâmetro da tubulação, esse parâmetro adquire importância fundamental.

As simulações feitas na Subseção 4.2.2 mostraram que a velocidade média do escoamento tem grande impacto na deposição de partículas no regime de transição. Aumentando-se a velocidade média do fluido de 1 para 7 m/s, foram observados incrementos de até três ordens de

grandeza nas taxas de deposição de grandes agregados asfálticos. Esse comportamento foi atribuído a um favorecimento do transporte por difusão turbulenta e inércia das partículas.

Para pequenos precipitados primários, depositando-se no regime difusivo, o aumento da velocidade do escoamento também resultou em maiores taxas de deposição. As alterações verificadas foram, no entanto, bem menores que aquelas do regime de transição, sendo sempre inferiores a uma ordem de grandeza. Essa menor influência da velocidade foi atribuída ao fato de a inércia dessas pequenas partículas continuar sendo desprezível mesmo com o aumento de suas velocidades.

Considerando-se os aspectos discutidos, pode-se concluir que o uso de tubulações de produção de grande diâmetro, quando possível, pode representar uma medida eficaz no controle da deposição de asfaltenos, pois leva a menores velocidades médias do fluido. Verifica-se ainda que os benefícios trazidos por tal medida são mais significativos caso as partículas em suspensão tenham dimensões da ordem de micra ou dezenas de micra.

Otimização da vazão de produção

Levando-se em consideração apenas aspectos técnicos, uma medida preventiva que poderia ser pensada para se minimizar a deposição de asfaltenos seria a redução da vazão de produção. Isso porque, além de reduzir a velocidade média do fluido escoado, essa medida pode levar também a uma redução da temperatura do óleo (devido ao maior tempo de residência do fluido no interior da tubulação) e, conseqüentemente, ao aumento de sua viscosidade.

Quando aspectos econômicos são inseridos na análise, a redução da vazão de produção deve ser analisada com maior cuidado. Isso porque, se por um lado essa medida pode tornar as custosas operações de limpeza menos frequentes, por outro, tem impacto negativo na receita do projeto devido à redução da produção. O ideal é então buscar uma vazão ótima, para a qual o saldo entre a receita obtida com a produção e as despesas com operações de limpeza seja maximizado.

Vale observar que, para pequenos precipitados, depositando-se no regime difusivo, os benefícios obtidos com a queda na velocidade média do escoamento são menores. Com isso, a

redução da vazão de produção dificilmente será uma medida economicamente interessante caso os precipitados tenham dimensões submicrométricas.

5. CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES

Esta dissertação estudou a deposição de asfaltenos em tubulações de produção de petróleo durante escoamentos turbulentos verticais. Para superar as dificuldades inerentes à pouca literatura sobre o assunto, uma consistente metodologia foi utilizada. Essa metodologia envolveu tanto uma revisão de conceitos fundamentais de fenômenos de transporte e da teoria de aerossóis, quanto um estudo de validação de modelos de deposição de partículas da literatura com dados experimentais. A partir desse estudo, foi possível selecionar um dos modelos para ser utilizado na previsão da deposição de asfaltenos e estabelecer critérios para sua aplicação.

Considera-se que todos os objetivos propostos no início do trabalho foram atingidos: 1) foi realizada uma revisão de literatura sobre a caracterização físico-química dos asfaltenos e sua ocorrência na indústria; 2) foram identificados e discutidos os principais mecanismos de deposição de asfaltenos; 3) foi selecionado um modelo de deposição de partículas da literatura (de teoria robusta e validado com dados experimentais) para ser utilizado na previsão da deposição de asfaltenos; 4) foram realizadas análises de sensibilidade utilizando-se o modelo selecionado para se compreender melhor a deposição de asfaltenos e a importância de diversas propriedades das partículas, do fluido e das tubulações para o fenômeno.

Para um melhor fechamento desta dissertação, o presente capítulo não apenas discute as conclusões obtidas nos estudos desenvolvidos, mas também sintetiza os principais aspectos e resultados de cada capítulo do trabalho. O texto a seguir encontra-se dividido em três seções, cada qual referente a um capítulo: *5.1–Revisão de Literatura*, *5.2–Estudo da Deposição de Partículas* e *5.3–Estudo da Deposição de Asfaltenos*. Após essas três seções, são apresentadas as recomendações para trabalhos futuros.

5.1. Revisão de Literatura

Os asfaltenos são uma das quatro classes SARA do petróleo (as outras são: saturados, aromáticos e resinas). Definidos com base em sua solubilidade, eles representam a fração do

petróleo que é insolúvel em alcanos leves e prontamente solúvel em solventes aromáticos. De composição extremamente complexa, essa classe é altamente polar e contém elevada porcentagem de heteroátomos (O, S, N) e constituintes organometálicos (Ni, V, Fe).

As moléculas de asfalteno permanecem dispersas na fase líquida do petróleo como uma suspensão coloidal, estabilizada por moléculas de resina. Variações na composição e pressão do fluido (a temperatura tem pouco efeito) podem desestabilizar o delicado equilíbrio dessa suspensão e levar à precipitação de material sólido. Os precipitados primários têm dimensões da ordem de nanômetros e tendem a se flocular formando grandes agregados de dezenas de micra.

Os problemas com asfaltenos geralmente ocorrem com óleos leves e são observados no início do desenvolvimento dos campos, após um curto período de produção a altas vazões (escoamento turbulento). Os depósitos costumam estar restritos a trechos do poço nos quais a pressão local é superior à pressão de bolha do óleo, o que indica que o escoamento multifásico com gás impede o fenômeno. A limpeza desses depósitos geralmente envolve custosas intervenções, podendo-se utilizar métodos químicos (lavagem das superfícies com solventes aromáticos) e mecânicos (raspagem das superfícies com ferramentas).

A deposição de sólidos em escoamentos turbulentos resulta da combinação de três mecanismos de transporte: movimento Browniano, difusão por vórtices (ou turbulenta) e inércia das partículas. Partículas pequenas tendem a ser carregadas pelos vórtices do fluido, depositando-se pela ação conjunta de movimento Browniano e difusão turbulenta. Incrementos no tamanho das partículas causam a redução de seu movimento Browniano e o aumento de sua inércia, prejudicando o transporte das mesmas pelos vórtices da camada limite e podendo causar escorregamento partícula-fluido nessa região.

O tempo de relaxação adimensional pode ser utilizado para se classificar a deposição de partículas em três regimes: difusivo (predominância do movimento Browniano), de transição (ação combinada do movimento Browniano e difusão por vórtices) e inercial (predominância da inércia das partículas). Calculando-se tempos de relaxação adimensional para faixas de parâmetros operacionais da indústria, foi verificado que a deposição de asfaltenos ocorre preferencialmente nos regimes difusivo e de transição.

5.2. Estudo da Deposição de Partículas

Seis modelos de deposição de partículas da literatura foram estudados nesta dissertação. Esse estudo envolveu tanto uma revisão da teoria dos modelos, quanto a implementação de suas equações. Com base nos mecanismos de transporte incorporados, a aplicação de cada modelo nos diferentes regimes de deposição foi discutida e ilustrada. O modelo de Lin *et al.* (1953) possui uso restrito ao regime difusivo, pois não incorpora a inércia das partículas. O modelo de Friedlander e Johnstone (1957) possui uso restrito aos regimes de transição e inercial, pois não incorpora o movimento Browniano. Os modelos de Beal (1970), El-Shobokshy e Ismail (1980) e Escobedo e Mansoori (1995) incorporam o movimento Browniano, a difusão por vórtices e a inércia das partículas, sendo adequados a partículas de variados tamanhos, depositando-se em qualquer regime. O modelo de Papavergos e Hedley (1984), desenvolvido a partir de um ajuste de curvas a dados experimentais, também pode ser usado em qualquer regime.

Quatro trabalhos experimentais de deposição de aerossóis da literatura foram estudados nesta dissertação. Esse estudo envolveu tanto a revisão das técnicas utilizadas por cada autor, quanto a organização e padronização dos resultados publicados. Com base no cálculo de tempos de relaxação adimensional, os dados experimentais foram classificados nos diferentes regimes de deposição. Friedlander (1954), Liu e Agarwal (1974) e Agarwal (1975) publicaram dados nos regimes de transição e inercial. Wells e Chamberlain (1967) estudaram a deposição de partículas menores, apresentando um dos poucos conjuntos de dados de deposição no regime difusivo existentes na literatura. Representando-se o conjunto de dados publicado nos quatro trabalhos no diagrama de deposição, foi obtida uma distribuição com o característico formato em “S”.

Após implementar os modelos e organizar os dados experimentais, foi realizado um estudo de validação dos modelos com os dados. Primeiramente, a validação foi feita por regime, separadamente. No regime difusivo, os modelos de Papavergos e Hedley (1984) e Beal (1970) apresentaram os melhores resultados, com desvios médios de 18,6% e 20,1%, respectivamente. No regime de transição, os melhores resultados foram obtidos novamente com esses modelos, com desvios médios de 37,3% e 38,7%, respectivamente. No regime inercial, as previsões dos modelos foram consideravelmente piores. O menor desvio médio calculado foi de 53,6%, obtido com o modelo de Friedlander e Johnstone (1957).

Considerando-se que a deposição de asfaltenos ocorre preferencialmente nos regimes difusivo e de transição, os modelos foram validados também para esses dois regimes em conjunto. Os melhores resultados foram obtidos com os modelos de Papavergos e Hedley (1984) e Beal (1970), com desvios médios de 35,6% e 37,2%, respectivamente. Esses resultados atestaram a qualidade do modelo de Beal (1970), o qual foi desenvolvido a partir de conceitos clássicos de fenômenos de transporte e apresentou desvios tão pequenos quanto os de Papavergos e Hedley (1984), modelo que representa um ajuste de curva a dados experimentais. Com isso, o modelo de Beal (1970) foi selecionado como o mais adequado para representar a deposição de partículas nos regimes difusivo e de transição.

5.3. Estudo da Deposição de Asfaltenos

Os dados de deposição de asfaltenos da literatura são escassos, o que impossibilitou a validação do modelo de Beal (1970) com tais dados. A aplicação do modelo a sistemas óleo-asfaltenos teve de ser fundamentada por um estudo alternativo, baseado em uma criteriosa revisão da teoria do modelo e na comparação entre parâmetros adimensionais da deposição de asfaltenos e de aerossóis (utilizados na validação do modelo). Considerando-se os resultados desse estudo e os limites de aplicação sugeridos por Beal (1970) (partículas com diâmetros entre 0,001 e 30 μm dispersas em gases e líquidos), o modelo foi eleito apto a representar a deposição de asfaltenos nos intervalos: $2.100 < N_{Re} < 1 \times 10^6$; $9,2 \times 10^2 < N_{Sc} < 8,1 \times 10^{10}$; $1,4 \times 10^{-6} < s_+ < 10$; $10^{-13} < t_+ < 10$.

A aplicação do modelo selecionado em análises de sensibilidade mostrou que o diâmetro dos precipitados, a velocidade média do escoamento e a viscosidade do óleo têm grande influência nas taxas de deposição de asfaltenos. Por outro lado, a massa específica do óleo, a temperatura do escoamento e o diâmetro das tubulações tiveram impacto limitado nessas taxas. As análises mostraram ainda que pequenos precipitados asfáltênicos primários tendem a se depositar no regime difusivo, enquanto que grandes agregados tendem a se depositar no regime de transição. A fronteira entre esses dois regimes geralmente ocorre para diâmetros de partículas de 1 μm e é caracterizada por um mínimo nas taxas de deposição.

Aumentando-se a velocidade média do escoamento de 1 para 7 m/s, foram observados incrementos de até três ordens de grandeza nas taxas de deposição de grandes agregados

asfaltênicos ($d_p > 1\mu m$). Esse comportamento foi atribuído a um favorecimento do transporte por difusão turbulenta e inércia das partículas. Pequenos precipitados ($d_p < 1\mu m$) tendem a ter inércia limitada, independentemente da velocidade a que são acelerados. Com isso, aumentos na velocidade do escoamento têm impacto limitado nas taxas de deposição dessas partículas, causando incrementos sempre inferiores a uma ordem de grandeza.

Aumentando-se a viscosidade dinâmica do óleo de 0,8 para 30 cP, foram observados decréscimos de até duas ordens de grandeza nas taxas de deposição de pequenos precipitados e de até três ordens de grandeza nas de grandes agregados. As maiores viscosidades amortecem as flutuações turbulentas do escoamento, reduzindo o transporte por difusão por vórtices, e aumentam as forças de arraste sobre as partículas, reduzindo o transporte por movimento Browniano e inércia das partículas.

Considerando-se os resultados da análise de sensibilidade, foi analisado o potencial de algumas medidas preventivas para a redução da deposição de asfaltenos. Essa discussão teve como foco o transporte radial dos precipitados, não levando em consideração aspectos relacionados à precipitação dos asfaltenos e à reentrância de partículas previamente depositadas no escoamento. Dentro dessas condições, concluiu-se que o uso de revestimentos termo-isolantes não representa uma medida eficaz para o controle da deposição, pois em altas temperaturas o movimento Browniano das partículas é favorecido e a viscosidade do fluido tende a diminuir (favorecendo a difusão turbulenta e a inércia das partículas). O uso de tubulações de grandes diâmetros e/ou menores vazões de produção representam medidas eficazes para o controle da deposição, uma vez que reduzem a velocidade do fluido escoado e, conseqüentemente, as taxas de deposição (principalmente de grandes precipitados). Sabe-se, no entanto, que há uma série de outros fatores não apenas técnicos, mas também econômicos, que devem ser considerados no dimensionamento de instalações e no estabelecimento de parâmetros de produção.

5.4. Recomendações

Esta dissertação contribuiu para uma melhor compreensão da deposição de asfaltenos. Considera-se, no entanto, que ainda há muito a ser investigado sobre esse complexo problema de

transferência de massa. Recomendam-se como assuntos que podem vir a complementar o estudo desenvolvido:

- Efeitos eletrostáticos e térmicos (relacionados a gradientes de temperatura ao longo da seção da tubulação) não foram considerados nesta dissertação. A investigação desses efeitos e sua incorporação ao modelo de Beal (1970) podem vir a torna-lo mais completo e adequado à previsão da deposição de asfaltenos;
- A adesão das partículas às superfícies de deposição e a reentrância de partículas previamente depositadas no escoamento também não foram consideradas nesta dissertação. A investigação desses efeitos e sua incorporação ao modelo de Beal (1970) podem vir a torna-lo mais completo e adequado à previsão da deposição de asfaltenos;
- A modelagem da precipitação de asfaltenos não foi estudada na presente dissertação. A integração de modelos de precipitação da literatura com o modelo de deposição de Beal (1970) pode tornar as análises de sensibilidade mais completas. Isso porque possibilitaria que a influência de propriedades das partículas e do fluido fosse avaliada não apenas do ponto de vista da deposição, mas também da precipitação;
- A validação dos modelos estudados foi realizada apenas com dados de correntes de aerossol, uma vez que experimentos envolvendo correntes líquidas são escassos. Um criterioso estudo para adaptar dados coletados em outras áreas da engenharia à finalidade desejada pode vir a suprir essa carência de dados (por exemplo, experimentos de dissolução de parede de tubulações em escoamentos turbulentos líquidos). O mesmo estudo poderia ser feito para se levantar dados experimentais para partículas de dimensões inferiores a $0,1 \mu\text{m}$ (por exemplo, experimentos de colunas de paredes molhadas);
- A inclusão de modelos de precipitação e deposição de asfaltenos em um simulador de escoamento poço-reservatório pode ser de grande valia para a indústria, subsidiando importantes decisões relativas ao dimensionamento de instalações e ao estabelecimento de estratégias de produção.

REFERÊNCIAS

- AGARWAL, J.K. **Aerosol sampling and transport**. 1975. 175p. Tese (Doutorado) – Department of Mechanical Engineering, University of Minnesota, Minneapolis.
- AHMED, T. **Equations of state and PVT analysis – Applications for improved reservoir modeling**. Houston: Gulf Publishing Company, 2007.
- BEAL, S.K. Deposition of particles in turbulent flow on channel or pipe walls. **Nuclear Science and Engineering**, v.40, p.1–11, 1970.
- BIRD, R.B., STEWART, W.E.; LIGHTFOOT, E.N. **Transport phenomena**. New York: John Wiley & Sons, 2002.
- CREMASCO, M.A. **Fundamentos de transferência de massa**. Campinas: Editora da Unicamp, 2008.
- DAVIES, C.N. Brownian deposition of aerosol particles from turbulent flow through pipes. **Proceedings of the Royal Society of London, Series A**, v.290, p.557–562, 1966.
- DE BOER, R.B.; LEERLOOYER, K.; EIGNER, M.R.P.; VAN BERGEN, A.R.D. Screening of crude oils for asphalt precipitation: theory, practice, and the selection of inhibitors. **SPE Production and Facilities**, v.10, p.55–61, 1995.
- EL-SHOBOKSHY, M.S.; ISMAIL, I.A. Deposition of aerosol particles from turbulent flow onto rough pipe wall. **Atmospheric Environment**, v.14, n.3, p.297–304, 1980.

ESCOBEDO, J.; MANSOORI, G.A. Solid particle deposition during turbulent flow production operations. In: SPE PRODUCTION OPERATIONS SYMPOSIUM, 1995, Oklahoma. SPE paper n.29488.

ESKIN, D.; RATULOWSKI, J.; AKBARZADEH, K.; PAN, S.; LINDVIG, T. An approach to modeling asphaltene deposition in a turbulent pipe flow on the basis of a Couette device experimental data. MULTI-SCALE MODELING SYMPOSIUM FOR INDUSTRIAL FLOW SYSTEMS, 2009, Melbourne.

FAGE, A.; TOWNEND, H.C.H. An examination of turbulent flow with an ultramicroscope. **Proceedings of the Royal Society**, Series A., v.135, n.828, p.656–677, 1932.

FARMER, R.A. 1969. ScD Thesis, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge.

FORNEY, L.J.; SPIELMAN, L.A. Deposition of coarse aerosol from turbulent flow. **Journal of Aerosol Science**, v.5, n.3, p.257–271, 1974.

FRIEDLANDER, S.K. **Deposition of aerosol particles from turbulent gases**. 1954. 78p. Tese (Doutorado), Department of Chemical Engineering, University of Illinois, Urbana.

FRIEDLANDER, S.K.; JOHNSTONE, H.F. Deposition of suspended particles from turbulent gas streams. **Industrial and Engineering Chemistry**, v.49, n.7, p.1151–1956, 1957.

HAMMAMI, A.; FERWORN, K.A.; NIGHSWANDER, J.A.; OVERA, S.; STANGE, E. Asphaltenic crude oil characterization: an experimental investigation of the effect of resins on the stability of asphaltenes. **Petroleum Science and Technology**, v.16, p.227–249, 1998.

HASKETT, C.E.; TARTERA, M.A. Practical solution to the problem of asphaltene deposits—Hassi Messaoud Field, Algeria. **Journal of Petroleum Technology**, v.4, p.387–391, 1965.

- JOHANSEN, S.T. The deposition of particles on vertical walls. **International Journal of Multiphase Flow**, v.17, n.3, p.355–376, 1991.
- ILORI, T.A. **Turbulent deposition of aerosol particles inside pipes**. 1971. 108p. Tese (Doutorado) – Department of Mechanical Engineering, University of Minnesota, Minneapolis.
- LAUFER, J. **The structure of turbulence in fully developed pipe flow**. 1953. 53p. Technical Note n.2954. National Advisory Committee for Aeronautics, Washington.
- LEONTARITIS, K.J.; MANSOORI, G.A. Asphaltene deposition: a survey of field experiences and research approaches. **Journal of Petroleum Science and Engineering**, v.1, n.3, p.229–239, 1988.
- LICHAA, P.M.; HERRERA, L. Electrical and other effects related to the formation and prevention of asphaltene deposition problem in venezuela. In: SPE OILFIELD CHEMISTRY SYMPOSIUM, 1975, Dallas. SPE paper n.5304.
- LIN, C.S.; MOULTON, R.W.; PUTNAM G.L. Mass transfer between solid wall and fluid streams—Mechanism and eddy distribution relationships in turbulent flow. **Industrial and Engineering Chemistry**, v.45, n.3, p.636–640, 1953.
- LIU, B.Y.H.; AGARWAL, J.K. Experimental observation of aerosol deposition in turbulent flow. **Journal of Aerosol Science**, v.5, n.2, p.145–155, 1974.
- MULLINS, O.C. Review of the molecular structure and aggregation of asphaltenes and petroleomics. **SPE Journal**, v.13, p.48–57, 2008.
- MULLINS, O.C.; SHEU, E.Y.; HAMMAMI, A.; MARSHALL, A.G. **Asphaltenes, heavy oils, and petroleomics**. New York: Springer Science+Business Media, LLC, 2007.

- NAGEL, R.G.; HUNTER, B.E.; PEGGS, J.K.; FONG, D.K.; MAZZOCCHI, E. Tertiary application of a hydrocarbon miscible flood: Rainbow Keg River “B” Pool. **SPE Reservoir Engineering**, v.5, p.301–308, 1990.
- NIKURADSE, J. Gesetzmässigkeit der turbulenten Strömung in glatten Röhren. 1932. VDI-Forschungsheft, n.356. Traduzido do alemão para o inglês em NASA-TT-F-10359 (Laws of turbulent pipe flow in smooth pipes).
- PAPAVERGOS, P.G.; HEDLEY, A.B. Particle deposition behavior from turbulent flows. **Chemical Engineering Research and Design**, v.62, p.275–295, 1984.
- REICHARDT, H. **Heat transfer through turbulent friction layers**. 1943. 64p. Technical Memorandum n.1047. National Advisory Committee for Aeronautics, Washington.
- ROTHFUS, R.R.; MONRAD, C.C.; SENEAL, V.E. Velocity distribution and fluid friction in smooth concentric annuli. **Industrial and Engineering Chemistry**, v.42, n.12, p.2511–2520, 1950.
- SARMA, H.K. Can we ignore asphaltenes in a gas injection project for light-oils? SPE INTERNATIONAL IMPROVED OIL RECOVERY CONFERENCE IN ASIA PACIFIC, 2003, Kuala Lumpur. SPE paper n.84877.
- SCHWENDIMAN, L.C.; POSTMA, A.K. 1961. Handford Laboratory Report HW-SA-2236, Richland, Washington.
- SEHMEL, G.A. **Aerosol deposition from turbulent airstreams in vertical conduits**. 1968. 74p. Report BNWL-578. Battelle Memorial Institute, Richland, Washigton.

- SIPPOLA, M.R.; NAZAROFF, W.W. **Particle deposition from turbulent flow: review of published research and its applicability to ventilation ducts in commercial buildings.** 2002. 145p. Lawrence Berkeley National Laboratory Report (LBNL-51432).
- TUTTLE, R.N. High-pour-point and asphaltic crude oils and condensates. **Journal of Petroleum Technology**, v.35, n.6, p.1192-1196, 1983.
- VON KARMAN, T. The analogy between fluid friction and heat transfer. **Transactions of the American Society of Mechanical Engineers**, v.61, p.705-710, 1939.
- WELLS, A.C.; CHAMBERLAIN, A.C. Transport of small particles to vertical surfaces. **British Journal of Applied Physics**, v.18, p.1793-1799, 1967.

APÊNDICE A – DEDUÇÃO DOS MODELOS DE DEPOSIÇÃO DE PARTÍCULAS

Este apêndice contém a dedução dos modelos de deposição de partículas estudados na presente dissertação e a apresentação das equações propostas para o cálculo das velocidades de deposição, complementando a discussão sobre a teoria dos modelos feita na Subseção 3.1.2. Sugere-se que a Tabela 3.1, a qual organiza e resume as principais considerações de cada modelo, seja continuamente consultada ao longo da leitura deste apêndice.

Lin *et al.* (1953)

Na camada turbulenta, Lin *et al.* (1953) representaram o fluxo de partículas com a Eq. 3.8, a qual resulta da aplicação da distribuição $N/\tau=N_0/\tau_0$ à analogia de Reynolds. Admitindo ainda a condição de contorno $\bar{C}(y_+ = y_{avg}^+) = C_{avg}$, dada pela Eq. 3.11, reescreveram a Eq. 3.8 como:

$$\int_{\bar{C}_{33}}^{\bar{C}_{avg}} d\bar{C} = \frac{N_0}{u_*^2} \int_{\bar{u}_{33}}^U d\bar{u}, \quad \text{A.1}$$

onde \bar{C}_{33} e \bar{u}_{33} representam, respectivamente, a concentração de partículas e a velocidade do fluido na fronteira *região de transição/camada turbulenta* ($y_+=33$). Efetuando-se a integração:

$$\bar{C}_{avg} - \bar{C}_{33} = \frac{N_0}{u_*} \left(\frac{U}{u_*} - \frac{\bar{u}_{33}}{u_*} \right). \quad \text{A.2}$$

O termo U/u_* é equivalente a $1/\sqrt{f_F/2}$ (Eq. 2.5). Já o termo \bar{u}_{33}/u_* pode ser calculado substituindo-se $y_+=33$ na Eq. 2.25: $\bar{u}_{33}/u_* = 4,77 + 5 \ln 6,64$. Com essas considerações, a Eq. A.2 foi reescrita como:

$$\bar{C}_{avg} - \bar{C}_{33} = \frac{N_0}{u_*} \left[\frac{1}{\sqrt{f_F/2}} - (4,77 + 5 \ln 6,64) \right]. \quad \text{A.3}$$

Na camada limite, os autores representaram o fluxo de partículas com a Eq. 3.9, a qual resulta da aplicação da distribuição $N=N_0$ à lei de Fick modificada. Considerando ainda as distribuições de ε dadas pelas Eqs. 2.16–2.17 e a condição de contorno $\bar{C}(y_+ = 0) = 0$, dada pela Eq. 3.12, reescreveram a Eq. 3.9 como:

$$\int_0^{\bar{C}_5} d\bar{C} = \frac{N_0}{u_*} \int_0^5 \frac{1}{\left[\frac{D_B}{\nu} + \left(\frac{y_+}{14,5} \right)^3 \right]} dy_+ \quad \text{A.4}$$

e

$$\int_{\bar{C}_5}^{\bar{C}_{33}} d\bar{C} = \frac{N_0}{u_*} \int_5^{33} \frac{1}{\left[\frac{D_B}{\nu} + \left(\frac{y_+}{5} - 0,959 \right) \right]} dy_+, \quad \text{A.5}$$

onde \bar{C}_5 representa a concentração de partículas na fronteira *camada limite/região de transição* ($y_+=5$). A integração das Eqs. A.4 e A.5 resulta, respectivamente, em:

$$\bar{C}_5 = \frac{N_0}{u_*} \left[\frac{14,5 N_{Sc}^{2/3}}{3} F(N_{Sc}) \right] \quad \text{A.6}$$

e

$$\bar{C}_{33} - \bar{C}_5 = \frac{N_0}{u_*} \left[5 \ln \left(\frac{1 + 5,64 N_{Sc}}{1 + 0,041 N_{Sc}} \right) \right], \quad \text{A.7}$$

sendo $F(N_{Sc})$ dado por:

$$F(N_{Sc}) = \frac{1}{2} \ln \left[\frac{\left(1 + \frac{5}{14,5} N_{Sc}^{1/3} \right)^2}{1 - \frac{5}{14,5} N_{Sc}^{1/3} + \left(\frac{5}{14,5} N_{Sc}^{1/3} \right)^2} \right] + \sqrt{3} \arctg \left[\frac{\frac{10}{14,5} N_{Sc}^{1/3} - 1}{\sqrt{3}} \right] + \frac{\pi \sqrt{3}}{6}. \quad \text{A.8}$$

Após escrever e integrar as equações do fluxo de partículas na camada turbulenta e na camada limite, chegando às Equações A.3 e A.6–A.7, respectivamente, os autores combinaram essas equações, escrevendo:

$$\bar{C}_{avg} = \frac{N_0}{u_*} \left[\frac{14,5N_{Sc}^{2/3}}{3} F(N_{Sc}) + 5 \ln \left(\frac{1 + 5,64N_{Sc}}{1 + 0,041N_{Sc}} \right) + \frac{1}{\sqrt{f_F/2}} - (4,77 + 5 \ln 6,64) \right]. \quad A.9$$

Reorganizando-se a expressão para isolar o termo N_0 / \bar{C}_{avg} , é possível escrever a expressão analítica para o cálculo do coeficiente de transporte de massa como:

$$K_d = \frac{u_*}{\frac{14,5N_{Sc}^{2/3}}{3} F(N_{Sc}) + 5 \ln \left(\frac{1 + 5,64N_{Sc}}{1 + 0,041N_{Sc}} \right) + \frac{1}{\sqrt{f_F/2}} - (4,77 + 5 \ln 6,64)}. \quad A.10$$

Friedlander e Johnstone (1957)

Na camada turbulenta, Friedlander e Johnstone (1957) representaram o fluxo de partículas com a Eq. 3.8, a qual resulta da aplicação da distribuição $N/\tau = N_0/\tau_0$ à analogia de Reynolds. Admitindo ainda a condição de contorno $\bar{C}(y_+ = y_{avg}^+) = C_{avg}$, dada pela Eq. 3.11, reescreveram a Eq. 3.8 como:

$$\int_{\bar{C}_{30}}^{\bar{C}_{avg}} d\bar{C} = \frac{N_0}{u_*^2} \int_{\bar{u}_{30}}^U d\bar{u}, \quad A.11$$

onde \bar{C}_{30} e \bar{u}_{30} representam, respectivamente, a concentração de partículas e a velocidade do fluido na fronteira *região de transição/camada turbulenta* ($y_+=30$). Efetuando-se a integração:

$$\bar{C}_{avg} - \bar{C}_{30} = \frac{N_0}{u_*} \left(\frac{U}{u_*} - \frac{\bar{u}_{30}}{u_*} \right). \quad A.12$$

O termo U/u_* é equivalente a $1/\sqrt{f_F/2}$ (Eq. 2.5). Já o termo \bar{u}_{30}/u_* pode ser calculado substituindo-se $y_+=30$ na Eq. 2.25: $\bar{u}_{30}/u_* = 13,73$. Com essas considerações, a Eq. A.12 foi reescrita como:

$$\bar{C}_{avg} - \bar{C}_{30} = \frac{N_0}{u_*} \left(\frac{1}{\sqrt{f_F/2}} - 13,73 \right). \quad A.13$$

Na camada limite, os autores representaram o fluxo de partículas com a Eq. 3.9, a qual resulta da aplicação da distribuição $N=N_0$ à lei de Fick modificada. Foram utilizadas ainda as distribuições de ε dadas pelas Eqs. 2.16–2.17 e a condição de contorno $\bar{C}(y_+ = s_+) = 0$, dada pela Eq. 3.13. A integração da Eq. 3.9 foi feita em função da posição da distância de parada em relação às camadas hidrodinâmicas de fluxo. Nesse modelo, a distância de parada deve ser calculada com a Eq. 2.44.

Caso 1: distância de parada situada na subcamada viscosa ($0 < s_+ \leq 5$)

Nesse caso, a Eq. 3.9 pode ser escrita como:

$$\int_0^{\bar{C}_5} d\bar{C} = \frac{N_0}{u_*} \int_{s_+}^5 \frac{1}{(y_+/14,5)^3} dy_+ \quad \text{A.14}$$

e

$$\int_{\bar{C}_5}^{\bar{C}_{30}} d\bar{C} = \frac{N_0}{u_*} \int_5^{30} \frac{1}{(y_+/5 - 0,959)} dy_+ \cdot \quad \text{A.15}$$

Efetuada-se as integrações:

$$\bar{C}_5 = \frac{14,5^3}{2} \frac{N_0}{u_*} \left(\frac{1}{s_+^2} - \frac{1}{25} \right) \quad \text{A.16}$$

e

$$\bar{C}_{30} - \bar{C}_5 = 24 \frac{N_0}{u_*} \cdot \quad \text{A.17}$$

Após escrever e integrar as equações do fluxo de partículas na camada turbulenta e na camada limite, chegando às Eqs. A.13 e A.16–A.17, respectivamente, os autores combinaram essas equações, escrevendo:

$$\bar{C}_{avg} = \frac{N_0}{u_*} \left[\frac{14,5^3}{2} \left(\frac{1}{s_+^2} - \frac{1}{25} \right) + 24 + \left(\frac{1}{\sqrt{f_F/2}} - 13,73 \right) \right] \cdot \quad \text{A.18}$$

Reorganizando-se a expressão para isolar o termo N_0 / \bar{C}_{avg} , a expressão analítica para o cálculo da velocidade de deposição foi escrita como:

$$K_d = \frac{u_*}{\frac{1525}{s_+^2} + \frac{1}{\sqrt{f_F/2}} - 50,6} \quad 0 < s_+ \leq 5 \quad \text{A.19}$$

Caso 2: distância de parada situada na região de transição ($5 < s_+ \leq 30$)

Nesse caso, a Eq. 3.9 foi escrita como:

$$\int_0^{\bar{C}_{30}} d\bar{C} = \frac{N_0}{u_*} \int_{s_+}^{30} \frac{1}{(y_+ / 5 - 0,959)} dy_+ \quad \text{A.20}$$

Efetuada-se a integração:

$$\bar{C}_{30} = 5 \frac{N_0}{u_*} \ln \left(\frac{5,041}{s_+ / 5 - 0,959} \right) \quad \text{A.21}$$

Combinando-se as Eqs. A.13 e A.21 e reorganizando-se os termos, os autores escreveram a velocidade de deposição como:

$$K_d = \frac{u_*}{5 \ln \left(\frac{5,041}{s_+ / 5 - 0,959} \right) + \frac{1}{\sqrt{f_F/2}} - 13,73} \quad 5 < s_+ \leq 30 \quad \text{A.22}$$

Caso 3: distância de parada situada na camada turbulenta ($s_+ > 30$)

Nesse caso, os autores propuseram que as partículas teriam de ser transportadas pelos vórtices de turbulência apenas até a fronteira *região de transição/camada turbulenta* para que se depositassem. Com isso, a analogia de Reynolds poderia ser aplicada isoladamente, resultando em:

$$K_d = U \frac{f_F}{2} \quad s_+ > 30 \quad \text{A.23}$$

Beal (1970)

Na camada turbulenta, Beal (1957) representou o fluxo de partículas com a Eq. 3.8, a qual resulta da aplicação da distribuição $N/\tau=N_0/\tau_0$ à analogia de Reynolds. Considerando ainda a condição de contorno $\bar{C}(y_+ = y_{avg}^+) = C_{avg}$, dada pela Eq. 3.11, o autor chegou à mesma expressão que Friedlander e Johnstone (1957), representada pela Eq. A.13.

Na camada limite, o autor representou o fluxo de partículas com a Eq. 3.10, a qual resulta da aplicação da distribuição $N = N_0(1 - 2y_+/d_t^+)$ à lei de Fick modificada. Os autores utilizaram ainda as distribuições de ε dadas pelas Eqs. 2.16–2.17 e a condição de contorno $\bar{C}(y_+ = s_+) = \bar{C}_0 \neq 0$, dada pela Eq. 3.14. A integração da Eq. 3.10 deve ser feita de acordo com a posição da distância de parada em relação às camadas hidrodinâmicas de fluxo. Nesse modelo, a distância de parada deve ser calculada com a Eq. 2.46.

Caso 1: distância de parada situada na subcamada viscosa ($0 < s_+ \leq 5$)

Nesse caso, a Eq. 3.10 pode ser escrita como:

$$\int_{\bar{C}_0}^{\bar{C}_5} d\bar{C} = \frac{N_0}{u_*} \int_{s_+}^5 \frac{1 - 2y_+/d_t^+}{\left[\frac{D_B}{\nu} + \left(\frac{y_+}{14,5} \right)^3 \right]} dy_+ \quad \text{A.24}$$

e

$$\int_{\bar{C}_5}^{\bar{C}_{30}} d\bar{C} = \frac{N_0}{u_*} \int_5^{30} \frac{1 - 2y_+/d_t^+}{\left[\frac{D_B}{\nu} + \left(\frac{y_+}{5} - 0,959 \right) \right]} dy_+ \quad \text{A.25}$$

Efetuada-se as integrações, chega-se a:

$$\bar{C}_5 - \bar{C}_0 = \frac{N_0}{u_*} \left[\frac{14,5 N_{Sc}^{2/3}}{3} F_1(N_{Sc}, s_+) - \frac{14,5^2 N_{Sc}^{1/3}}{1,5 d_t^+} F_2(N_{Sc}, s_+) \right] \quad \text{A.26}$$

e

$$\bar{C}_{30} - \bar{C}_5 = \frac{N_0}{u_*} \left\{ \left[5 + \frac{50}{d_t^+} \left(\frac{1}{N_{Sc}} - 0,959 \right) \right] \ln \left[\frac{1 + 5,041 N_{Sc}}{1 + 0,041 N_{Sc}} \right] - \frac{250}{d_t^+} \right\}, \quad \text{A.27}$$

com

$$F_1(N_{Sc}, s_+) = \left\{ \begin{aligned} & \frac{1}{2} \ln \left[\frac{\left(1 + \frac{5N_{Sc}^{1/3}}{14,5} \right)^2}{1 - \frac{5N_{Sc}^{1/3}}{14,5} + \left(\frac{5N_{Sc}^{1/3}}{14,5} \right)^2} \right] - \frac{1}{2} \ln \left[\frac{\left(1 + \frac{s_+ N_{Sc}^{1/3}}{14,5} \right)^2}{1 - \frac{s_+ N_{Sc}^{1/3}}{14,5} + \left(\frac{s_+ N_{Sc}^{1/3}}{14,5} \right)^2} \right] \\ & + \sqrt{3} \tan^{-1} \left(\frac{\frac{10N_{Sc}^{1/3}}{14,5} - 1}{\sqrt{3}} \right) - \sqrt{3} \tan^{-1} \left(\frac{\frac{2s_+ N_{Sc}^{1/3}}{14,5} - 1}{\sqrt{3}} \right) \end{aligned} \right\} \quad \text{A.28}$$

e

$$F_2(N_{Sc}, s_+) = \left\{ \begin{aligned} & \frac{1}{2} \ln \left[\frac{1 - \frac{5N_{Sc}^{1/3}}{14,5} + \left(\frac{5N_{Sc}^{1/3}}{14,5} \right)^2}{\left(1 + \frac{5N_{Sc}^{1/3}}{14,5} \right)^2} \right] - \frac{1}{2} \ln \left[\frac{1 - \frac{s_+ N_{Sc}^{1/3}}{14,5} + \left(\frac{s_+ N_{Sc}^{1/3}}{14,5} \right)^2}{\left(1 + \frac{s_+ N_{Sc}^{1/3}}{14,5} \right)^2} \right] \\ & + \sqrt{3} \tan^{-1} \left(\frac{\frac{10N_{Sc}^{1/3}}{14,5} - 1}{\sqrt{3}} \right) - \sqrt{3} \tan^{-1} \left(\frac{\frac{2s_+ N_{Sc}^{1/3}}{14,5} - 1}{\sqrt{3}} \right) \end{aligned} \right\}. \quad \text{A.29}$$

Após escrever e integrar as equações do fluxo de partículas na camada turbulenta e na camada limite, chegando às Eqs. A.13 e A.26–A.27, respectivamente, o autor combinou essas equações, escrevendo:

$$\bar{C}_{avg} - \bar{C}_0 = \frac{N_0}{u_*} \left\{ \frac{14,5N_{Sc}^{2/3}}{3} F_1(N_{Sc}, s_+) - \frac{14,5^2 N_{Sc}^{1/3}}{1,5d_t^+} F_2(N_{Sc}, s_+) + \left[5 + \frac{50}{d_t^+} \left(\frac{1}{N_{Sc}} - 0,959 \right) \right] \ln \left(\frac{1 + 5,041N_{Sc}}{1 + 0,041N_{Sc}} \right) - \frac{250}{d_t^+} + \frac{1}{\sqrt{f_F/2}} - 13,73 \right\}. \quad A.30$$

Reorganizando-se a expressão para isolar o termo $N_0 / (\bar{C}_{avg} - \bar{C}_0)$, os autores escreveram a expressão para o coeficiente de transporte de massa como:

$$K = \frac{u_*}{\left\{ \frac{14,5N_{Sc}^{2/3}}{3} F_1(N_{Sc}, s_+) - \frac{14,5^2 N_{Sc}^{1/3}}{1,5d_t^+} F_2(N_{Sc}, s_+) + \left[5 + \frac{50}{d_t^+} \left(\frac{1}{N_{Sc}} - 0,959 \right) \right] \ln \left(\frac{1 + 5,041N_{Sc}}{1 + 0,041N_{Sc}} \right) - \frac{250}{d_t^+} + \frac{1}{\sqrt{f_F/2}} - 13,73 \right\}} \quad 0 < s_+ \leq 5 \quad A.31$$

Vale observar que o coeficiente K (definido pela Eq. 2.9) se diferencia do coeficiente K_d (definido pela Eq. 2.10) pela existência do termo C_0 em seu denominador. Beal (1970) realizou um desenvolvimento matemático posterior à formulação de K para chegar a uma equação para C_0 e, conseqüentemente, encontrar uma expressão para o coeficiente K_d . Para melhor organização deste texto, esse desenvolvimento será apresentado posteriormente, após a demonstração das deduções das outras equações de K (distância de parada na região de transição e na camada turbulenta).

Caso 2: distância de parada situada na região de transição ($5 < s_+ \leq 30$)

Nesse caso, a Eq. 3.10 pode ser escrita como:

$$\int_{\bar{C}_0}^{\bar{C}_{30}} d\bar{C} = \frac{N_0}{u_*} \int_{s_+}^{30} \frac{dy_+}{\left[\frac{D_B}{\nu} + \left(\frac{y_+}{5} - 0,959 \right) \right]}. \quad A.32$$

Efetuada-se a integração, chega-se a:

$$\bar{C}_{30} - \bar{C}_0 = \frac{N_0}{u_*} \left\{ \left[5 + \frac{50}{d_t^+} \left(\frac{1}{N_{Sc}} - 0,959 \right) \right] \ln \left[\frac{1 + 5,041 N_{Sc}}{1 + (s_+ / 5 - 0,959) N_{Sc}} \right] - \frac{10}{d_t^+} (30 - s_+) \right\}. \quad A.33$$

Combinando-se as Eqs. A.13 e A.33 e reorganizando-se os termos, os autores escreveram o coeficiente de transporte de massa como:

$$K = \frac{u_*}{\left\{ \frac{1}{\sqrt{f_F / 2}} - 13,73 - \frac{10}{d_t^+} (30 - s_+) \right.} \quad 5 < s_+ \leq 30 \quad A.34$$

$$\left. + \left[5 + \frac{50}{d_t^+} \left(\frac{1}{N_{Sc}} - 0,959 \right) \right] \ln \left[\frac{1 + 5,041 N_{Sc}}{1 + (s_+ / 5 - 0,959) N_{Sc}} \right] \right\}$$

Caso 3: distância de parada situada na camada turbulenta ($s_+ > 30$)

Nesse caso, o autor propôs que as partículas teriam de ser transportadas pelos vórtices de turbulência apenas até a fronteira *região de transição/camada turbulenta* para que se depositassem. Aplicando a condição de contorno $\bar{C}(y_+ = s_+) = \bar{C}_{30} = \bar{C}_0 \neq 0$ à Eq. A.13 escreveram:

$$\bar{C}_{avg} - \bar{C}_0 = \frac{N_0}{u_*} \left(\frac{1}{\sqrt{f_F / 2}} - 13,73 \right). \quad A.35$$

Reorganizando os termos desta expressão, chegaram a:

$$K = \frac{u_*}{\left(1 / \sqrt{f_F / 2} - 13,73 \right)} \quad s_+ > 30 \quad A.36$$

Equacionamento do transporte de partículas na região de voo livre ($0 < y_+ \leq s_+$)

Para integrar a lei de Fick modificada na camada limite, Beal (1970) assumiu como condição de contorno $\bar{C}(y_+ = s_+) = \bar{C}_0 \neq 0$ (Eq. 3.14), enquanto Friedlander e Johnstone (1957) haviam assumido $\bar{C}(y_+ = s_+) = 0$ (Eq. 3.13). Pelo fato de considerarem uma concentração de partículas não nula na região de voo livre, Beal (1970) não pode igualar o termo \bar{C}_0 nas Eqs.

A.24, A.32 e A.35 a zero. Com isso, esse termo continuou presente após a integração da lei de Fick modificada e da analogia de Reynolds. Para calculá-lo e escrever as equações de K_d a partir das equações de K , os autores modelaram o fluxo de partículas na região de voo livre como:

$$N_0 = V_t p \bar{C}_0, \quad \text{A.37}$$

onde V_t é a velocidade radial das partículas na região de voo livre e p é a fração de partículas que se aderem à parede após o contato. A velocidade V_t foi considerada como sendo a composição de duas contribuições:

$$V_t = V_f + V_B \quad \text{A.38}$$

A componente V_f resulta da ação da componente oscilatória da velocidade radial do fluido, v' , sobre o movimento das partículas. Como a média RMS dessa velocidade, v'_{RMS} , varia ao longo da região de voo livre, o autor propôs que V_f fosse calculada com a seguinte expressão:

$$V_f = u_* \left[\frac{v'_{RMS} (y_+ = d_p^+ / 2) + v'_{RMS} (y_+ = s_+)}{4} \right]. \quad \text{A.39}$$

Para o cálculo da velocidade v'_{RMS} , os autores sugeriram o uso das Eqs. 2.29–2.30.

A componente V_B resulta do movimento Browniano das partículas. O autor propôs o uso da correlação proposta por Jeans (1940) para o cálculo dessa componente:

$$V_B = \left[\frac{K_B T}{2\pi m_p} \right]^{1/2} \quad \text{A.40}$$

A velocidade V_t pode então ser calculada substituindo-se as Eqs. A.39 e A.40 na Eq. A.38. Admitindo-se que não há reentrância, p pode ser igualado a 1. Com essa consideração e combinando-se as Eqs. 2.9, 2.10 e A.38, a velocidade de deposição pode ser escrita como:

$$K_d = \frac{KV_t}{K + V_t} \quad \text{A.41}$$

A Eq. A.41 define, portanto, a velocidade de deposição calculada pelo modelo de Beal (1970). O termo K nessa expressão deve ser calculado em função da posição da distância de parada: Eq. A.31 para $0 < s_+ \leq 5$; Eq. A.34 para $5 < s_+ \leq 30$; Eq. A.36 para $s_+ > 30$.

El-Shobokshy e Ismail (1980)

Na camada limite, El-Shobokshy e Ismail (1980) representaram o fluxo de partículas com a lei de Fick modificada. Os autores utilizaram, no entanto, a difusividade Browniana D_B' em lugar de D_B e a difusividade de vórtices das partículas, ε_p , em lugar da difusividade de vórtices do fluido, ε . Com essas considerações, reescreveram a lei de Fick modificada como:

$$N = (D_B' + \varepsilon_p) \frac{d\bar{C}}{dy} . \quad \text{A.42}$$

A difusividade D_B' foi definida em função da difusividade D_B como:

$$D_B' = D_B F(d_p, P), \quad \text{A.43}$$

sendo

$$F(d_p, P) = 1 + \left(\frac{2 \cdot 10^{-4}}{d_p P} \right) \cdot [6,32 + 2,01 \exp(-1095 d_p P)], \quad \text{A.44}$$

onde P é a pressão do fluido em *cm* de mercúrio. Em comparação com a Eq. 2.32, a Eq. A.43 incorpora a influência da pressão do fluido na difusividade Browniana. Os autores não explicaram o motivo pelo qual utilizaram essa expressão em lugar da Eq. 2.32 e nem fizeram referência à sua origem.

A consideração $\varepsilon_p \neq \varepsilon$ foi feita primeiramente por Liu e Ileri (1973), sendo justificada pelo fato de haver um deslizamento entre as partículas e os vórtices de turbulência na camada limite, o qual aumentaria com o crescimento do diâmetro das partículas transportadas. El-Shobokshy e Ismail (1980) propuseram que a Eq. 3.7 fosse utilizada para se avaliar ε_p .

Considerando-se uma distribuição constante para o fluxo radial de partículas na camada limite ($N=N_0$) e utilizando-se a Eq. 2.6, é possível reescrever a Eq. A.42 como:

$$N_0 = u_* \left(\frac{D_B'}{v} + \frac{\varepsilon + v_{RMS}^2 t_p}{v} \right) \frac{d\bar{C}}{dy_+} \quad \text{A.45}$$

Para integrar a Eq. A.45, os autores mantiveram a condição de contorno proposta por Beal (1970), dada pela Eq. 3.14, a qual prevê a existência de uma concentração de partículas constante

e não nula na região de voo livre. Os autores propuseram que a distância de parada fosse calculada com a Eq. 2.45, com o termo V_0 avaliado utilizando-se a Eq. 2.48.

Na camada turbulenta, os autores admitiram que, devido à intensa turbulência dessa região, as partículas estariam homogeneamente dispersas e a concentração local de partículas seria igual à concentração média no escoamento ($\bar{C}(y_+) = C_{avg}$). Com isso, definiram também como condição de contorno:

$$\bar{C}(y_+ = 30) = \bar{C}_{30} = \bar{C}_{avg} \quad \text{A.46}$$

Com o auxílio das condições de contorno dadas pelas Eqs. 3.14 e A.46, a Eq. A.45 foi reescrita como:

$$\int_{\bar{C}_0}^{\bar{C}_{avg}} d\bar{C} = \frac{N_0}{u_*} \int_{s_+}^{30} \frac{dy_+}{\left[\frac{D_B'}{v} + \left(\frac{\varepsilon + v'_{RMS}{}^2 t_p}{v} \right) \right]} \quad \text{A.47}$$

A Eq. A.47 deve ser integrada em função da posição da distância de parada.

Caso 1: distância de parada situada na subcamada viscosa ($0 < s_+ \leq 5$)

Resolvendo-se a integral do lado esquerdo da Eq. A.47 e substituindo-se os termos referentes a ε e v'_{RMS} (Eqs. 2.16–2.17 e 2.28, respectivamente):

$$\bar{C}_{avg} - \bar{C}_0 = \frac{N_0}{u_*} \left\{ \int_{s_+}^5 \frac{dy_+}{\left[\frac{D_B'}{v} + \left(\frac{y_+}{14,5} \right)^3 + \frac{t_p}{v} \left(\frac{y_+ u_*}{y_+ + 10} \right)^2 \right]} \right. \\ \left. + \int_5^{30} \frac{dy_+}{\left[\frac{D_B'}{v} + \left(\frac{y_+}{5} - 0,959 \right) + \frac{t_p}{v} \left(\frac{y_+ u_*}{y_+ + 10} \right)^2 \right]} \right\} \quad \text{A.48}$$

Reorganizando-se os termos, o coeficiente de transporte de massa pode ser escrito como:

$$K = \frac{u_*}{INT_{(0 < s_+ \leq 5)}}, \quad \text{A.49}$$

onde $INT_{(0 < s_+ \leq 5)}$ corresponde a:

$$INT_{(0 < s_+ \leq 5)} = \left\{ \begin{array}{l} \int_{s_+}^5 \frac{dy_+}{\left[\frac{D_B'}{v} + \left(\frac{y_+}{14,5} \right)^3 + \frac{t_p}{v} \left(\frac{y_+ u_*}{y_+ + 10} \right)^2 \right]} \\ + \int_5^{30} \frac{dy_+}{\left[\frac{D_B'}{v} + \left(\frac{y_+}{5} - 0,959 \right) + \frac{t_p}{v} \left(\frac{y_+ u_*}{y_+ + 10} \right)^2 \right]} \end{array} \right\}. \quad A.50$$

Os autores não apresentaram solução analítica para as integrações da Eq. A.50 e o termo $INT_{(0 < s_+ \leq 5)}$ deve ser calculado, portanto, utilizando-se algum método de integração numérica.

Caso 2: distância de parada situada na região de transição ($5 < s_+ \leq 30$)

Nesse caso, o desenvolvimento da Eq. A.47 resulta em:

$$\bar{C}_{avg} - \bar{C}_0 = \frac{N_0}{u_*} \int_{s_+}^{30} \frac{dy_+}{\left[\frac{D_B'}{v} + \left(\frac{y_+}{5} - 0,959 \right) + \frac{t_p}{v} \left(\frac{y_+ u_*}{y_+ + 10} \right)^2 \right]} \quad A.51$$

Reorganizando-se os termos, o coeficiente de transporte de massa pode ser escrito como:

$$K = \frac{u_*}{INT_{(5 < s_+ \leq 30)}}, \quad A.52$$

com:

$$INT_{(5 < s_+ \leq 30)} = \int_{s_+}^{30} \frac{dy_+}{\left[\frac{D_B'}{v} + \left(\frac{y_+}{5} - 0,959 \right) + \frac{t_p}{v} \left(\frac{y_+ u_*}{y_+ + 10} \right)^2 \right]}. \quad A.53$$

Caso 3: distância de parada situada na camada turbulenta ($s_+ > 30$)

Os autores não apresentaram equações para esse caso.

Equacionamento do transporte de partículas na região de voo livre ($0 < y_+ \leq s_+$)

El-Shobokshy e Ismail (1980) mantiveram o conceito proposto por Beal (1970) que previa a existência de uma concentração de partículas não nula na região de voo livre. Para modelar o fluxo de partículas nessa região, os autores propuseram a expressão:

$$N_0 = V_0 \bar{C}_0, \quad \text{A.54}$$

A diferença dessa equação em relação àquela proposta por Beal (1970) (Eq. A.37) é que os autores não consideraram a possibilidade de haver reentrância de partículas no fluxo ($p=1$) e utilizaram a velocidade das partículas na posição da distância de parada, V_0 (Eq. 2.48), em lugar da velocidade V_t (definida como a soma da velocidade devido ao movimento Browniano das partículas com a média RMS da velocidade radial do fluido).

Combinando-se as Eqs. 2.9, 2.10 e A.54, a velocidade de deposição pode ser escrita como:

$$K_d = \frac{KV_0}{K + V_0} \quad \text{A.55}$$

A Eq. A.55 define, portanto, a velocidade de deposição calculada pelo modelo de El-Shobokshy e Ismail (1980). O termo K nessa expressão deve ser calculado em função da posição da distância de parada: Eq. A.31 para $0 < s_+ \leq 5$; Eq. A.34 para $5 < s_+ \leq 30$.

Escobedo e Mansoori (1995)

Escobedo e Mansoori (1995) representaram o fluxo de partículas tanto na camada turbulenta quanto na camada limite com a Eq. 3.10, a qual resulta da aplicação da distribuição $N = N_0(1 - 2y_+/d_t^+)$ à lei de Fick modificada. Os autores utilizaram ainda a distribuição de ε dada pelas Eqs. 2.18–2.20 e as condições de contorno $\bar{C}(y_+ = y_{avg}^+) = C_{avg}$ e $\bar{C}(y_+ = s_+) = \bar{C}_0 \neq 0$ (Eqs. 3.11 e 3.14, respectivamente). Da mesma forma que nos modelos anteriores, a integração das equações foi feita de acordo com a posição da distância de parada. Nesse modelo, a distância de parada deve ser calculada com a Eq. 2.46.

Caso 1: distância de parada situada na subcamada viscosa ($0 < s_+ \leq 5$)

Nesse caso, a Eq. 3.10 foi representada pelo conjunto de equações:

$$\int_{\bar{C}_{s_+}}^{\bar{C}_5} d\bar{C} = \frac{N_0}{u_*} \int_{s_+}^5 \frac{1 - 2y_+ / d_t^+}{\left[\frac{D_B}{v} + \left(\frac{y_+}{11,15} \right)^3 \right]} dy_+ \quad \text{A.56}$$

$$\int_{\bar{C}_5}^{\bar{C}_{30}} d\bar{C} = \frac{N_0}{u_*} \int_5^{30} \frac{1 - 2y_+ / d_t^+}{\left[\frac{D_B}{v} + \left(\frac{y_+}{11,4} \right)^2 - 0,049774 \right]} dy_+ \quad \text{A.57}$$

$$\int_{\bar{C}_{30}}^{\bar{C}_{avg}} d\bar{C} = \frac{N_0}{u_*} \int_{30}^{y_{avg}^+} \frac{1 - 2y_+ / d_t^+}{\left[\frac{D_B}{v} + (0,4y_+) \right]} dy_+ \cdot \quad \text{A.58}$$

Efetuada-se as integrações, chega-se a:

$$\bar{C}_5 - \bar{C}_{s_+} = \frac{N_0}{u_*} \left[\frac{11,15 N_{Sc}^{2/3}}{3} F_1(N_{Sc}, s_+) - \frac{2(11,15)^2 N_{Sc}^{1/3}}{3d_t^+} F_2(N_{Sc}, s_+) \right] \quad \text{A.59}$$

$$\bar{C}_{30} - \bar{C}_5 = \frac{N_0}{u_*} \left\{ \begin{array}{l} 11,4 \left[\frac{N_{Sc}}{(0,049744 N_{Sc} - 1)} \right]^{1/2} F_3(N_{Sc}) \\ - \frac{11,4^2}{d_t^+} \ln \left[\frac{1 - 0,049744 N_{Sc} + \left(\frac{30}{11,4} \right)^2 N_{Sc}}{1 - 0,049744 N_{Sc} + \left(\frac{5}{11,4} \right)^2 N_{Sc}} \right] \end{array} \right\} \quad \text{A.60}$$

$$\bar{C}_{avg} - \bar{C}_{30} = \frac{N_0}{u_*} \left[\left(2,5 + \frac{12,5}{d_t^+ N_{Sc}} \right) \ln \left(\frac{1 + 0,4 y_{avg}^+ N_{Sc}}{1 + 12 N_{Sc}} \right) - \frac{5 y_{avg}^+}{d_t^+} + \frac{150}{d_t^+} \right], \quad \text{A.61}$$

com

$$F_1(N_{Sc}, s_+) = \left\{ \begin{aligned} & \frac{1}{2} \ln \left[\frac{\left(1 + \frac{5N_{Sc}^{1/3}}{11,15}\right)^2}{1 - \frac{5N_{Sc}^{1/3}}{11,15} + \left(\frac{5N_{Sc}^{1/3}}{11,15}\right)^2} \right] - \frac{1}{2} \ln \left[\frac{\left(1 + \frac{s_+ N_{Sc}^{1/3}}{11,15}\right)^2}{1 - \frac{s_+ N_{Sc}^{1/3}}{11,15} + \left(\frac{s_+ N_{Sc}^{1/3}}{11,15}\right)^2} \right] \\ & + \sqrt{3} \tan^{-1} \left(\frac{\frac{10N_{Sc}^{1/3}}{11,15} - 1}{\sqrt{3}} \right) - \sqrt{3} \tan^{-1} \left(\frac{2s_+ N_{Sc}^{1/3} - 1}{\sqrt{3}} \right) \end{aligned} \right\} \quad \text{A.62}$$

$$F_2(N_{Sc}, s_+) = \left\{ \begin{aligned} & \frac{1}{2} \ln \left[\frac{1 - \frac{5N_{Sc}^{1/3}}{11,15} + \left(\frac{5N_{Sc}^{1/3}}{11,15}\right)^2}{\left(1 + \frac{5N_{Sc}^{1/3}}{11,15}\right)^2} \right] - \frac{1}{2} \ln \left[\frac{1 - \frac{s_+ N_{Sc}^{1/3}}{11,15} + \left(\frac{s_+ N_{Sc}^{1/3}}{11,15}\right)^2}{\left(1 + \frac{s_+ N_{Sc}^{1/3}}{11,15}\right)^2} \right] \\ & + \sqrt{3} \tan^{-1} \left(\frac{\frac{10N_{Sc}^{1/3}}{11,15} - 1}{\sqrt{3}} \right) - \sqrt{3} \tan^{-1} \left(\frac{2s_+ N_{Sc}^{1/3} - 1}{\sqrt{3}} \right) \end{aligned} \right\} \quad \text{A.63}$$

$$F_3(N_{Sc}) = \frac{1}{2} \left\{ \ln \left[\frac{\left(\sqrt{0,049744N_{Sc} - 1} - \frac{30N_{Sc}^{1/2}}{11,4} \right)}{\left(\frac{30N_{Sc}^{1/2}}{11,4} + \sqrt{0,049744N_{Sc} - 1} \right)} \right] - \ln \left[\frac{\left(\sqrt{0,049744N_{Sc} - 1} - \frac{5N_{Sc}^{1/2}}{11,4} \right)}{\left(\frac{5N_{Sc}^{1/2}}{11,4} + \sqrt{0,049744N_{Sc} - 1} \right)} \right] \right\}$$

....A.64

Combinando-se as Eqs. A.59, A.60 e A.61 e reorganizando-se os termos, os autores escreveram o coeficiente de transporte de massa como:

$$K = \frac{u_*}{\left\{ \begin{aligned} & \frac{11,15N_{Sc}^{2/3}}{3} F_1(N_{Sc}, s_+) - \frac{11,15^2 N_{Sc}^{1/3}}{1,5d_t^+} F_2(N_{Sc}, s_+) \\ & + 11,4 \left[\frac{N_{Sc}}{(0,049744N_{Sc} - 1)} \right]^{1/2} F_3(N_{Sc}) - \frac{11,4^2}{d_t^+} \ln \left[\frac{1 - 0,049744N_{Sc} + \left(\frac{30}{11,4}\right)^2 N_{Sc}}{1 - 0,049744N_{Sc} + \left(\frac{5}{11,4}\right)^2 N_{Sc}} \right] \\ & + \left(2,5 + \frac{12,5}{d_t^+ N_{Sc}} \right) \ln \left(\frac{1 + 0,4y_{avg}^+ N_{Sc}}{1 + 12N_{Sc}} \right) - \frac{5y_{avg}^+}{d_t^+} + \frac{150}{d_t^+} \end{aligned} \right\}}$$

....A.65

Caso 2: distância de parada situada na região de transição ($5 < s_+ \leq 30$)

Nesse caso, a Eq. A.57 foi reescrita como:

$$\int_{\bar{C}_0}^{\bar{C}_{30}} d\bar{C} = \frac{N_0}{u_*} \int_{s_+}^{30} \frac{1 - 2y_+ / d_t^+}{\left[\frac{D_B}{v} + \left(\frac{y_+}{11,4} \right)^2 - 0,049774 \right]} dy_+ . \quad \text{A.66}$$

Efetuada-se sua integração, chega-se a:

$$\bar{C}_{30} - \bar{C}_0 = \frac{N_0}{u_*} \left\{ \begin{aligned} & 11,4 \left[\frac{N_{Sc}}{(0,049744N_{Sc} - 1)} \right]^{1/2} F_3(N_{Sc}, s_+) \\ & - \frac{11,4^2}{d_t^+} \ln \left[\frac{1 - 0,049744N_{Sc} + (30/11,4)^2 N_{Sc}}{1 - 0,049744N_{Sc} + (s_+/11,4)^2 N_{Sc}} \right] \end{aligned} \right\}, \quad \text{A.67}$$

com

$$F_3(N_{Sc}, s_+) = \frac{1}{2} \left\{ \begin{aligned} & \ln \left[\frac{\sqrt{0,049744N_{Sc} - 1} - (30N_{Sc}^{1/2} / 11,4)}{(30N_{Sc}^{1/2} / 11,4) + \sqrt{0,049744N_{Sc} - 1}} \right] \\ & - \ln \left[\frac{\sqrt{0,049744N_{Sc} - 1} - (s_+ N_{Sc}^{1/2} / 11,4)}{(s_+ N_{Sc}^{1/2} / 11,4) + \sqrt{0,049744N_{Sc} - 1}} \right] \end{aligned} \right\} \quad \text{A.68}$$

Na camada turbulenta, foi mantida a Eq. A.58, resultando na Eq. A.61. Combinando-se as Eqs. A.61 e A.67 e reorganizando-se os termos, os autores escreveram o coeficiente de transporte de massa como:

$$K = \frac{u_*}{\left\{ \begin{array}{l} 11,4 \left[\frac{N_{Sc}}{(0,049744N_{Sc} - 1)} \right]^{1/2} F_3(N_{Sc}, s_+) \\ - \frac{11,4^2}{D_0^+} \ln \left[\frac{1 - 0,049744N_{Sc} + (30/11,4)^2 N_{Sc}}{1 - 0,049744N_{Sc} + (s_+/11,4)^2 N_{Sc}} \right] \\ + \left(2,5 + \frac{12,5}{d_t^+ N_{Sc}} \right) \ln \left(\frac{1 + 0,4y_{avg}^+ N_{Sc}}{1 + 12N_{Sc}} \right) - \frac{5y_{avg}^+}{d_t^+} + \frac{150}{d_t^+} \end{array} \right\}} \quad \text{A.69}$$

Caso 3: distância de parada situada na camada turbulenta ($s_+ > 30$)

Os autores não apresentaram equação para esse caso.

Equacionamento do transporte de partículas na região de voo livre ($0 < y_+ \leq s_+$)

Na região de voo livre, os autores mantiveram exatamente o mesmo equacionamento feito por Beal (1970), considerando a existência de uma concentração de partículas constante e não nula nessa região. A velocidade de deposição, K_d , deve então ser avaliada com a Eq. A.41. O termo K nessa expressão deve ser calculado em função da posição da distância de parada: Eq. A.65 para $0 < s_+ \leq 5$; Eq. A.69 para $5 < s_+ \leq 30$.

APÊNDICE B – RESULTADOS DAS ANÁLISES DE SENSIBILIDADE

Este apêndice apresenta tabelas com todos os resultados obtidos nas simulações feitas nas análises de sensibilidade. Esses resultados foram obtidos aplicando-se o modelo de Beal (1970) a um caso base de deposição de asfaltenos (Tabela 4.3) e variando-se cada parâmetro investigado nos intervalos mostrados na Tabela 2.3.

Tabela B.1: Análise de sensibilidade: influência do diâmetro das partículas.

d_p (μm)	Velocidades de deposição (cm/s)			
	U = 1 m/s	U = 2 m/s	U = 4 m/s	U = 7 m/s
1,0E-03	7,1E-04	1,3E-03	2,4E-03	3,9E-03
1,7E-03	4,9E-04	9,0E-04	1,7E-03	2,7E-03
3,0E-03	3,4E-04	6,3E-04	1,2E-03	1,9E-03
5,1E-03	2,4E-04	4,4E-04	8,0E-04	1,3E-03
8,8E-03	1,7E-04	3,0E-04	5,6E-04	9,1E-04
1,5E-02	1,2E-04	2,1E-04	3,9E-04	6,3E-04
2,6E-02	8,0E-05	1,5E-04	2,7E-04	4,4E-04
4,5E-02	5,6E-05	1,0E-04	1,9E-04	3,1E-04
7,7E-02	3,9E-05	7,2E-05	1,3E-04	2,2E-04
1,3E-01	2,7E-05	5,1E-05	9,4E-05	1,6E-04
2,3E-01	1,9E-05	3,6E-05	6,8E-05	1,2E-04
3,9E-01	1,4E-05	2,6E-05	5,1E-05	9,2E-05
6,7E-01	1,0E-05	2,0E-05	4,2E-05	8,7E-05
1,2E+00	7,6E-06	1,7E-05	4,5E-05	1,3E-04
2,0E+00	6,7E-06	1,9E-05	8,0E-05	3,2E-04
3,4E+00	8,1E-06	3,7E-05	2,2E-04	9,8E-04
5,9E+00	1,7E-05	1,0E-04	6,7E-04	3,1E-03

1,0E+01	4,9E-05	3,2E-04	2,1E-03	1,1E-02
1,7E+01	1,5E-04	1,0E-03	7,3E-03	3,9E-02
3,0E+01	4,8E-04	3,4E-03	2,7E-02	1,7E-01

Tabela B.2: Análise de sensibilidade: influência da velocidade média do escoamento.

U (m/s)	Velocidades de deposição (cm/s)				
	$d_p = 0,001 \mu\text{m}$	$d_p = 0,01 \mu\text{m}$	$d_p = 1,3 \mu\text{m}$	$d_p = 10 \mu\text{m}$	$d_p = 30 \mu\text{m}$
1,0	7,1E-04	1,5E-04	7,3E-06	4,8E-05	4,8E-04
1,3	9,0E-04	1,9E-04	9,9E-06	1,0E-04	1,0E-03
1,6	1,1E-03	2,3E-04	1,3E-05	1,8E-04	1,9E-03
1,9	1,3E-03	2,7E-04	1,6E-05	2,9E-04	3,2E-03
2,3	1,4E-03	3,1E-04	2,0E-05	4,3E-04	4,9E-03
2,6	1,6E-03	3,5E-04	2,4E-05	6,2E-04	7,2E-03
2,9	1,8E-03	3,8E-04	2,8E-05	8,5E-04	1,0E-02
3,2	2,0E-03	4,2E-04	3,3E-05	1,1E-03	1,4E-02
3,5	2,1E-03	4,6E-04	3,9E-05	1,5E-03	1,8E-02
3,8	2,3E-03	4,9E-04	4,5E-05	1,9E-03	2,4E-02
4,2	2,5E-03	5,3E-04	5,2E-05	2,3E-03	3,1E-02
4,5	2,6E-03	5,6E-04	5,9E-05	2,8E-03	3,8E-02
4,8	2,8E-03	6,0E-04	6,8E-05	3,5E-03	4,8E-02
5,1	2,9E-03	6,3E-04	7,7E-05	4,1E-03	5,8E-02
5,4	3,1E-03	6,7E-04	8,7E-05	4,9E-03	7,1E-02
5,7	3,3E-03	7,0E-04	9,8E-05	5,8E-03	8,5E-02
6,1	3,4E-03	7,3E-04	1,1E-04	6,7E-03	1,0E-01
6,4	3,6E-03	7,7E-04	1,2E-04	7,8E-03	1,2E-01
6,7	3,7E-03	8,0E-04	1,4E-04	8,9E-03	1,4E-01
7,0	3,9E-03	8,3E-04	1,5E-04	1,0E-02	1,7E-01

Tabela B.3: Análise de sensibilidade: influência da viscosidade dinâmica do óleo.

μ (cP)	Velocidades de deposição (cm/s)				
	$d_p = 0,001 \mu\text{m}$	$d_p = 0,01 \mu\text{m}$	$d_p = 1,3 \mu\text{m}$	$d_p = 10 \mu\text{m}$	$d_p = 30 \mu\text{m}$
0,8	8,8E-03	1,9E-03	3,0E-04	2,3E-02	5,4E-01
1,0	7,0E-03	1,5E-03	2,2E-04	1,5E-02	3,5E-01
1,2	5,5E-03	1,2E-03	1,7E-04	1,1E-02	2,0E-01
1,4	4,4E-03	9,4E-04	1,2E-04	7,4E-03	1,2E-01
1,7	3,5E-03	7,5E-04	9,3E-05	5,2E-03	7,7E-02
2,1	2,8E-03	5,9E-04	7,0E-05	3,6E-03	5,0E-02
2,5	2,2E-03	4,7E-04	5,3E-05	2,6E-03	3,3E-02
3,0	1,7E-03	3,7E-04	4,0E-05	1,8E-03	2,3E-02
3,7	1,4E-03	3,0E-04	3,0E-05	1,3E-03	1,5E-02
4,5	1,1E-03	2,4E-04	2,3E-05	9,4E-04	1,1E-02
5,4	8,7E-04	1,9E-04	1,7E-05	6,8E-04	7,4E-03
6,5	6,9E-04	1,5E-04	1,3E-05	4,9E-04	5,2E-03
7,9	5,5E-04	1,2E-04	1,0E-05	3,5E-04	3,7E-03
9,6	4,4E-04	9,4E-05	7,7E-06	2,6E-04	2,6E-03
11,6	3,5E-04	7,4E-05	5,9E-06	1,9E-04	1,9E-03
14,0	2,7E-04	5,9E-05	4,5E-06	1,4E-04	1,3E-03
16,9	2,2E-04	4,7E-05	3,5E-06	9,9E-05	9,6E-04
20,5	1,7E-04	3,7E-05	2,7E-06	7,2E-05	6,9E-04
24,8	1,4E-04	3,0E-05	2,1E-06	5,3E-05	5,0E-04
30,0	1,1E-04	2,4E-05	1,6E-06	3,8E-05	3,6E-04

Tabela B.4: Análise de sensibilidade: influência da massa específica do óleo.

ρ (Kg/m ³)	Velocidades de deposição (cm/s)				
	$d_p = 0,001 \mu\text{m}$	$d_p = 0,01 \mu\text{m}$	$d_p = 1,3 \mu\text{m}$	$d_p = 10 \mu\text{m}$	$d_p = 30 \mu\text{m}$
700	2,6E-03	5,7E-04	6,1E-05	3,0E-03	4,2E-02
726	2,7E-03	5,8E-04	6,4E-05	3,2E-03	4,5E-02
753	2,8E-03	5,9E-04	6,6E-05	3,4E-03	4,8E-02
779	2,8E-03	6,0E-04	6,9E-05	3,6E-03	5,0E-02
805	2,9E-03	6,1E-04	7,2E-05	3,8E-03	5,3E-02
832	2,9E-03	6,3E-04	7,5E-05	4,0E-03	5,6E-02
858	3,0E-03	6,4E-04	7,8E-05	4,2E-03	5,9E-02
884	3,0E-03	6,5E-04	8,1E-05	4,4E-03	6,2E-02
911	3,1E-03	6,6E-04	8,4E-05	4,6E-03	6,5E-02
937	3,1E-03	6,7E-04	8,7E-05	4,8E-03	6,8E-02
963	3,2E-03	6,8E-04	9,0E-05	5,0E-03	7,1E-02
989	3,2E-03	6,9E-04	9,4E-05	5,3E-03	7,4E-02
1016	3,2E-03	7,0E-04	9,7E-05	5,5E-03	7,7E-02
1042	3,3E-03	7,1E-04	1,0E-04	5,7E-03	8,1E-02
1068	3,3E-03	7,2E-04	1,0E-04	5,9E-03	8,4E-02
1095	3,4E-03	7,3E-04	1,1E-04	6,2E-03	8,8E-02
1121	3,4E-03	7,4E-04	1,1E-04	6,4E-03	9,1E-02
1147	3,5E-03	7,5E-04	1,1E-04	6,7E-03	9,5E-02
1174	3,5E-03	7,5E-04	1,2E-04	6,9E-03	9,8E-02
1200	3,6E-03	7,6E-04	1,2E-04	7,1E-03	1,0E-01

Tabela B.5: Análise de sensibilidade: influência da temperatura do fluido.

T (°C)	Velocidades de deposição (cm/s)				
	$d_p = 0,001 \mu\text{m}$	$d_p = 0,01 \mu\text{m}$	$d_p = 1,3 \mu\text{m}$	$d_p = 10 \mu\text{m}$	$d_p = 30 \mu\text{m}$
50	2,7E-03	5,8E-04	7,2E-05	3,9E-03	5,5E-02
58	2,7E-03	5,9E-04	7,2E-05	3,9E-03	5,5E-02
66	2,8E-03	6,0E-04	7,3E-05	3,9E-03	5,5E-02
74	2,8E-03	6,1E-04	7,3E-05	3,9E-03	5,5E-02
82	2,9E-03	6,2E-04	7,4E-05	3,9E-03	5,5E-02
90	2,9E-03	6,3E-04	7,4E-05	3,9E-03	5,5E-02
98	3,0E-03	6,4E-04	7,4E-05	3,9E-03	5,5E-02
105	3,0E-03	6,4E-04	7,5E-05	3,9E-03	5,5E-02
113	3,0E-03	6,5E-04	7,5E-05	3,9E-03	5,5E-02
121	3,1E-03	6,6E-04	7,5E-05	3,9E-03	5,5E-02
129	3,1E-03	6,7E-04	7,6E-05	3,9E-03	5,5E-02
137	3,2E-03	6,8E-04	7,6E-05	3,9E-03	5,5E-02
145	3,2E-03	6,9E-04	7,7E-05	3,9E-03	5,5E-02
153	3,2E-03	7,0E-04	7,7E-05	3,9E-03	5,5E-02
161	3,3E-03	7,1E-04	7,7E-05	3,9E-03	5,5E-02
169	3,3E-03	7,1E-04	7,8E-05	3,9E-03	5,5E-02
176	3,4E-03	7,2E-04	7,8E-05	3,9E-03	5,5E-02
184	3,4E-03	7,3E-04	7,8E-05	3,9E-03	5,5E-02
192	3,4E-03	7,4E-04	7,9E-05	3,9E-03	5,5E-02
200	3,5E-03	7,5E-04	7,9E-05	3,9E-03	5,5E-02

Tabela B.6: Análise de sensibilidade: influência do diâmetro da tubulação.

d_t (pol)	Velocidades de deposição (cm/s)				
	$d_p = 0,001 \mu\text{m}$	$d_p = 0,01 \mu\text{m}$	$d_p = 1,3 \mu\text{m}$	$d_p = 10 \mu\text{m}$	$d_p = 30 \mu\text{m}$
1,0	3,3E-03	7,1E-04	1,0E-04	6,1E-03	9,2E-02
1,2	3,3E-03	7,0E-04	9,8E-05	5,7E-03	8,6E-02
1,3	3,2E-03	6,9E-04	9,4E-05	5,4E-03	8,1E-02
1,5	3,2E-03	6,8E-04	9,1E-05	5,2E-03	7,6E-02
1,6	3,1E-03	6,7E-04	8,8E-05	5,0E-03	7,3E-02
1,8	3,1E-03	6,6E-04	8,6E-05	4,8E-03	7,0E-02
1,9	3,0E-03	6,6E-04	8,4E-05	4,6E-03	6,7E-02
2,1	3,0E-03	6,5E-04	8,2E-05	4,5E-03	6,4E-02
2,3	3,0E-03	6,4E-04	8,0E-05	4,4E-03	6,2E-02
2,4	3,0E-03	6,4E-04	7,8E-05	4,2E-03	6,0E-02
2,6	2,9E-03	6,3E-04	7,7E-05	4,1E-03	5,9E-02
2,7	2,9E-03	6,3E-04	7,6E-05	4,0E-03	5,7E-02
2,9	2,9E-03	6,2E-04	7,5E-05	4,0E-03	5,6E-02
3,1	2,9E-03	6,2E-04	7,3E-05	3,9E-03	5,4E-02
3,2	2,9E-03	6,2E-04	7,2E-05	3,8E-03	5,3E-02
3,4	2,8E-03	6,1E-04	7,1E-05	3,7E-03	5,2E-02
3,5	2,8E-03	6,1E-04	7,0E-05	3,6E-03	5,1E-02
3,7	2,8E-03	6,1E-04	7,0E-05	3,6E-03	5,0E-02
3,8	2,8E-03	6,0E-04	6,9E-05	3,5E-03	4,9E-02
4,0	2,8E-03	6,0E-04	6,8E-05	3,5E-03	4,8E-02

ANEXO A - CONJUNTOS DE DADOS EXPERIMENTAIS

Anexo AI - Friedlander (1954)

Tabela AI.1: Partículas de ferro ($\rho_p = 7,8 \text{ g/cm}^3$ e $d = 0,8 \text{ }\mu\text{m}$) dispersas em corrente de ar ($\rho = 1,34 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3$, $\mu = 1,98 \cdot 10^{-2} \text{ cP}$ e $T = 20 \text{ }^\circ\text{C}$) depositando-se em tubo de vidro ($D_t = 0,54 \text{ cm}$).

Corrida	U (ft/s)	K (cm/min)	t_+^{*1}	K_+^{*1}
0	66,8	1,669	1,67	2,09E-04
3	87,1	6,1	2,64	6,07E-04
4	87,1	6,64	2,64	6,60E-04
6	66,8	2,29	1,65	2,87E-04
7	106,0	23,1	3,82	1,94E-03
9	106,0	50,3	3,82	4,22E-03
11	106,0	59,8	3,82	5,01E-03
12	106,0	34,9	3,82	2,93E-03
14	43,0	0,1692	0,74	3,12E-05
15	107,1	44,1	3,83	3,66E-03
16	62,5	2,65	1,46	3,52E-04
17	131,0	69,0	5,51	4,80E-03
19	131,0	95,0	5,51	6,61E-03
20	180,0	460,0	9,26	2,41E-02
21	180,0	445,0	9,26	2,34E-02

*1: Valores calculados com base nos dados dos autores.

Tabela AI.2: Partículas de ferro ($\rho_p = 7,8 \text{ g/cm}^3$ e $d = 0,8 \text{ }\mu\text{m}$) dispersas em corrente de ar ($\rho = 1,31 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3$, $\mu = 1,92 \cdot 10^{-2} \text{ cP}$ e $T = 20 \text{ }^\circ\text{C}$) depositando-se em tubo de vidro ($D_t = 1,305 \text{ cm}$).

Corrida	U (ft/s)	K (cm/min)	t_+^{*1}	K_+^{*1}
23	40,9	0,1205	0,58	2,59E-05
24	47,1	0,667	0,75	1,27E-04
25	53,7	0,73	0,94	1,24E-04
26	47,1	0,413	0,75	7,86E-05
27	60,4	1,7	1,17	2,60E-04
30	78,1	4,21	1,86	5,15E-04
31	104,3	16,95	3,12	1,61E-03
32	131,0	68,0	4,70	5,29E-03
57	34,5	0,371	0,43	9,27E-05
58	46,5	0,462	0,73	8,89E-05
59	58,9	1,305	1,12	2,04E-04

*1: Valores calculados com base nos dados dos autores.

Tabela AI.3: Partículas de alumínio ($\rho_p = 2,7 \text{ g/cm}^3$ e $d = 1,81 \text{ }\mu\text{m}$) dispersas em corrente de ar ($\rho = 1,29 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3$, $\mu = 1,90 \cdot 10^{-2} \text{ cP}$ e $T = 20 \text{ }^\circ\text{C}$) depositando-se em tubo de bronze ($D_t = 1,38 \text{ cm}$) revestido com fita sensível à pressão.

Corrida	U (ft/s)	K (cm/min)	t_+^{*1}	K_+^{*1}
116	95,2	174,0	4,63	1,80E-02
117	108,9	323,0	5,90	2,97E-02
118	68,7	13,2	2,58	1,82E-03
119	42,6	2,55	1,08	5,33E-04
120	85,4	83,3	3,81	9,48E-03
121	53,1	13,2	1,62	2,28E-03
126	46,7	1,725	1,29	3,33E-04
127	60,4	9,91	2,03	1,53E-03
128	76,3	42,8	3,11	5,38E-03

*1: Valores calculados com base nos dados dos autores.

Tabela AI.4: Partículas de ferro ($\rho_p = 7,8 \text{ g/cm}^3$ e $d = 1,57 \text{ }\mu\text{m}$) dispersas em corrente de ar ($\rho = 1,43 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3$, $\mu = 2,08 \cdot 10^{-2} \text{ cP}$ e $T = 20 \text{ }^\circ\text{C}$) depositando-se em tubo de vidro ($D_t = 1,305 \text{ cm}$).

Corrida	U (ft/s)	K (cm/min)	t_+^{*1}	K_+^{*1}
52	19,5	0,936	0,55	3,85E-04
53	26,5	1,486	0,96	4,68E-04
55	11,6	0,0166	0,22	1,07E-05
56	34,4	3,26	1,54	8,17E-04
60	40,6	7,17	2,06	1,55E-03
61	44,1	9,83	2,39	1,98E-03
62	31,3	1,82	1,30	4,95E-04
63	48,9	9,93	2,89	1,83E-03
65 ^{*2}	34,5	3,63	1,54	9,07E-04
66 ^{*2}	59,0	92,0	4,07	1,44E-02
67 ^{*2}	59,0	72,4	4,07	1,13E-02
68 ^{*2}	43,4	14,3	2,33	2,92E-03
69 ^{*2}	52,6	23,6	3,29	4,08E-03
70 ^{*2}	59,0	41,7	4,07	6,51E-03
124a ^{*3}	85,3	348,0	8,28	3,97E-02
125a ^{*3}	68,5	284,0	5,60	3,92E-02

*1: Valores calculados com base nos dados dos autores.

*2: Tubo revestido com gel adesivo de glicerina.

*3: Tubo de bronze de 1,38 cm revestido com fita sensível à pressão.

Tabela AI.5: Partículas de ferro ($\rho_p = 7,8 \text{ g/cm}^3$ e $d = 0,8 \text{ }\mu\text{m}$) dispersas em corrente de ar ($\rho = 1,25 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3$, $\mu = 1,83 \cdot 10^{-2} \text{ cP}$ e $T = 20 \text{ }^\circ\text{C}$) depositando-se em tubos de vidro e de bronze ($D_t = 2,5 \text{ cm}$).

Corrida	U (ft/s)	K (cm/min)	t_+^{*1}	K_+^{*1}
38 ^{*2}	39,7	0,738	0,48	1,77E-04
40 ^{*2}	45,4	0,92	0,61	1,96E-04

41 ^{*2}	50,6	0,89	0,75	1,73E-04
42 ^{*2}	67,4	1,675	1,26	2,53E-04
43 ^{*2}	27,0	0,229	0,24	7,69E-05
44 ^{*2}	32,3	0,395	0,48	1,13E-04
45 ^{*3}	27,0	0,334	0,24	1,12E-04
47 ^{*3}	38,1	0,3	0,45	7,46E-05
48 ^{*3}	50,6	1,48	0,75	2,87E-04
49 ^{*3}	67,4	1,695	1,26	2,56E-04
113 ^{*4}	58,5	1,32	0,98	2,26E-04

*1: Valores calculados com base nos dados dos autores.

*2: Tubo de bronze.

*3: Tubo vidro.

*4: Tubo de bronze revestido com fita sensível à pressão.

Tabela AI.6: Partículas de ferro ($\rho_p = 7,8 \text{ g/cm}^3$ e $d = 1,32 \text{ }\mu\text{m}$) dispersas em corrente de ar ($\rho = 1,28 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3$, $\mu = 1,89 \cdot 10^{-2} \text{ cP}$ e $T = 20 \text{ }^\circ\text{C}$) depositando-se em tubos de vidro ($D_t = 2,5 \text{ cm}$).

Corrida	U (ft/s)	K (cm/min)	t_+^{*1}	K_+^{*1}
129a	58,9	21,8	2,67	3,70E-03
130a	41,7	6,07	1,43	1,39E-03
131a	27,8	3,03	0,70	9,92E-04

*1: Valores calculados com base nos dados dos autores.

Tabela AI.7: Partículas de ferro ($\rho_p = 7,8 \text{ g/cm}^3$ e $d = 1,81 \text{ }\mu\text{m}$) dispersas em corrente de ar ($\rho = 1,29 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3$, $\mu = 1,90 \cdot 10^{-2} \text{ cP}$ e $T = 20 \text{ }^\circ\text{C}$) depositando-se em tubo de bronze ($D_t = 2,5 \text{ cm}$).

Corrida	U (ft/s)	K (cm/min)	t_+^{*1}	K_+^{*1}
129	58,9	83,9	5,02	1,42E-02
130	41,7	17,03	2,69	3,91E-03
131	27,8	4,93	1,31	1,61E-03
132	22,3	2,7	0,88	1,07E-03

*1: Valores calculados com base nos dados dos autores.

Tabela AI.8: Partículas de ferro ($\rho_p = 7,8 \text{ g/cm}^3$ e $d = 2,63 \text{ }\mu\text{m}$) dispersas em corrente de ar ($\rho = 1,30 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3$, $\mu = 1,90 \cdot 10^{-2} \text{ cP}$ e $T = 20 \text{ }^\circ\text{C}$) depositando-se em tubo de bronze ($D_t = 2,5 \text{ cm}$).

Corrida	U (ft/s)	K (cm/min)	t_+^{*1}	K_+^{*1}
106	58,6	480,0	10,57	8,18E-02
107	27,8	62,3	2,76	2,04E-02
108	27,8	32,1	2,76	1,05E-02
109	41,3	121,6	5,64	2,82E-02
110	16,2	2,74	1,03	1,44E-03
111	22,4	11,1	1,86	4,39E-03
112	58,9	458,0	10,57	7,77E-02

*1: Valores calculados com base nos dados dos autores.

Tabela AI.9: Esporos de licopódio ($\rho_p = 1,175 \text{ g/cm}^3$ e $d = 32,0 \text{ }\mu\text{m}$) dispersas em corrente de ar ($\rho = 2,80 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3$, $\mu = 4,11 \cdot 10^{-2} \text{ cP}$ e $T = 20 \text{ }^\circ\text{C}$) depositando-se em tubo de bronze ($D_t = 2,5 \text{ cm}$).

Corrida	U (ft/s)	K (cm/min)	t_+^{*1}	K_+^{*1}
83	20,6	131,0	16,96	5,58E-02
97	13,1	49,7	7,67	3,14E-02
98	20,6	124,6	16,96	5,30E-02
99	14,9	66,5	9,60	3,76E-02

*1: Valores calculados com base nos dados dos autores.

Anexo AII - Wells e Chamberlain (1964)

Tabela AII.1: Partículas dispersas em corrente de ar ($\rho = 1,20 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3$, $\mu = 1,80 \cdot 10^{-2} \text{ cP}$, $T = 20 \text{ }^\circ\text{C}$ e $U = 760,0 \text{ cm/s}$) depositando-se em uma haste de bronze ($D_{\text{haste}} = 1,27 \text{ cm}$) concêntrica a um tubo de cobre ($D_{\text{tubo}} = 3,81 \text{ cm}$).

Corrida	Material	d (μm)	K / U ^{*1}	t ₊ ^{*2}	K ₊ ^{*2}
1	Núcleos de aitken	0,17	2,03E-06	1,44E-03	3,33E-05
2	Gotículas de tri cresil fosfato ($\rho_p = 1,18 \text{ g/cm}^3$)	0,65	7,90E-07	2,11E-02	1,30E-05
3	Gotículas de tri cresil fosfato ($\rho_p = 1,18 \text{ g/cm}^3$)	1,1	6,25E-07	6,03E-02	1,03E-05
4	Gotículas de tri cresil fosfato ($\rho_p = 1,18 \text{ g/cm}^3$)	2,1	5,22E-07	2,20E-01	8,57E-06
5	Micro-esferas de polietileno ($\rho_p = 1,0 \text{ g/cm}^3$)	5,0	8,30E-06	1,25E+00	1,36E-04

*1: Dados estimados a partir dos gráficos do artigo.

*2: Valores calculados com base nos dados lidos dos gráficos do artigo.

Tabela AII.2: Partículas dispersas em corrente de ar ($\rho = 1,20 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3$, $\mu = 1,80 \cdot 10^{-2} \text{ cP}$, $T = 20 \text{ }^\circ\text{C}$ e $U = 1.760,0 \text{ cm/s}$) depositando-se em uma haste de bronze ($D_{\text{haste}} = 1,27 \text{ cm}$) concêntrica a um tubo de cobre ($D_{\text{tubo}} = 3,81 \text{ cm}$).

Corrida	Material	d (μm)	K / U ^{*1}	t ₊ ^{*2}	K ₊ ^{*2}
1	Núcleos de aitken	0,17	2,61E-06	6,27E-03	4,76E-05
2	Gotículas de tri cresil fosfato ($\rho_p = 1,18 \text{ g/cm}^3$)	0,65	8,33E-07	9,16E-02	1,52E-05
3	Gotículas de tri cresil fosfato ($\rho_p = 1,18 \text{ g/cm}^3$)	1,1	1,02E-06	2,62E-01	1,86E-05
4	Gotículas de tri cresil fosfato ($\rho_p = 1,18 \text{ g/cm}^3$)	2,1	1,64E-06	9,56E-01	2,99E-05
5	Micro-esferas de polietileno ($\rho_p = 1,0 \text{ g/cm}^3$)	5,0	2,20E-04	5,42E+00	4,01E-03

*1: Dados estimados a partir dos gráficos do artigo.

*2: Valores calculados com base nos dados lidos dos gráficos do artigo.

Tabela AII.3: Partículas dispersas em corrente de ar ($\rho = 1,20 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3$, $\mu = 1,80 \cdot 10^{-2} \text{ cP}$, $T = 20 \text{ }^\circ\text{C}$ e $U = 2.760,0 \text{ cm/s}$) depositando-se em uma haste de bronze ($D_{\text{haste}} = 1,27 \text{ cm}$) concêntrica a um tubo de cobre ($D_{\text{tubo}} = 3,81 \text{ cm}$).

Corrida	Material	d (μm)	K / U ^{*1}	t ₊ ^{*2}	K ₊ ^{*2}
1	Núcleos de aitken	0,17	2,45E-06	1,38E-02	4,72E-05
2	Gotículas de tri cresil fosfato ($\rho_p = 1,18 \text{ g/cm}^3$)	0,65	1,62E-06	2,01E-01	3,12E-05
3	Gotículas de tri cresil fosfato ($\rho_p = 1,18 \text{ g/cm}^3$)	1,1	3,15E-06	5,76E-01	6,07E-05
4	Gotículas de tri cresil fosfato ($\rho_p = 1,18 \text{ g/cm}^3$)	2,1	2,85E-05	2,10E+00	5,50E-04
5	Micro-esferas de polietileno ($\rho_p = 1,0 \text{ g/cm}^3$)	5,0	4,87E-04	1,19E+01	9,39E-03

*1: Dados estimados a partir dos gráficos do artigo.

*2: Valores calculados com base nos dados lidos dos gráficos do artigo.

Tabela AII.4: Gotículas de tri cresil fosfato ($\rho_p = 1,18 \text{ g/cm}^3$ e $d = 0,65 \mu\text{m}$) dispersas em corrente de ar ($\rho = 1,20 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3$, $\mu = 1,80 \cdot 10^{-2} \text{ cP}$ e $T = 20 \text{ }^\circ\text{C}$) depositando-se em uma haste de bronze ($D_{\text{haste}} = 1,27 \text{ cm}$) concêntrica a um tubo de cobre ($D_{\text{tubo}} = 3,81 \text{ cm}$).

Corrida	U (cm/s) ^{*1}	K (cm/s) ^{*1}	t ₊ ^{*2}	K ₊ ^{*2}
1	95,7	2,25E-04	4,64E-04	3,35E-05
2	643,7	5,78E-04	1,65E-02	1,44E-05
3	1.281,5	8,68E-04	5,49E-02	1,19E-05
4	2.078,7	2,50E-03	1,28E-01	2,24E-05
5	2.970,5	6,30E-03	2,39E-01	4,13E-05

*1: Dados lidos dos gráficos do artigo.

*2: Valores calculados com base nos dados lidos dos gráficos do artigo.

Tabela AII.5: Gotículas de tri cresil fosfato ($\rho_p = 1,18 \text{ g/cm}^3$ e $d = 1,1 \text{ }\mu\text{m}$) dispersas em corrente de ar ($\rho = 1,20 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3$, $\mu = 1,80 \cdot 10^{-2} \text{ cP}$ e $T = 20 \text{ }^\circ\text{C}$) depositando-se em uma haste de bronze

($D_{\text{haste}} = 1,27 \text{ cm}$) concêntrica a um tubo de cobre ($D_{\text{tubo}} = 3,81 \text{ cm}$).

Corrida	U (cm/s) ^{*1}	K (cm/s) ^{*1}	t_+ ^{*2}	K_+ ^{*2}
1	59,1	1,67E-04	8,20E-04	3,16E-05
2	318,9	3,46E-04	1,38E-02	1,60E-05
3	976,2	5,18E-04	9,76E-02	8,98E-06
4	1.207,7	8,30E-04	1,42E-01	1,20E-05
5	1.510,0	1,39E-03	2,10E-01	1,65E-05
6	2.236,4	3,17E-03	4,17E-01	2,66E-05
7	2.864,2	1,09E-02	6,42E-01	7,37E-05

*1: Dados estimados a partir dos gráficos do artigo.

*2: Valores calculados com base nos dados lidos dos gráficos do artigo.

Tabela AII.6: Gotículas de tri cresil fosfato ($\rho_p = 1,18 \text{ g/cm}^3$ e $d = 2,1 \text{ }\mu\text{m}$) dispersas em corrente de ar ($\rho = 1,20 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3$, $\mu = 1,80 \cdot 10^{-2} \text{ cP}$ e $T = 20 \text{ }^\circ\text{C}$) depositando-se em uma haste de bronze

($D_{\text{haste}} = 1,27 \text{ cm}$) concêntrica a um tubo de cobre ($D_{\text{tubo}} = 3,81 \text{ cm}$).

Corrida	U (cm/s) ^{*1}	K (cm/s) ^{*1}	t_+ ^{*2}	K_+ ^{*2}
1	127,0	1,33E-04	6,42E-03	1,72E-05
2	829,7	3,90E-04	2,68E-01	7,80E-06
3	1.260,8	6,20E-04	5,57E-01	8,60E-06
4	1.838,4	4,50E-03	1,08E+00	4,49E-05
5	2.775,6	6,36E-02	2,22E+00	4,42E-04
6	2.905,5	1,53E-01	2,40E+00	1,02E-03

*1: Dados estimados a partir dos gráficos do artigo.

*2: Valores calculados com base nos dados lidos dos gráficos do artigo.

Anexo AIII - Liu e Agarwal (1974)

Tabela AIII.1: Gotículas de óleo de oliva ($\rho_p = 0,92 \text{ g/cm}^3$) dispersas em corrente de ar ($\rho = 1,15 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3$, $\mu = 1,75 \cdot 10^{-2} \text{ cP}$, $T = 20 \text{ }^\circ\text{C}$ e $U = 1.184,12 \text{ cm/s}$) depositando-se em tubo de vidro ($D_t = 1,27 \text{ cm}$).

Corrida	d (μm)	K (cm/s)	t_+	K_+
1	1,4	4,50E-03	0,21	6,00E-05
2	2,5	1,90E-02	0,64	2,60E-04
3	2,6	2,60E-02	0,7	3,40E-04
4	3,2	6,10E-02	1,1	8,10E-04
5	3,6	1,00E-01	1,4	1,40E-03
6	3,7	1,10E-01	1,5	1,50E-03
7	5,3	2,30E-01	3,0	3,00E-03
8	7,2	7,30E-01	5,5	9,70E-03
9	7,2	7,40E-01	5,5	9,90E-03
10	8,1	2,3	6,9	3,10E-02
11	10	3,9	10,0	5,20E-02
12	10,1	7,2	10,7	9,50E-02
13	14	11,2	20,6	1,50E-01
14	14	11,2	20,6	1,50E-01
15	16,8	11,3	29,6	1,50E-01
16	21	11,5	46,3	1,50E-01

Tabela AIII.2: Gotículas de óleo de oliva ($\rho_p = 0,92 \text{ g/cm}^3$) dispersas em corrente de ar ($\rho = 9,68 \cdot 10^{-4} \text{ g/cm}^3$, $\mu = 1,63 \cdot 10^{-2} \text{ cP}$, $T = 20 \text{ }^\circ\text{C}$ e $U = 6.078,67 \text{ cm/s}$) depositando-se em tubo de vidro ($D_t = 1,27 \text{ cm}$).

Corrida	d (μm)	K (cm/s)	t_+	K_+
1	1,4	3,1	3,7	9,7E-03
2	2	21,0	7,8	6,7E-02
3	2,7	34,0	13,6	1,1E-01
4	3,6	44,9	22,7	1,3E-01
5	5,4	43,4	53,3	1,4E-01
6	5,4	44,7	53,3	1,4E-01
7	5,6	38,9	58,4	1,2E-01
8	6	38,3	63,2	1,2E-01
9	7,8	38,9	110	1,2E-01
10	8,4	38,9	124	1,2E-01
11	10,5	40,7	193	1,3E-01
12	14	34,6	344	1,1E-01
13	16,8	30,8	526	9,7E-02
14	16,8	29,9	495	9,6E-02
15	21	27,6	774	8,9E-02

Anexo AIV: Agarwal (1975)

Tabela AIV.1: Gotículas de óleo de oliva ($\rho_p = 0,92 \text{ g/cm}^3$) dispersas em corrente de ar ($\rho = 4,8 \cdot 10^{-4} \text{ g/cm}^3$, $\mu = 1,16 \cdot 10^{-2} \text{ cP}$, $T = 20 \text{ }^\circ\text{C}$ e $U = 2.659,31 \text{ cm/s}$) depositando-se em tubo de vidro ($D_t = 0,327 \text{ cm}$).

Corrida	d (μm)	K (cm/s)	t_+	K_+
1	3,00	3,57	5,9	1,88E-02
2	3,50	14,20	8,1	7,47E-02
3	3,50	18,80	8,1	9,89E-02
4	4,20	20,50	11,6	1,08E-01
5	4,20	23,00	11,6	1,21E-01
6	6,00	24,00	23,7	1,26E-01
7	6,00	25,40	23,7	1,34E-01
8	8,40	24,80	46,5	1,31E-01
9	8,40	25,50	46,5	1,34E-01
10	10,30	29,50	69,9	1,55E-01
11	10,30	24,50	69,9	1,29E-01
12	10,30	28,70	69,9	1,51E-01
13	11,80	18,00	91,8	9,45E-02
14	11,80	14,40	91,8	7,58E-02
15	14,20	13,30	133,0	7,00E-02
16	14,20	14,70	133,0	7,74E-02
17	14,20	17,40	133,0	9,16E-02
18	16,20	12,70	173,0	6,68E-02
19	17,70	8,00	206,0	4,21E-02
20	21,00	8,80	291,0	4,63E-02
21	21,00	8,80	291,0	4,63E-02
22	21,00	6,40	291,0	3,37E-02

Tabela AIV.2: Gotículas de óleo de oliva ($\rho_p = 0,92 \text{ g/cm}^3$) dispersas em corrente de ar ($\rho = 1,33 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3$, $\mu = 1,93 \cdot 10^{-2} \text{ cP}$, $T = 20 \text{ }^\circ\text{C}$ e $U = 1.104,27 \text{ cm/s}$) depositando-se em tubo de cobre ($D_t = 1,38 \text{ cm}$).

Corrida	d (μm)	K (cm/s)	t_+	K_+
1	3,7	0,0528	1,2	7,65E-04
2	5,1	0,378	2,3	5,48E-03
3	5,1	0,425	2,3	6,16E-03
4	6,3	0,465	3,4	6,74E-03
5	8,4	1,07	6,1	1,55E-02
6	10,1	2,71	8,9	3,93E-02

Tabela AIV.3: Gotículas de óleo de oliva ($\rho_p = 0,92 \text{ g/cm}^3$) dispersas em corrente de ar ($\rho = 1,20 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3$, $\mu = 1,83 \cdot 10^{-2} \text{ cP}$, $T = 20 \text{ }^\circ\text{C}$ e $U = 5.359,77 \text{ cm/s}$) depositando-se em tubo de cobre ($D_t = 1,38 \text{ cm}$).

Corrida	d (μm)	K (cm/s)	t_+	K_+
1	2,7	24,3	10,20	8,77E-02
2	3,9	39,5	21,30	1,43E-01
3	5,4	40,1	40,80	1,45E-01
4	9,1	38,2	116,00	1,38E-01
5	11,3	34,9	179,00	1,26E-01
6	14,9	31,8	311,00	1,15E-01
7	17,9	30,7	449,00	1,11E-01