



UNIVERSIDADE FEDERAL DE UBERLÂNDIA



FACULDADE DE ENGENHARIA QUÍMICA

PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA QUÍMICA

**OBTENÇÃO DE CORRELAÇÕES PARA A ESTIMATIVA DO
COEFICIENTE CONVECTIVO DE TRANSFERÊNCIA DE MASSA
PARA A GEOMETRIA ESFÉRICA A PARTIR DA TÉCNICA DE
SUBLIMAÇÃO DO NAFTALENO**

Bruno Arantes Moreira

**Uberlândia - MG
2010**



UNIVERSIDADE FEDERAL DE UBERLÂNDIA



FACULDADE DE ENGENHARIA QUÍMICA

PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA QUÍMICA

**OBTENÇÃO DE CORRELAÇÕES PARA A ESTIMATIVA DO COEFICIENTE
CONVECTIVO DE TRANSFERÊNCIA DE MASSA PARA GEOMETRIA ESFÉRICA A
PARTIR DA TÉCNICA DE SUBLIMAÇÃO DO NAFTALENO**

Bruno Arantes Moreira

Orientador:

Prof. Dr. João Jorge Ribeiro Damasceno

Dissertação submetida ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Química da Universidade Federal de Uberlândia como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Engenharia Química.

**Uberlândia - MG
2010**

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)
Sistema de Bibliotecas da UFU, MG - Brasil

M838o Moreira, Bruno Arantes, 1984-
Obtenção de correlações para a estimativa do coeficiente convectivo de transferência de massa para geometria esférica a partir da técnica de sublimação do naftaleno [manuscrito] / Bruno Arantes Moreira. - 2010. 110 f. : il.

Orientador: João Jorge Ribeiro Damasceno.

Dissertação (mestrado) – Universidade Federal de Uberlândia, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Química.

Inclui bibliografia.

1. Massa - Transferência - Teses. 2. Calor - Transmissão - Teses. I. Damasceno, João Jorge Ribeiro. II. Universidade Federal de Uberlândia. Programa de Pós-Graduação em Engenharia Química. III. Título.

CDU: 66.021.3

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO SUBMETIDA AO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA QUÍMICA DA UNIVERSIDADE FEDERAL DE UBERLÂNDIA COMO PARTE DOS REQUISITOS PARA OBTENÇÃO DO TÍTULO DE MESTRE EM ENGENHARIA QUÍMICA, EM 31 DE JULHO DE 2010.

BANCA EXAMINADORA:

Prof. Dr. João Jorge Ribeiro Damasceno
Orientador (PPGEQ /UFU)

Prof. Dr. Fábio de Oliveira Arouca
(FEQ/UFU)

Prof. Dr. Luiz Gustavo Martins Vieira
(PPGEQ/UFU)

Prof. Dr. Marco Aurélio Cremasco
(PPGEQ/UNICAMP)

AGRADECIMENTOS

Agradeço primeiramente a Deus pelo dom da vida e pela força nos momentos difíceis.

Aos meus pais Décio e Eliane pela constante prontidão e pela paciência, pessoas que sempre incentivaram os estudos em minha vida.

A minha irmã Fernanda, amiga e companheira de toda a minha vida, por ter sido prestativa em diversos momentos.

A minha namorada Luanna por estar sempre ao meu lado durante toda esta jornada.

Ao professor Damasceno, pela oportunidade e confiança, que tanto contribuíram para minha formação pessoal e profissional.

Ao professor Fábio Arouca pelas idéias e sugestões que ajudaram muito para a realização deste trabalho.

Ao professor Luiz Gustavo pela valiosa correção e ajuda para o término deste trabalho.

A toda minha Família e amigos pelo apoio e companheirismo.

Aos funcionários Silvino, José Henrique e Anísio pela disposição em sempre ajudar.

Ao CNPQ pelo auxílio financeiro que tornou possível a realização deste trabalho.

SUMÁRIO

LISTA DE FIGURAS.....	i
LISTA DE TABELAS.....	ii
LISTA DE SÍMBOLOS	iv
RESUMO.....	vii
ABSTRACT	viii
CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO	01
CAPÍTULO 2 – REVISÃO BIBLIOGRÁFICA.....	03
2.1 - Conceitos de transferência de massa	03
2.1.1 - Transferência de massa por difusão.....	03
2.1.2 - Transferência de massa por convecção.....	04
2.2 - Transferência de calor e massa por convecção forçada.....	05
2.2.1 - Análise dimensional para transferência de massa.....	05
2.2.2 - Análise dimensional para transferência de calor	06
2.3 – Escoamento de um fluido em torno de corpos sólidos	07
2.3.1 – A camada limite hidrodinâmica em torno de esferas e cilindros	08
2.3.2 – Regime de escoamento ao redor de uma esfera	09
2.3.3 - Camada limite mássica e térmica.....	11
2.4 – Analogia entre os transportes de calor e massa.....	12
2.4.1 - Analogia de Reynolds.....	12
2.4.2 - Analogia de Chilton-Colburn.....	13
2.4.3 - Aplicações da analogia calor-massa	14
2.5 - Correlações de transferência de massa	15
2.5.1 - Correlações provenientes do escoamento sobre corpos sólidos	16
2.6 - A técnica de sublimação do naftaleno	24
2.6.1 - Equilíbrio sólido-vapor do naftaleno com o ar	25
2.6.2 - Determinação da pressão de vapor do naftaleno sólido.....	26
2.6.3 - Difusividade e viscosidade cinemática	27
2.6.4 - Métodos de medidas	28
2.6.5 - Confecção do corpo de prova	29
2.6.6 - Limitações da técnica de sublimação do naftaleno.....	29
CAPÍTULO 3 – MATERIAL E MÉTODOS.....	31

3.1 - Material.....	31
3.2 - Métodos	32
3.2.1 - Determinação experimental do coeficiente convectivo de transferência de massa	32
3.2.2 – Cálculo da densidade do corpo de prova	34
3.2.3 – Equacionamento	35
3.2.4 – Adimensionalização dos resultados experimentais.....	37
3.2.5 – Procedimento experimental.....	37
CAPÍTULO 4 – RESULTADOS E DISCUSSÃO	39
4.1 – Caracterização do corpo de prova.....	39
4.2 – Análise dos pontos experimentais.....	40
4.2.1 – Experimentos para baixos números de Reynolds ($180 \leq Re_p \leq 380$).....	41
4.2.2 – Experimentos para valores medianos do número de Reynolds ($380 < Re_p \leq 5000$)	44
4.3 – Analogia entre os transportes de calor e massa.....	48
4.3.1 – Avaliação da analogia de Chilton-Colburn para esferas no intervalo de ($180 \leq Re_p \leq 380$)	48
4.3.2 – Avaliação da analogia de Chilton-Colburn para esferas no intervalo de ($1500 < Re_p \leq 5000$)	50
CAPÍTULO 5 – CONCLUSÕES	52
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	53
APÊNDICE A - RESULTADOS EXPERIMENTAIS PARA A DETERMINAÇÃO DA DENSIDADE DO CORPO DE PROVA	55
APÊNDICE B - RESULTADOS EXPERIMENTAIS PARA O ESTUDO DA TRANSFERÊNCIA DE CALOR E MASSA EM PARTÍCULAS ESFÉRICAS.....	58

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1 – Comportamento de um fluido escoando perpendicularmente a um cilindro. As regiões de escoamento turbulento estão sombreadas de cinza (BIRD et al. 2002)	08
Figura 2.2 - Coeficiente de arrasto para esferas em função do número de Reynolds (RICHARDSON; HARKER, 2002)	10
Figura 2.3 - Representação da camada limite mássica em uma placa plana (CREMASCO, 2008)	11
Figura 2.4 – Diagrama PT para uma substância pura.....	25
Figura 2.5 – Medição do corpo de prova em vários ângulos	28
Figura 2.6 – Distribuição da transferência de massa ao redor de uma esfera	28
Figura 3.1 – Molde para confeccionar as esferas de naftaleno em perspectiva e em corte transversal	31
Figura 3.2 – Esferas de naftaleno produzidas pelo molde de alumínio	32
Figura 3.3 – Unidade experimental	38
Figura 4.1 – Histograma de frequência da densidade do naftaleno sólido	40
Figura 4.2 – Curva que ajusta os pontos experimentais para a faixa de $180 \leq Re_p \leq 380$	41
Figura 4.3 – Valores residuais em função dos valores preditos para o Fator J modificado para a faixa de $180 \leq Re_p \leq 380$	42
Figura 4.4 – Comparação entre a correlação estimada pelo presente trabalho com outras correlações existentes da literatura para a faixa de $180 \leq Re_p \leq 380$	43
Figura 4.5 – Desvio relativo experimental entre a correlação estimada e algumas correlações da literatura	44
Figura 4.6 – Curva que ajusta os pontos experimentais para a faixa de $380 < Re_p \leq 5000$	45
Figura 4.7 – Valores residuais em função dos valores preditos para o Fator J para a faixa de $380 < Re_p \leq 5000$	46
Figura 4.8 – Comparação entre a correlação estimada pelo presente trabalho com outras correlações existentes na literatura para a faixa de $380 < Re_p \leq 5000$	47
Figura 4.9 – Desvio relativo experimental entre a correlação estimada e algumas correlações da literatura para a faixa de $380 < Re_p \leq 5000$	48
Figura 4.10 – Comparação entre a correlação estimada e a correlação de YUGE (1960) para a faixa de $180 \leq Re_p \leq 380$	49
Figura 4.11 – Desvio relativo experimental entre a correlação estimada e a correlação de YUGE (1960) para a faixa de $180 \leq Re_p \leq 380$	49
Figura 4.12 – Comparação entre a correlação estimada pelo presente trabalho e a correlação de EVNOCHIDES E THODOS (1961) na faixa de $1500 \leq Re_p \leq 5000$	50
Figura 4.13 – Desvio relativo experimental entre a correlação estimada e a correlação de EVNOCHIDES E THODOS (1961) para a faixa de $1500 \leq Re_p \leq 5000$	51

LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1 – Intervalo em que a curva coeficiente de arrasto segue a lei de Stokes.....	09
Tabela 2.2– Intervalo em que a curva do coeficiente de arrasto está compreendida na região intermediária.....	09
Tabela 2.3 – Intervalo em que a curva do coeficiente de arrasto segue a lei de Newton da resistência	10
Tabela 2.4 – Intervalo em que a curva do coeficiente de arrasto segue o comportamento do Regime IV	11
Tabela 2.5 – Resultados experimentais de GARNER E SUCKLING (1958)	17
Tabela 2.6 – Resultados experimentais do trabalho de ROWE et al. (1965)	18
Tabela 2.7 – Correlações convectivas de transferência de calor para geometria esférica	22
Tabela 2.8 – Correlações convectivas de transferência de massa para geometria esférica	23
Tabela 2.9 – Correlações da difusividade e do número de Schmidt para o naftaleno no ar.....	27
Tabela 3.1 – Especificação para o NAFTALENO P.S. emitido pelo fabricante	31
Tabela 3.2 – Propriedades físico-químicas do naftaleno (GOLDSTEIN; CHO, 1995)	32
Tabela 4.1 – Média e desvio padrão dos valores estimados para a densidade do naftaleno	39
Tabela 4.2 – Intervalo de confiança para a média em um nível de significância de 0,05	39
Tabela 4.3 – Avaliação da densidade do corpo de prova	40
Tabela 4.4 – Constantes que ajustam a curva aos pontos experimentais para o Fator J modificado para a faixa de $180 \leq Re_p \leq 380$	41
Tabela 4.5 – Correlações da literatura utilizadas para comparação com os resultados experimentais para a faixa de $180 \leq Re_p \leq 380$	43
Tabela 4.6 – Constantes que ajustam a curva aos pontos experimentais para o Fator J para a faixa de $380 < Re_p \leq 5000$	45
Tabela 4.7 – Correlações da literatura utilizadas para comparação com os resultados experimentais para a faixa de $380 < Re_p \leq 5000$	47
Tabela 4.8 – Correlações de transferência de calor e massa para a geometria esférica utilizadas na avaliação da analogia de Chilton-Colburn para o intervalo de $180 \leq Re_p \leq 380$	49
Tabela 4.9– Correlações de transferência de calor e massa para a geometria esférica utilizadas na avaliação da analogia de Chilton-Colburn para o intervalo de $1500 \leq Re_p \leq 5000$	50
Tabela Apêndice A1 – Valores experimentais para a determinação da densidade do corpo de prova	56
Tabela Apêndice B1 – Primeira réplica dos resultados experimentais para baixos números de Reynolds ($180 \leq Re_p \leq 380$)	59

Tabela Apêndice B2 – Segunda réplica dos resultados experimentais para baixos números de Reynolds ($180 \leq Re_p \leq 380$)	59
Tabela Apêndice B3 – Terceira réplica dos resultados experimentais para baixos números de Reynolds ($180 \leq Re_p \leq 380$)	60
Tabela Apêndice B4 – Primeira réplica dos resultados experimentais para valores medianos do número de Reynolds ($380 < Re_p \leq 5000$)	60
Tabela Apêndice B5 – Segunda réplica dos resultados experimentais para valores medianos do número de Reynolds ($380 < Re_p \leq 5000$)	62
Tabela Apêndice B6 – Terceira réplica dos resultados experimentais para valores medianos do número de Reynolds ($380 < Re_p \leq 5000$)	63

LISTA DE SÍMBOLOS

A_s – Área superficial [L^2]

C_f – Coeficiente de arraste do fluido sobre a superfície [-]

D_{AB} – Difusividade de um soluto A em um meio B [$L^2.T^{-1}$]

$D_{naft-ar}$ – Difusividade do naftaleno no ar [$L^2.T^{-1}$]

D – Diâmetro da tubulação [L]

d_p – Comprimento característico da partícula [L]

d'_{esf} – Diâmetro da esfera obtido com a utilização de um paquímetro de precisão [L]

d_{esf} – Diâmetro da esfera obtido a partir da medição da massa do corpo de prova [L]

d_{PG} – Área total da superfície da partícula dividida pela área projetada perpendicular ao escoamento do fluido [L]

d_s – Diâmetro da esfera de mesma área superficial que a partícula [L]

d_v – Diâmetro da esfera de igual volume que a partícula [L]

Gr – Número de Grashof para a transferência de calor [-]

Gr_{AB} – Número de Grashof para a transferência de massa [-]

h – Coeficiente convectivo de transferência de calor [$F.L^{-1}.T^{-1}.\theta^{-1}$]

J_D – Fator J para a transferência de massa [-]

J'_D – Fator J modificado para a transferência de massa [-]

J_H – Fator J para a transferência de calor [-]

J'_H – Fator J modificado para a transferência de calor [-]

k_m – Coeficiente convectivo de transferência de massa [$L.T^{-1}$]

L – Comprimento característico [L]

m – Massa da esfera de naftaleno [M]

m_i – Massa da esfera de naftaleno no tempo zero [M]

m_f – Massa da esfera de naftaleno após transcorrido um tempo t [M]

n_A – Fluxo mássico total do componente A [$M.L^{-2}T^{-1}$]

n_B – Fluxo mássico total do componente B [$M.L^{-2}T^{-1}$]

Nu – Número de Nusselt [-]

Pr – Número de Prandtl [-]

P^v – Pressão de vapor [$ML^{-1}T^{-2}$]

r – Raio do corpo de prova obtido a partir da medição da massa do corpo de prova [L]

ra – Termo reacional mássico de produção ou consumo da espécie A [$M.L^{-3}.T^{-1}$]

R – Constante universal dos gases

Re – Número de Reynolds

Re_D – Número de Reynolds de um duto circular [-]

Re_p – Número de Reynolds da partícula [-]

Sc – Número de Schmidt [-]

$Sc_{naft-ar}$ - Número de Schmidt do naftaleno no ar [-]

Se - Área superficial da esfera de igual volume que a partícula [L^2]

Sp - Área superficial da partícula [L^2]

Sh – Número de Sherwood [-]

Sh – Número de Sherwood da partícula [-]

t – Tempo [T]

T – Temperatura [θ]

u_{∞} - Velocidade do fluido na corrente livre [$L.T^{-1}$]

V_S – Volume da esfera [L^3]

w_A – Fração mássica do componente A na mistura [-]

W_E – Taxa mássica de naftaleno que entra no sistema [$M.T^{-1}$]

W_S – Taxa mássica de naftaleno que sai do sistema [$M.T^{-1}$]

Letras gregas

δ - Espessura da camada limite hidrodinâmica [L]

δ_m - Espessura da camada limite mássica [L]

δ_T - Espessura da camada limite térmica [L]

μ – Viscosidade do fluido [$M.L^{-1}T^{-1}$]

μ_{∞} - Viscosidade do fluido na temperatura da corrente livre do fluido [$M.L^{-1}T^{-1}$]

μ_S – Viscosidade do fluido na temperatura do sólido [$M.L^{-1}T^{-1}$]

ρ – Densidade do fluido [$M.L^{-3}$]

ρ_a - Concentração mássica do componente A na mistura [$M.L^{-3}$]

ρ_{as} - Concentração mássica de equilíbrio do componente A [$M.L^{-3}$]

$\rho_{a\infty}$ - Concentração mássica do componente A fora da cama limite de transferência de massa [$M.L^{-3}$]

ρ_S – Densidade do corpo de prova [$M.L^{-3}$]

ρ_{SL} – Densidade do naftaleno fornecido pela literatura [$M.L^{-3}$]

ϕ - Esfericidade da partícula [-]

RESUMO

Vários processos industriais envolvem o conhecimento das taxas de transferência de calor e massa para fluidos passando por corpos sólidos. Essas taxas de transferência são funções de parâmetros chamados de coeficiente convectivo de transferência de calor (h), para as situações que envolvem o transporte de energia, e de coeficiente convectivo de transferência de massa (k_m), para as situações que envolvem o transporte de matéria. Estes coeficientes estão associados às influências de natureza fluidodinâmica, geometria e interações moleculares, e, apesar de sua relativa complexidade, correlações utilizando números adimensionais estimam estes parâmetros de maneira simples e com boa confiança. Um método que tem sido utilizado para a obtenção do coeficiente de transferência de calor (h) é conduzir experimentos de transferência de massa que são mais fáceis de serem realizados e possuem maior precisão nas medidas. Os resultados de transferência de massa podem ser validados para transferência de calor por simples analogia entre os fenômenos. Neste contexto, correlações de transferência de massa para geometrias simples (cilíndricas, planas e esféricas) têm sido amplamente utilizadas para estimar valores de coeficientes convectivos (h e k_m). No presente trabalho foram propostas correlações de transferência de massa para geometria esférica compreendidas no intervalo de $180 \leq Re_p \leq 5000$. Os valores de k_m foram obtidos utilizando esferas de naftaleno submetidas a diferentes condições de escoamento do ar. Os resultados obtidos experimentalmente mostraram boa concordância quando comparados com outras correlações existentes na literatura. Não obstante, a técnica de sublimação do naftaleno foi analisada como método para obtenção de coeficientes convectivos, mostrando-se satisfatória no estudo da transferência de calor e massa.

Palavras-chave: coeficiente convectivo, esfera de naftaleno, transferência de calor, transferência de massa.

ABSTRACT

Many industrial processes involve the knowledge of heat and mass transfer rates for a fluid passing through solid objects. These rates are functions of parameters called convective heat transfer coefficient (h), for situations involving the transport of energy and convective mass transfer coefficient (k_m) for situations involving the transport of matter. These coefficients are related with the influences of hydrodynamic nature, geometry and molecular interactions and despite its relative complexity, correlation using dimensionless numbers estimate these parameters with good confidence. One method that has been used to obtain the heat transfer coefficient (h) is to conduct experiments of mass transfer that are easier to be realized and have higher accuracy in measurements. The results of mass transfer can be validated for heat transfer by simple analogy between the phenomena. In this context, convective mass transfer correlations for single geometries (spheres, cylinders and flat plat) have been widely used to estimate values of convective heat and mass transfer coefficient (h, k_m). In this study correlation of mass transfer for single spheres was proposed included in the rage of $180 \leq Re_p \leq 5000$. The values of k_m were obtained using naphthalene spheres under different conditions of air flow. The results obtained showed a good agreement when compared with other correlations in the literature. Nevertheless, the naphthalene sublimation technique was investigated as a method for obtaining convective coefficients, showing to be satisfactory in the study of heat and mass transfer.

Keywords: convective coefficient, naphthalene sphere, heat transfer, mass transfer.

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

Diversos problemas de engenharia requerem o conhecimento do coeficiente convectivo de transferência de calor (h) e de massa (k_m) para situações de um fluido escoando sobre corpos sólidos de geometria esférica.

Trabalhos relevantes envolvendo o escoamento de um fluido sobre corpos esféricos começaram a surgir a partir da década de 30. Desde então, diversas correlações vêm sendo publicadas, visando fornecer a determinação de “ k_m ” e “ h ” com uma maior exatidão, e também, para situações em que a análise experimental ainda não foi estudada.

O interesse pela geometria esférica vem do fato de ser possível estender a correlação para outras geometrias, desde que utilizado o comprimento característico correto. Desta maneira, uma correlação para geometria esférica pode ser utilizada também em corpos cilíndricos, prismas, semi-esferas etc.

Para a determinação experimental dos parâmetros de transferência de calor “ h ” e massa “ k_m ” em situações em que o fluido é o ar, um dos métodos que tem sido utilizado com sucesso é a técnica de sublimação do naftaleno. Entre as inúmeras vantagens da utilização desta técnica podem-se destacar (PESSOA FILHO, 1988):

- ✓ Tempos de ensaio relativamente pequenos que facilitam o controle de temperatura.
- ✓ Maior facilidade para determinação de coeficientes locais de transferência de massa quando comparados com experimentos de transferência de calor, visto que medições locais de temperatura exigem instrumentação complexa, o que dificulta os experimentos desta natureza.
- ✓ A estimativa do coeficiente convectivo de transferência de calor é mais confiável quando realizada por experimentos de transferência de massa, em virtude de não haver perdas associadas à condução e radiação térmica.
- ✓ Diversos estudos já realizados fornecem valores das propriedades do naftaleno no ar (difusividade, número de Schmidt e pressão de vapor), parâmetros estes, necessários para avaliar as taxas de transferência de massa.

Neste contexto, o presente trabalho tem como objetivo chegar a novas correlações convectivas de transferência de massa do tipo sólido-fluido para geometria esférica a partir da

determinação experimental de k_m . Além disso, correlações convectivas de transferência de calor foram comparadas com as correlações propostas pelo presente trabalho, a fim de testar a analogia entre os transportes de calor e massa proposta por COLBURN (1933) e por CHILTON E COLBURN (1934) para o caso da esfera isolada.

CAPÍTULO 2

REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

2.1 Conceitos de transferência de massa

O termo transferência de massa refere-se ao processo no qual ocorre migração de matéria de um ponto a outro no contínuo espaço-tempo. No caso da transferência de massa por difusão na ausência de outros gradientes (tais como temperatura, pressão, potencial elétrico, etc.) as moléculas de uma dada espécie, dentro de uma mesma fase, irão se deslocar, devido à existência de um gradiente de concentração. Este gradiente causa um fluxo (molar ou mássico) do soluto na mistura (FOGLER, 2002). Em meios fluidos, ocorre outro mecanismo de transferência de massa, no qual ocorre movimentação macroscópica de parte do fluido, mecanismo este chamado de convecção.

2.1.1 Transferência de massa por difusão

A descrição da difusão pode ser representada por dois modelos. O primeiro modelo, conhecido como a lei da difusão de Fick, usa o coeficiente de transferência de massa difusivo “ D ”. É utilizado principalmente para estudos ligados a física, físico-química e biologia e envolve propriedades físicas das substâncias. O modelo é indicado quando se quer saber a concentração em relação à posição (CUSSLER, 1997). Assim, para uma mistura binária A + B o fluxo mássico difusivo do componente A é:

$$j_A = -D_{AB} \nabla \rho_A \quad (2.1)$$

em que, D_{AB} é o coeficiente de difusão do componente A no meio B e ρ_A é a concentração mássica do componente A na mistura.

A utilização da Equação (2.1) é indicada para situações em que a transferência de matéria ocorre apenas em nível molecular (geralmente em soluções diluídas). Nos casos em que o meio exerce influência na transferência de massa, têm-se adicionalmente os fenômenos de convecção natural e convecção forçada que promovem o aumento no fluxo de matéria.

A convecção natural geralmente ocorre em soluções concentradas, quando o fluxo de matéria gerado pela diferença de concentração causa movimento no fluido que aumenta a velocidade de transporte do soluto.

Nos casos em que o efeito da velocidade do meio na distribuição de concentração do soluto é causado por algum agente externo (bombas, sopradores), tem-se a convecção forçada.

Dessa maneira, a primeira lei de Fick (Equação 2.1) pode ser estendida para o caso em que a contribuição convectiva está presente. No caso de uma mistura binária tem-se:

$$n_A = \underbrace{-D_{AB} \nabla \rho_A}_{\text{Contribuição difusiva}} + \underbrace{w_A (n_A + n_B)}_{\text{Contribuição Convectiva}} \quad (2.2)$$

em que n_A é o fluxo mássico total do componente A, n_B é o fluxo mássico total do componente B e w_A é a fração mássica do componente A na mistura.

O gradiente de concentração ($\nabla \rho_A$) apresentado na Equação (2.2) pode ser obtido com a utilização da equação da conservação da massa para o componente A:

$$\frac{\partial \rho_A}{\partial t} + \nabla \cdot n_A = ra \quad (2.3)$$

em que ra é o termo reacional mássico de produção ou consumo da espécie A. A Equação (2.3) é obtida a partir de um balanço material para a espécie A. Diversos livros que abordam a transferência de massa demonstram as equações anteriores e, por isso, não serão apresentadas neste trabalho.

2.1.2 Transferência de massa por convecção

O segundo modelo envolve o coeficiente convectivo de transferência de massa “ k_m ”, é utilizado principalmente para fluidos em movimento próximo a uma superfície ou quando dois fluidos relativamente imiscíveis entram em contato um com outro.

Segundo Welty et al. (1983) para situações de transferência de massa envolvendo um fluido passando pela superfície de um sólido em dissolução, o fluxo mássico do componente A pode ser descrito como:

$$n_A = k_m (\rho_{AS} - \rho_A) \quad (2.4)$$

em que ρ_{AS} é a concentração de equilíbrio do componente A no meio a uma determinada temperatura e pressão, ρ_A representa a concentração mássica do soluto em algum ponto da fase fluida. Para os casos em que a camada limite mássica é definida ρ_A pode ser descrito como $\rho_{A\infty}$, que é a concentração mássica do componente A fora da camada limite de transferência

de massa. Pode-se observar que este modelo não leva em consideração o fluxo de matéria em relação a coordenadas espaciais, conforme mostra a Equação (2.4) (CUSSLER, 1997).

O fluxo mássico total (n_A) é medido relativamente a um sistema de eixos de coordenadas fixo no espaço, em que a força motriz associada é a diferença entre as concentrações.

Muitas situações de transferência de massa se encaixam perfeitamente em cada um dos modelos existentes, outras nem tanto, no caso de dúvidas ou discrepância deve-se testar os dois modelos e ver qual deles apresenta resolução mais simples e resultados precisos.

2.2 Transferência de calor e massa por convecção forçada

2.2.1 Análise dimensional para transferência de massa

Correlações de transferência de massa para convecção forçada são facilmente encontradas na literatura. Elas normalmente envolvem o número de Sherwood (Sh). Essas correlações são baseadas na análise dimensional utilizando o teorema de π -Buckingham. Esse método agrupa as variáveis chegando aos números adimensionais relevantes ao fenômeno estudado (WELTY et al. 1983).

1- Convecção forçada

O resultado da análise dimensional para a convecção forçada sugere que o número de Sherwood é função dos números de Reynolds e de Schmidt ($Sh = f(Re, Sc)$). O número de Schmidt representa a simultaneidade entre os fenômenos de transferência de quantidade de movimento e transferência de massa em nível molecular, indicando a relação entre as forças viscosas e o fenômeno de difusão. O número de Reynolds (Re) quantifica a relação entre as forças de inércia e viscosa e suas influências no movimento da mistura. (WELTY et al. 1983; CREMASCO, 2008).

2- Convecção natural

O resultado da análise dimensional para a convecção natural sugere que o número de Sherwood é função dos números de Grashof e de Schmidt ($Sh = f(Gr_{AB}, Sc)$). O número de Grashof representa a relação entre as forças de empuxo e de inércia, que influenciam o movimento da solução causado pela diferença de concentração (WELTY et al. 1983).

A Equação (2.5), a seguir, mostra que o número de Sherwood (Sh) contém os coeficientes convectivos e difusivos de transferência de massa (k_m , D_{AB}), que são valores de interesse. As Equações (2.6) a (2.8) representam respectivamente os números de Reynolds (Re), Schmidt (Sc) e Grashof (Gr_{AB}).

$$Sh = \frac{k_m L}{D_{AB}} \quad (2.5)$$

$$Re = \frac{L u_\infty \rho}{\mu} \quad (2.6)$$

$$Sc = \frac{\mu}{D_{AB} \rho} \quad (2.7)$$

$$Gr_{AB} = \frac{\rho g \Delta \rho_A L^3}{\mu^2} \quad (2.8)$$

sendo, L o comprimento característico, μ a viscosidade do fluido, u_∞ a velocidade do fluido na corrente livre, g a aceleração da gravidade e ρ a densidade do fluido.

Para efeito de notação, nas situações em que um fluido interage com uma partícula, o comprimento característico (L) contido no número de Reynolds (Re) da Equação (2.6) e no número de Sherwood (Sh) da Equação (2.5) foi chamado de “ d_p ”, conforme mostra as Equações (2.9) e (2.10):

$$Re_p = \frac{d_p u_\infty \rho}{\mu} \quad (2.9)$$

$$Sh_p = \frac{k_m d_p}{D_{AB}} \quad (2.10)$$

2.2.2 Análise dimensional para transferência de calor

As correlações de transferência de calor normalmente envolvem os números de Nusselt (Nu). Essas correlações também são obtidas através de análise dimensional utilizando o teorema de π -Buckingham. Os resultados são similares aos já demonstrados para o caso da transferência de massa, havendo apenas pequenas alterações nos números adimensionais

relevantes, que passam a ser os números de Nusselt (Nu) e Prandtl (Pr) e de Grashof térmico (Gr):

$$Nu = \frac{hL}{k} \quad (2.11)$$

$$Pr = \frac{\mu c_p}{k} \quad (2.12)$$

$$Gr = \frac{\rho g \Delta T L^3}{\mu^2} \quad (2.13)$$

sendo, k a condutividade térmica do fluido e C_p o calor específico do fluido.

2.3 Escoamento de um fluido em torno de corpos sólidos

Nas situações em que existe movimento relativo entre um fluido e um corpo sólido (placas planas, cilindros, esferas, etc), uma força adicional passa a atuar sobre o corpo devido à viscosidade do fluido, chamada de força de arrasto (F_D). Basicamente o arrasto é a componente da força sobre o corpo que atua paralelamente à direção do movimento do fluido (FOX; MCDONALD, 1998). Esta força de arrasto é resultado da combinação das forças associadas ao arrasto por atrito (F_f) e com o arrasto de forma ou pressão (F_p), resultante de uma região de baixa pressão na parte superior do sólido criada pelo processo de separação do escoamento (HOLMAN, 1986).

Segundo WELTY et al. (1983) a força de arrasto devido ao atrito entre o fluido e a superfície do sólido (F_f) pode ser avaliada utilizando a seguinte expressão:

$$F_f = A_s C_f \frac{\rho u_\infty^2}{2} \quad (2.14)$$

em que A_s é a área superficial do sólido, C_f é o coeficiente de atrito, ρ é a densidade do fluido e u_∞ é a velocidade do fluido na corrente livre.

O arrasto total de um objeto devido aos efeitos de pressão e de atrito é definido como:

$$F_D = C_D \frac{A_p \rho u_\infty^2}{2} \quad (2.15)$$

em que C_D é o coeficiente de arrasto, A_p é a área projetada do sólido perpendicular ao escoamento do fluido.

2.3.1 A camada limite hidrodinâmica em torno de esferas e cilindros

Paralelamente a atuação da força de arraste sobre o sólido ocorre a formação de uma camada próxima a superfície em que o escoamento é laminar. A espessura desta camada é conhecida como camada limite hidrodinâmica (δ). O desenvolvimento da camada limite ao redor de um corpo sólido esta associado às taxas locais de transferência de calor e massa do corpo. Para situações em que a camada limite se mantém laminar ao redor de todo o sólido, não existe gradiente de pressão por toda a superfície (ausência de força de arraste de forma). É este gradiente de pressão que causa o aparecimento de uma região de separação da camada limite na parte posterior do sólido (FOX; MCDONALD, 1998). A Figura 2.1 ilustra a região de separação de um fluido passando por um cilindro para diferentes números de Reynolds (comportamentos semelhantes são observados em outros corpos bojudos, como esferas e cilindros elípticos) (HOLMAN, 1986).

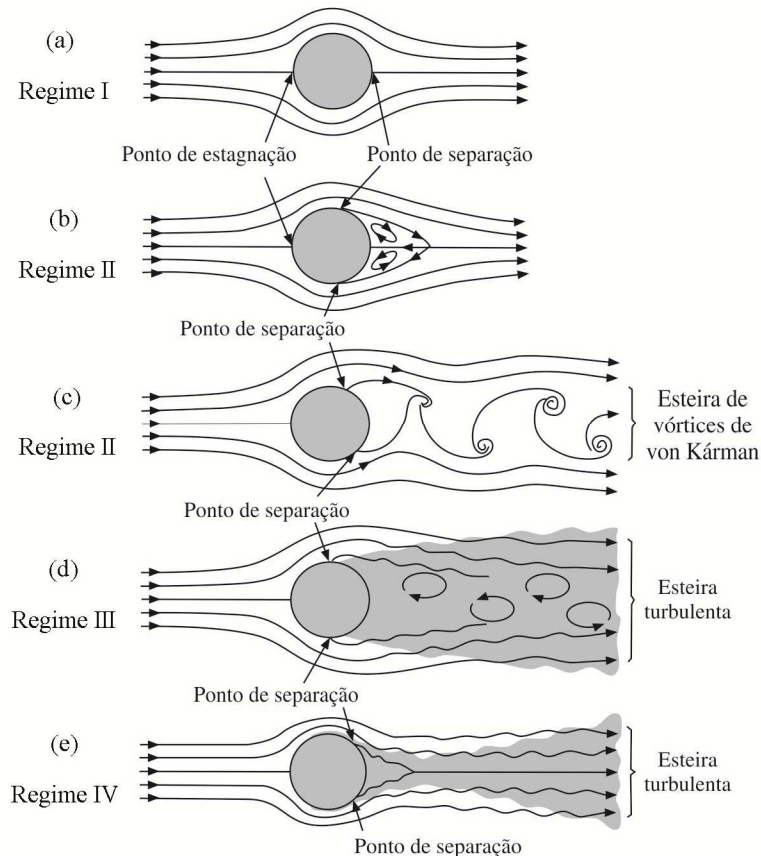


Figura 2.1 – Comportamento de um fluido escoando perpendicularmente a um cilindro. As regiões de escoamento turbulento estão sombreadas de cinza (BIRD et al. 2002).

2.3.2 Regime de escoamento ao redor de uma esfera

Para o caso da esfera isolada, a curva que representa a variação do coeficiente de arrasto em função do número de Reynolds foi convenientemente dividida em quatro regimes de escoamento (Figura 2.2). As características de cada regime de escoamento serão comentadas na sequência:

Regime I ($Re_p < 0,1-1,0$)

Para esta região não ocorre separação da camada limite, como resultado da ausência de forças de arraste de forma. Assim, todo arrasto é devido ao atrito do fluido viscoso com o sólido, sendo este regime representado pela lei de Stokes:

$$C_D = \frac{24}{Re_p} \quad (2.16)$$

O intervalo que identifica este regime de escoamento lento apresenta algumas diferenças entre alguns autores, conforme mostra a Tabela 2.1:

Tabela 2.1 – Intervalo em que a curva coeficiente de arrasto segue a lei de <i>Stokes</i> .	
Autor	Faixa de validade para o Regime I
Bird et al. (2002)	$Re_p < 0,1$
Fox e McDonald (1998)	$Re_p \leq 1,0$
Richardson e Harker (2002)	$10^{-4} < Re_p < 0,2$

Regime II ($0,2-1,0 < Re_p < 500-1000$)

O regime II (região intermediária) se caracteriza pela separação da camada limite laminar na parte posterior da esfera. O valor do coeficiente de arrasto cai continuamente à medida que o número de Reynolds aumenta.

A faixa que identifica o regime de escoamento intermediário (Regime II) segundo FOX E MCDONALD (1998) e RICHARDSON E HARKER (2002) são mostrados na Tabela 2.2:

Tabela 2.2 – Intervalo em que a curva do coeficiente de arrasto está compreendida na região intermediária.	
Autor	Faixa de validade para o Regime II
Fox e McDonald (1998)	$1,0 < Re_p \leq 1000$
Richardson e Harker (2002)	$0,2 < Re_p < 500-1000$

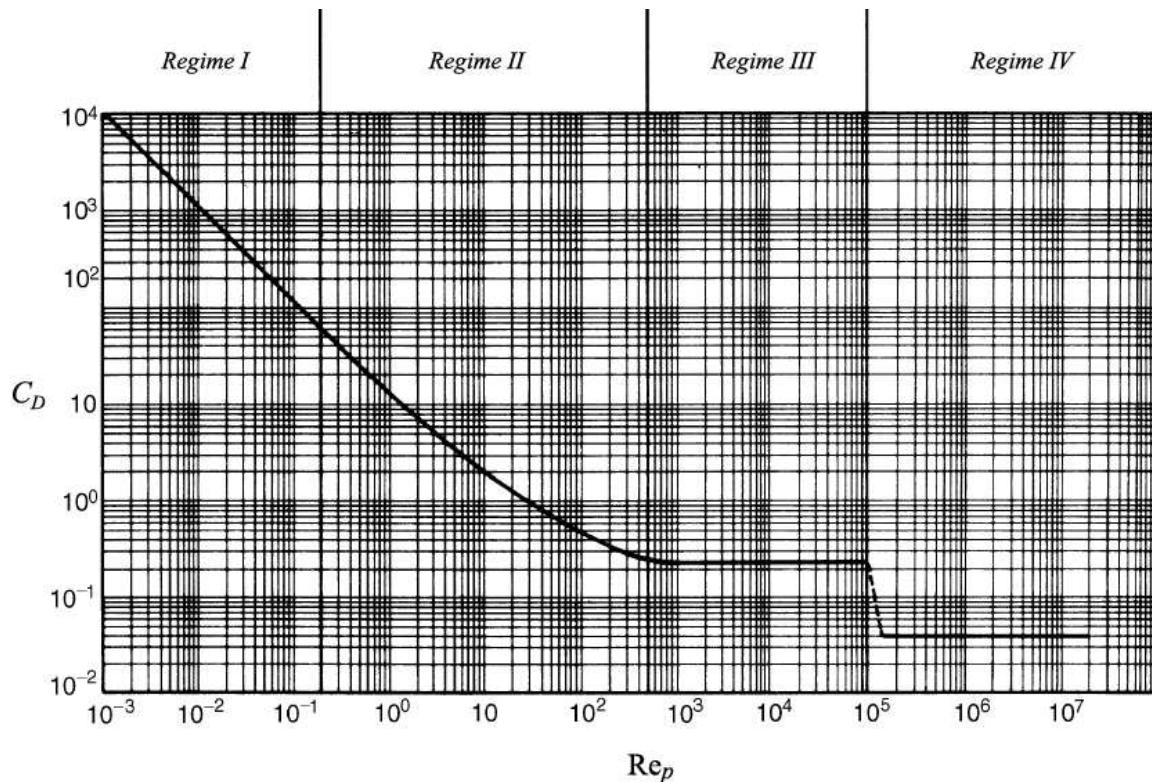


Figura 2.2 – Coeficiente de arrasto para esferas em função do número de Reynolds (RICHARDSON; HARKER, 2002).

Regime III ($500 < Re_p < 1 \times 10^5 - 3 \times 10^5$)

O regime III se caracteriza pelo achatamento da curva do coeficiente de arrasto e a estimativa para “ C_D ” nesta região pode ser representada pela *lei de Newton da resistência*:

$$C_D \approx 0,44 \quad (2.17)$$

Segundo FOX E MCDONALD (1998) para $1000 < Re_p \leq 3 \times 10^5$ a camada limite na parte de trás da esfera é laminar enquanto que a jusante da esfera esta presente uma esteira turbulenta. Além disso, neste intervalo, ocorre a separação da camada limite aproximadamente na seção média da esfera (90° em relação ao ponto de estagnação). A Figura 2.1d apesar de mostrar o comportamento de um fluido sobre um cilindro representa de maneira satisfatória o regime de Newton para esferas. A faixa que identifica o *Regime III* segundo diversos autores é mostrada na Tabela 2.3.

Tabela 2.3 – Intervalo em que a curva do coeficiente de arrasto segue a *lei de Newton da resistência*.

Autor	Faixa de validade para o Regime III
Bird et al. (2002)	$500 < Re_p < 1 \times 10^5$
Fox e Mcdonald (1998)	$1000 < Re_p \leq 3 \times 10^5$
Richardson e Harker (2002)	$500-1000 < Re_p < 2 \times 10^5$

Regime IV ($Re_p > 2 \times 10^5 - 3 \times 10^5$)

O regime IV é caracterizado por uma queda brusca no valor do coeficiente de arrasto devido ao deslocamento da zona de separação da camada limite para a jusante da seção média da esfera. A faixa que identifica o *Regime IV* segundo diversos autores é mostrada na Tabela 2.2.

Tabela 2.4 – Intervalo em que a curva do coeficiente de arrasto segue o comportamento do *Regime IV*.

Autor	Faixa de validade para o Regime III
Bird et al. (2002)	$Re_p > 2 \times 10^5$
Fox e McDonald (1998)	$Re_p > 3 \times 10^5$
Richardson e Harker (2002)	$Re_p > 2 \times 10^5$

A natureza complicada do fluido escoando ao redor de uma esfera ou cilindro torna difícil o cálculo analítico dos coeficientes convectivos de transferência de calor e de massa. No entanto, resultados satisfatórios são conseguidos com a utilização de correlações empíricas que envolvem números adimensionais que serão comentadas com mais detalhes na seção 2.5.

2.3.3 Camada limite mássica e térmica

Nos casos em que a superfície em contato com o fluido permite a troca de matéria e de calor, são formadas além da camada limite hidrodinâmica, as camadas limites mássica (δ_m) e térmica (δ_T). A Figura 2.3 apresenta uma vista esquemática das camadas limites hidrodinâmica e mássica formadas pelo escoamento de um fluido paralelamente a uma placa plana (BIRD et al. 2002).

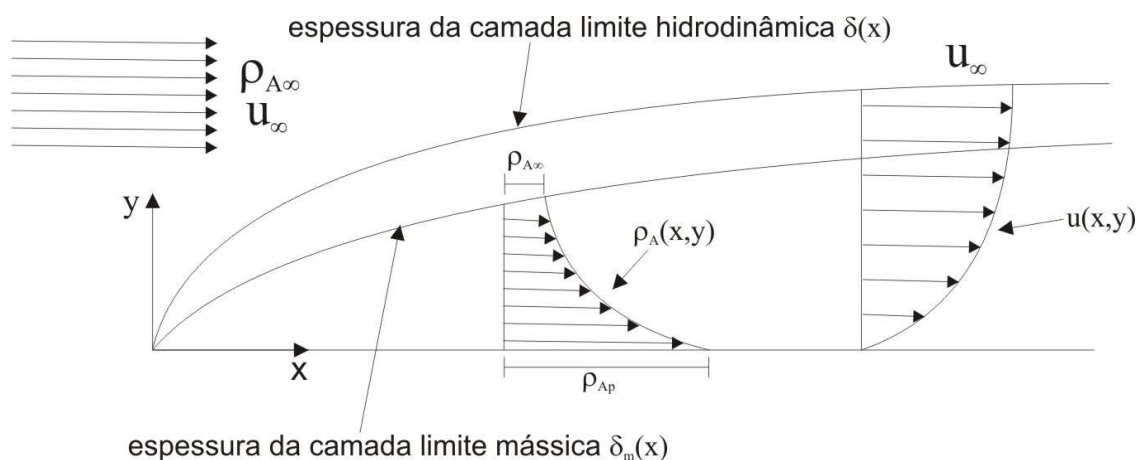


Figura 2.3 – Representação da camada limite mássica em uma placa plana (CREMASCO, 2008).

Todo o transporte de matéria difusivo na convecção forçada ocorre na camada limite mássica. Dessa maneira, nos casos em que o escoamento do fluido é laminar, todo o transporte entre a superfície e o fluido é de natureza molecular.

A espessura da camada limite mássica pode ser definida como a distância em que a diferença de concentração mássica entre o soluto e a interface representa 99% da diferença de concentração da corrente livre do fluido e a interface (CREMASCO, 2008). Sendo que, a relação entre as espessuras das camadas limites hidrodinâmica, mássica e térmica pode ser descrita como:

$$\frac{\delta}{\delta_T} = \text{Pr}^{1/3} \quad (2.18)$$

$$\frac{\delta}{\delta_m} = \text{Sc}^{1/3} \quad (2.19)$$

2.4. Analogia entre os transportes de calor e massa

2.4.1 Analogia de Reynolds

REYNOLDS (1874) *apud* WELTY et al. (1983) notou a similaridade dos mecanismos de transferência de momentum e calor, e mostrou analiticamente que, nas situações em que a camada limite hidrodinâmica possui a mesma espessura da camada limite térmica ($\text{Pr}=1$) tem-se:

$$\frac{Nu}{\text{Re Pr}} = \frac{C_f}{2} \quad (2.20)$$

ou

$$\frac{h}{\rho u_{\infty} c_p} = \frac{C_f}{2} = St \quad (2.21)$$

em que C_p é o calor específico do fluido, C_f é o coeficiente de atrito do fluido sobre a superfície e St é o número de Stanton.

Uma relação similar foi encontrada para o caso dos transportes de quantidade de movimento e massa, também nas situações em que as camadas limite hidrodinâmica e mássica possuem a mesma espessura ($\text{Sc}=1$):

$$\frac{Sh}{Re Sc} = \frac{C_f}{2} \quad (2.22)$$

ou

$$\frac{k_m}{u_\infty} = \frac{C_f}{2} \quad (2.23)$$

Desta maneira, a analogia de Reynolds pode ser resumida como:

$$\frac{h}{\rho u_\infty c_p} = \frac{k_m}{u_\infty} = \frac{C_f}{2} \quad (2.24)$$

A Equação (2.24) é válida para situações em que os números de Schmidt e de Prandtl forem unitários. Outra restrição desta analogia, é que seu uso, é permitido na ausência de forças de arraste de forma, como é o caso do escoamento paralelo sobre placas planas e escoamento no interior de condutos.

2.4.2 Analogia de Chilton-Colburn

A analogia de Reynolds é limitada a algumas situações encontradas na natureza. Para situações em que os números de Schimidt e Prandtl não são unitários, COLBURN (1933) e CHILTON E COLBURN (1934) mostraram experimentalmente que:

$$J_H = J_D = \frac{C_f}{2} \quad (2.25)$$

em que,

$$J_H = \frac{Nu}{Re Pr^{1/3}} \quad (2.26)$$

$$J_D = \frac{Sh}{Re Sc^{1/3}} \quad (2.27)$$

Os adimensionais J_H e J_D apresentados nas Equações (2.26) e (2.27) são chamados de Fatores J para a transferência de calor e para a transferência de massa, respectivamente. A Equação (2.25) é exata para o escoamento sobre placas plana, e satisfatória para outras

geometrias, desde que não existam forças de arrasto de forma envolvidas (por exemplo, escoamento no interior de condutos).

Para situações em que ocorre a presença de forças de arrasto de forma (como é o caso de fluidos passando por sólidos de geometrias cilíndricas, esféricas, etc.), a analogia de Chilton-Colburn continua valida entre os transportes de calor e massa, no entanto, deixa de ser aplicável para o caso de transporte de quantidade de movimento, ficando a Equação (2.25) da seguinte forma:

$$J_H = J_D \quad (2.28)$$

ou

$$\frac{h}{u_\infty c_p \rho} \text{Pr}^{2/3} = \frac{k_m}{u_\infty} \text{Sc}^{2/3} \quad (2.29)$$

A Equação (2.29) é válida para gases e líquidos no intervalo de $0,6 \leq \text{Pr} \leq 100$ e $0,6 \leq \text{Sc} \leq 2500$.

2.4.3 Aplicações da analogia calor-massa

A partir da analogia de Chilton-Colburn foi possível avaliar o coeficiente convectivo de transferência de calor a partir de experimentos de transferência de massa e vice-versa.

O coeficiente convectivo de transferência de calor (h) é geralmente determinado por experimentos difíceis de serem realizados, envolvendo instrumentos complexos e medições não muito fáceis de serem feitas. Isso acontece principalmente quando ocorrem rápidas variações de temperatura em uma região pequena (elevados gradientes de temperatura). Nesses casos grandes erros são obtidos devido aos altos gradientes e consequentemente altas taxas de transferência de calor. Um método alternativo para obtenção desse coeficiente é conduzir experimentos de transferência de massa que são mais fáceis de serem realizados e possuem maior precisão nas medidas. Os resultados de transferência de massa podem ser convertidos para transferência de calor a partir da analogia existente entre o transporte de calor e massa (GOLDSTEIN E CHO, 1995).

Além disso, através da analogia calor-massa, correlações de transferência de massa do tipo sólido-fluido podem ser transformadas para correlações de transferência de calor pela

simples modificação do número de Schmidt para o número de Prandtl e do número de Sherwood para o número de Nusselt.

2.5 Correlações de transferência de massa

As equações que envolvem a teoria da camada limite têm sido bastante utilizadas no estabelecimento das analogias entre o transporte de calor e massa. Além disso, baseado em seus conceitos foi possível chegar a correlações analiticamente. Segundo WELTY et al. (1983), existem quatro métodos para avaliar o coeficiente convectivo de transferência de calor e de massa:

- 1- Análise exata da camada limite;
- 2- Análise aproximada da camada limite;
- 3- Analogias entre os transportes de *momentum*, energia e massa;
- 4- Análise dimensional seguida de experimentação.

Os métodos de 1 a 3 são válidos em situações específicas. Eles representam a transferência de massa para os casos em que é possível estimar " k_m " e " h " analiticamente ou por analogias entre os transportes.

Com a análise dimensional seguida de experimentação (método 4) é possível validar as análises feitas pelos três primeiros métodos e também propor correlações adicionais para as situações em que o tratamento analítico não é bem sucedido.

De maneira geral, as correlações de coeficientes de transferência de massa podem ser convenientemente divididas em dois tipos: interface fluido-fluido e interface sólido-fluido.

As correlações de interface fluido-fluido são utilizadas em operações de separação, tais como, extração líquido-líquido, destilação, absorção e aeração. Essas equações são muito úteis no projeto preliminar de plantas-piloto, no entanto, não devem ser utilizadas no projeto de equipamentos em escala industrial sem a devida checagem experimental. A precisão dessas correlações varia muito, apesar de em alguns casos os valores encontrados serem muito próximos aos reais, em outros os desvios passam dos 30% (CUSSLER,1997).

As correlações de interface sólido-fluido são utilizadas em operações como secagem, umidificação/resfriamento, lixiviação, separações com membranas e na eletroquímica. No

entanto, seu principal uso é na determinação do coeficiente convectivo de transferência de calor a partir da analogia existente entre os fenômenos. Esse tipo de correlação possui uma boa precisão, geralmente os desvios ficam em torno de 10% (CUSSLER, 1997).

As correlações de interface sólido-fluido envolvem situações específicas. Existem dois casos principais para este tipo de correlação:

- 1- Correlações provenientes do escoamento sobre superfícies
- 2- Correlações provenientes do escoamento sobre corpos sólidos

As correlações provenientes do escoamento sobre superfícies fornecem o coeficiente convectivo de transferência de massa para fluidos passando no interior de condutos circulares, não circulares e sobre superfícies planas. Diversos estudos experimentais foram realizados analisando a evaporação de um líquido ou a sublimação de um sólido nesses sistemas (CREMASCO, 2008).

2.5.1 Correlações provenientes do escoamento sobre corpos sólidos

Entre as correlações provenientes do escoamento sobre corpos sólidos, a geometria esférica é uma das formas mais estudadas, pelo simples fato de ser possível estender esse tipo de forma para outras geometrias a partir do uso do comprimento característico correto.

Os números de Reynolds e Sherwood contêm o comprimento característico que representa a geometria do corpo (d_p), o uso correto desta dimensão torna os parâmetros obtidos experimentalmente independente da excentricidade da partícula (SKELLAND; CORNISH, 1963).

O diâmetro da esfera de igual volume que a partícula (d_v), assim como o diâmetro da esfera de mesma área superficial que a partícula (d_s) são os comprimentos característicos mais utilizados nas situações que envolvem partículas não-esfericas. No entanto, nos experimentos de convecção forçada, a direção do escoamento em relação ao objeto exerce um papel significativo nas taxas de transferência de calor e massa, e por isso, deve ser considerada na escolha do comprimento característico adequado (PASTERNAK; GAUVIN, 1960).

Neste contexto, PASTERNAK E GAUVIN (1960) propuseram um novo comprimento característico (d_{PG}) que leva em consideração a direção do escoamento do fluido em relação à partícula. Este comprimento é válido para partículas estacionárias de qualquer geometria submetidas ao escoamento de um fluido e foi definido como a área total da

superfície da partícula dividida pela área projetada perpendicular ao escoamento do fluido. Como exemplo, para um cilindro de comprimento L e diâmetro d , com seu comprimento perpendicular ao escoamento do fluido tem-se:

$$d_{pG} = \frac{\pi dL + 2\pi d^2/4}{2(L + d)} \quad (2.30)$$

As primeiras correlações experimentais para geometria esférica relevantes começaram surgir a partir da década de 30. FROESSLING (1938) *apud* GARNER E SUCKLING (1958) estudou a evaporação de gotas de nitrobenzeno, anilina e água, assim como, a sublimação de esferas de naftaleno em contato com o ar, para diâmetros de corpo de prova de 0,02 a 0,18 cm. A transferência de massa foi quantificada por fotografia e sua correlação foi estimada para baixos números de Reynolds e Schmidt ($2 \leq Re_p \leq 800$ e $0,6 \leq Sc \leq 2,7$).

GARNER E SUCKLING (1958) avaliaram a perda de massa em esferas de ácido benzóico e ácido adípico para uma corrente de água passando em uma tubulação de três polegadas. Uma câmera fotográfica foi utilizada para analisar a distribuição da perda de massa na esfera. O estudo chegou a três correlações (Tabela 2.5) possuindo as seguintes faixas de validade $100 \leq Re_p \leq 700$ e $1200 \leq Sc \leq 1525$.

Tabela 2.5 – Resultados experimentais de GARNER E SUCKLING (1958).	
Tipo do corpo de prova	Correlação
Semi-esferas (parte frontal)	$Sh_p = 2 + 0,87 Re_p^{1/2} Sc^{1/3}$
Semi-esferas (parte de trás)	$Sh_p = 2 + 0,67 Re_p^{1/2} Sc^{1/3}$
Esferas	$Sh_p = 2 + 0,95 Re_p^{1/2} Sc^{1/3}$

O trabalho também analisou a analogia entre os transportes de calor, massa e quantidade de movimento proposta por CHILTON E COLBURN (1934) para o caso de fluidos passando por esferas e os autores confirmaram a validade da analogia entre os transportes de calor e massa, assim como, a não validade para o caso do transporte de quantidade de movimento para esferas ($J_H = J_D \neq C/2$).

PASTERNAK E GAUVIN (1960) analisaram as taxas de transferência de calor e massa em regime turbulento (intensidade de turbulência entre 9 e 10%) a partir da evaporação da água com o ar e chegou a uma correlação para a faixa de $500 \leq Re_p \leq 5000$ e $Sc \approx 0,71$. Os

pesquisadores testaram a utilização do comprimento característico em 20 formas diferentes (cilindros, primas, cubos, semi-esferas, etc.) confirmando a confiabilidade da extensão de correlações esféricas para outras geometrias (desvios de no máximo 15%).

EVNOCHIDES E THODOS (1961) testaram experimentalmente as analogias existentes entre o transporte de calor e massa e chegaram a seguinte relação:

$$J_H/J_D=1,060 \quad (2.31)$$

Os resultados foram muito parecidos com os de GAMSON et al. (1943) *apud* EVNOCHIDES E THODOS (1961) que chegaram à seguinte relação:

$$J_H/J_D=1,076 \quad (2.32)$$

ROWE et al. (1965) também testaram a analogia entre os transportes de calor e massa. Nos experimentos de transferência de calor foi utilizado como corpo de prova uma esfera de cobre (diâmetro de 0,5 e 1,5 in) ligada a uma resistência mantida à temperatura constante, em contato com o ar ou também com água. Nos experimentos de transferência de massa, quando o fluido era a água, foram utilizadas esferas de ácido benzóico (diâmetro de 0,5 e 1,5 in) e quando o fluido era o ar foram utilizadas esferas de naftaleno (diâmetro de 5/8 e 1,5 in). As correlações foram obtidas para $100 \leq Re_p \leq 700$ e são mostradas na Tabela 2.6:

Tabela 2.6 – Resultados experimentais do trabalho de ROWE et al. (1965).

Situação	Equação	Sc ou Pr	Variância (S^2)
Transferência de massa em ar (sublimação do naftaleno)	$Sh_p = 2 + 0,68 Re_p^{1/2} Sc^{1/3}$	$Sc \approx 2,54$	0,40
Transferência de calor em ar (esfera de cobre)	$Nu_p = 2 + 0,69 Re_p^{1/2} Pr^{1/3}$	$Pr = 0,3$	1,44
Transferência de massa em água (dissolução do ácido benzóico)	$Sh_p = 2 + 0,73 Re_p^{1/2} Sc^{1/3}$	$1210 \leq Sc \leq 2770$	38,4
Transferência de calor em água (esfera de cobre)	$Nu_p = 2 + 0,79 Re_p^{1/2} Pr^{1/3}$	$6,1 \leq Pr \leq 7,3$	2,98

LEE E BARROW (1968) estudaram a transferência de massa em esferas de naftaleno submetidas ao escoamento de ar, em que o diâmetro do corpo de prova era medido antes e

após os ensaios (as medições na esfera eram feitas a cada 20 graus). O método de *dry spraying* foi utilizado para confeccionar as esferas. O estudo analisou a transferência de massa para números de Reynolds compreendidos entre 3199 e 25350, no entanto, a correlação proposta ao final do trabalho levou em consideração os seus resultados juntamente com os de diversos outros autores abrangendo o intervalo de $200 \leq Re_p \leq 200.000$.

REFAI AHMED E YOVANOVICH (1994) propuseram uma solução analítica aproximada para transferência de calor para esferas isotérmicas submetidas ao escoamento de um fluido, chegando a uma equação válida para qualquer número de Prandtl ($0 \leq Pr \leq \infty$) e para $0 \leq Re_p \leq 20000$. O método foi baseado na linearização da equação da energia. O trabalho também comparou a equação proposta com diversas correlações experimentais de transferência de calor e de massa existentes na literatura, mostrando boa concordância com diversos trabalhos.

CREMASCO E TONON (2002) avaliaram algumas correlações convectivas de transferência de massa para geometria esférica existentes na literatura. Para determinação de “ k_m ” foram utilizadas esferas de naftaleno contidas no interior de uma tubulação e submetidas ao escoamento de ar. Nos melhores resultados foram obtidos desvios da ordem de 12%. O estudo também analisou correlações experimentais para o coeficiente difusivo de transferência de massa utilizando o modelo pseudo-estacionário, mostrando desvios da ordem de 10%.

MELISSARI E ARGYROPOULOS (2005) fizeram uma abordagem computacional para obter uma correlação adimensional de transferência de calor para convecção forçada sobre uma esfera. A correlação é aplicável para líquidos e abrange uma ampla faixa para os números de Prandtl ($0,003 \leq Pr \leq 10$). A extremidade inferior deste intervalo inclui o número de Prandtl para o sódio líquido ($Pr = 0,003$), enquanto a extremidade superior inclui o número de Prandtl para a água ($Pr=10$). Os modelos foram validados por vários resultados experimentais envolvendo metais liquefeitos e água.

SKELLAND (1974) dividiu as correlações convectivas do tipo sólido-fluido para geometria esférica em três grupos diferentes:

As correlações do grupo 1 representam a contribuição da difusão molecular na transferência de massa de forma explicitada, conforme mostra a Equação (2.33):

$$Sh_p = Sh_0 + C_1 Re_p^m Sc^{1/3} \quad (2.33)$$

em que C_1 e m são constantes estimadas experimentalmente. A contribuição da difusão molecular é representada na correlação como “ Sh_o ”. Este valor pode ser derivado teoricamente considerando a difusão molecular em coordenadas esféricas em um grande volume de fluido estagnado cujo valor obtido é 2. A Equação (2.33) pode ser reescrita como:

$$Sh_p = 2 + C_1 Re_p^m Sc^{1/3} \quad (2.34)$$

Outra forma de representar essas correlações é através do Fator J modificado (J'_D):

$$J'_D = \frac{Sh - 2}{Re_p Sc^{1/3}} = C Re_p^{m-1} \quad (2.35)$$

Este tipo de correlação é indicado para baixos números de Reynolds e para situações em que a convecção natural é desprezível.

As correlações do grupo 2 representam a contribuição da difusão molecular de forma não explicitada, conforme mostram as Equações (2.36) e (2.37):

$$Sh_p = C_1 Re_p^m Sc^{1/3} \quad (2.36)$$

$$J_D = \frac{Sh}{Re_p Sc^{1/3}} = C Re_p^{m-1} \quad (2.37)$$

Essas correlações são indicadas para números de Reynolds médios e altos, na ausência de convecção natural.

O grupo 3 leva em consideração a contribuição da convecção natural na transferência de massa por convecção forçada (Equação 2.38).

$$Sh_p = Sh_{cn} + C Re_p^m Sc^{1/3} \quad (2.38)$$

A contribuição por convecção natural é adicionada através da expressão $Sh_{cn}=f(Gr,Sc)$. Na sequência são analisados os casos em que modelo 3 deve ser utilizado nos cálculos de k_m .

GARNER E KEEY (1958) *apud* WELTY et al. (1983) consideram que os efeitos da convecção natural podem ser negligenciáveis para números de Reynolds que satisfaçam a seguinte expressão:

$$Re_p > 0,4Gr^{1/2}Sc^{-1/6} \quad (2.39)$$

Uma outra abordagem a respeito da presença de convecção natural é feita por CRESMASCO (2008) que avaliou os efeitos da convecção natural a partir do valor do parâmetro m_c :

- 1- Para $m_c \leq 0,3$ os efeitos de convecção natural são desprezíveis, ou seja, a convecção forçada controla a transferência de massa.
- 2- Para $0,3 \leq m_c < 1$ têm-se o caso de convecção mássica mista, em que tanto a convecção natural quanto a convecção forçada são significativas na transferência de massa.
- 3- Para $m_c \geq 1$ os efeitos da convecção forçada são desprezíveis e a convecção natural controla a transferência de massa.

O parâmetro m_c é definido como:

$$m_c = \frac{Sh_{cn}}{Sh_{cf}} = \frac{(GrSc)^{1/4}}{Re^{1/2} Sc^{1/3}} \quad (2.40)$$

em que Sh_{cn} é o número de Sherwood em relação a convecção natural e Sh_{cf} é o número de Sherwood em relação a convecção forçada.

As correlações dos trabalhos supracitados, juntamente com diversas outras encontradas em livros e artigos são mostradas nas Tabelas 2.7 e 2.8.

O uso de correlações experimentais utilizando números adimensionais $Sh = f(Re, Sc)$ apesar de muito confiáveis na determinação de k_m , não levam em consideração alguns fatores, tais como, intensidade de turbulência e rugosidade da superfície da esfera. Dentre esses dois fatores, a intensidade de turbulência tem sido amplamente estudada por diversos autores, objetivando verificar em quais casos esse parâmetro é significativo na transferência de massa. As diferenças entre as correlações existentes na literatura podem ser explicadas pela diferença destes fatores (SKELLAND, 1974).

A partir da raiz quadrada da velocidade média de flutuação de um ponto do fluido pode-se obter o valor da intensidade de turbulência, geralmente, utiliza-se um anemômetro de fio quente e um osciloscópio para obtenção experimental da velocidade de flutuação do fluido.

Tabela 2.7 – Correlações convectivas de transferência de calor para geometria esférica.

Equação	Faixa de validade	Autor
$Nu_p = 2 + 0,551 Re_p^{1/2} Pr^{1/3}$	$10 \leq Re_p \leq 1800$ Fluido: Ar	Yuge (1960)
$Nu_p = 2 + (0,4 Re_p^{1/2} + 0,06 Re_p^{2/3}) Pr^{1/4} (\mu_\infty / \mu_s)^{1/4}$	$3,5 \leq Re_p \leq 76000$ $0,71 \leq Pr \leq 380$ $1,0 \leq \mu_\infty / \mu_s \leq 3,2$ Fluido: Ar	Whitaker (1972)
$Nu_p = 2 + 0,775 Re_p^{1/2} \frac{Pr^{1/3} / (\sqrt{2\gamma+1})}{\left[1 + \left(\frac{1}{(2\gamma+1)^3 Pr} \right) \right]^{1/6}}$ $\gamma = \frac{1}{Re_p^{0,25}}$ (se $\gamma > 1$ use $\gamma = 1$)	$0 \leq Re_p \leq 20.000$ $0 \leq Pr \leq \infty$ Fluido: Qualquer fluido	Refai Ahmed e Yovanovich (1994)
$Nu_p = 2 + 0,47 Re_p^{1/2} Pr^{1/3}$	$100 \leq Re_p \leq 50.000$ $0,003 \leq Pr \leq 10$ Fluido: Diversos líquidos	Melissari e Argyropoulos (2005)
$Nu_p = 0,35 Re_p^{0,6} Pr^{1/3}$	$1500 \leq Re_p \leq 12000$ $0,71 \leq Pr \leq 0,72$ Fluido: Ar	Evnochides e Thodos (1961)

Utilizou-se das seguintes fontes: Evnochides e Thodos (1961), Melissari e Argyropoulos (2005), Whitaker (1972), Refai Ahmed e Yovanovich (1994).

Tabela 2.8 - Correlações convectivas de transferência de massa para geometria esférica.

Equação	Faixa de validade	Autor
Presença do termo Sh_0		
$Sh_p = 2 + 0,552 Re_p^{1/2} Sc^{1/3}$	$2 \leq Re_p \leq 800$ $0,6 < Sc < 2,7$ Fluido: Ar	Froessling (1938)
$Sh_p = 2 + 0,6 Re_p^{1/2} Sc^{1/3}$	$2 \leq Re_p \leq 200$ $0,6 < Sc \leq 2,5$ Fluido: Ar	Ranz e Marshall (1952)
$Sh_p = 2 + 0,544 Re_p^{1/2} Sc^{1/3}$	$50 \leq Re_p \leq 350$ $Sc = 1$ Fluido: Ar	Hsu et. al (1954)
$Sh_p = 2 + 0,95 Re_p^{1/2} Sc^{1/3}$	$100 \leq Re_p \leq 700$ $1200 \leq Sc \leq 1525$ Fluido: Água	Garner e Suckling (1958)
$Sh_p = 2 + 0,575 Re_p^{1/2} Sc^{1/3}$	$1 < Re$ $1 \leq Sc$	Griffith (1960)
$Sh_p = 2 + 0,69 Re_p^{1/2} Sc^{1/3}$	$20 \leq Re_p \leq 2000$ Fluido: Ar	Rowe et al. (1965)
Ausência do termo Sh_0		
$Sh_p = 0,82 Re_p^{1/2} Sc^{1/3}$	$100 \leq Re_p \leq 3500$ $Sc = 1560$ Fluido: Água	Aksel`rud (1953)
$Sh_p = 0,582 Re_p^{1/2} Sc^{1/3}$	$300 \leq Re_p \leq 7600$ $Sc = 1210$ Fluido: Água	Linton e Sutherland (1960)
$Sh_p = 0,692 Re_p^{0,514} Sc^{1/3}$	$500 \leq Re_p \leq 5000$ Fluido: Ar	Pasternak e Gauvin (1960)

(Continua)

Equação	Faixa de validade	Autor
	$1500 \leq Re_p \leq 12000$	
$Sh_p = 0,33 Re_p^{0,6} Sc^{1/3}$	$0,6 \leq Sc \leq 1,85$ Fluido: Ar	Evnochides e Thodos (1961)
	$130 \leq Re_p \leq 6000$	
$Sh_p = 0,74 Re_p^{0,5} Sc^{1/3}$	$Sc = 2,44$ Fluido Ar	Skelland e Cornish (1963)
	$200 \leq Re_p \leq 200.000$	
$Sh_p = (0,51 Re_p^{0,5} + 0,02235 Re_p^{0,78}) Sc^{1/3}$	Fluido: Ar	Lee e Barrow (1968)
Presença de convecção natural		
	$1 \leq Re_p \leq 3 \times 10^4$	
$Sh_p = Sh_{cn} + 0,347 (Re_p Sc^{1/2})^{0,62}$	$0,6 < Sc < 3200$	Steinberger e Treybal (1960)
$Sh_{cn} = 2 + 0,569 (Gr_{AB} Sc)^{1/4}$	$Gr Sc < 10^8$	
$Sh_{cn} = 2 + 0,0254 (Gr_{AB} Sc)^{1/3} Sc^{0,244}$	$Gr Sc > 10^8$	

Utilizou-se das seguintes fontes: Evnochides e Thodos (1961), Garner e Suckling (1958), Lee e Barrow (1968), Pasternak e Gauvin (1960), Rowe et al. (1965), Skelland (1974).

2.6 A técnica de sublimação do naftaleno

A técnica de sublimação do naftaleno é um dos métodos mais convenientes na obtenção de coeficientes de calor-massa. Em experimentos de transferência de calor, as medidas feitas incluem perdas por condução e radiação. Consequentemente, em condições isotérmicas e adiabáticas resultados imprecisos são obtidos. Essas condições são trabalhadas com erros muito pequenos quando a técnica de sublimação do naftaleno seguida pelo uso de analogias entre os transportes de calor e massa são utilizados (GOLDSTEIN; CHO, 1995).

Quando a técnica de sublimação do naftaleno é utilizada em sistemas esféricos com a temperatura e a pressão mantidas constantes, a condição de contorno corresponde a uma concentração uniforme de vapor de naftaleno. Na analogia calor-massa tal condição de contorno equivalente é uma superfície isotérmica.

Para a determinação do coeficiente convectivo de transferência de massa experimentalmente a partir da técnica de sublimação do naftaleno, é necessário o

conhecimento de algumas de suas propriedades, tais como, difusividade, número de Schmidt, pressão de vapor e solubilidade do naftaleno no ar.

2.6.1 Equilíbrio sólido-vapor do naftaleno com o ar

A maioria das substâncias puras no estado sólido encontradas na natureza possui pressão de vapor praticamente nula, no entanto, o naftaleno é uma substância com alto poder de sublimação e por isso sua pressão de vapor no estado sólido tem um valor significativo.

O equilíbrio sólido-vapor para uma espécie pura é representado em um diagrama PT pela curva de sublimação (Figura 2.4). Da mesma forma que no Equilíbrio-Líquido-Vapor (ELV), a pressão de equilíbrio em uma determinada temperatura é chamada de pressão de saturação ou pressão de vapor (ABOTT et al, 2000).

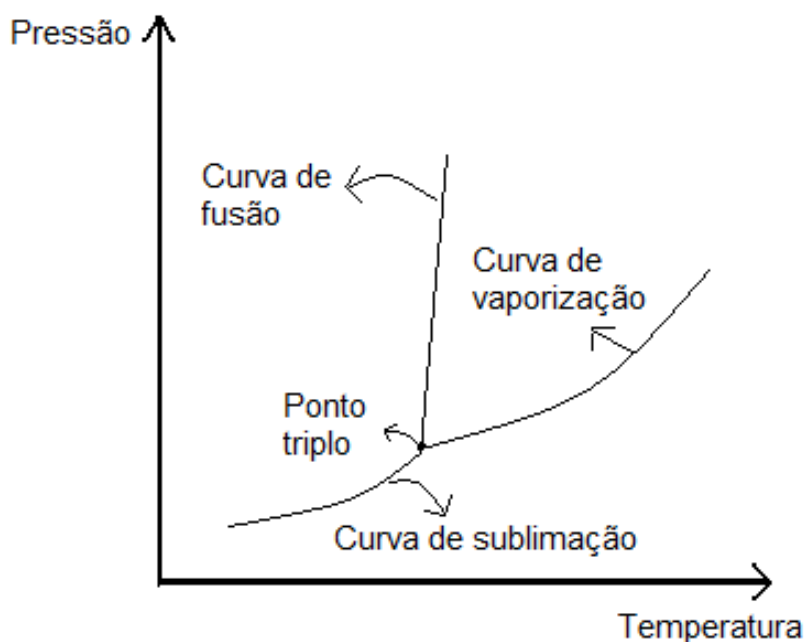


Figura 2.4 – Diagrama PT para uma substância pura.

Segundo ABOTT et al. (2000), a fração molar de equilíbrio do soluto na fase vapor (y_1) é representada pela Equação (2.41):

$$y_1 = \frac{P^v}{P} F_1 \quad (2.41)$$

em que P é a pressão total no sistema, P^v é a pressão de vapor do soluto. A função F_1 presente na Equação (2.41) reflete não-idealidades na fase vapor e o efeito da pressão na fugacidade do sólido. Em baixas pressões ambos os efeitos são desprezíveis deixando o valor de $F_1 \approx 1$.

Assim, para baixas pressões a fração molar do soluto na fase vapor fica:

$$y_1 = \frac{P^v}{P} \quad (2.42)$$

Pode-se expressar a Equação (2.42) de outra forma:

$$C_{AS} = \frac{P^v}{RT} \quad (2.43)$$

sendo C_{AS} a concentração molar de equilíbrio do soluto na fase vapor. Para converter a Equação (2.43) em termos da concentração mássica basta multiplicar ambos os membros da equação pela massa molecular (M) chegando a:

$$\rho_{as} = \frac{P^v M}{RT} \quad (2.44)$$

A Equação (2.44) fornece a concentração de equilíbrio do soluto no solvente (gás) em uma determinada temperatura, geralmente também é chamado de solubilidade de um soluto em um solvente (gás).

2.6.2 Determinação da pressão de vapor do naftaleno sólido

A pressão de vapor do naftaleno no ar é muito sensível à temperatura, uma mudança de apenas 1°C resulta em variações na pressão de vapor do naftaleno de cerca de 10% (GOLDSTEIN; CHO, 1995).

AMBROSE et al. (1975) chegaram, a partir de dados experimentais, a uma equação da pressão de vapor para o naftaleno sólido válida para temperaturas na faixa de $230 \leq T \leq 344$ K, tendo como erro estimado de $\pm 2\%$ para $T > 280$ K e $\pm 5\%$ para $T < 280$ K.

$$\log_{10} P^v = \frac{1}{T} \left(\frac{1}{2} a_0 + \sum_{s=1}^3 a_s E_s(x) \right) \quad (2.45)$$

na qual P^v é a pressão de vapor do naftaleno sólido em Pascal, T é a temperatura em Kelvin. A função $E_s(x)$ é um polinômio de primeira ordem de Chebyshev em x de grau s e pode ser resolvido pelas Equações (2.46) a (2.49):

$$x = \frac{[2T - (T_{\max} + T_{\min})]}{T_{\max} - T_{\min}} \quad (2.46)$$

$$E_1(x) = x \quad (2.47)$$

$$E_2(x) = x^2 - 1 \quad (2.48)$$

$$E_3(x) = 4x^3 - 3x \quad (2.49)$$

sendo os valores numéricos dos coeficientes das Equações (2.45) a (2.49) equivalentes a:

$$\begin{aligned} a_0 &= 301,6247 & a_1 &= 791,4937 & a_2 &= -8,2536 \\ a_3 &= 0,4043 & T_{\max} &= 344 \text{ K} & T_{\min} &= 230 \text{ K} \end{aligned}$$

2.6.3 Difusividade e viscosidade cinemática

Na literatura científica poucas correlações experimentais da difusividade do naftaleno no ar foram publicadas. CHO (1989); CHEN E WUNG (1990) propuseram equações para determinação da difusividade partindo de resultados experimentais. No entanto, diferenças consideráveis foram observadas entre suas correlações. GOLDSTEIN E CHO (1995) destacaram esta diferença significativa e propuseram uma média entre elas. A Tabela 2.9 apresenta as três correlações supracitadas.

Tabela 2.9 – Correlações da difusividade e do número de Schmidt para o naftaleno no ar.

$D_{\text{naft-ar}}$ (cm ² /s)	Schmidt (naftaleno – ar)	Autor(es)	Faixa de validade
$D_{\text{naft-ar}} = 0,0681 T^{1,93}$	$Sc_{\text{naft-ar}} = 2,28 T^{0,1526}$	Goldstein e Cho (1995)	288 – 310 K
$D_{\text{naft-ar}} = 8,1771 \times 10^{-7} T^{1,983}$	$Sc_{\text{naft-ar}} = 8,0743 T^{0,2165}$	Cho et al. (1992)	287,66 – 327,12 K
$D_{\text{naft-ar}} = 1,495 \times 10^{-6} T^{1,888}$	$Sc_{\text{naft-ar}} = 4,4163 T^{0,1215}$	Chen e Wung (1990)	295,16 – 302,16 K

*Valores das temperaturas devem ser fornecidos na escala Kelvin.

**Para utilização das correlações fora do nível do mar (1 atm) deve-se fazer o ajuste das equações para as pressões atmosféricas locais.

*** Utilizou-se das seguintes fontes: CHO et al. (1992), GOLDSTEIN E CHO (1995).

O trabalho de GOLDSTEIN E CHO (1995) também propôs uma equação para a estimativa da viscosidade cinemática do ar (ν), conforme mostra a Equação (2.50):

$$\nu_{ar} = 0,1556 \left(\frac{T}{298,16} \right)^{1,7774} \left(\frac{101300}{P_{atmf}} \right) \quad (2.50)$$

em que P_{atmf} é a pressão atmosférica local.

2.6.4 Métodos de medidas

Segundo GOLDSTEIN E CHO (1995) existem dois principais métodos de medida para a obtenção do coeficiente convectivo de transferência de massa a partir da sublimação de um sólido. O primeiro método avalia as taxas de transferência de massa ao redor de uma esfera a partir da medição do diâmetro do corpo de prova em vários ângulos (Figura 2.5) antes e após as experiências.

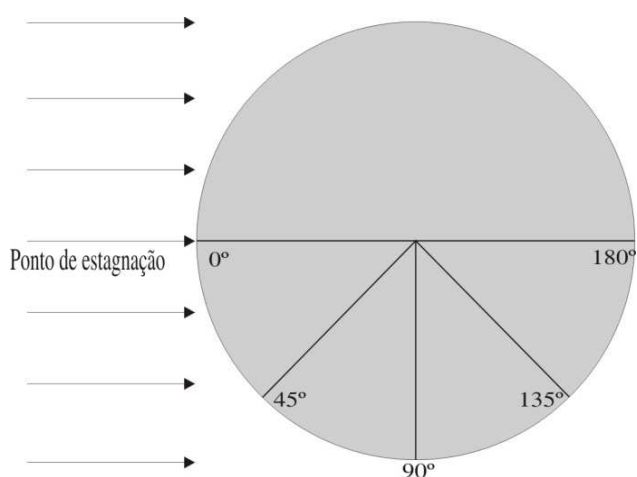


Figura 2.5 – Medição do corpo de prova em vários ângulos.

Este método se baseia na obtenção dos coeficientes locais de transferências de massa. Uma típica distribuição da transferência de massa ao redor da superfície de uma esfera é mostrada na Figura 2.6 (GARNER; SUCKLING, 1958). A integração gráfica fornece o coeficiente global de transferência de massa.

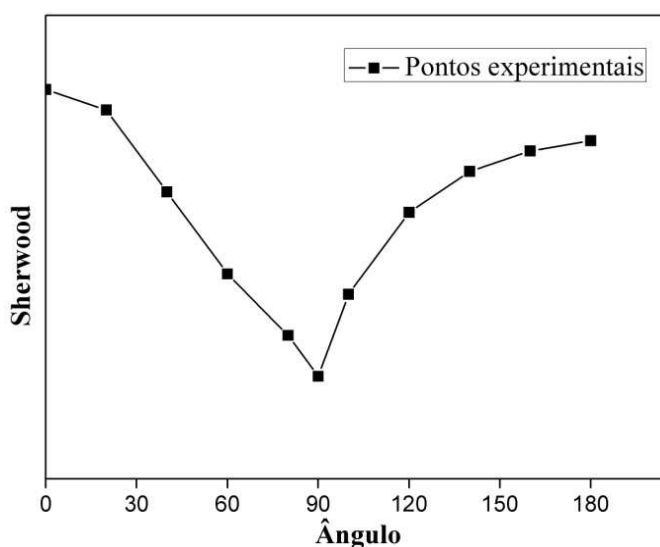


Figura 2.6 – Distribuição da transferência de massa ao redor de uma esfera.

O segundo método fornece a média das taxas de transferência de massa na superfície, a partir de medições da massa da esfera antes e após os experimentos, o resultado obtém diretamente o coeficiente convectivo global de transferência de massa.

LIMA et al. (1997) propuseram um equacionamento para a determinação experimental do coeficiente convectivo de transferência de massa para um cilindro equilátero, chegando a uma expressão mostrada na Equação (10). As medidas envolviam a utilização de um paquímetro de precisão para medir a altura do cilindro (L), o raio do corpo de prova no tempo zero (r_1) e depois de transcorrido um tempo t (r_2). Uma balança analítica também era utilizada para medir a variação da massa do corpo de prova (Δm).

$$k_m = \frac{\Delta m}{\rho_{as} \pi L (r_1 + r_2) t} \quad (2.51)$$

2.6.5 Confeção do corpo de prova

Um método bastante utilizado na confecção dos corpos de prova a serem utilizados em experimentos de sublimação do naftaleno subentende o recobrimento de uma esfera pré-existente, de um material qualquer, com naftaleno. O naftaleno é dissolvido em um solvente e, com a correta distância de pulverização, o naftaleno pode ser depositado uniformemente na superfície da esfera. O revestimento geralmente possui uma espessura entre 0,015 – 0,115 mm. Este método é conhecido como “dry-spraying” e é muito utilizado em geometrias complexas.

O método de confecção de esferas de naftaleno por molde é o mais utilizado nos experimentos de transferência de massa. O molde geralmente é feito de alumínio ou latão, e sua superfície deve ser bastante polida. O naftaleno é fundido e adicionado na forma líquida no molde por um funil e ao solidificar obtém a forma do molde.

2.6.6 Limitações da técnica de sublimação do naftaleno

GOLDSTEIN E CHO (1995) fizeram algumas observações sobre o uso da técnica de sublimação do naftaleno.

Em baixas velocidades do fluido, o tempo necessário para efetuar os experimentos deve ser muito longo para que sejam obtidas medidas precisas. Após longos tempos de experimento as variações de temperatura se tornam difíceis de serem controladas. Na prática, experimentos com durações superiores a 2 horas devem ser evitados.

Em experimentos com altas velocidades do fluido ocorre o aumento da temperatura do sistema devido ao atrito do fluido com a tubulação e acessórios da unidade experimental. Sabe-se que a pressão de vapor do naftaleno na superfície é muito sensível a variações de temperatura e, por isso, o principal problema em altas velocidades é a dificuldade de se ter uma temperatura uniforme o que produz uma pressão de vapor não uniforme na superfície da esfera. No caso de velocidades superiores a 20 m/s o fluido começa a gerar efeitos significativos na pressão de vapor do naftaleno.

Durante um experimento, a forma da amostra de naftaleno muda gradualmente devido à sublimação preferencial em alguns pontos do corpo de prova. A duração da exposição deve ser selecionada de modo a minimizar os efeitos da mudança da forma da amostra. Na prática a sublimação deve ser controlada para produzir uma redução média de 0.2 mm, que corresponde a uma perda de 0,8% no diâmetro nominal de 25,4 mm de amostra.

A temperatura do sólido de naftaleno é diferente da temperatura na corrente de ar, devido ao calor latente de sublimação do naftaleno. Para reduzir potenciais erros, a temperatura deve ser medida o mais próximo possível do sólido. Esta diferença de temperatura entre a corrente de ar e a superfície do naftaleno não é um problema para convecção forçada, no entanto para experimentos em convecção natural pode levar a desvios relevantes nos valores encontrados.

CAPÍTULO 3

MATERIAL E MÉTODOS

3.1 Material

Nesse trabalho foram utilizadas esferas de naftaleno, preparadas a partir de um molde de alumínio (Figura 3.1) em que o naftaleno, adicionado na forma líquida, solidifica-se no molde na forma esférica final. O tamanho das esferas produzidas era de aproximadamente 19 mm de diâmetro (Figura 3.2).

O naftaleno utilizado para confecção dos corpos de prova foi produzido pela empresa Vetec Química Fina. O produto possuía características físicas de um pó cristalino e branco (Tabela 3.1).

Tabela 3.1 - Especificação para o NAFTALENO P.S. emitido pelo fabricante.

Testes	Limites	Resultados
Teor	Mín. 98,5%	98,95%
Ponto de Fusão	79 – 84 ⁰ C	79,7 ⁰ C
Sulfatos (SO ₄)	Max. 0,05%	0,05%

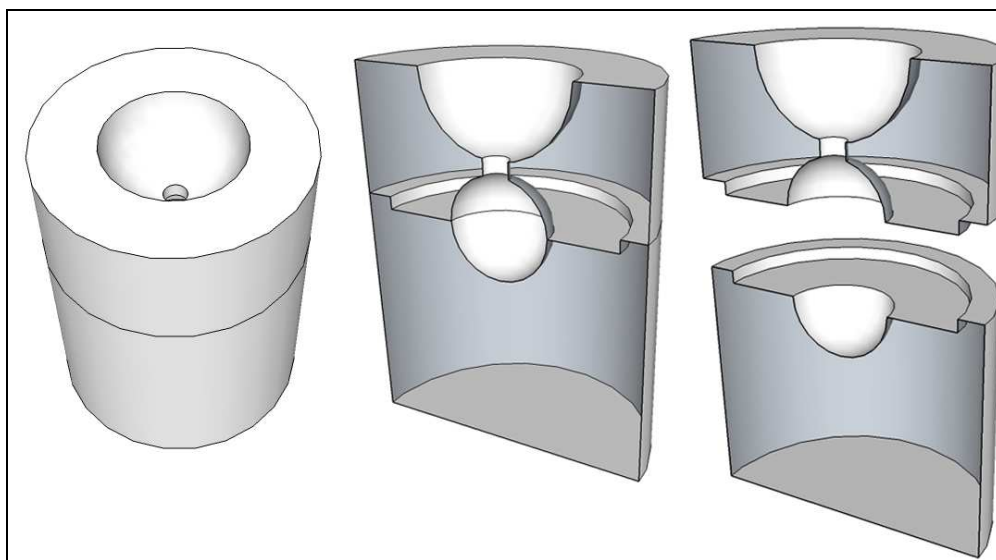


Figura 3.1 – Molde para confeccionar as esferas de naftaleno em perspectiva e em corte transversal.

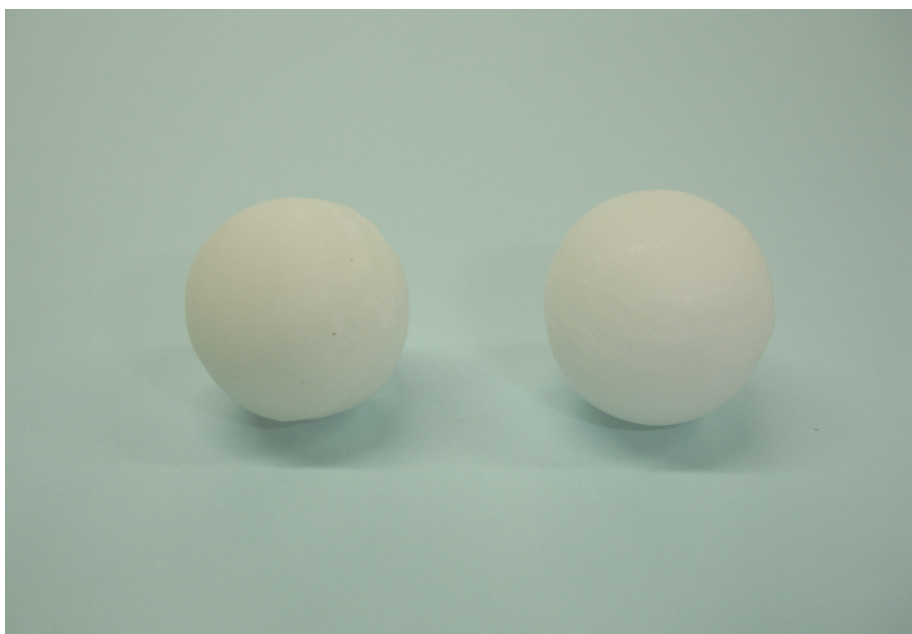


Figura 3.2 – Esferas de naftaleno produzidas pelo molde de alumínio.

Algumas das propriedades físico-químicas do naftaleno encontradas na literatura são mostradas na Tabela 3.2.

Tabela 3.2 - Propriedades físico-químicas do naftaleno (GOLDSTEIN; CHO, 1995).

Massa molecular (g/mol)	128,17
Ponto de fusão ($^{\circ}\text{C}$)	80,35
Ponto de ebulição (no ar a pressão de 1,01325 bar) ($^{\circ}\text{C}$)	217,993
Densidade do sólido a 20°C (kg/m^3)	1175
Densidade do líquido a 100°C (kg/m^3)	963

3.2 - Métodos

3.2.1- Determinação experimental do coeficiente convectivo de transferência de massa

A seguir são feitas algumas considerações de modo a explicar as hipóteses simplificadoras para o equacionamento de k_m .

a) Temperatura

Como a variação de temperatura durante todo o experimento era inferior a $0,2^{\circ}\text{C}$, foi considerado que a temperatura permaneceu constante durante todo o experimento.

b) Umidade do ar

Segundo CHO et al. (1992) o coeficiente de difusão do naftaleno no ar não é influenciado significativamente pela umidade do ar e por isso o controle desta variável não foi necessária.

c) Solubilidade do naftaleno no ar

Conforme apresentado no capítulo anterior, a solubilidade do naftaleno no ar a baixas pressões e a uma determinada temperatura foi considerada como:

$$\rho_{as} = \frac{P^v M}{RT} \quad (2.44)$$

d) Esfericidade e área superficial

A esfericidade (ϕ) de uma partícula pode ser definida como:

$$\phi = \frac{Se}{Sp} \quad (3.1)$$

em que Se é a área superficial da esfera de igual volume que a partícula e Sp é a área superficial da partícula.

Observando a Figura 3.2 percebe-se que os corpos de prova possuem um formato esférico bastante simétrico. Desta maneira, a esfericidade da partícula foi considerada igual a um, ou seja, uma esfera perfeita. Medições com um paquímetro de precisão em diversos pontos da esfera confirmaram a boa simetria do corpo de prova com diferença nos valores do diâmetro de no máximo 1%.

Assim, a área superficial do corpo de prova foi calculada como:

$$A_s = 4\pi r^2 \quad (3.2)$$

sendo r e A_s , respectivamente, o raio e a área superficial do corpo de prova.

Geralmente é utilizado o método BET para calcular a área superficial da partícula e com isso a sua esfericidade. No entanto, devido à rápida taxa de sublimação do naftaleno não foi possível a utilização deste método.

e) Apoio do corpo de prova

O corpo de prova foi fixado em uma haste metálica de modo a ficar localizado no centro da tubulação. Foi considerado que o apoio não exerceu influência nas taxas globais de transferência de massa da esfera.

f) Comprimento característico

O comprimento característico “ d_p ” utilizado no cálculo do número de Reynolds e do número de Sherwood para o caso de uma esfera isolada é o próprio diâmetro da esfera. Neste contexto, o diâmetro da esfera foi obtido com o auxílio de uma balança analítica (d_{esf}), utilizando-se da seguinte relação:

$$r_{esf} = \left(\frac{3m}{4\rho_s\pi} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (3.3)$$

ou

$$d_{esf} = 2 \left(\frac{3m}{4\rho_s\pi} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (3.4)$$

em que m é a massa do corpo de prova e ρ_s é a densidade do corpo de prova.

3.2.2 - Cálculo da densidade do corpo de prova

Para a determinação da densidade do corpo de prova (ρ_s) foi utilizado a seguinte equação:

$$\rho_s = \frac{m}{V_s} \quad (3.5)$$

em que V_s é o volume do corpo de prova.

Foram utilizados 30 corpos de prova, em que o volume era obtido por meio da medição do diâmetro utilizando-se um paquímetro (marca Starrett) e a substituição deste na equação que fornece o volume de uma esfera. Em seguida o corpo de prova era pesado em uma balança analítica de precisão. Em cada corpo de prova utilizado para a determinação da

densidade foram feitas quatro medições no diâmetro da esfera em diferentes pontos (d'_{esf1} , d'_{esf2} , d'_{esf3} , d'_{esf4}).

A densidade da partícula também poderia ser estimada por picnometria à hélio, no entanto a sublimação do naftaleno impede o uso desta técnica com precisão.

3.2.3 – Equacionamento

No presente trabalho, o coeficiente convectivo de transferência de massa foi estimado na situação em que um corpo de prova (esfera de naftaleno), contido no interior de uma tubulação, era exposto ao escoamento de ar.

Um equacionamento para a determinação experimental de k_m baseado nas hipóteses simplificadoras já discutidas é apresentado na sequência.

O coeficiente de transferência de massa pode ser expresso partindo de um balanço de massa para a esfera de naftaleno:

$$\frac{dm}{dt} = W_E - W_S \quad (3.6)$$

em que t é o tempo, W_S é a taxa de naftaleno que passa do estado sólido para o estado gasoso (sublimação), W_E é a taxa de naftaleno que passa do estado gasoso para o sólido (re-sublimação).

O fenômeno de re-sublimação do naftaleno é desprezível frente à sublimação, dessa maneira, $W_E=0$ e a Equação (3.6) pode ser expressa como:

$$\frac{dm}{dt} = -W_S \quad (3.7)$$

Baseado em conceitos de transferência de massa, a taxa de sublimação do naftaleno pode ser descrita como:

$$W_S = A_s k_m (\rho_{as} - \rho_{a\infty}) \quad (3.8)$$

Considerando a concentração média de naftaleno no ar igual a zero ($\rho_{a\infty} = 0$) e substituindo a Equação (3.8) em (3.7) tem-se:

$$A_s k_m \rho_{as} = -\frac{dm}{dt} \quad (3.9)$$

A área superficial do corpo de prova e a solubilidade do naftaleno no ar podem ser descritos como:

$$A_s = 4\pi r^2 \quad (3.2)$$

$$\rho_{as} = \frac{P^v M}{RT} \quad (2.44)$$

Substituindo as Equações (3.2) e (2.44) em (3.9) tem-se:

$$-\frac{dm}{dt} = 4\pi r^2 k_m \frac{P^v M}{RT} \quad (3.10)$$

A partir dos conceitos de densidade (Equação 3.5) e do volume da esfera (Equação 3.11) chegou-se a Equação (3.3) que é a relação entre a massa e o raio do corpo de prova.

$$V_s = \frac{4\pi r^3}{3} \quad (3.11)$$

$$r = \left(\frac{3m}{4\rho_s \pi} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (3.3)$$

Substituindo a Equação (3.3) em (3.10):

$$dm = 4\pi \left(\frac{3m}{4\rho_s \pi} \right)^{\frac{2}{3}} k_m \rho_{as} dt \quad (3.12)$$

Integrando a Equação (3.12) finalmente chega-se a:

$$k_m = \frac{RT}{tP^v M} \left[\frac{\rho_s^2 3}{4\pi} \right]^{\frac{1}{3}} (m_i^{\frac{1}{3}} - m_f^{\frac{1}{3}}) \quad (3.13)$$

Sabendo-se o valor da pressão de vapor do naftaleno (P^v) como função da temperatura, pode-se usar a Equação (3.13) para determinar o valor experimental do coeficiente convectivo global de transferência de massa, após a medição da massa do corpo de prova no início do experimento (m_i) e no final do experimento (m_f), depois de transcorrido um determinado tempo t .

3.2.4 – Adimensionalização dos resultados experimentais

Todos os dados obtidos experimentalmente foram convertidos para números adimensionais. Para o intervalo de $180 \leq Re_p \leq 380$ os valores de k_m obtidos foram adimensionalizados para o Fator J modificado (J'_D) e para o intervalo de $380 < Re_p \leq 5000$ os dados foram adimensionalizados para o fator J (J_D).

Estes números adimensionais são funções de algumas propriedades estimadas por correlações presentes na literatura. A seguir são apresentadas as equações utilizadas na adimensionalização:

- 1- Para difusividade e o número de Schmidt do naftaleno no ar, assim como, para a viscosidade cinemática do ar foram utilizadas as correlações propostas por GOLDSTEIN E CHO (1995). Todos os experimentos foram realizados na cidade de Uberlândia – MG, assim, a pressão atmosférica utilizada nos cálculos destas correlações foi de 92300 Pa (informação obtida com a Faculdade de Engenharia Química da Universidade Federal de Uberlândia).
- 2- Para a pressão de vapor do naftaleno foi utilizada a Equação de AMBROSE et. al (1979).

3.2.5 – Procedimento experimental

A Figura 3.3 mostra uma representação esquemática da unidade experimental que consistia basicamente de um soprador centrífugo de 7,5 CV, um anemômetro de fio quente acoplado ao sistema, um *by-pass* para controlar o fluxo de ar, uma tubulação de PVC de 150 mm de diâmetro com cerca de 2 metros de comprimento e conectada a duas curvas longas de 90° .

O experimento consistia no acompanhamento da redução da massa de uma esfera de naftaleno contida no interior de uma tubulação, submetida a diferentes condições de escoamento ($180 \leq Re_p \leq 5000$ e $2,26 \leq Sc \leq 2,27$). Foram obtidos 24 pontos experimentais com três replicas, perfazendo um total de 72 experimentos realizados.

O atrito do ar com as pás da hélice do soprador e com a tubulação causava um aumento na temperatura da unidade experimental. Dessa maneira, os testes se iniciavam quando a temperatura se estabilizava, o que geralmente acontecia após 20 minutos.

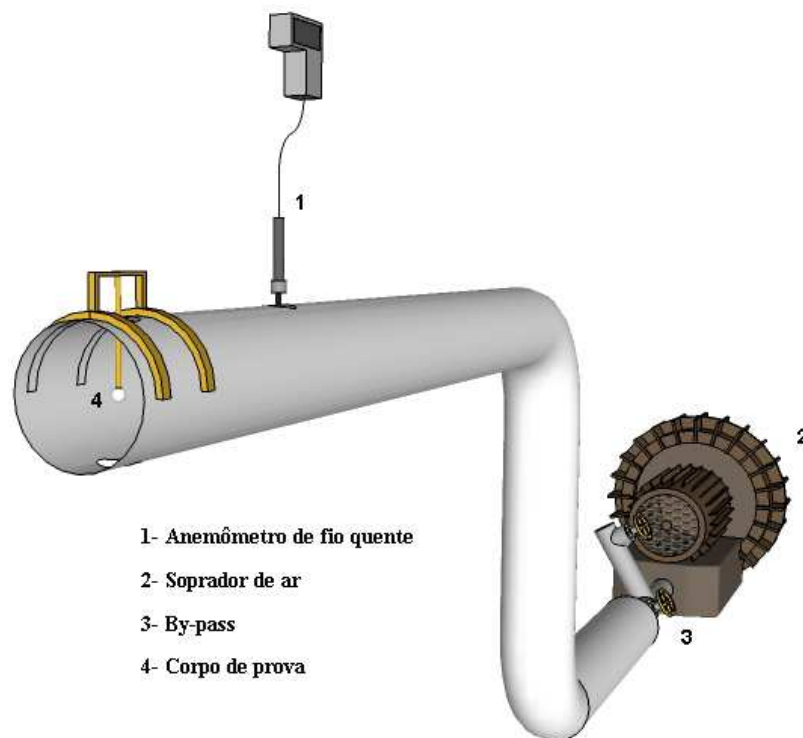


Figura 3.3 - Unidade experimental.

Para baixos números de Reynolds ($Re_p < 1000$) as medidas foram realizadas nos tempos entre 28 a 40 minutos e para $1000 \leq Re_p \leq 5000$ os testes foram realizados nos tempos de 20 a 30 minutos. Não foi realizado nenhum experimento com tempos superiores a 40 minutos, devido à dificuldade do controle de temperatura por um período de tempo elevado.

A duração dos experimentos foi estipulada de modo a obter uma variação no diâmetro do corpo de prova de pelo menos 0,7% e de no máximo 2%. A massa das esferas de naftaleno utilizada no início de cada experimento variou de 2,38 – 3,42 g, o que fornecia um diâmetro do corpo de prova de aproximadamente de 1,65 a 1,86 cm, respectivamente.

CAPÍTULO 4

RESULTADOS E DISCUSSÃO

4.1 Caracterização do corpo de prova

Para a determinação do coeficiente convectivo de transferência de massa foi necessário estimar a densidade da esfera formada pelo molde.

O resultado do desvio padrão e do coeficiente de variação para os 30 valores de ρ_s calculados (Tabela 4.1) mostram que a dispersão dos dados de densidade foi pequena. Isso significa que a porosidade interna das esferas confeccionadas a partir do molde era constante. Desta maneira, a média aritmética para a densidade do corpo de prova de naftaleno sólido ($\rho_s=1,019 \text{ g/cm}^3$) pode ser utilizada com boa confiança nos cálculos de k_m . Os resultados experimentais completos para a determinação da densidade do corpo de prova podem ser observados no Apêndice A.

Tabela 4.1 – Média e desvio padrão dos valores estimados para a densidade do naftaleno sólido.

Número de observações	Média de ρ_s (g/cm^3)	Desvio padrão (g/cm^3)	Coeficiente de variação
30	1,019	0,012	1,19%

O histograma de frequência dos valores calculados para ρ_s é mostrado na Figura (4.1). Pode-se observar que o histograma segue uma tendência de uma população normalmente distribuída. Dessa maneira, o teste t de Student pode ser utilizado. O intervalo de confiança para a média em um nível de significância de 0,05 (nível de confiança de 95%) é mostrado na Tabela 4.2:

Tabela 4.2 - Intervalo de confiança para a média em um nível de significância de 0,05.

$1,014 \leq \rho_s \leq 1,023 \text{ g/cm}^3$	$\rho_s = 1,019 \pm 0,0045 \text{ g/cm}^3$
---	--

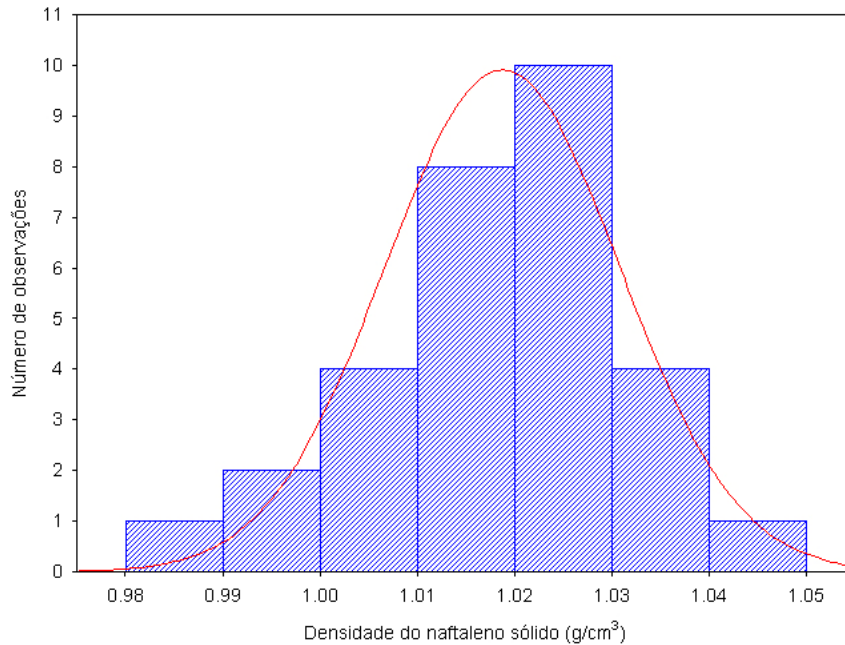


Figura 4.1 – Histograma de frequência da densidade do naftaleno sólido.

A Tabela 4.3 compara a diferença entre a densidade do corpo de prova (ρ_s), com a densidade do naftaleno sólido fornecida pela literatura (ρ_{SL}). Foi verificada uma diferença de 15,3%, entre as densidades. Esta variação pode ser explicada pela existência de porosidade interna no sólido formado pelo molde, tornando $\rho_s < \rho_{SL}$.

Tabela 4.3 – Avaliação da densidade do corpo de prova

ρ_s (g/cm³)	ρ_{SL} (g/cm³)	Desvio relativo experimental
1,019	1,175	15,3%

4.2 Análise dos pontos experimentais

Para um melhor ajuste da curva em relação aos pontos experimentais, e também, para uma melhor comparação dos resultados do presente trabalho com outras correlações empíricas da literatura, a adimensionalização dos resultados foi dividida em duas partes. Para o intervalo de $180 \leq Re_p < 380$ os valores de k_m obtidos foram adimensionalizados para o Fator J modificado (J'_D) e para o intervalo de $380 < Re_p < 5000$ os dados foram adimensionalizados para o fator J (J_D), sendo que, os resultados experimentais completos encontram-se no Apêndice B.

4.2.1 Experimentos para baixos números de Reynolds ($180 \leq Re_p < 380$)

Os valores de k_m obtidos experimentalmente para as três réplicas no intervalo de $180 \leq Re_p \leq 380$ foram adimensionalizados para o Fator J modificado (Figura 4.2).

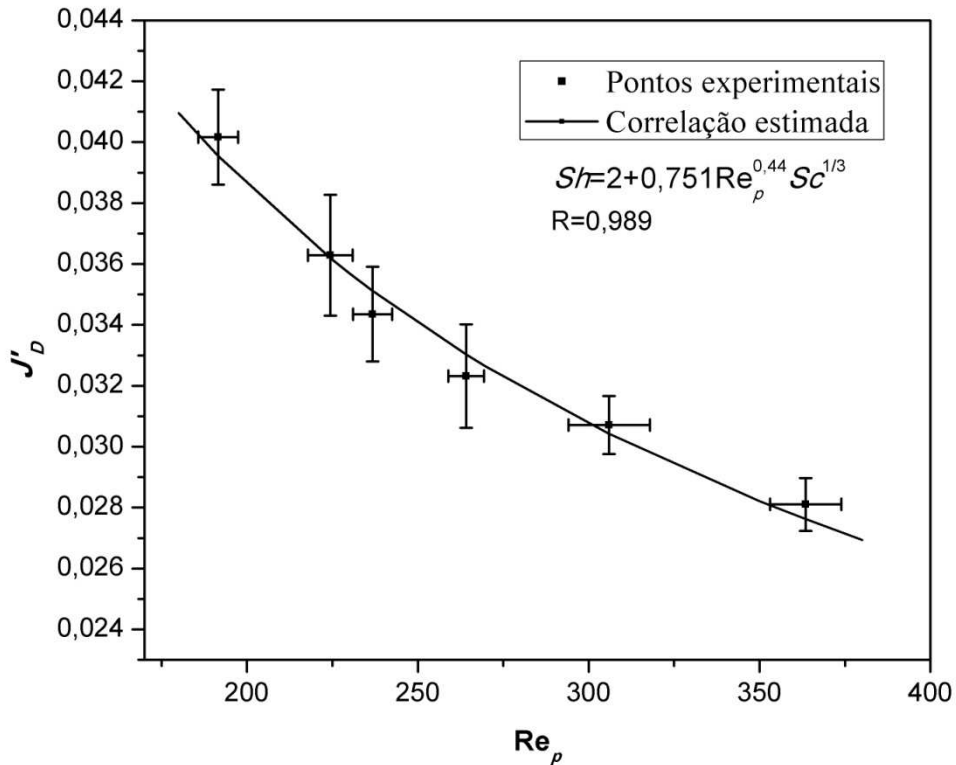


Figura 4.2 – Curva que ajusta os pontos experimentais para a faixa de $180 \leq Re_p \leq 380$.

A curva que ajustou os pontos experimentais (Figura 4.2) fornece as constantes (m e C) da Equação (2.35). Os parâmetros “ m ” e “ C ” foram estimados utilizando o software Statistica 7.0. Os resultados dos parâmetros e do coeficiente de correlação (R) são mostrados na Tabela 4.4.

Tabela 4.4 – Constantes que ajustam a curva aos pontos experimentais para o Fator J modificado para a faixa de $180 \leq Re_p \leq 380$.

C	m	R
0,751	0,440	$R = 0,989$

O coeficiente de correlação (R) acima de 0,98 mostrou o bom ajuste da curva aos pontos experimentais. A partir dos parâmetros estimados presentes na Tabela 4.4 chegou-se a seguinte correlação de transferência de massa:

$$J'_D = 0,751 Re_p^{-0,56} \quad (4.1)$$

ou

$$Sh_p = 2 + 0,751 Re_p^{0,44} Sc^{1/3} \quad (4.2)$$

a correlação é válida para o ar em escoamento sobre superfícies esféricas com número de Reynolds variando de $180 \leq Re_p \leq 380$.

A figura 4.3 mostra os valores residuais em função dos valores preditos para o fator J modificado (J'_D).

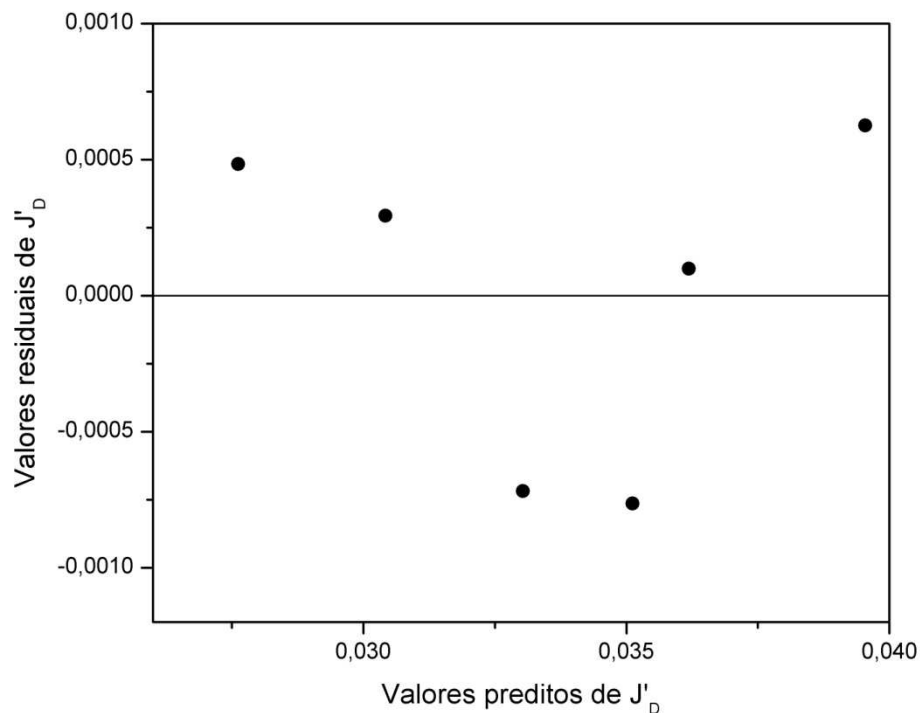


Figura 4.3 – Valores residuais em função dos valores preditos para o Fator J modificado para a faixa de $180 \leq Re_p \leq 380$.

Observando a Figura 4.3 verifica-se que os dados não são tendenciosos, assim, pode-se dizer que os dados obtidos foram satisfatórios, ou seja, não havia variáveis influenciando na resposta que não foram consideradas no equacionamento.

A correlação estimada foi comparada com outras correlações da literatura (Tabela 4.5). Conforme observado na Figura 4.4, as correlações de FROESSLING (1938) e de HSU et al. (1954) mostraram boa concordância com os dados experimentais do presente trabalho. Já a correlação de ROWE et al. (1965) não apresentou resultados similares. Esta diferença pode ser explicada pelo estudo de YOVANOVICH E VANOVERBEKE (1988), que examinaram o

trabalho de ROWE et al. (1965) e concluíram que em seus pontos a existência de convecção natural não foi descontada.

Tabela 4.5 – Correlações da literatura utilizadas para comparação com os resultados experimentais para a faixa de $180 \leq Re_p \leq 380$.

Correlação	Faixa de validade	Autor
$Sh_p = 2 + 0,751 Re_p^{0,44} Sc^{1/3}$	$180 \leq Re_p \leq 380$ Fluido: Ar	Presente Trabalho
$Sh_p = 2 + 0,552 Re_p^{0,5} Sc^{1/3}$	$2 \leq Re_p \leq 800$ Fluido: Ar	Froessling (1938)
$Sh_p = 2 + 0,544 Re_p^{0,5} Sc^{1/3}$	$50 \leq Re_p \leq 350$ Fluido: Ar	Hsu et al. (1954)
$Sh_p = 2 + 0,69 Re_p^{0,5} Sc^{1/3}$	$20 \leq Re_p \leq 2.000$ Fluido: Ar	Rowe et al. (1965)

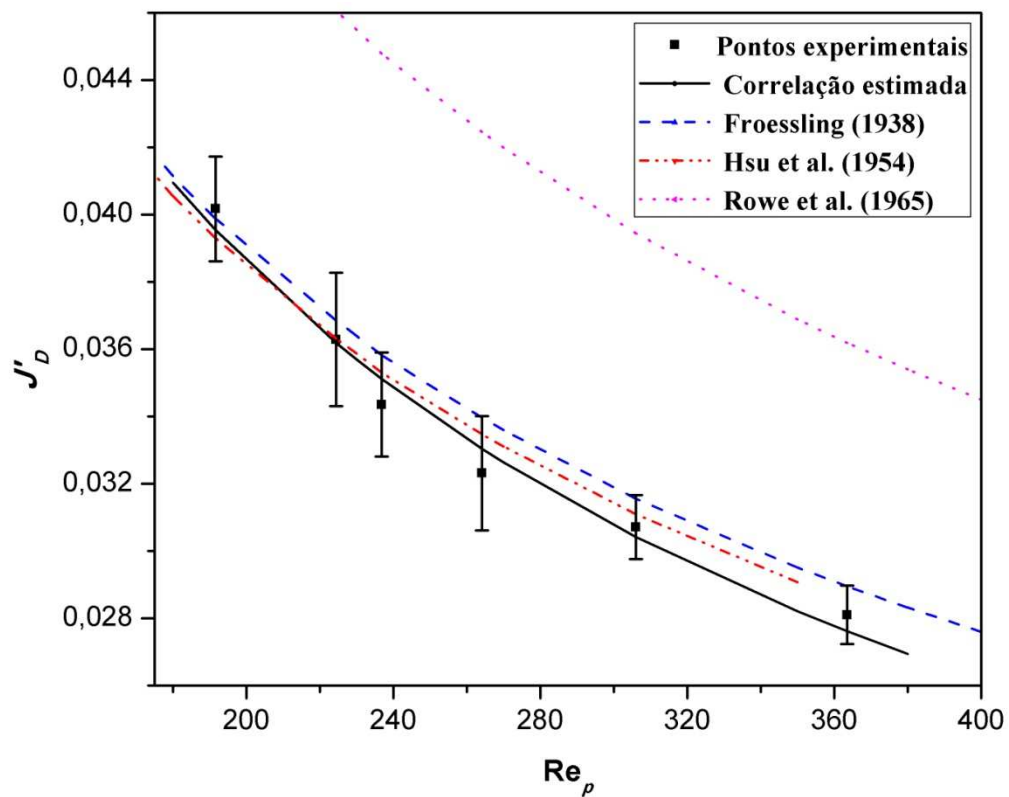


Figura 4.4 - Comparação entre a correlação estimada pelo presente trabalho com outras correlações existentes na literatura para a faixa de $180 \leq Re_p \leq 380$.

Para uma melhor avaliação da diferença entre as correlações, a Figura 4.5 mostra o desvio relativo experimental em relação à correlação estimada pelo presente trabalho. Pode-se observar que os desvios da correlação de HOWE et al. (1954) passaram dos 30% enquanto que as correlações de FROESSLING (1938) e HSU et al. (1954) obtiveram desvios da ordem de 3%.

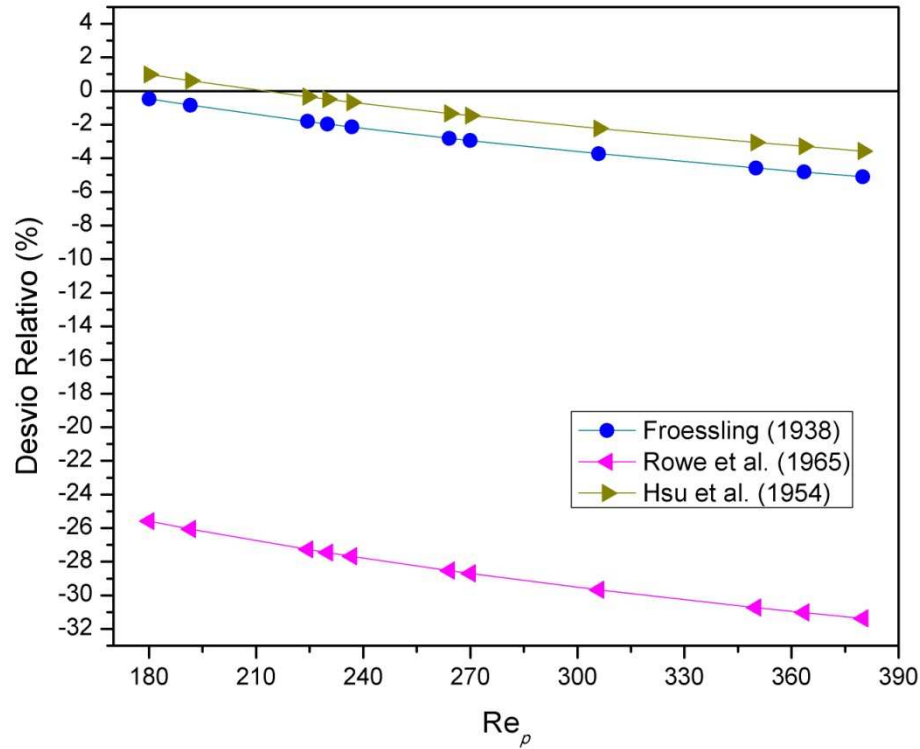


Figura 4.5 Desvio relativo experimental entre a correlação estimada e algumas correlações da literatura.

4.2.2 Experimentos para valores medianos do número de Reynolds ($380 < Re_p \leq 5000$)

Os valores de k_m obtidos experimentalmente para as três réplicas no intervalo de $380 < Re_p \leq 5000$ foram adimensionalizados para o Fator J utilizando a Equação (2.37):

$$J_D = \frac{Sh}{Re_p Sc^{1/3}} = C Re_p^{m-1} \quad (2.37)$$

Conforme esperado, J_D como função do número de Reynolds descreveu a tendência não linear apresentada na Figura 4.6.

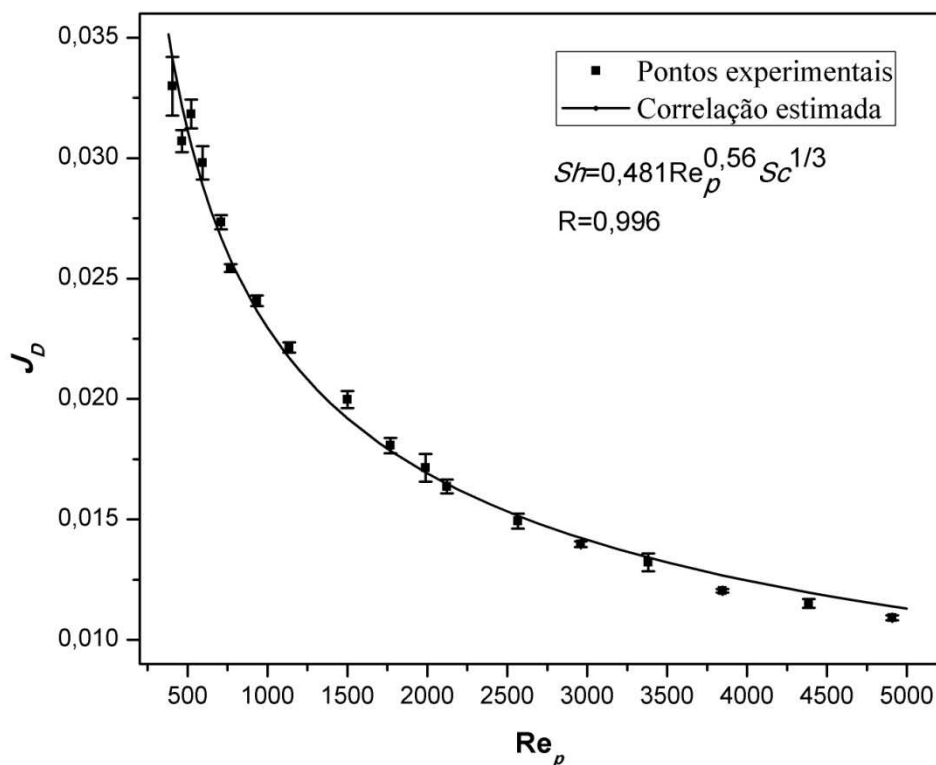


Figura 4.6 - Curva que ajusta os pontos experimentais para a faixa de $380 < Re_p \leq 5000$.

Analisando a Figura 4.6 pode-se observar que a precisão dos pontos aumenta à medida que o número de Reynolds aumenta. Isto pode ser explicado, pois para baixas velocidades do fluido (baixos Reynolds) o Fator J é muito sensível a variação do número de Reynolds tornando o desvio padrão das réplicas maior quando comparados a números de Reynolds maiores.

A curva que ajusta os pontos experimentais fornece as constantes (m e C) da Equação (2.37). As constantes “ m ” e “ C ”, foram estimadas utilizando o software Statistica 7.0. Os resultados dos parâmetros e do coeficiente de correlação (R) são mostrados na Tabela 4.6.

Tabela 4.6 - Constantes que ajustam a curva aos pontos experimentais para o Fator J para a faixa de $380 < Re_p \leq 5000$.

C	m	R
0,481	0,560	0,996

O coeficiente de correlação (R) acima de 0,99 mostrou o bom ajuste da curva aos pontos experimentais. A partir das constantes estimadas (Tabela 4.6), chegou-se a seguinte correlação de transferência de massa:

$$J_D = 0,481 \text{Re}_p^{-0,44} \quad (4.3)$$

ou

$$Sh_p = 0,481 \text{Re}_p^{0,56} Sc^{1/3} \quad (4.4)$$

a correlação é válida para o ar em escoamento sobre superfícies esféricas com número de Reynolds variando de $380 < \text{Re}_p \leq 5000$.

O gráfico dos valores residuais em função dos valores preditos para o fator J (J_D) pode ser observado na Figura 4.7:

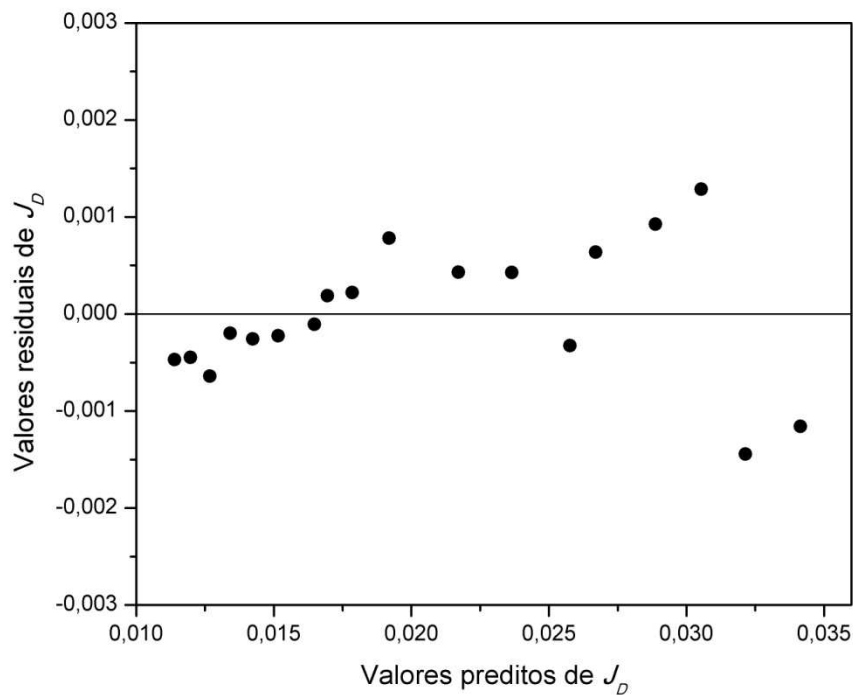


Figura 4.7 – Valores residuais em função dos valores preditos para o Fator J para a faixa de $380 < \text{Re}_p \leq 5000$.

Observando a Figura 4.7 verifica-se que os dados não são tendenciosos e com isso pode-se dizer que os valores obtidos experimentalmente foram satisfatórios, ou seja, não havia variáveis influenciando na resposta que não foram consideradas no equacionamento.

A correlação estimada foi comparada com outras correlações da literatura. Dentre as correlações analisadas, quatro se encaixaram em condições próximas a faixa estudada ($380 < \text{Re}_p \leq 5000$) conforme mostra Tabela 4.7:

Tabela 4.7 – Correlações da literatura utilizadas para comparação com os resultados experimentais para a faixa de $380 < Re_p \leq 5000$.

Correlação	Faixa de validade	Autor
$Sh_p = 0,481 Re_p^{0,56} Sc^{1/3}$	$380 < Re_p \leq 5000$ Fluido: Ar	Presente Trabalho
$Sh_p = 0,692 Re_p^{0,514} Sc^{1/3}$	$500 \leq Re_p \leq 5.000$ Fluido: Ar	Pasternak e Gauvin (1960)
$Sh_p = 0,33 Re_p^{0,6} Sc^{1/3}$	$1500 \leq Re_p \leq 12000$ Fluido: Ar	Evnochides e Thodos (1961)
$Sh_p = 0,74 Re_p^{0,5} Sc^{1/3}$	$130 \leq Re_p \leq 6000$ Fluido: Ar	Skelland e Cornish (1963)
$Sh_p = (0,51 Re_p^{0,5} + 0,02235 Re_p^{0,78}) Sc^{1/3}$	$200 \leq Re_p \leq 200.000$ Fluido: Ar	Lee e Barrow (1968)

Conforme observado na Figura 4.8, todas as correlações analisadas mostraram boa concordância com os dados experimentais do presente trabalho. No entanto, as correlações empíricas de Lee e Barrow (1968) e de Evnochides e Thodos (1961) mostraram melhores resultados para números de Reynolds acima de 3000.

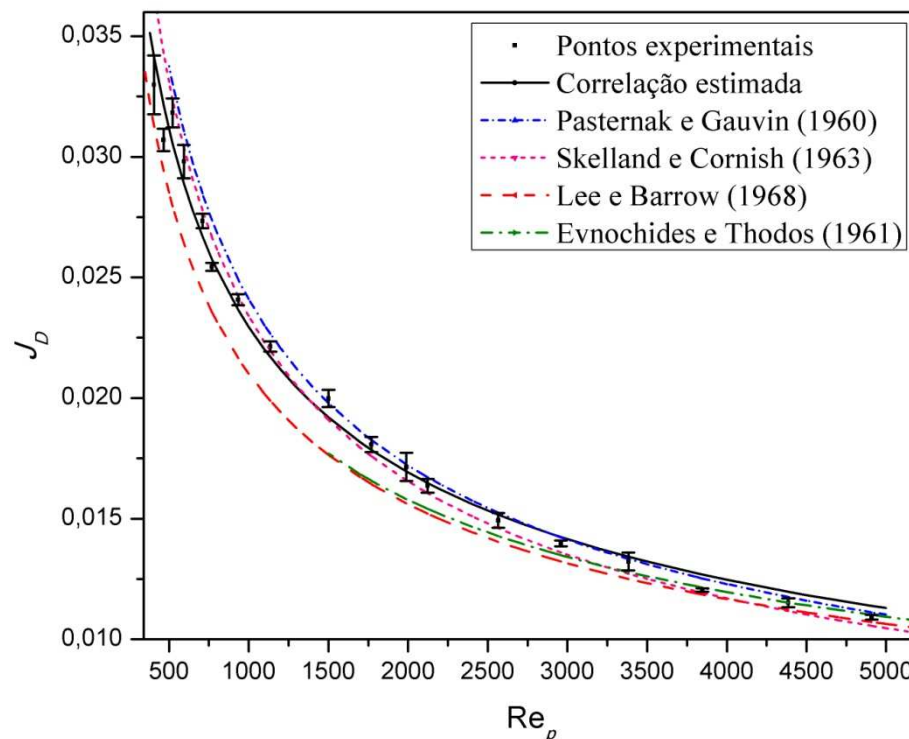


Figura 4.8 – Comparação entre a correlação estimada pelo presente trabalho com outras correlações existentes na literatura para a faixa de $380 < Re_p \leq 5000$.

Para uma melhor avaliação da diferença entre as correlações a Figura 4.9 apresenta o desvio relativo experimental em relação à correlação estimada pelo presente trabalho. Pode-se observar que os desvios das correlações de PASTERNAK E GAUVIN (1960) e SKELLAND E CORNISH (1963) ficaram em torno de 5%. As correlações de EVNOCHIDES E THODOS (1961) e LEE E BARROW (1968) os desvios relativos ficaram respectivamente em torno de 6% e 7%.

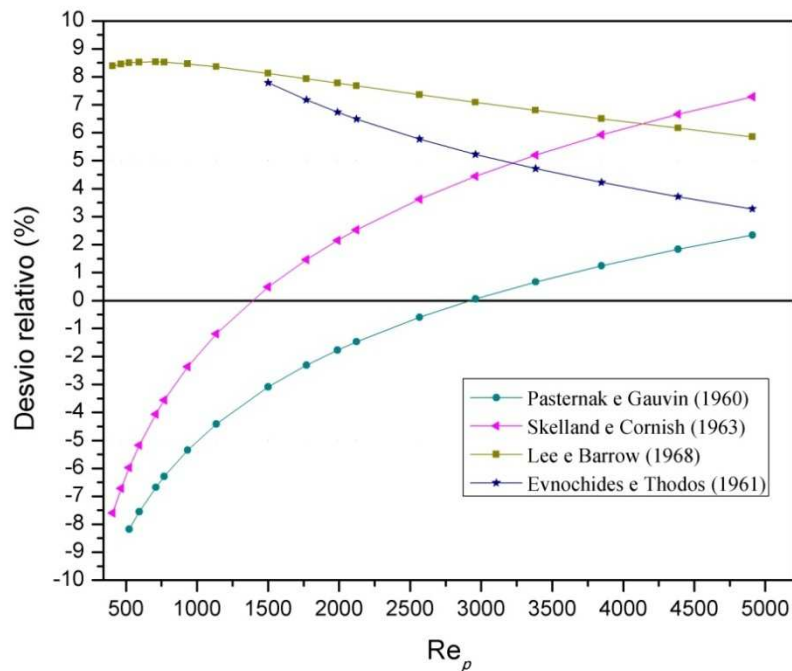


Figura 4.9 - Desvio relativo experimental entre a correlação estimada e algumas correlações da literatura para a faixa de $380 < Re_p \leq 5000$.

4.3 Analogia entre os transportes de calor e massa

No presente trabalho a analogia entre os transportes de calor e massa proposta COLBURN (1933) e CHILTON E COLBURN (1934) ($J_D = J_H$) foi testada para o caso da esfera isolada.

4.3.1 Avaliação da analogia de Chilton-Colburn para esferas no intervalo de $180 \leq Re_p \leq 380$

A correlação estimada pelo presente trabalho para baixos números de Reynolds foi comparada com a correlação empírica de Youge (1960) (Tabela 4.8). Conforme observado nas Figuras 4.10 e 4.11, a correlação testada apresentou resultados similares com os dados experimentais do presente trabalho, confirmando a possibilidade de utilização da analogia de Chilton-Colburn para o ar passando por corpos esféricos na faixa de $180 \leq Re_p \leq 380$.

Tabela 4.8 - Correlações de transferência de calor e massa para a geometria esférica utilizadas na avaliação da analogia de Chilton-Colburn para o intervalo de $180 \leq Re_p \leq 380$.

Correlação	Faixa de validade	Autor
$Sh_p = 2 + 0,751 Re_p^{0,44} Sc^{1/3}$	$180 \leq Re_p \leq 380$ Fluido: Ar	Presente Trabalho
$Nu_p = 2 + 0,551 Re_p^{0,5} Pr^{1/3}$	$10 \leq Re_p \leq 1800$ Fluido: Ar	Yuge (1960)

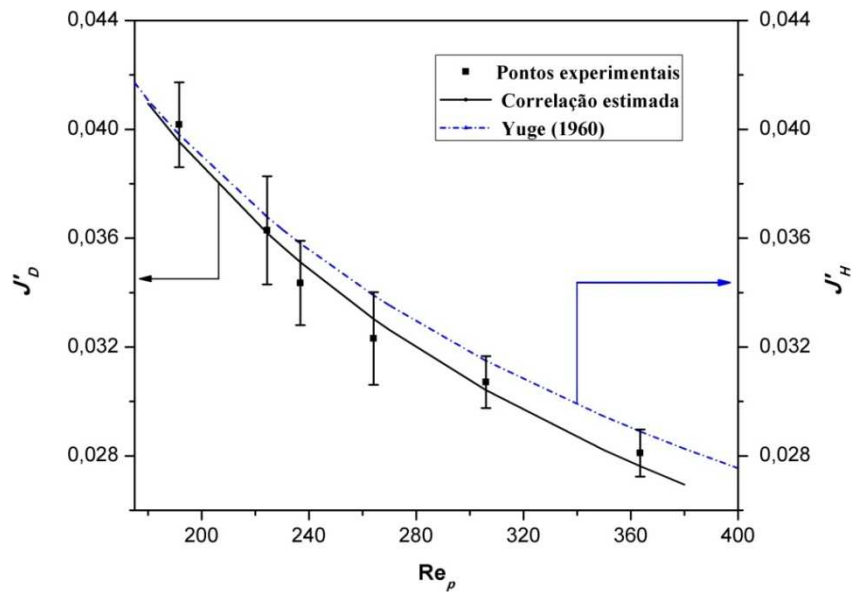


Figura 4.10 – Comparação entre a correlação estimada e a correlação de Yuge (1960) para a faixa de $180 \leq Re_p \leq 380$.

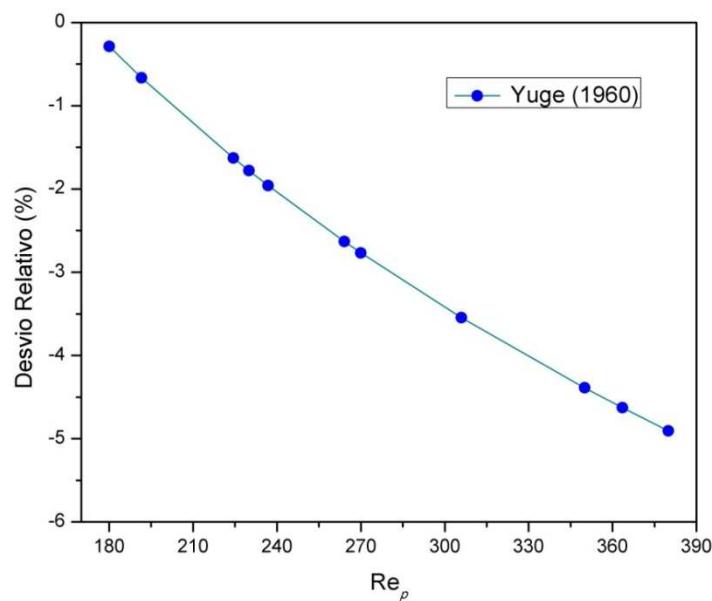


Figura 4.11 - Desvio relativo experimental entre a correlação estimada e a correlação de YUGE (1960) para a faixa de $180 \leq Re_p \leq 380$.

4.3.2 Avaliação da analogia de Chilton-Colburn para esferas no intervalo de $1500 < Re_p \leq 5000$

A correlação estimada pelo presente trabalho para valores medianos do número de Reynolds foi comparada com a correlação empírica para a transferência de calor de EVNOCHIDES e THODOS (1961) (Tabela 4.9). Conforme observado nas Figuras 4.12 e 4.13, a correlação testada apresentou resultados similares com os dados experimentais do presente trabalho (desvio relativo experimental da ordem de 2%). Neste contexto, também foi confirmada a utilização da analogia de Chilton-Colburn ($J_D = J_H$) para o ar passando por corpos esféricos na faixa de $1500 \leq Re_p \leq 5000$.

Tabela 4.9 – Correlações de transferência de calor e massa para a geometria esférica utilizadas na avaliação da analogia de Chilton-Colburn para o intervalo de $1500 \leq Re_p \leq 5000$.

Correlação	Faixa de validade	Autor
$Sh_p = 0,481 Re_p^{0,56} Sc^{1/3}$	$380 < Re_p \leq 5000$ Fluido: Ar	Presente Trabalho
$Nu_p = 0,35 Re_p^{0,6} Pr^{1/3}$	$1500 \leq Re_p \leq 12000$ Fluido: Ar	Evnochides e Thodos (1961)

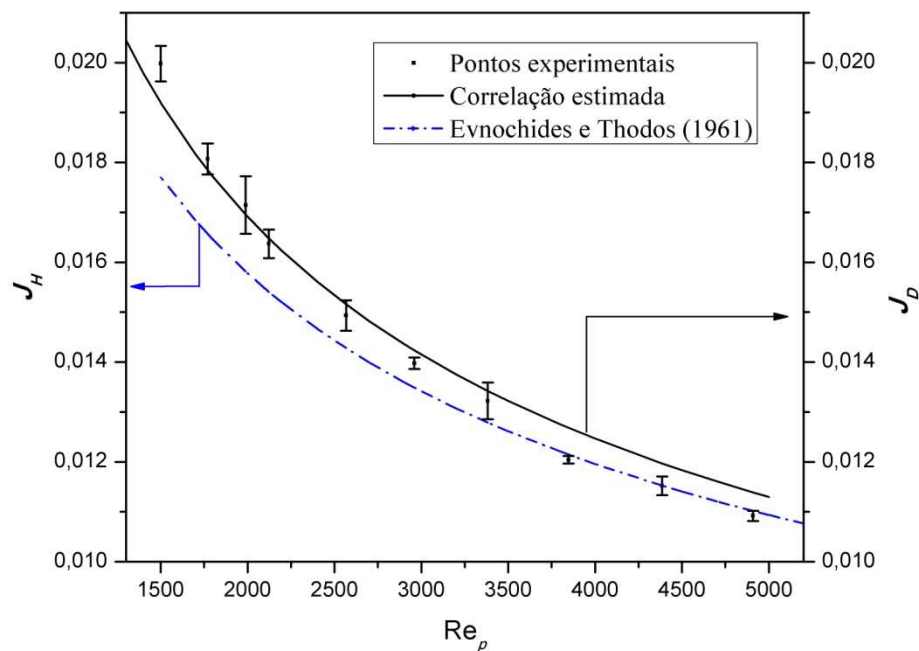


Figura 4.12 – Comparação entre a correlação estimada pelo presente trabalho com a correlação de EVNOCHIDES e THODOS (1961) na faixa de $1500 \leq Re_p \leq 5000$.

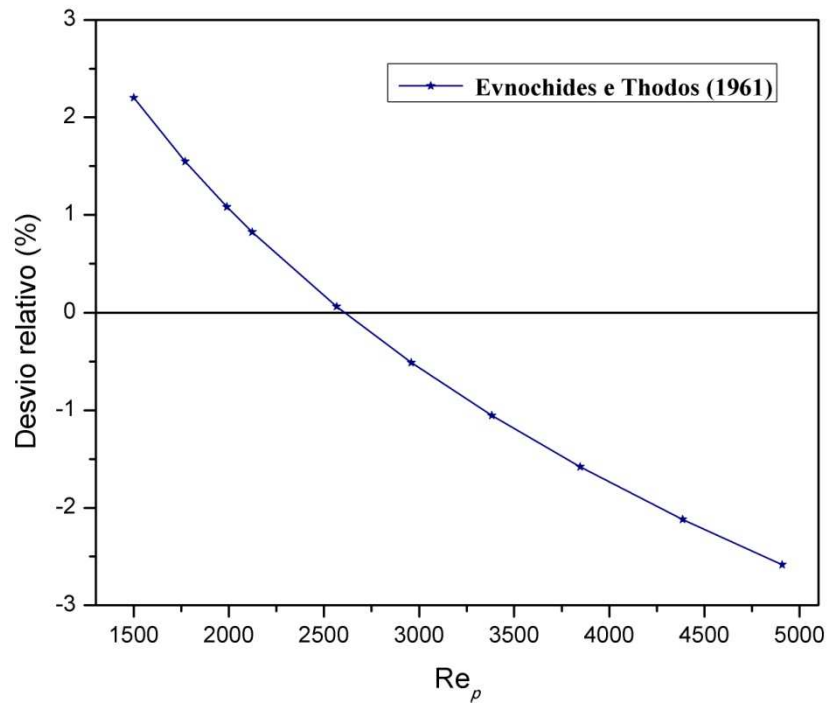


Figura 4.13 - Desvio relativo experimental entre a correlação estimada e a correlação de EVNOCHIDES E THODOS (1961) para a faixa de $1500 \leq Re_\rho \leq 5000$.

CAPÍTULO 5

CONCLUSÕES

Neste trabalho, o coeficiente convectivo de transferência de massa (k_m) foi determinado experimentalmente na situação em que o corpo de prova (esfera de naftaleno) era submetido a diferentes condições de escoamento.

Foram propostas duas correlações convectivas para geometria esférica. Sendo uma estimada no intervalo de $180 \leq Re_p \leq 380$, e a outra correlação estimada na faixa de $380 < Re_p < 5000$. O coeficiente de correlação (R) mostrou-se próximo de um em ambas as correlações mostrando o bom ajuste da curva aos pontos experimentais.

A utilização da técnica de sublimação do naftaleno mostrou-se indicada na determinação de coeficientes convectivos, chegando a resultados com baixo desvio entre as réplicas.

Entre as correlações analisadas a equação proposta ROWE et al. (1965) não mostrou boa concordância com o presente trabalho, com desvios relativos acima de 20%. No entanto, as correlações de PASTERNAK E GAUVIN (1960), SKELAND E CORNISH (1963), FROESSLING (1938), HSU et al. (1954), EVNOCHIDES E THODOS (1961) e LEE E BARROW (1968) mostraram-se similares com os resultados empíricos deste trabalho.

Correlações convectivas de transferência de calor também foram comparadas com as correlações propostas pelo presente trabalho. Os resultados confirmaram a validade da analogia entre os transportes de calor e massa proposta por COLBURN (1993) e CHILTON E COLBURN (1934) para o caso da geometria esférica.

Sugestões para trabalhos futuros

- ✓ Estimar experimentalmente o coeficiente convectivo de transferência de massa para número de Reynolds não estudados no presente trabalho, ou seja, $Re_p > 5000$ ou $Re_p < 180$.
- ✓ Estudar a transferência de massa em outros tipos de fluidos (água, fluidos não-newtonianos, etc).
- ✓ Analisar a influência da intensidade de turbulência no coeficiente convectivo de transferência de massa.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ABBOTT, M.M.; SMITH, J.M.; VAN NESS, H.C. Introdução à Termodinâmica da Engenharia Química, 5ª edição, LTC, Rio de Janeiro, 2000.
- AMBROSE, D.; LAWRENSON, I.J.; SPRAKE, C.H.S. The vapor pressure of naphthalene, Journal Chemical Thermodynamics, vol. 7 p. 1173-1176, 1975.
- BIRD R. B.; STEWART W. E.; LIGHTFOOT E. N., Fenômenos de Transporte, 2 ed. LTC – Livros Técnicos Científicos Editora S.A., 2002.
- CHILTON, T.H.; COLBURN, A.P. Mass Transfer (Absorption) Coefficients Prediction from Data on Heat Transfer and Fluid Friction, Industrial and Engineering Chemistry, Vol. 26, p. 1183-1187, 1934.
- COLBURN, A.P. A method of correlating forced convection heat transfer data and a comparison with fluid friction. Transactions of the American Institute of Chemical Engineers, Vol. 29, p. 174-210, 1933.
- CREMASCO, M.A., Fundamentos de Transferência de Massa, Coleção Livro-Texto, Editora da Unicamp, 2008.
- CREMASCO, M.A.; TONON, L.M. Determinação Experimental de Coeficientes de Transferência de Massa, Resumo dos trabalhos do X Congresso Interno de Iniciação Científica da UNICAMP, 2002.
- CHO, K.; IRVINE, T.F; KARNI, J. Measurement of the diffusion coefficient of naphthalene into air, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 35, N^o4, p. 957-966, 1992.
- CUSSLER, E.L. Diffusion: Mass Transfer in Fluid Systems, 2nd ed., Cambridge University Press, 1997.
- EVNOCHIDES, S.; THODOS, G. Simultaneous Mass and Heat Transfer in the Flow of Gases Past Single Spheres, A.I.Ch.E Journal, v. 7, p. 78-80, 1961.
- FOGLER, H. S. Elementos de Engenharia das Reações Químicas, 3ª Ed, Livros Técnicos e Científicos Editora S.A., 2002.
- FOX, R. W.; MCDONALD. A. T. Introdução à Mecânica dos Fluidos, 4ª Ed, Livros Técnicos e Científicos Editora S.A., 1998.
- GARNER, F.H.; SUCKLING, R.D., Mass Transfer from a Soluble Solid Sphere, A.I.Ch.E Journal, v. 4, p. 114-124, 1958
- GOLDSTEIN, R.J.; CHO, H.H., A review of mass transfer measurements using naphthalene sublimation, Experimental Thermal and Fluid Science, v. 10, p. 416–434, 1995.
- HOLMAN, J.P. Heat Transfer, 6ª Ed, McGraw-Hill, New York, 1986.

- LEE, K.; BARROW, H., Transport Processes in Flow Around a Sphere with Particular Reference to the Transfer of Mass, Int. J. Heat Mass Transfer, v. 11, p. 1013-1026, 1968.
- LIMA, D. R.; ATAÍDE, C. H.; OLIVEIRA, D. T.; CREMASCO, M. A., Estudo do coeficiente convectivo de transferência de massa para geometria cilíndrica. Anais do II COBEQ-IC, p. 349-352, 1997.
- MELISSARI, B.; ARGYROPOULOS, S.A. Development of a heat transfer dimensionless correlation for spheres immersed in a wide range of Prandtl number fluids, Int. J. of Heat and Mass Transfer, Vol. 48 pp. 4334-4341, 2005.
- PASTERNAK, I.S.; GAUVIN, W.H. Turbulent Heat and Mass Transfer from Stationary Particles, The Canadian Journal of Chemical Engineering, p. 35-42, 1960.
- PESSOA FILHO, J.B. Utilização da técnica de sublimação de naftaleno na determinação de coeficientes globais de transferência de calor por convecção natural, Dissertação de Mestrado, Instituto Tecnológico de Aeronáutica, ITA, Brasil. 1988.
- RICHARDSON, J.F.; HARKER, J. H. Particle technology and separation processes, in Chemical Engineering, Vol. II, 5th ed., Elsevier Science, 2002.
- REFAI AHMED, G.; YOVANOVICH, M.M. Approximate Analytical Solution of Forced Convection Heat Transfer From Isothermal Spheres for All Prandtl Number, Trans. ASME, Vol. 116, p. 839-943, 1994.
- ROWE, P. N.; CLAXTON K. T.; LEWIS J. B. Heat and Mass Transfer from a Single Sphere in an Extensive Flowing Fluid, Trans. Instn Chem. Engrs, Vol. 43, p. T14-T31, 1965.
- SKELLAND, A.H.P.; CORNISH, A.R.H., Mass transfer from spheroids to an air stream, A.I.Ch.E Journal, Vol. 9, p. 73-76, 1963.
- SKELLAND, A.H.P. Diffusional mass transfer, Nova York: John Wiley, 1974.
- WELTY, J.R.; WICKS, C., WILSON, R. Fundamentals of momentum, heat and mass transfer. 3 ed. Singapore: John Wiley, 1983.
- WHITAKER, S. Forced Convection Heat Transfer Correlations for Flow in Pipes, Past Flat Plates, Single Cylinders, Single Spheres, and for Flow in Packed Beds and Tube Bunfles, AIChE Journal, Vol. 18, p. 361-371, 1972.
- YOVANIVICH, M.M.; VANOVERBEKE, C.A., Combined Natural and Forced Convection Heat Transfer from Isothermal Spheres, AIAA Paper N° 88-2618, 1988.
- YUGE, T. Experiments on Heat Transfer From Spheres Including Combined Natural Convection, ASME Journal of Heat Transfer, Vol. 82, p. 214-220, 1960.

APÊNDICE A

RESULTADOS EXPERIMENTAIS PARA A DETERMINAÇÃO DA DENSIDADE DO CORPO DE PROVA

Tabela Apêndice A1 - Valores experimentais para a determinação da densidade do corpo de prova.

d'_{esf1} (mm)	d'_{esf2} (mm)	d'_{esf3} (mm)	d'_{esf4} (mm)	d'_{esf} médio (cm)	m (g)	V_S (cm ³)	ρ_S (g/cm ³)
16,86	16,86	16,87	16,86	1,686	2,583	2,510	1,030
16,71	16,74	16,76	16,73	1,673	2,520	2,454	1,027
16,62	16,62	16,63	16,68	1,664	2,456	2,411	1,018
15,99	16,00	15,98	15,98	1,600	2,157	2,140	1,008
16,80	16,80	16,81	16,82	1,681	2,541	2,490	1,022
16,57	16,57	16,58	16,56	1,657	2,424	2,382	1,017
18,00	18,00	17,99	17,97	1,799	3,127	3,048	1,0256
17,69	17,70	17,7	17,68	1,770	2,996	2,900	1,033
17,44	17,44	17,43	17,45	1,744	2,866	2,777	1,032
16,29	16,33	16,31	16,31	1,631	2,320	2,272	1,021
16,18	16,28	16,28	16,18	1,623	2,263	2,238	1,011
16,03	16,03	16,05	16,03	1,603	2,201	2,159	1,020
17,36	17,34	17,38	17,37	1,736	2,800	2,740	1,022
16,94	17,15	17,14	17,15	1,710	2,695	2,616	1,030
16,94	16,96	16,97	16,94	1,695	2,592	2,551	1,016
16,06	16,05	16,10	16,05	1,606	2,169	2,171	0,999
15,90	15,91	15,88	15,89	1,589	2,075	2,103	0,987
15,75	15,74	15,73	15,75	1,574	2,041	2,043	0,999
16,76	16,77	16,78	16,77	1,677	2,501	2,470	1,013
16,58	16,58	16,58	16,57	1,658	2,408	2,385	1,009
16,37	16,38	16,37	16,36	1,637	2,314	2,297	1,007
16,19	16,23	16,20	16,24	1,621	2,321	2,232	1,039
16,13	16,12	16,11	16,12	1,612	2,288	2,193	1,043
16,16	16,13	16,15	16,14	1,614	2,254	2,203	1,023

d'_{esf1} (mm)	d'_{esf2} (mm)	d'_{esf3} (mm)	d'_{esf4} (mm)	d'_{esf} médio (cm)	m (g)	V_S (cm ³)	ρ_S (g/cm ³)
15,41	15,42	15,4	15,42	1,541	1,935	1,917	1,009
15,17	15,17	15,17	15,16	1,517	1,851	1,827	1,013
15,04	15,04	15,05	15,04	1,504	1,818	1,782	1,020
17,98	17,99	17,97	18,01	1,799	3,127	3,047	1,026
17,79	17,79	17,80	17,81	1,780	3,018	2,952	1,022
17,63	17,64	17,60	17,60	1,762	2,910	2,863	1,016

APÊNDICE B

RESULTADOS EXPERIMENTAIS PARA O ESTUDO DA TRANSFERÊNCIA DE CALOR E MASSA EM PARTICULAS ESFÉRICAS

Tabela Apêndice B1 – Primeira réplica dos resultados experimentais para baixos números de Reynolds ($180 \leq Re_p \leq 380$).

Exp	t	T	P^v	u_∞	m_i	m_f	k_m	d_{esf}	$D_{naft-ar}$	Sh	$Sc^{1/3}$	Re_p	J'_D
	min	K	Pa	cm/s	g	g	cm/s	cm	cm ² /s	-	-	-	-
01	30	302,95	17,82	19,26	3,1192	3,1105	0,5232	1,8008	0,0771	12,23	1,315	197,42	0,0394
02	40	306,95	25,88	23,10	2,6957	2,6797	0,5555	1,7144	0,0791	12,05	1,314	220,23	0,0347
03	35	309,65	33,09	24,56	2,7173	2,6984	0,5886	1,7187	0,0804	12,58	1,314	231,14	0,0349
04	33	305,60	22,84	27,24	2,7596	2,7469	0,5932	1,7282	0,0784	13,08	1,315	263,80	0,0319
05	30	305,25	22,11	30,33	3,1088	3,0959	0,6316	1,7984	0,0782	14,52	1,315	306,36	0,0311
06	27	309,45	32,50	36,90	2,8817	2,8644	0,6832	1,7529	0,0803	14,91	1,314	354,55	0,0277

Tabela Apêndice B2 – Segunda réplica dos resultados experimentais para baixos números de Reynolds ($180 \leq Re_p \leq 380$).

Exp	t	T	P^v	u_∞	m_i	m_f	k_m	d_{esf}	$D_{naft-ar}$	Sh	$Sc^{1/3}$	Re_p	J'_D
	min	K	Pa	cm/s	g	g	cm/s	cm	cm ² /s	-	-	-	-
01	32	308,05	28,62	18,50	3,2076	3,1923	0,5363	1,8170	0,0796	12,24	1,314	185,75	0,0420
02	39	306,05	23,82	22,14	3,0476	3,0323	0,5437	1,7862	0,0786	12,36	1,314	221,07	0,0356
03	35	308,35	29,42	24,68	3,0271	3,0087	0,5972	1,7819	0,0797	13,34	1,314	242,59	0,0356
04	30	305,30	22,22	27,73	2,7714	2,7603	0,5841	1,7308	0,0782	12,92	1,315	269,48	0,0308
05	33	307,25	26,60	32,20	3,0039	2,9871	0,6404	1,7775	0,0792	14,37	1,314	317,73	0,0296
06	30	305,60	22,84	37,15	2,7865	2,7725	0,7148	1,7337	0,0784	15,81	1,315	361,02	0,0291

Tabela Apêndice B3 – Terceira réplica dos resultados experimentais para baixos números de Reynolds ($180 \leq Re_p \leq 380$).

Exp	t	T	P^v	u_∞	m_i	m_f	k_m	d_{esf}	$D_{naft-ar}$	Sh	$Sc^{1/3}$	Re_p	J'_D
	min	K	Pa	cm/s	g	g	cm/s	cm	cm ² /s	-	-	-	-
01	30	308,05	28,62	19,21	3,1427	3,1289	0,5230	1,8048	0,0796	11,86	1,314	191,62	0,0392
02	36	307,85	28,11	23,78	2,9342	2,9158	0,6195	1,7634	0,0795	13,74	1,314	231,99	0,0385
03	37	307,85	28,11	24,42	2,8757	2,8591	0,5511	1,7518	0,0795	12,14	1,314	236,66	0,0326
04	30	309,45	32,50	25,90	3,2518	3,2335	0,5997	1,8251	0,0803	13,63	1,314	259,10	0,0342
05	22,5	307,85	28,11	29,94	2,9863	2,9744	0,6331	1,7745	0,0795	14,13	1,314	293,89	0,0314
06	29	310,35	35,25	39,32	2,8630	2,8420	0,7175	1,7487	0,0807	15,54	1,313	374,94	0,0275

Tabela Apêndice B4 – Primeira réplica dos resultados experimentais para valores medianos do número de Reynolds ($380 < Re_p \leq 5000$).

Exp	t	T	P^v	u_∞	m_i	m_f	k_m	d_{esf}	$D_{naft-ar}$	Sh	$Sc^{1/3}$	Re_p	J_D
	min	K	Pa	cm/s	g	g	cm/s	cm	cm ² /s	-	-	-	-
01	30	304,15	19,95	40,00	3,1472	3,1324	0,7938	1,8056	0,0777	18,4550	1,315	408,23	0,0344
02	28	310,25	34,93	47,13	2,9515	2,9272	0,8502	1,7663	0,0807	18,6096	1,314	454,25	0,0312
03	25	307,55	27,35	53,56	3,2112	3,1906	0,9658	1,8172	0,0793	22,1173	1,314	539,40	0,0312
04	29	304,95	21,50	60,47	3,1684	3,1490	1,0149	1,8092	0,0781	23,5227	1,315	615,53	0,0291
05	22,1	307,45	27,10	71,94	3,2555	3,2343	1,1249	1,8255	0,0793	25,8947	1,314	728,17	0,0271

Exp	t	T	P^v	u_∞	m_i	m_f	k_m	d_{esf}	$D_{naft-ar}$	Sh	$Sc^{1/3}$	Re_p	J_D
	min	K	Pa	cm/s	g	g	cm/s	cm	cm ² /s	-	-	-	-
06	25	311,57	19,64	82,00	2,6839	2,6515	1,2089	1,7101	0,0814	25,4087	1,313	759,38	0,0255
07	30	311,67	39,66	102,00	2,6365	2,5913	1,4114	1,6985	0,0814	29,4465	1,313	937,67	0,0239
08	30	315,25	54,29	119,00	3,1513	3,0765	1,5367	1,8006	0,0832	33,2441	1,312	1136,36	0,0223
09	25	313,05	44,80	164,30	2,5704	2,5135	1,9337	1,6828	0,0821	39,6289	1,313	1484,68	0,0203
10	25	309,10	31,49	182,94	2,9740	2,9290	1,9436	1,7687	0,0801	42,9044	1,314	1777,20	0,0184
11	30	316,07	14,57	205,00	3,2911	3,1785	2,1071	1,8235	0,0836	45,9362	1,312	1973,47	0,0177
12	25	314,51	50,93	243,00	2,4829	2,4081	2,3043	1,6612	0,0829	46,2011	1,313	2149,80	0,0164
13	25	315,23	27,07	294,67	2,3812	2,2965	2,5314	1,6367	0,0832	49,7875	1,312	2558,11	0,0148
14	20	310,15	17,30	309,17	2,9252	2,8746	2,5196	1,7583	0,0806	54,9321	1,314	2967,88	0,0141
15	20	310,80	36,70	358,15	2,8040	2,7461	2,8088	1,7327	0,0810	60,1027	1,313	3375,48	0,0136
16	20	318,33	70,67	425,00	2,8404	2,7244	2,9885	1,7342	0,0848	61,1153	1,312	3841,97	0,0121
17	20	310,90	37,03	461,72	2,8718	2,8060	3,1172	1,7459	0,0810	67,1686	1,313	4382,18	0,0117
18	20	317,98	17,15	532,00	3,0210	2,8875	3,4025	1,7692	0,0846	71,1349	1,312	4915,84	0,0110

Tabela Apêndice B5 – Segunda réplica dos resultados experimentais para valores medianos do número de Reynolds ($380 < Re_p \leq 5000$).

Exp	t	T	P^v	u_∞	m_i	m_f	k_m	d_{esf}	$D_{naft-ar}$	Sh	$Sc^{1/3}$	Re_p	J_D
	min	K	Pa	cm/s	g	g	cm/s	cm	cm ² /s	-	-	-	-
01	30	309,35	32,21	41,57	3,0830	3,0603	0,7784	1,7924	0,0802	17,3863	1,314	408,67	0,0324
02	30	309,75	33,39	49,17	2,9982	2,9724	0,8708	1,7755	0,0804	19,2189	1,314	477,67	0,0306
03	37	309,65	33,09	52,94	3,1254	3,0891	0,9757	1,7993	0,0804	21,8366	1,314	521,58	0,0319
04	34	308,75	30,51	60,47	3,1908	3,1573	1,0450	1,8121	0,0799	23,6868	1,314	603,04	0,0299
05	35	308,65	30,23	70,79	3,2297	3,1924	1,1315	1,8191	0,0799	25,7619	1,314	709,09	0,0277
06	25	309,85	33,70	80,35	2,9712	2,9418	1,1882	1,7697	0,0805	26,1215	1,314	777,68	0,0256
07	26	309,55	32,80	96,24	3,0077	2,9735	1,3537	1,7765	0,0803	29,9309	1,314	936,58	0,0243
08	25	309,50	32,65	115,78	3,0458	3,0095	1,4886	1,7838	0,0803	33,0580	1,314	1131,75	0,0222
09	25	309,25	31,92	155,64	3,0901	3,0476	1,7652	1,7919	0,0802	39,4403	1,314	1530,44	0,0196
10	25	308,35	29,42	177,05	3,1363	3,0947	1,8507	1,8009	0,0797	41,7932	1,314	1758,84	0,0181
11	17	311,15	37,86	203,93	3,2528	3,2137	1,9566	1,8233	0,0812	43,9609	1,313	2018,38	0,0166
12	20	307,55	27,35	204,66	3,1731	3,1398	1,9698	1,8088	0,0793	44,8999	1,314	2051,44	0,0167
13	20	308,75	30,51	264,25	2,9591	2,9173	2,3338	1,7661	0,0799	51,5543	1,314	2568,39	0,0153
14	20	308,55	29,96	299,37	3,1393	3,0954	2,3979	1,8012	0,0798	54,0925	1,314	2971,13	0,0139
15	20	308,80	30,65	341,36	3,1924	3,1428	2,6225	1,8109	0,0800	59,3816	1,314	3401,05	0,0133

Exp	t	T	P^v	u_∞	m_i	m_f	k_m	d_{esf}	$D_{naft-ar}$	Sh	$Sc^{1/3}$	Re_p	J_D
	min	K	Pa	cm/s	g	g	cm/s	cm	cm ² /s	-	-	-	-
16	20	308,35	29,42	384,00	3,3084	3,2587	2,6687	1,8327	0,0797	61,3301	1,314	3882,09	0,0120
17	20	309,10	31,49	440,69	3,2536	3,1956	2,9519	1,8217	0,0801	67,1143	1,314	4409,27	0,0116
18	20	309,00	31,21	499,94	3,0924	3,0331	3,1509	1,7907	0,0801	70,4631	1,314	4919,80	0,0109

Tabela Apêndice B6 – Terceira réplica dos resultados experimentais para valores medianos do número de Reynolds ($380 < Re_p \leq 5000$).

Exp	t	T	P^v	u_∞	m_i	m_f	k_m	d_{esf}	$D_{naft-ar}$	Sh	$Sc^{1/3}$	Re_p	J_D
	min	K	Pa	cm/s	g	g	cm/s	cm	cm ² /s	-	-	-	-
01	20	308,35	29,42	384,00	3,3084	3,2587	2,6687	1,8327	0,0797	61,3301	1,314	3882,09	0,0120
02	20	309,10	31,49	440,69	3,2536	3,1956	2,9519	1,8217	0,0801	67,1143	1,314	4409,27	0,0116
03	20	309,00	31,21	499,94	3,0924	3,0331	3,1509	1,7907	0,0801	70,4631	1,314	4919,80	0,0109
04	20	308,35	29,42	384,00	3,3084	3,2587	2,6687	1,8327	0,0797	61,3301	1,314	3882,09	0,0120
05	20	309,10	31,49	440,69	3,2536	3,1956	2,9519	1,8217	0,0801	67,1143	1,314	4409,27	0,0116
06	20	309,00	31,21	499,94	3,0924	3,0331	3,1509	1,7907	0,0801	70,4631	1,314	4919,80	0,0109
07	20	308,35	29,42	384,00	3,3084	3,2587	2,6687	1,8327	0,0797	61,3301	1,314	3882,09	0,0120
08	20	309,10	31,49	440,69	3,2536	3,1956	2,9519	1,8217	0,0801	67,1143	1,314	4409,27	0,0116

Exp	t	T	P^v	u_{∞}	m_i	m_f	k_m	d_{esf}	$D_{naft-ar}$	Sh	$Sc^{1/3}$	Re_p	J_D
	min	K	Pa	cm/s	g	g	cm/s	cm	cm ² /s	-	-	-	-
09	21	312,15	41,38	165,95	2,4614	2,4186	1,9200	1,6600	0,0817	39,0309	1,313	1486,86	0,0200
10	20	311,65	39,59	196,29	2,5045	2,4630	2,0161	1,6699	0,0814	41,3568	1,313	1774,24	0,0178
11	20	309,25	31,92	211,53	2,6516	2,6152	2,0928	1,7027	0,0802	44,4341	1,314	1976,58	0,0171
12	20	310,05	34,31	231,72	2,6945	2,6539	2,1552	1,7115	0,0806	45,7655	1,314	2166,41	0,0161
13	20	310,15	34,62	273,83	2,7400	2,6953	2,3273	1,7207	0,0806	49,6538	1,314	2572,43	0,0147
14	20	309,45	32,50	309,77	2,7877	2,7419	2,5051	1,7306	0,0803	53,9909	1,314	2938,54	0,0140
15	20	314,25	49,77	352,87	3,1027	3,0253	2,6217	1,7909	0,0827	56,7591	1,313	3370,51	0,0128
16	20	313,75	47,64	394,94	3,1840	3,1051	2,7396	1,8064	0,0825	60,0126	1,313	3815,95	0,0120
17	18	315,35	54,77	464,26	3,0225	2,9355	3,0426	1,7742	0,0833	64,8196	1,312	4365,89	0,0113
18	20	315,85	57,19	527,50	2,9333	2,8261	3,3107	1,7542	0,0835	69,5228	1,312	4890,95	0,0108