

TESE

850

UNIVERSIDADE FEDERAL DE ENGENHARIA DE ITAJUBÁ

Instituto de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica

Dissertação de Mestrado

ESTUDO TEÓRICO DA SECAGEM EM LEITO FIXO
COM ESCOAMENTO PULSANTE

Sérgio Lourenço Fraenkel

Orientadores: Luiz Augusto Horta Nogueira (EFEI)
João Andrade de Carvalho Junior (INPE)

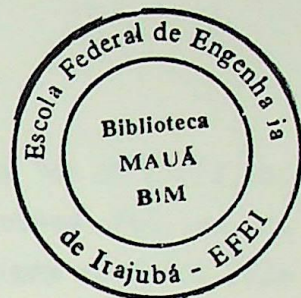
Itajubá, MG

Dezembro de 1995

ESCOLA FEDERAL DE ENGENHARIA DE ITAJUBÁ

Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO



ESTUDO TEÓRICO DA SECAGEM EM LEITO FIXO COM
ESCOAMENTO PULSANTE

Sergio Lourenço Fraenkel

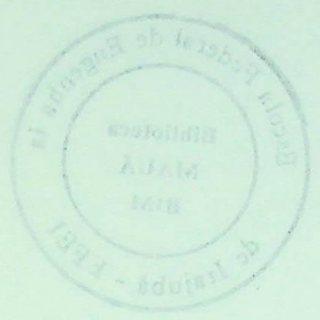
Orientadores: Luiz Augusto Horta Nogueira (EFEI)
João Andrade de Carvalho Junior (INPE)

Itajubá, MG
Dezembro de 1995

CLASS. 664:66.047(043.2)

CUTT R. F797e

TOMBO. 850



DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

ESTUDO TEÓRICO DA SECAÇÃO EM LITO PISO COM

EXTRAÇÃO DE UMIDADE

por Luiz Antonio F. de Azevedo

Coordenador: João Antônio de Carvalho Júnior (DND)
Orientador: Luiz Antônio F. de Azevedo (LAF)

Impresso em Curitiba, 1999

AGRADECIMENTOS

Aos meus pais, não há palavras para agradecer.

Aos meus orientadores Prof. Luis Augusto Melo Figueira e Prof. João Antônio de Carvalho Brito, pela amizade e entusiasmo durante a realização dos trabalhos.

Às Direções e Instituições Nacionais de Pesquisa: Fundação Maria Figueira Machado e ao Centro de Desenvolvimento Humano Renato Luís Alberto Melo Dias, de onde tenho recebido apoio e ajuda, assim como ao Laboratório e Grupo de Comunicação e Propaganda.

Às colaboradoras do Laboratório de Apoio ao de Comunicação e Propaganda: Cláudia Beatriz Gurgel, Tereza Cláudia Soares Neto, Célia Elizabeth Bortoni, Sônia Tereza Soares, Rosângela de Fátima Costa e Jéssy Tereza Sobrinho, sem as quais não teria sido possível realizar pesquisas tão interessantes.

Às amigas e amigas Wilson de Fátima Melo, que sempre me apoiou na vida dos estudos.

Às irmãs Maria Fátima de Brito e Maria Lúcia Costa Salles, Mestra de São Paulo, com quem compartilho experiências e conhecimentos.

Às Chefes de Departamento, colegas e Secretárias do Laboratório de Comunicação e Propaganda.

Às Secretárias do Departamento de Comunicação da Universidade Federal do Rio de Janeiro e ao Prof. Dr. João de Deus Melo de Carvalho, pelo apoio e colaboração prestados durante a realização dos trabalhos de Pesquisa. Especialmente ao Prof. Dr. João de Deus Melo de Carvalho, pelo apoio e colaboração prestados durante a realização dos trabalhos de Pesquisa.

Às amigas e colaboradoras do Grupo de Apoio ao de Comunicação e Propaganda.

À minha esposa, Ana Maria, e aos meus filhos,
Ricardo, Maria Elisa e Adriana

AGRADECIMENTOS

Aos meus pais, não há palavras para agradecer.

Aos meus orientadores Prof. Luiz Augusto Horta Nogueira e Prof. João Andrade de Carvalho Junior pela amizade e dedicação durante a realização deste trabalho.

Ao Diretor do Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais Marcio Nogueira Barbosa e ao Coordenador do Sensoriamento Remoto Luiz Alberto Vieira Dias, os quais tornaram possível a minha vinda e estadia no Laboratório Associado de Combustão e Propulsão.

Aos pesquisadores do Laboratório Associado de Combustão e Propulsão Gustavo Paim Valença, Turibio Gomes Soares Neto, Carlos Eduardo Rolfsen Salles, Leon Sinay, Heraldo da Silva Couto e Jerzy Tadeusz Sielawa, com os quais tive oportunidade de discutir passagens importantes do trabalho.

Ao colega e amigo Wilson de Freitas Muniz que sempre me socorreu na hora das dúvidas.

Às bibliotecárias Maria Aparecida Marcos e Maria Ignês Costa Salles Moura da Silva que muito me ajudaram com eficiência e bom humor.

Ao Chefe de Departamento, colegas e funcionários do Laboratório Associado de Combustão e Propulsão.

Ao Departamento de Engenharia Mecânica da Universidade Federal do Rio de Janeiro e ao Professor e amigo Nisio de Carvalho Lobo Brum que contribuíram para minha permanência no Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais para desenvolver este trabalho.

Aos colegas e funcionários da Escola Federal de Engenharia de Itajubá.

ÍNDICE

Dedicatória.....	iii
Agradecimentos.....	iv
Lista de Figuras.....	vii
Lista de Tabelas.....	ix
Simbologia.....	x
Resumo.....	xiii
Abstract.....	xiv
Capítulo 1 - Introdução.....	1
1.1 - Objetivo.....	2
1.2 - Evolução da Combustão Pulsante.....	2
1.3 - Importância.....	3
1.4 - Estrutura do Trabalho.....	4
Capítulo 2 - Conceitos Fundamentais.....	5
2.1 - O Processo de Secagem.....	5
2.1.1 - Definições em Relação ao Sólido.....	5
2.1.2 - Fundamentos da Psicrometria.....	8
2.1.3 - Definições Quanto à Disposição dos Sólidos e do Gás.....	11
2.1.4 - O Fenômeno de Secagem.....	16
2.1.4.1 - Mecanismo Interno de Fluxo de Líquido.....	17
2.1.4.2 - Períodos de Secagem.....	18
2.2 - Tipos de Secadores.....	32
2.2.1 - Tipos Básicos.....	32
2.2.2 - Configurações Usuais.....	34

Capítulo 3 - Equacionamento da Secagem	36
3.1 - Secadores Descontínuos de Leito Fixo	36
3.2 - Secagem de Um Grão ou Uma Camada Fina de Grãos.....	36
3.2.1 - Período de Secagem a Taxa Constante	37
3.2.2 - Período de Secagem a Taxa Decrescente.....	37
3.3 - Secagem em Camada Espessa.....	48
3.4 - Modelo de Leito Estacionário	49
Capítulo 4 - Secagem em Leito Fixo com Escoamento Permeante e Pulsante.....	56
4.1 - Equação da Onda no Escoamento Pulsante.....	56
4.2 - Coeficientes de Transferência de Calor em Secagem com Escoamento Pulsante	64
4.3 - Estudo do Efeito do Escoamento Pulsante sobre a Secagem	66
4.3.1 - Condições de Operação do Tubo de Rijke	67
4.3.2 - Análise Utilizando a Formulação de Zaitsev	69
4.3.3 - Análise Utilizando a Formulação de Ranz e Marshall.....	72
4.3.4 - Análise Utilizando a Formulação de Bakker-Arkema.....	78
4.3.5 - Análise Utilizando a Formulação de Gupta e Srinivason.....	80
4.4 - Estudo do Efeito da Temperatura Oscilatória nos Coeficientes de Troca.....	82
Capítulo 5 - Conclusões.....	86
Referências Bibliográficas.....	92

LISTA DE FIGURAS

		pág.
Figura 2-1	- Esquema da bandeja de material sólido, leito estático	11
Figura 2-2	- Esquema de secador com leito cinético	11
Figura 2-3	- Esquema de um secador de leito fluidizado	12
Figura 2-4	- Representação do secador de leito diluído	13
Figura 2-5	- Esquema do escoamento paralelo em leito estático	13
Figura 2-6	- Representação do escoamento perpendicular	14
Figura 2-7	- Vista esquemática do escoamento permeante	14
Figura 2-8	- Esquema do escoamento paralelo do gás-"flash drier"	14
Figura 2-9	- Representação do escoamento cruzado do gás	15
Figura 2-10	- Dois tipos de gradientes internos de umidade na secagem de sólidos	17
Figura 2-11	- Os períodos de secagem	19
Figura 3-1	- Secagem de grão de cereal durante o período a taxa decrescente	38
Figura 3-2	- Volume elementar do leito	50
Figura 4-1	- Tubo de Rijke com a estrutura de onda acústica do modo fundamental	57
Figura 4-2	- Tubo de Rijke adaptado para secagem de grãos	68
Figura 4-3	- Razão entre os coeficientes convectivos de transferência de calor no escoamento pulsante e uniforme em função da amplitude de pressão acústica na seção média do tubo de Rijke para a formulação de Zaitsev et al. (1976)	71
Figura 4-4	- Razão entre os coeficientes convectivos de transferência de calor no escoamento pulsante e uniforme em função da amplitude de pressão acústica na seção média do tubo de Rijke para a formulação de Bakker-Arkema et al. (1974)	79

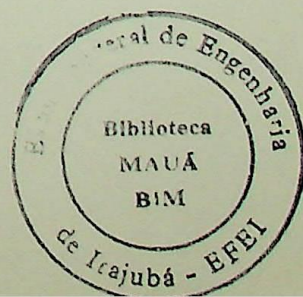


Figura 4-5	- Razão entre os coeficientes convectivos de transferência de calor no escoamento pulsante e uniforme em função da amplitude de pressão acústica na seção média do tubo de Rijke para a formulação de Gupta e Srinivason (1982)	81
Figura 5-1	- Razão entre os coeficientes convectivos de transferência de calor no escoamento pulsante e uniforme em função da amplitude de pressão acústica na seção média do tubo de Rijke para as formulações de Bakker-Arkema e Gupta e Srinivason	88
Figura 5-2	- Razão entre os coeficientes convectivos de transferência de calor no escoamento pulsante e uniforme em função da amplitude de pressão acústica na seção média do tubo de Rijke para as formulações de Bakker-Arkema e Gupta e Srinivason	89
Figura 5-3	- Umidade base seca versus tempo. Escoamento uniforme e escoamento pulsante	90

LISTA DE TABELAS

	pág.
Tabela 2-1 - Composição dos principais componentes do ar seco	8
Tabela 2-2 - Comportamento dos materiais em secagem	30
Tabela 2-3 - Classificação dos secadores baseada no método de transferência de calor (Porter, 1980)	35
Tabela 4-1 - Coeficientes para transferência de calor em leitos para leitos vibro fluidizados (Mujumdar)	65
Tabela 4-2 - Correlações para o coeficiente de transferência de calor	66
Tabela 4-3 - Razão entre os coeficientes convectivos de transferência de calor no escoamento pulsante e uniforme em função da amplitude de pressão acústica, para diâmetros de partícula	73
Tabela 4-3 (a) - $d_p = 2 \text{ mm}$	73
Tabela 4-3 (b) - $d_p = 4 \text{ mm}$	74
Tabela 4-3 (c) - $d_p = 6 \text{ mm}$	75
Tabela 4-3 (d) - $d_p = 8 \text{ mm}$	76
Tabela 4-3 (e) - $d_p = 10 \text{ mm}$	77
Tabela 4-4 - Valor da razão E para temperaturas médias variando de 50 a 100°C em função t_{\max}/\bar{t}	83
Tabela 4-4 (a) - $C_2 = 5000$	83
Tabela 4-4 (b) - $C_2 = 11000$	84

SIMBOLOGIA

- A - área da superfície de transferência de calor e de evaporação, m^2
- α - área superficial de transferência de calor por unidade de volume do leito, m^2/m^3
- b - constante dada pela simetria do grão
- c - velocidade de propagação da onda acústica, m/s
- c_a - calor específico do ar seco, $\text{kJ/kg} \cdot ^\circ\text{C}$
- c_p - calor específico do núcleo do sólido seco, $\text{kJ/kg} \cdot ^\circ\text{C}$
- c_v - calor específico do vapor d'água, $\text{kJ/kg} \cdot ^\circ\text{C}$
- c_w - calor específico da água, $\text{kJ/kg} \cdot ^\circ\text{C}$
- D_0 - diâmetro do cilindro, m
- D_1 - coeficiente de difusão do líquido, m^2/h
- $(D_p)_{mh}$ - diâmetro médio harmônico das partículas esféricas, m
- d' - metade da espessura da camada sólida, m
- F - fração de vazios
- F_G - fator de agrupamento
- f - fração dos poros finos na superfície
- G - velocidade de escoamento, kg de produto seco/ $h \cdot m^2$
- g - aceleração da gravidade, 980 cm/s^2
- H_s - potencial de sucção, em cm de água
- h - entalpia, kJ/kg de ar seco
- h' - coeficiente convectivo de transferência de calor, $\text{kJ/h} \cdot m^2 \cdot ^\circ\text{C}$
- h_t - coeficiente global de transmissão de calor, $\text{kJ/h} \cdot m^2 \cdot ^\circ\text{C}$
- h'_p - coeficiente convectivo de transferência de calor no escoamento pulsante, $\text{kJ/h} \cdot m^2 \cdot ^\circ\text{C}$
- h'_v - coeficiente convectivo de transferência de calor em leito vibrado, $\text{kJ/h} \cdot m^2 \cdot ^\circ\text{C}$
- K_g - coeficiente de transferência de massa, $\text{kg/h} \cdot m^2 \cdot \text{atm}$
- K_2 - constante de Kozeny
- K_{ji} - coeficientes fenomenológicos
- K - constante de secagem, s^{-1}
- k - constante de secagem, s^{-1}

L - comprimento do tubo de Rijke, m
 M_a - massa molecular do ar, 28,9 kg/kgmol
 M_w - massa molecular da água, 18 kg/kgmol
 P - pressão total, atm
 p - pressão parcial do vapor de água no gás, atm
 p_s - pressão parcial do vapor de água na temperatura t_s , atm
 p_v - pressão parcial do vapor de água, atm
 Q - calor requerido, kJ
 r - raio da partícula, cm
 S - área da seção reta, m^2
 T - temperatura do sólido, $^{\circ}C$
 t - temperatura do gás (bulbo seco), $^{\circ}C$
 t_{II} - temperatura do gás (bulbo úmido), $^{\circ}C$
 t_s - temperatura da superfície de evaporação, $^{\circ}C$
 V - velocidade de escoamento, m/h
 V_a - velocidade de escoamento do ar, m/h
 v - volume específico, m^3/kg
 x - coordenada do leito, m
 W - teor de umidade, base seca, kg de umidade/kg de sólido seco
 \bar{W} - teor médio de umidade, base seca, kg de umidade/kg de sólido seco
 W_w - teor de umidade, base úmida, kg de umidade/kg de sólido úmido
 W_c - teor de umidade crítico, kg/kg de sólido seco
 WR - razão de umidade $(W - W_{equilíbrio}) / (W_{inicial} - W_{equilíbrio})$
 Y - umidade, kg de água /kg de ar seco
 Y_s - umidade de saturação, kg de água/kg de ar seco
 y - coordenada do leito, m
 Z - altura do cilindro, m

Letras gregas

α - amplitude de oscilação, m
 δ - espessura do leito, m

θ - tempo, h

θ_f - tempo total de secagem, h

λ - calor latente de vaporização da água, kJ/kg

λ_n - raízes da função de Bessel de ordem zero

ϕ - umidade relativa, porcentagem ou decimal

σ - tensão superficial, dina/cm

μ_w - viscosidade da água, P

ρ_a - massa específica do ar, kg de ar seco/m³

ρ_w - massa específica d'água, kg/m³

ρ_p - massa específica das partículas, kg do produto seco/m³

ρ_s - massa específica do material seco, kg / m³

ϵ - porosidade do leito, adimensional

ω - frequência de oscilação do ar, s⁻¹

Subscritos

a - ar seco

abs - absoluto

atm - atmosférica

l - líquido

p - produto

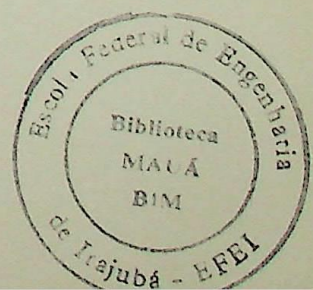
s - saturação

u - bulbo úmido

v - vapor d'água

vu - vapor d'água saturado, na temperatura t_u

w - água



RESUMO

Neste trabalho desenvolve-se a análise do efeito do escoamento pulsante, produzido no tubo de Rijke, sobre o processo de secagem de produtos orgânicos (grãos de cereais). Admite-se que o efeito fundamental a considerar ocorre no período de secagem a taxa constante e é devido ao incremento do coeficiente convectivo associado à velocidade permeante do ar. Utilizando-se relações encontradas na literatura para tal coeficiente, buscou-se uma razão adimensional que expresse o impacto do escoamento pulsante. Extraíram-se os parâmetros de oscilação da geometria do tubo de Rijke adaptado para secagem. Assim, são analisados quatro modelos e formulações para o coeficiente convectivo de transferência de calor. Faz-se uma analogia entre um secador com leito fixo e escoamento pulsante e um secador com leito vibrado. Segundo outra analogia, consideram-se três diferentes correlações para os coeficientes em secagem sob escoamento permanente, incorporando-se o efeito das pulsações mediante a integração numérica, em função da velocidade, ao longo de um período de oscilação. Desenvolve-se ainda um estudo do efeito da oscilação acústica da temperatura, decorrente das oscilações de pressão e velocidade, sobre a taxa de secagem. Todos os casos estudados foram comparados com a situação na ausência de pulsações.

ABSTRACT

The effect of a pulsating flow generated by a Rijke tube on the drying process of organic material (cereal grains) is analyzed in this work. The main effect of pulsations was assumed to occur during the constant rate drying period, due to enhancement of convective coefficients. With formulations found in literature for such coefficients, non-dimensional rates that express the impact of the pulsating flow were derived. Oscillation flow parameters were taken from the Rijke tube adapted for drying purposes. Four formulations for the convective coefficient were investigated. In one of them, an analogy was made between the pulsating flow through a fixed bed of grains and a dryer with a vibrating bed. In the other three, the convective coefficients for steady flow were perturbed and integrated over one cycle of oscillation and the obtained values compared with the corresponding average convective coefficients. Additionally, a study of the effect of temperature fluctuations was performed. All investigated cases were compared with the corresponding non-pulsating flow of same average parameters.

Capítulo 1

Introdução

Diante do presente quadro mundial, onde a fome avança e devasta, as técnicas de produção e conservação dos produtos alimentícios devem ser estudadas, desenvolvidas e aprimoradas de modo a permitir um futuro melhor para a humanidade.

Na teoria econômica formulada pelo economista inglês Malthus (1798), no seu livro *An Essay on the Principle of Population as it Affects the Future Improvement of Society* (Encyclopaedia Britannica, 1969), surge a preocupante conclusão de que “a população cresce em progressão geométrica enquanto que a quantidade de gêneros alimentícios cresce em progressão aritmética”. De fato, romper tal descompasso é uma necessidade que naturalmente depende da evolução tecnológica. O desenvolvimento da tecnologia de conservação de alimentos torna-se portanto uma importante ferramenta na busca da ampliação da disponibilidade de alimentos.

À secagem dos produtos alimentícios os torna mais resistentes ao ataque de bactérias e ao desenvolvimento de fungos, já que estes microrganismos sobrevivem nos alimentos e se desenvolvem graças a existência de partículas de água no seu interior, e são um dos fatores responsáveis pela deterioração dos produtos. A diminuição dos níveis de umidade aumenta a durabilidade e assim permite uma maior oferta alimentar, já que a perda será menor.

Neste trabalho são investigadas as características do processo de secagem realizada em um campo acústico, que possui o potencial de aumentar consideravelmente as taxas de desumidificação.

1.1 Objetivo

O objetivo do trabalho é analisar o comportamento das partículas em escoamento oscilatório na secagem de grãos, realizando a modelagem teórica da interação entre as oscilações acústicas e partículas de alimentos contendo umidade. Para a produção de ondas acústicas no escoamento considerou-se o uso de tubos de Rijke, sistema de combustão no qual é produzido um escoamento pulsante.

Com a formulação para modelagem de parâmetros definidos para coeficientes de troca térmica e taxas de evaporação em grãos em escoamentos sem oscilações, procedeu-se a uma análise quase estacionária do problema pulsante. Os resultados foram obtidos através de integração numérica no período de oscilação.

1.2 Evolução da Combustão Pulsante

Oscilações acústicas produzidas por calor foram provavelmente descobertas por Higgins em 1777 (em Tyndall, 1970), quando ele produziu chamas sonoras de hidrogênio em tubos abertos. Mais tarde, em 1859, Rijke (em Lord Rayleigh, 1945) observou que oscilações eram geradas quando uma grelha metálica aquecida era colocada na parte inferior de um tubo vertical aberto em ambas as extremidades.

A condição necessária para a amplificação de qualquer perturbação em um escoamento, com o conseqüente aparecimento de ondas acústicas, é estabelecida pelo critério de Rayleigh (Lord Rayleigh, 1945). Fisicamente, tal critério afirma que se a taxa de calor transferida periodicamente ao escoamento estiver em fase com a perturbação de pressão então a amplitude de pressão aumentará. O valor limite para essa amplitude ocorre quando a taxa de energia absorvida pela onda acústica se igualar à taxa de energia dissipada (por viscosidade, por exemplo). O critério de Rayleigh não desvenda as origens das oscilações acústicas e, por isso, é uma condição necessária mas não suficiente.

Pesquisas foram realizadas para determinar as origens das oscilações em câmaras de combustão, especialmente em motores de foguete a propelentes sólidos (Culick, 1970; Culick, 1981) e líquidos (Harrje e Reardon, 1972). O objetivo era evitar a geração das

oscilações, que se constituem em sérias ameaças à integridade de câmaras de combustão, por alterarem consideravelmente as taxas de queima e de transferência de calor

Por outro lado, muitas aplicações foram desenvolvidas para o processo oscilatório, sendo uma bastante conhecida o motor das bombas alemãs V-1 durante a Segunda Guerra Mundial (Reader, 1977). Este aparelho é basicamente um tubo aberto em uma das extremidades e fechado na outra. Os alemães usavam gasolina como combustível que, no final da guerra, devido à escassez do produto, foi substituída por carvão pulverizado. Outras versões deste combustor foram desenvolvidas para geração de energia térmica (Sommers, 1961).

Outra aplicação da combustão pulsante foi introduzida por Severyanin (1982) na então União Soviética e desenvolvida por Zinn e colaboradores nos Estados Unidos (Zinn et al, 1982; Carvalho, 1983; Carvalho et al, 1984; Wang, 1985). O combustor recebeu a denominação de combustor tipo Rijke, por consistir de um tubo de Rijke cuja grelha metálica original foi substituída por um leito em combustão. O combustor queimava carvão mineral e madeira, buscando incorporar à simplicidade do projeto, por não possuir partes móveis, as vantagens econômicas da combustão pulsante citadas na literatura, como altas taxas de consumo de combustível e de transferência de calor para um volume reduzido de câmara (Hanby, 1967; Hanby, 1968) e baixas taxas de geração de poluentes (Belles, 1979, Putnam, 1979).

A partir de 1985, novas versões do combustor tipo Rijke foram desenvolvidas no Brasil, no INPE, nas quais foram testados, como combustível, álcool etílico (Couto, 1989), carvão vegetal (Ferreira e Carvalho, 1990), turfa peletizada (Ferreira et al, 1990) e casca de dendê (Torres et al, 1992). Assim pode-se considerar como já suficientemente conhecida a tecnologia de produção de fluxos de gases quentes com ondas acústicas.

1.3 Importância

Poucas investigações foram realizadas envolvendo a interação entre partículas de grãos de alimentos e o escoamento pulsante do gás de secagem.

Uma aplicação do processo na secagem de grãos foi investigada por Tamburello et al (1982), que verificaram que as oscilações acústicas aumentam o coeficiente de troca convectiva entre o gás aquecido e os grãos, incrementando a eficiência e a taxa de secagem e reduzindo os custos. Em um país como o Brasil, a investigação das potencialidades do processo pulsante em secagem com certeza é de grande interesse.

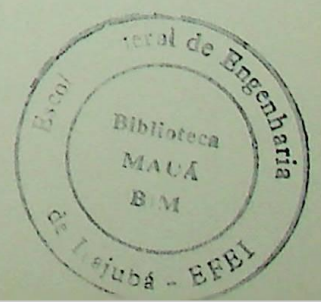
1.4 Estrutura do Trabalho

No presente capítulo apresenta-se a motivação que levou ao estudo da aplicação dos conhecimentos tecnológicos desenvolvidos na área de combustão para um setor tão pouco familiar na Engenharia, que é o estudo da secagem de produtos biológicos, como grãos de cereais.

No Capítulo 2 faz-se uma revisão dos conceitos fundamentais do processo de secagem, dos fundamentos da psicrometria, das definições quanto à disposição dos sólidos e do gás em secadores, da descrição geral do fenômeno da secagem e dos tipos de secadores. O equacionamento dos secadores descontínuos de leito fixo é por sua vez apresentado no Capítulo 3.

No Capítulo 4 estuda-se o escoamento pulsante em tubo de Rijke, as implicações deste na secagem e faz-se as análises paramétricas e quase-estáticas nos coeficientes convectivos de transferência de calor e massa, e um estudo do efeito oscilatório da temperatura.

Finalmente, apresentam-se algumas conclusões associadas a este estudo, procurando relacionar alguns comentários que possam contribuir para estudos futuros.



Capítulo 2

Conceitos Fundamentais

Neste capítulo se apresentam inicialmente aspectos fundamentais, conceitos e terminologia do processo de secagem. Na seqüência são mostrados os principais tipos de secadores, comentando-se brevemente suas características. Conclui-se com uma análise mais detida dos secadores descontínuos de leito fixo com escoamento permanente e permeante, objeto deste estudo.

2.1 O Processo de Secagem

A secagem refere-se, em geral, à remoção de um líquido de um sólido por evaporação. Os métodos mecânicos de separação entre um líquido e um sólido não são considerados, em geral, como secagem, embora precedam, muitas vezes, a operação de secagem, pois são mais baratos e frequentemente mais fáceis de realizar em lugar dos térmicos. Neste tópico se apresentam os conceitos fundamentais com definições em relação ao sólido, noções de psicrometria e aspectos de posicionamento relativo dos fluxos, e se descreve o fenômeno da secagem em detalhe.

2.1.1 Definições em Relação ao Sólido

Esta seção apresenta em ordem alfabética os conceitos fundamentais da secagem dos sólidos e se baseia em Porter (1980) e em Sloan et al (1967). Inicialmente se apresenta a terminologia básica de secagem.

Difusão interna

É o movimento de líquido ou de vapor através de um sólido em consequência de diferenças de concentração.

Distribuição inicial de umidade

Refere-se à distribuição de umidade no sólido, no início da secagem.

Escoamento capilar

É o escoamento de um líquido através dos interstícios de um sólido ou sobre a sua superfície, provocado por atração molecular entre o líquido e o sólido.

Estado funicular

É o estado durante a secagem de um sólido poroso em que a sucção capilar leva à penetração de ar nos poros.

Estado pendular

É o estado de um líquido num sólido poroso quando não existe mais uma película líquida em torno das partículas, ou entre elas, de modo que não ocorre o escoamento capilar. Este estado sucede o estado funicular na secagem.

Gradiente de umidade

Refere-se a distribuição da água em um sólido, em um dado momento do processo de secagem.

Período a taxa constante

É o período durante a secagem em que a velocidade de remoção de água, por unidade de superfície de secagem, é constante.

Período a taxa decrescente

É o período de secagem em que a velocidade instantânea de remoção da água é decrescente.

Ponto de saturação da fibra

É o teor de umidade de material celular (madeira, por exemplo) em que as paredes das células estão completamente saturadas, enquanto as cavidades não contém líquido. Pode ser definido como o teor de umidade no equilíbrio, quando a umidade da atmosfera ambiente se aproxima da saturação.

– Substância higroscópica

É a substância que pode conter umidade ligada.

Substância não-higroscópica

É a substância (não-porosa) que não pode conter umidade ligada.

Teor de umidade, W

Em um sólido é usualmente expresso como a quantidade de água por unidade de massa do sólido seco ou úmido.

Teor de umidade crítico, W_c

É o teor de umidade médio ao término do período a taxa constante.

Teor de umidade em base seca, W (kg de água/kg de sólido seco)

É o teor de umidade expresso como a umidade do sólido úmido em unidades de massa de água por unidade de massa do sólido completamente seco.

Teor de umidade em base úmida, W_w (kg de água/kg de sólido úmido)

Exprime a umidade em um material como percentagem de massa do sólido úmido. O uso da umidade em base seca é recomendado. Quando se utiliza a base úmida para exprimir o teor de umidade, uma modificação de 2 ou 3% nos níveis de umidade alta (acima de 70%) representa na verdade variações de 15 a 20% na carga de evaporação.

Teor de umidade em equilíbrio

É o teor de umidade limite a que um dado material pode ser seco em condições determinadas de temperatura e de umidade do ar.

Teor de umidade livre

É o teor de líquido que pode ser removível em dada temperatura e umidade. Pode incluir a umidade ligada e a livre.

Umidade ligada

Em um sólido, corresponde ao líquido cuja pressão de vapor é menor que a do líquido puro na mesma temperatura. O líquido pode estar ligado por retenção em pequenos capilares, por solução em paredes de celulares ou de fibras, por solução homogênea no sólido ou por adsorção química ou física nas superfícies sólidas.

Umidade livre

Em um material higroscópico, é a umidade que está em excesso face ao teor de umidade em equilíbrio correspondente à umidade de saturação. Toda a água em um material não-higroscópico é água livre.

Variação relativa de umidade

É a razão entre a umidade livre presente em um certo instante e a umidade inicialmente presente.

2.1.2 Fundamentos da Psicrometria

A psicrometria trata da determinação das propriedades de misturas de gás e vapor. Nesta seção serão apresentadas as definições e as terminologias utilizadas para o sistema ar-vapor d'água, por ser o mais frequentemente encontrado e este ser o objeto do nosso estudo.

Na maioria das operações de secagem, a água é o líquido evaporado e o ar é usado como o gás de purga. Quanto à composição química, o ar é uma mistura de nitrogênio, oxigênio, argônio, dióxido de carbono e vapor d'água e outros gases que ocorrem em teores muito baixos. A tabela 2-1 indica as frações molares dos principais componentes do ar seco.

Tabela 2-1 Composição dos Principais Componentes do Ar Seco

<u>Componente</u>	<u>Fração-molar</u>
Oxigênio	0,2095
Nitrogênio	0,7809
Argônio	0,0093
Dióxido de Carbono	0,0003

Definição dos termos psicrométricos

Na literatura há quatro termos (propriedades) utilizados para definir a quantidade de vapor absorvida pelo ar seco: umidade absoluta, umidade relativa, pressão de vapor e pressão de vapor de saturação. Três são os termos adotados referentes à temperatura da mistura: bulbo seco, bulbo úmido e temperatura de orvalho. Duas outras propriedades são, também, largamente utilizadas na psicrometria: entalpia e volume específico. Essas propriedades termodinâmicas são a seguir definidas.

Umidade absoluta, Y (kg de vapor d'água/kg de ar seco)

É a massa de vapor d'água associada à unidade de massa de ar seco. Outros termos também utilizados na literatura para umidade absoluta são razão de umidade e umidade específica. Os valores para umidade absoluta na secagem de grãos com ar são relativamente pequenos, na faixa de 0,005 a 0,2 kg de vapor d'água/kg de ar seco.

Pressão de vapor, p_v (atm)

A pressão de vapor, p_v , é a pressão parcial exercida pelas moléculas de vapor d'água presentes no ar. Quando o ar está completamente saturado com vapor d'água, sua pressão de vapor é chamada pressão de vapor de saturação, p_{vs} . A pressão do vapor no ar utilizada na secagem de grãos, é pequena quando comparada com a pressão atmosférica.

Umidade relativa, ϕ (decimal ou %)

É a relação entre a fração molar do vapor d'água na mistura e a fração molar do vapor d'água em uma mistura saturada, nas mesmas temperatura e pressão total.

Temperatura de bulbo seco, t ($^{\circ}\text{C}$)

É a temperatura do ar indicada por um termômetro comum. Quando o termo temperatura, utilizado neste trabalho, estiver sem subscrito significa que é a temperatura de bulbo seco que se está empregando. A temperatura do ar na secagem de grãos está na faixa de 5 $^{\circ}\text{C}$ a 280 $^{\circ}\text{C}$, como cita Brooker et al (1974).

Temperatura de bulbo úmido, t_{iu} (°C)

Uma distinção deve ser feita entre temperatura de bulbo úmido psicrométrica e a temperatura de bulbo úmido termodinâmica. A primeira, t_{iu} , é a temperatura do ar úmido indicada por um termômetro cujo bulbo é recoberto por um chumaço de algodão embebido com água (ou qualquer elemento úmido como por exemplo: gaze, cordão, etc). Deve-se fazer passar sobre o bulbo úmido um fluxo de ar, cuja velocidade não deve ser inferior a 3,5 m/s. A segunda, t_{iu}^* , é a temperatura atingida pelo ar e pela água em evaporação se o ar estiver sendo adiabaticamente saturado pela água. Para o caso do ar úmido, t_{iu} e t_{iu}^* são bastante próximas entre si, principalmente quando a mistura estiver submetida a pressões totais próximas da atmosférica e a temperatura for inferior a 100°C.

Temperatura de orvalho, t_{orv} (°C)

É a temperatura na qual ocorre condensação do vapor d'água existente no ar quando este é resfriado, mantidas constantes a umidade absoluta, Y , e a pressão atmosférica, P_{atm} . Assim, a t_{orv} pode ser considerada como a temperatura de saturação, t_s , correspondente a umidade absoluta e pressão de vapor do ar úmido.

Entalpia, h (kJ/kg de ar seco)

É a quantidade total de calor na mistura (ar + vapor d'água) por unidade de massa de ar seco, acima de uma certa temperatura de referência. Desde que somente diferenças de entalpia são de interesse prático, a escolha da chamada temperatura de referência é desnecessária. Para o ar seco e para a água líquida, no entanto, normalmente adotam-se como referências as temperaturas de -18 °C e 0 °C, respectivamente. Valores da entalpia do ar encontrados na secagem de grãos estão na faixa de 4,8 a 64,6 kJ/kg de ar seco

Volume Específico, v (m³/kg de ar seco)

É definido como sendo o volume ocupado pela mistura por unidade de massa de ar seco. A massa específica, ρ , é igual ao inverso do volume específico, v . O volume específico do ar usado na secagem de grãos está na faixa entre 0,16 a 0,32 m³/kg de ar seco.

2.1.3 Definições Quanto à Disposição dos Sólidos e do Gás

Os tipos básicos de equipamentos comumente utilizados para a secagem de sólidos são brevemente abordados a seguir. Tais conceitos referem-se principalmente aos equipamentos de transferência direta de calor e se baseiam em Porter, 1980, complementado pelo trabalho de Nebra e Silva, 1995, que apresentaram recentemente interessante revisão dos tipos e aplicações de secadores.

Leito estático

É um leito denso de sólidos em que cada partícula repousa sobre as outras, mantendo-se a densidade aparente da fase sólida. Especificamente, não existe movimento relativo entre as partículas sólidas, conforme mostra a Figura 2-1.

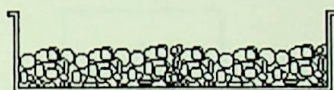


Figura 2-1 Esquema da bandeja de material sólido, leito estático.

Leito cinético

É um leito de sólidos ligeiramente expandido, em que as partículas estão separadas o suficiente para poderem fluir umas sobre as outras. O escoamento, em geral, é para baixo, sob ação da gravidade, mas é possível também a ocorrência de movimento ascendente, pela elevação ou agitação mecânica no interior de um vaso. Em alguns casos, a elevação dos sólidos é realizada em um equipamento separado, os quais, na presença da fase gasosa, fluem somente para baixo. Neste caso, trata-se de leito móvel, conforme é definido usualmente na indústria de petróleo. Nestas circunstâncias, o movimento dos sólidos é conseguido pela agitação mecânica ou pela gravidade, como se observa na Figura 2-2.

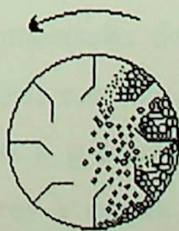


Figura 2-2 Esquema de secador com leito cinético.

Leito fluidizado

O leito fluidizado corresponde a uma condição expandida em que as partículas sólidas estão suportadas por forças de arrasto originadas pela passagem da fase gasosa entre os interstícios que as separam, com uma velocidade crítica. É uma situação instável, pois a velocidade superficial do gás ascendente é menor que a velocidade terminal de sedimentação das partículas sólidas; a velocidade do gás não é suficiente para arrastar e carrear, continuamente, toda a massa sólida. Ao mesmo tempo, no entanto, existem dentro da corrente de gás turbilhões que se movem com velocidades bastante grandes para elevar temporariamente as partículas. O movimento flutuante das partículas é alternadamente ascendente e descendente. As fases sólida e gasosa estão misturadas e comportam-se, em conjunto, como um líquido em ebulição. Este tipo de secador está representado esquematicamente na Figura 2-3.

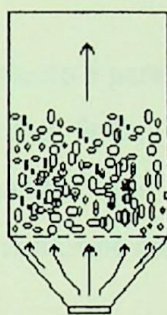


Figura 2-3 Esquema de um secador de leito fluidizado.

Leito diluído

O leito diluído corresponde a uma situação de expansão completa em que as partículas sólidas estão tão separadas que não exercem, praticamente, qualquer influência umas sobre as outras. A fase sólida está dispersa de tal forma no gás que a massa específica da suspensão é essencialmente a da fase gasosa, conforme esquematizado na Figura 2-4. Em geral, esta situação existe quando a velocidade do gás, em todos os pontos do sistema, excede a velocidade terminal de sedimentação dos sólidos, e as partículas podem ser levantadas e carreadas continuamente pela corrente gasosa. No entanto, nem sempre isto é verdade. As câmaras de sedimentação a gravidade, como as torres de gotas cadentes ("prills") e os secadores pulverizadores a contra corrente ("spray driers"), constituem exceções em que a velocidade do gás é insuficiente para arrastar completamente os sólidos.

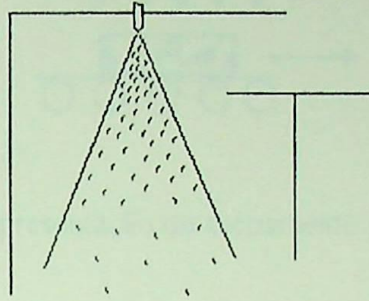


Figura 2-4 Representação do secador de leito diluído.

Os termos usados para descrever o método de contato entre o gás e o leito de sólidos são apresentados a seguir.

Escoamento paralelo

Neste caso, a direção do escoamento é paralela à superfície da fase sólida. O contato ocorre primordialmente na interface das fases, havendo a possibilidade de uma certa penetração do gás nos vazios do sólido junto à superfície. O leito de sólidos está, usualmente, em uma situação estática, conforme mostra a Figura 2-5.

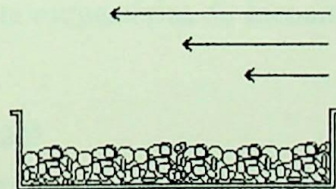


Figura 2-5 Esquema do escoamento paralelo em leito estático.

Escoamento perpendicular

Neste caso, a direção do fluxo do gás é normal à interface das fases. O gás incide sobre o leito de sólidos. Também neste caso é usual estar o sólido em uma situação estática, conforme mostrado na Figura 2-6.

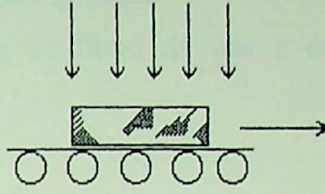


Figura 2-6 Representação do escoamento perpendicular.

Circulação permeante

Aqui, o gás penetra e circula nos interstícios do sólido, movendo-se mais ou menos livre em torno das partículas individuais, conforme a representação da Figura 2-7. Isto pode ocorrer com o sólido em situação estática, cinética, fluidizada ou diluída.

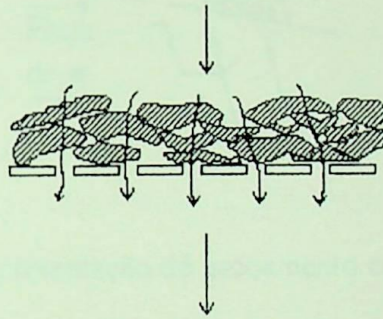


Figura 2-7 Vista esquemática do escoamento permeante.

Escoamento paralelo do gás

Neste caso, a fase gasosa e as partículas sólidas fluem ambas no mesmo sentido, como representado na Figura 2-8 ("flash drier", secador pneumático).

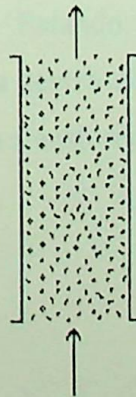


Figura 2-8 Esquema do escoamento paralelo do gás - "flash drier", secador pneumático.

Escoamento do gás em contra corrente

Para este caso, a direção do fluxo do gás é exatamente oposta à direção do movimento dos sólidos.

Escoamento cruzado do gás

Neste caso, a direção do fluxo do gás está em ângulo com o movimento dos sólidos, através do leito respectivo, como mostra a Figura 2-9.

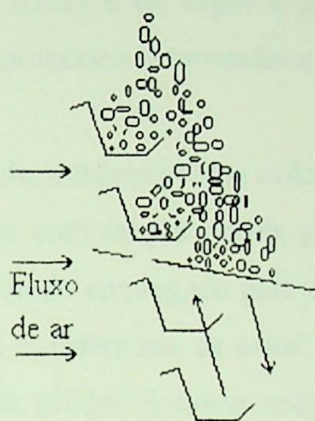


Figura 2-9 Representação do escoamento cruzado do gás.

Em virtude de, na operação de contato entre um gás e sólidos, a transferência de calor e a de massa ocorrer na superfície do sólido, a eficiência máxima do processo será alcançada, possivelmente, quando houver a exposição da máxima superfície dos sólidos à fase gasosa, junto com a mistura mais completa entre o gás e os sólidos. Estes dois aspectos são importantes. Em qualquer que seja o arranjo dos sólidos granulados, o gás está presente nos espaços vazios entre as partículas e entra em contato com todas as superfícies, exceto nos locais onde as partículas se tocam. Estando, porém, o leito sólido em uma condição estática, ou em ligeiro movimento, o gás dentro dos alvéolos fica isolado da massa principal da fase gasosa. Isto naturalmente afeta a transferência de energia e de massa.

2.1.4 O Fenômeno de Secagem

Conforme citado anteriormente, a secagem é o processo de remoção do líquido de um sólido por evaporação. Esta seção aborda a teoria da secagem, a descrição das etapas e suas respectivas equações.

Quando um sólido seca ocorrem dois processos fundamentais e simultâneos: 1) há transferência de calor para evaporar o líquido; 2) há transferência de massa na forma de líquido ou de vapor dentro do sólido e de vapor a partir da superfície. Os fatores que governam as velocidades destes processos determinam a velocidade de secagem.

As operações industriais de secagem podem utilizar calor transferido por convecção, condução, radiação ou por uma combinação destes processos. Os secadores industriais diferem fundamentalmente no método empregado para a transferência de calor. Entretanto, independentemente do modo de transferência de calor, este deve migrar para a superfície externa e daí para o interior do sólido. A única exceção é a secagem dielétrica e por microondas, em que um campo elétrico de alta frequência gera o calor internamente, produzindo uma elevação da temperatura dentro e na superfície do material.

A massa de água do interior do sólido na secagem desloca-se para a superfície na forma de líquido ou de vapor e nas superfícies expostas como vapor. O movimento no interior do sólido é consequência de gradientes de concentração, que dependem das características do sólido.

A investigação sobre a forma de secagem de um sólido pode basear-se no mecanismo interno do escoamento do líquido ou na influência das condições externas - temperatura, umidade, escoamento do ar, granulometria, etc - sobre a velocidade de secagem do sólido. O primeiro caminho requer, em geral, uma investigação fundamental das condições internas. O segundo, de caráter mais fenomenológico, é o mais usado, pois seus resultados têm aplicabilidade imediata e maior no projeto e avaliação de equipamentos. Tais caminhos são discutidos a seguir.

2.1.4.1 Mecanismo Interno de Fluxo de Líquido

O fluxo interno de líquido pode ocorrer por diversos mecanismos, dependendo da estrutura do sólido. Alguns dos mecanismos possíveis são: 1) difusão em sólidos homogêneos contínuos; 2) escoamento capilar em sólidos granulares e porosos; 3) escoamento provocado por contração ou por gradientes de pressão; 4) escoamento provocado por gravidade; 5) escoamento provocado por sequências de vaporização-condensação. Em geral, um mecanismo predomina em um dado instante durante a secagem do sólido, mas não é raro encontrarem-se diferentes mecanismos predominando em instantes diferentes durante o ciclo de secagem.

As condições em que se podem esperar escoamento capilar e fluxo de difusão na secagem de um sólido foram discutidas por Hougén et al (1940), citado por H.F. Porter (1980), que analisaram os dados publicados sobre as medições experimentais dos gradientes de umidade nos dois casos. As curvas obtidas indicam que o escoamento capilar é típico em um gradiente de umidade envolvendo uma curvatura dupla e um ponto de inflexão, como mostra a figura 2-10a, enquanto o fluxo de difusão é pertinente a uma curva côncava para baixo, representado na figura 2-10b. Estes autores mostraram também que o coeficiente de difusão em fase líquida é usualmente uma função do teor de umidade, e que diminui com o decréscimo da umidade. O efeito da variação do coeficiente de difusão está ilustrado na figura 2-10b, onde a linha tracejada vale para um coeficiente constante, enquanto a linha cheia é resultado experimental do caso em que o coeficiente de difusão é função do teor de umidade.

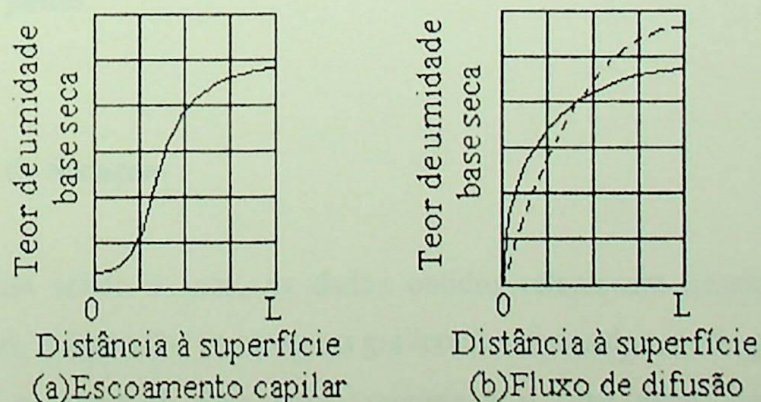


Figura 2-10 Dois tipos de gradientes internos de umidade na secagem de sólidos.

Segundo os autores mencionados, os sólidos podem ser classificados da maneiras descritas a seguir quanto aos escoamentos capilar ou difusional.

Escoamento capilar

A umidade mantida nos interstícios do sólido, ou como líquido na sua superfície, ou como umidade livre nas cavidades celulares, move-se por gravidade ou capilaridade, desde que existam passagens para o escoamento contínuo. Na secagem, o escoamento de líquido proveniente da capilaridade aplica-se a líquidos que não são mantidos em solução, a toda a umidade acima do ponto de saturação da fibra, como nos têxteis, no papel e no couro, e a toda a umidade acima do teor de umidade em equilíbrio na saturação atmosférica, como nos sólidos finos ou granulares, por exemplo, pigmentos de tintas, minerais, argila, solo e areia.

Difusão de vapor

A umidade pode deslocar-se pela difusão de vapor através do sólido, desde que o gradiente de temperatura seja estabelecido por aquecimento, o que provoca o estabelecimento de um gradiente de pressão de vapor. A vaporização e a difusão de vapor podem ocorrer em qualquer sólido que é aquecido em uma superfície e seco em outra, ou naquele onde o líquido está isolado entre grânulos sólidos.

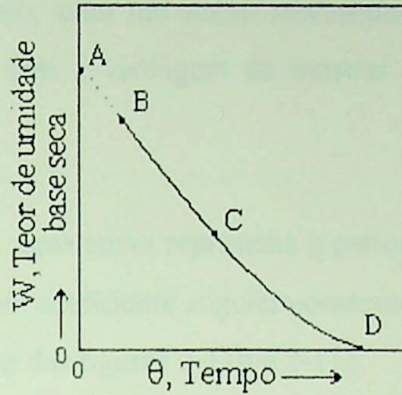
Difusão de líquido

O movimento dos líquidos por difusão nos sólidos está restrito ao teor de umidade em equilíbrio abaixo da saturação atmosférica e a sistemas em que a umidade e o sólido são mutuamente solúveis. A primeira classe aplica-se aos últimos estágios na secagem de argilas, amido, farinha, têxteis, papel e madeira; a segunda inclui a secagem de sabões, colas, gelatinas e pastas.

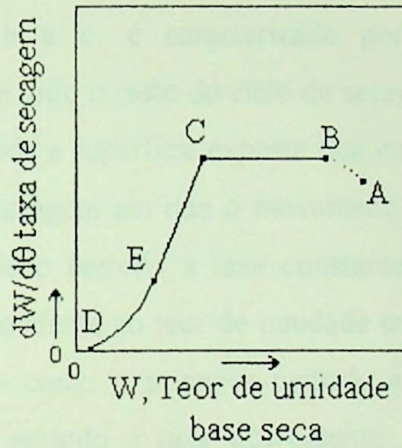
2.1.4.2 Períodos de Secagem

Quando um sólido é seco, os dados obtidos relacionam usualmente o teor de umidade ao tempo. A figura 2-11a mostra o gráfico dos dados de teor de umidade (em base seca) W versus o tempo θ . Esta curva representa o caso geral, quando um sólido inicialmente perde umidade por evaporação da superfície saturada, depois por evaporação

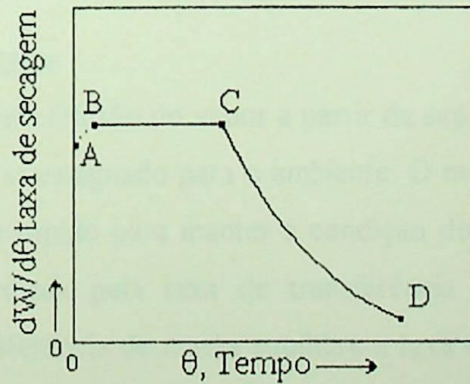
de uma superfície saturada cuja área diminui e, finalmente, pela evaporação da água no seu interior.



(a) Teor de umidade contra o tempo



(b) Taxa de secagem contra teor de umidade



(c) Taxa de secagem contra o tempo

Figura 2-11 Os períodos de secagem.

Apesar da figura 2-11a indicar que a taxa de secagem modifica-se com o tempo e com o teor de umidade, esta variação pode ser melhor ilustrada pela derivação, gráfica ou

numérica, da curva de $dW/d\theta$ contra W , mostrada na figura 2-11b, ou de $dW/d\theta$ contra θ , mostrada na figura 2-11c. Estas curvas mostram que o processo de secagem não é um processo uniforme e contínuo, com um único mecanismo de controle ao longo do seu desenrolar. A figura 2-11c tem a vantagem de mostrar a duração de cada período da secagem.

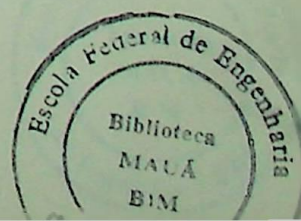
O segmento BC em cada curva representa o período a taxa constante. Na figura 2-11a aparece como uma reta de coeficiente angular constante $dW/d\theta$ e se torna um segmento retilíneo horizontal nas curvas das figuras 2-11b e 2-11c.

A parte curva CD da figura 2-11a é o período a taxa decrescente e, conforme mostrado nas figuras 2-11b e c, é caracterizada por uma taxa que se modifica continuamente no decorrer de todo o resto do ciclo de secagem. O ponto E na figura 2-11b representa o ponto em que toda a superfície exposta fica inteiramente insaturada e marca o início da etapa do ciclo de secagem em que o movimento interno da umidade controla a velocidade. O ponto C, onde o período a taxa constante termina e a taxa de secagem começa a diminuir, é correspondente ao teor de umidade crítico. O segmento CE na figura 2-11b é usualmente definido como o primeiro período a taxa decrescente, enquanto o segmento DE é o segundo período a taxa decrescente. O segmento AB representa o período de aquecimento.

Período a taxa constante

A secagem ocorre pela difusão do vapor a partir da superfície saturada do material e através de uma película de ar estagnado para o ambiente. O movimento da umidade dentro do sólido é suficientemente rápido para manter a condição de saturação na superfície, e a taxa da secagem é controlada pela taxa de transferência de calor para a superfície evaporante. A taxa de transferência de massa equilibra a taxa de transferência de calor, e a temperatura da superfície saturada permanece constante. O mecanismo da remoção da umidade é equivalente ao da evaporação de uma grande massa de água e é essencialmente independente da natureza do sólido.

Quando o calor é transferido apenas por convecção, e na ausência de outros efeitos térmicos, a temperatura da superfície aproxima-se da temperatura de bulbo úmido.



Entretanto, quando a transferência de calor é mediante radiação, condução ou uma combinação destas com a convecção, a temperatura da superfície está entre a do bulbo úmido e a de ebulição da água. Nestas circunstâncias, a taxa de transferência de calor é maior e daí provém uma taxa de secagem mais elevada.

Quando o calor é transferido ao sólido úmido por condução através de superfícies quentes, e a transferência de calor pela convecção é desprezível, os sólidos se aproximam da temperatura de ebulição, preferivelmente à temperatura de bulbo úmido. Este método de transferência de calor é usado nos secadores indiretos. A radiação é também eficiente no aumento da velocidade mediante o aumento da transferência de calor por convecção e a elevação da temperatura da superfície acima da temperatura de bulbo úmido.

Analisando um volume de controle no material em secagem, tem-se que o calor requerido apenas para vaporizar a água, sem considerar o aquecimento do sólido e o perdido, no período de taxa constante, pode ser dado em termos de balanço de energia e de transferência de calor, respectivamente conforme as expressões abaixo:

$$dQ = dW \lambda, \quad (2.1)$$

onde Q é o calor requerido (kJ), W o teor de umidade, base seca (kg de água/kg de sólido seco), λ o calor latente de vaporização, na temperatura da superfície de evaporação (kJ/kg);

$$\frac{dQ}{d\theta} = h_t A \Delta t = h_t A (t - t_s). \quad (2.2)$$

onde θ é tempo (h), h_t o coeficiente global de transmissão de calor (kJ/h.m^2), A a área da superfície de transferência de calor e de evaporação, m^2 ; t a temperatura do gás, bulbo seco, ($^{\circ}\text{C}$), e t_s a temperatura da superfície de evaporação, $^{\circ}\text{C}$;

Quando o calor para a evaporação, durante o período a taxa constante, é fornecido por um gás quente, há um equilíbrio dinâmico entre a taxa de transferência de calor para o material e a taxa de remoção do vapor da superfície, de tal forma que

$$\frac{dW_s}{d\theta} = \frac{h_t A \Delta t}{\lambda} = K_g A \Delta p, \quad (2.3)$$

onde $dW_s/d\theta$ é a taxa de secagem (kg de água/h), K_g o coeficiente de transferência de massa (kg/h.m².atm), A a área específica (área superficial / kg de sólido seco) e $\Delta p = p_s - p$, sendo p_s a pressão de vapor de água na temperatura t_s da superfície (atm) e p a pressão parcial do vapor de água no gás (atm).

Quando h_t é apenas o coeficiente de transmissão de calor por convecção, então t_s , em condições de equilíbrio, é a temperatura de bulbo úmido do ar, e p é a pressão de vapor nesta temperatura. Quando o calor é também fornecido mediante radiação, então h_t é a soma $h' + h_r$, onde h_r é o coeficiente pertinente à radiação e h' o da convecção. Neste caso, t_s é mais elevada que a temperatura de bulbo úmido. Um resultado semelhante ocorre quando o calor atinge a superfície de evaporação mediante convecção e condução.

O valor da taxa constante depende portanto de três fatores: 1) os coeficientes de transferência de calor e de massa, 2) a área da superfície exposta ao meio de secagem em relação ao volume do sólido ou "área específica", 3) a diferença de temperatura ou de umidade entre a corrente de gás e a superfície úmida do sólido. Todos estes fatores constituem variáveis externas. O mecanismo interno de escoamento de líquido não afeta a taxa constante significativamente, embora na verdade, ambos fenômenos estejam ligados.

Para o cálculo da taxa de secagem é conveniente exprimir a equação (2.3) em termos da diminuição do teor de umidade, em lugar de se usar a quantidade de água evaporada. No caso da evaporação de uma bandeja de material úmido, com a hipótese de não haver modificação de volume durante a secagem, a equação (2.3) fica,

$$\frac{dW_s}{d\theta} = \frac{h_t}{\rho_s \cdot \delta \cdot \lambda} (t - t_s), \quad (2.4)$$

onde $dW/d\theta$ é a taxa de secagem (kg de água/h.kg de sólidos secos), h_t o coeficiente global de transmissão de calor (kJ/h.m².°C), ρ_s a densidade aparente do material seco (kg de

sólido seco/m³ de volume do leito), δ a espessura do leito fixo (m), e λ o calor latente de vaporização (kJ/kg).

Observe que $dW/d\theta$ é uma grandeza essencialmente negativa. Assim pode-se reescrever a equação (2.4) como

$$\frac{dW_s}{d\theta} = -\frac{h_t}{\rho_s \cdot \delta \cdot \lambda} (t - t_s). \quad (2.5)$$

Uma equação análoga pode ser escrita para o caso da circulação permeante:

$$\frac{dW_s}{d\theta} = -\frac{h_t a}{\rho_s \lambda} (t - t_s), \quad (2.6)$$

onde a é a área específica de transferência de calor (m²/m³ do leito).

Os valores de ρ_s e/ou a devem ser conhecidos para que as equações (2.5) e (2.6) possam ser usadas. O valor de a é difícil de se estimar sem dados experimentais. Quando a fração de vazios é conhecida, a pode ser estimado. No caso de partícula esférica, a é dado por

$$a = \frac{6(1-F)}{(D_p)_{mh}}, \quad (2.7)$$

e no caso de partículas cilíndricas uniformes, por

$$a = \frac{4(0,5D_o + Z)(1-F)}{D_o Z}, \quad (2.8)$$

onde F é a fração de vazios, $(D_p)_{mh}$ o diâmetro médio harmônico das partículas esféricas (m), D_o o diâmetro do cilindro (m), e Z a altura do cilindro (m).

Período a taxa decrescente

O período a taxa decrescente começa quando o período a taxa constante termina, uma vez atingido o teor de umidade crítico. Quando o teor de umidade final é maior que o crítico (em uma dada situação de secagem), todo o processo ocorrerá a taxa constante. Por outro lado, quando o teor inicial de umidade está abaixo do teor de umidade crítico, o processo de secagem ocorrerá ao modo do período a taxa decrescente. Este período está, usualmente, dividido em duas zonas: 1) a zona de secagem da superfície insaturada e 2) a zona em que o movimento interno da umidade é controlante.

Na primeira zona, a superfície evaporante não pode ser mantida inteiramente saturada pelo teor de umidade dentro do sólido, a taxa de secagem diminui na fração insaturada, e por isso há uma diminuição da taxa para toda a superfície. Em alguns casos, a taxa de secagem é uma função linear do teor de água do sólido, conforme mostra a curva CE da figura 2.11b. Em geral, no entanto, a taxa de secagem depende de fatores que afetam a difusão de umidade para longe da superfície evaporante e de outros que alteram a velocidade do movimento interno de umidade.

À medida que a secagem avança, chega-se a um ponto em que a superfície evaporante está insaturada. O plano de evaporação desloca-se para o interior do sólido, e o processo inicia o segundo período a taxa decrescente. A taxa de secagem é agora governada pela velocidade do movimento da umidade interna e a influência das variáveis externas diminui. Na secagem de baixos teores de umidade este período usualmente predomina na determinação do tempo de secagem global.

A investigação sobre o movimento interno da umidade indica a possibilidade de vários mecanismos de controle, sendo os mais significativos os de difusão, de capilaridade e os dos gradientes de pressão provocados pela contração. Estes mecanismos serão apresentados a seguir.

Difusão líquida

Quando no período a taxa decrescente a difusão do líquido é controlante, a equação de Laplace pode ser usada para descrever a velocidade do movimento da umidade. Sherwood (1969) em um trabalho clássico resolveu a equação de difusão para o período a

taxa decrescente, numa barra, admitindo que a respectiva superfície ficasse seca, ou com o teor de umidade no equilíbrio, e que a umidade tivesse uma distribuição inicial uniforme. Nestas circunstâncias, obtém-se a seguinte equação:

$$\frac{W - W_c}{W_c - W_e} = \frac{8}{\pi^2} \left[e^{-D_1 \theta \left(\frac{\pi}{2d'}\right)^2} + \frac{e^{-9D_1 \theta \left(\frac{\pi}{2d'}\right)^2}}{9} + \frac{e^{-25D_1 \theta \left(\frac{\pi}{2d'}\right)^2}}{25} + \dots \right] \quad (2.9)$$

onde W, W_c, W_e são os teores de umidade médio (em base seca) em qualquer instante θ , no início do período a velocidade decrescente e em equilíbrio com o ambiente, respectivamente, em (kg/kg), D_1 o coeficiente de difusão do líquido (m^2/h), θ o instante do início do período a velocidade decrescente (h) e d' a metade da espessura da camada sólida através da qual há difusão (m).

A equação (2.9) foi deduzida para a evaporação nas duas faces da barra; quando a evaporação ocorre apenas em uma face, d' é a espessura total (m). A equação admite a constância de D_1 ; no entanto, raramente este parâmetro é constante, pois varia com o teor de umidade e com a temperatura, segundo trabalhos publicados por Hougen et al (1940), citado por H.F. Porter (1980), e Bateman et al (1939). Um método gráfico para levar em conta a variação de D_1 com o teor de umidade na secagem de sólidos hidrófilos até teor baixo de umidade foi desenvolvido por Van Arsdel (1947).

No caso de um longo período de secagem, a equação (2.9) é simplificada para uma forma limite da equação de difusão:

$$\frac{W - W_c}{W_c - W_e} = \frac{8}{\pi} e^{-D_1 \theta \left(\frac{\pi}{2d'}\right)^2} \quad (2.10)$$

A equação (2.10) pode ser derivada para fornecer a taxa de secagem:

$$\frac{dW}{d\theta} = \frac{-\pi^2 D_1}{4d^2} (W - W_e) \quad (2.11)$$

Segundo a equação (2.11), havendo o controle da difusão interna durante um intervalo de tempo longo, a taxa de secagem é diretamente proporcional ao teor de água livre ($W - W_e$) e ao coeficiente de difusão D_1 , e que o tempo de secagem varia com o quadrado da espessura do material.

Teoria da capilaridade

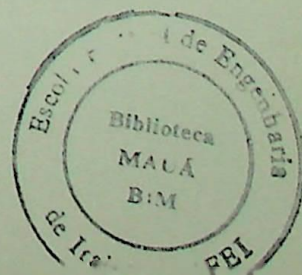
Quando a dimensão dos poros do material granular é conveniente, a umidade pode mover-se de uma região de concentração alta para uma outra de concentração baixa pelo efeito de ações capilares e não de difusão.

A teoria da capilaridade admite que um leito de esferas não porosas é constituído pelas partículas em torno de um espaço vazio denominado poro. Estes poros estão ligados por passagens de diversas dimensões, sendo as partes mais estreitas os estrangulamentos. Quando a água é paulatinamente removida do leito, a curvatura da sua superfície nos interstícios das esferas da camada superior aumenta, e a pressão capilar, resultante desta curvatura, aparece. À medida que a remoção de água continua, a sucção atinge um valor em que o ar é aspirado para o espaço dos poros, entre as camadas sucessivas de esferas.

Esta sucção, ou potencial de sucção, é uma medida da força resultante que arrasta a água do interior do leito para a superfície. No caso de poros formados por esferas regulares não-porosas, o potencial de sucção é dado por

$$H_s = \frac{F_G \sigma}{r \rho_w g} \quad (2.12)$$

onde H_s é o potencial de sucção (cm de água), σ a tensão superficial (dina/cm), ρ_w a massa específica da água (g/cm^3), g a aceleração da gravidade (980 cm/s^2) e r o raio da esfera, (cm). F_G é um fator de agrupamento, igual a 12,9 no caso de agrupamento romboédrico e a 4,8 para agrupamento cúbico.



À medida que a secagem avança, a umidade superficial evapora, provocando o recuo dos meniscos superficiais até que o potencial de sucção atinge o valor dado pela equação (2.12). Neste ponto, os poros na superfície se abrem, o ar entra no material e a umidade se redistribui, com um ligeiro decréscimo do potencial de sucção. Continuando a evaporação, este potencial novamente aumenta, até que se chega a um valor ligeiramente mais alto, quando ocorre nova redistribuição.

A curva da taxa de secagem (figura 2.11b) pode ser analisada em termos da teoria capilar. Na região BC há perda de umidade com um aumento gradual da sucção e o esvaziamento dos poros maiores do sólido. Na região CE há um aumento da sucção à medida que o teor de umidade diminui e os poros mais finos vão sendo abertos. A seção ED representa uma condição em que a umidade está sendo removida pela difusão do vapor, vindo do interior do corpo, apesar de haver ainda água suficiente no leito para provocar forças capilares.

Admitindo que todo o movimento do líquido ocorra nos poros finos do leito e que este seja constituído por partículas uniformes, esféricas e não-porosas, é possível usar uma forma modificada da equação de Poiseuille para o escoamento laminar e determinar a pressão do fluido necessária para vencer o atrito. A equação tem a forma,

$$\Delta H = \frac{K_2 \mu_w V_a \rho_p^2 A^2 (1-\epsilon)^2 \delta}{g \rho_w \epsilon^3}, \quad (2.13)$$

onde ΔH é a diferença de pressão, (cm de água), K_2 a constante de Kozeny (igual a 5, no caso de partículas esféricas), μ_w a viscosidade da água (P), V_a a velocidade de escoamento (cm/s), ρ_p a massa específica das partículas (g/cm^3), A a superfície específica das partículas (cm^2), ϵ a porosidade do leito (adimensional), δ a profundidade do leito (cm) e ρ_w a massa específica da água (g/cm^3).

Quando o escoamento para a superfície do sólido se mantém, $H_1 = H_2 + \delta_2 + \Delta H$, onde H_1 e H_2 são os potenciais de sucção na superfície e numa profundidade δ_2 , em cm; ΔH é uma medida da resistência de atrito do leito, sobre a extensão δ .

No caso do agrupamento romboédrico de esferas, valem as igualdades $(1-\varepsilon)^2/\varepsilon^3 = 3,15$ e $\rho_p/A^2 = 9/r^2$, onde r é o raio das esferas (cm). Levando estes valores à equação (2.13), tem-se

$$\frac{H_1 - H_2 - \delta}{\delta} = 141,7 \frac{\mu_w V_a}{g \rho_w r^2} \quad (2.14)$$

No caso de outros agrupamentos e outras formas das partículas, é necessário utilizar os valores apropriados das constantes. Neste sentido Key (1972) apresenta um tratamento extensivo. A taxa de secagem $d\Omega/dt$ e a velocidade do líquido estão relacionadas por:

$$V_a = \frac{1}{f} \frac{d\Omega}{dt} \quad (2.15)$$

onde $d\Omega/dt$ é a taxa de secagem ($g/cm^2 \cdot s$) e f a fração dos poros finos na superfície. Finalmente, se obtém:

$$\frac{d\Omega}{dt} = \frac{f r^2}{3,25 \times 10^{-5} \delta} (H_1 - H_2 - \delta) \quad (2.16)$$

Portanto, quando H_1 , H_2 e f são conhecidos, a taxa de secagem pode ser calculada.

A taxa decrescente pode, frequentemente, ser expressa com boa precisão sobre a faixa pertinente do teor de umidade por uma equação semelhante à equação (2.11); assim,

$$\frac{dW}{d\theta} = - K_1 (W - W_c) \quad (2.17)$$

onde K_1 é uma função da taxa constante, dada por

$$K_1 = - \frac{\left(\frac{dW}{d\theta} \right)_c}{W_c - W_e} \quad (2.18)$$

onde $(dW/d\theta)_c$ é a taxa de secagem constante (kg/h kg de sólido seco) e W_c o teor de umidade crítico (kg/kg de sólido seco). Levando a expressão de $(dW/d\theta)_c$, dada pela equação (2.5), na equação (2.18), tem-se:

$$K_1 = \frac{-h_t(t - t_s)}{\rho_s \lambda \delta (W_c - W_e)} \quad (2.19)$$

Portanto, a taxa decrescente, nestas circunstâncias, é dada por:

$$\frac{dW}{d\theta} = - \frac{h_t(t - t_s)(W - W_e)}{\rho_s \lambda \delta (W_c - W_e)} \quad (2.20)$$

Nos materiais que obedecem à equação (2.20), o tempo de secagem varia inversamente com a espessura. Quando a temperatura da superfície, durante o período a taxa constante, é a temperatura de bulbo úmido, t_u , a mesma pode entrar em lugar t_s . No caso da circulação permeante, aparecem equações análogas, com o termo em $1/\delta$ substituído pela grandeza α na equação (2.20).

Recentemente Nebra, 1995, apresentou uma revisão dos conceitos e desenvolvimentos relativos a capilaridade e sua relação com a secagem em sólidos

Equações aproximadas para o período a taxa decrescente

O tempo de secagem, em cada um dos casos do período a taxa decrescente, pode ser obtido pela integração das equações (2.11) e (2.20), resultando:

1. Nos materiais em que o movimento da umidade é controlado pela difusão:

$$\theta_f = \frac{4d^2}{D_1 \pi^2} \ln \frac{W_c - W_e}{W - W_e} \quad (2.21)$$

2. No caso de materiais em que o movimento da umidade é controlado pelo escoamento capilar:

$$\theta_f = \frac{\rho_s \lambda \delta (W_c - W_e)}{h_t (t - t_s)} \ln \frac{W_c - W_e}{W - W_e} \quad (2.22)$$

A Tabela 2-2 dá uma classificação aproximada dos materiais que obedecem às equações (2.21) e (2.22), Porter, 1980.

Tabela 2-2 Comportamento dos materiais em secagem

Materiais que obedecem à equação (2.21)	Materiais que obedecem à equação (2.22)
<ol style="list-style-type: none"> 1. Sistema com uma só fase sólida, como sabão, gelatina, cola. 2. Madeira e sólidos semelhantes, abaixo do ponto de saturação da fibra. 3. Amido, têxteis, papel, argila, sólidos hidrófilos e outros materiais nos últimos estágios de secagem, quando a água ligada está sendo removida. 	<ol style="list-style-type: none"> 1. Sólidos granulados grosseiros, como areia, pigmento de tintas, minerais. 2. Materiais em que o fluxo de umidade ocorre em concentrações acima do teor de umidade em equilíbrio na saturação atmosférica, ou acima do ponto de saturação da fibra.

Teor de umidade crítico

Para usar as equações anteriores na estimativa do tempo de secagem correspondente ao período a taxa decrescente, é preciso conhecer os valores do teor de umidade crítico W_c . Este parâmetro é difícil de obter sem efetuar ensaios reais de secagem, com os quais se teria o tempo de secagem, sem o que torna pouco efetiva a mera resolução das equações. Nos casos em que a realização dos ensaios não é possível, será preciso fazer algumas estimativas do teor de umidade crítico. Existem tabelas que fornecem valores do teor de umidade crítico de alguns materiais, de acordo com a forma de secagem. Os valores tabelados são apenas aproximados, pois o teor de umidade crítico depende da história da secagem. Parece que o período de taxa constante termina quando o teor de umidade na superfície atinge um valor específico. Uma vez que o teor de umidade crítico é a umidade média em todo o material, o seu valor depende da taxa de secagem, da espessura do material e de fatores que influenciam o movimento da umidade e os gradientes formados no interior do sólido. Em

consequência disto, o teor de umidade crítico aumenta com o aumento da taxa de secagem e com o aumento da espessura da massa de material sujeita ao processo.

Teor de umidade no equilíbrio

Na secagem de sólidos é importante distinguir entre os materiais higroscópicos e os não-higroscópicos. Quando um material higroscópico é mantido em contato com o ar a temperatura e umidade constantes, até ser atingido o equilíbrio, o material atingirá um teor de umidade definido. Esta umidade é medida pelo teor de umidade no equilíbrio, nas condições especificadas. A umidade em equilíbrio pode estar adsorvida ou condensada nos capilares finos do sólido a pressão reduzida, e a sua concentração será dependente da temperatura e umidade do ar ambiente. No entanto, em temperaturas baixas, entre 15 e 50°C, por exemplo, um gráfico do teor de umidade no equilíbrio contra a umidade relativa (percentual) é essencialmente independente da temperatura. Na umidade zero o teor de umidade no equilíbrio de todos os materiais é zero.

O teor de umidade no equilíbrio depende grandemente da natureza do sólido. No caso de sólidos não-porosos, isto é, de sólidos não-higroscópicos, o teor de umidade no equilíbrio é praticamente igual a zero em todas as temperaturas e umidades. No caso de materiais orgânicos, como madeira, papel e sabão, o teor de umidade no equilíbrio varia regularmente numa ampla faixa, à medida que a temperatura e a umidade variam.

A umidade em equilíbrio de um sólido é particularmente importante na secagem, pois constitui o teor de umidade limite em dadas condições de temperatura e de umidade. Quando o material é seco até um teor menor que o seu teor normal em equilíbrio com o ar atmosférico, ele retornará ao valor de equilíbrio uma vez armazenado, a menos que se tomem precauções especiais. Com muitos materiais, o valor do teor de umidade no equilíbrio depende da direção em que o equilíbrio é aproximado. Valores diferentes são obtidos conforme o material úmido perca água por dessorção, como na secagem, ou material seco incorpore por adsorção. Nos cálculos de secagem preferem-se os valores da dessorção. No caso geral, o teor de umidade no equilíbrio atingido no processo de perda de umidade é mais elevado que o conseguido no procedimento de adsorção.

2.2 Tipos de Secadores

Os equipamentos reais de secagem podem ser classificados de diversas formas. As duas classificações mais úteis baseiam-se (1) no método de transferência de calor para os sólidos úmidos ou (2) nas características de manipulação e nas propriedades físicas do material úmido. O primeiro método de classificação revela diferenças nos modelos e operações dos secadores, enquanto o segundo método é mais útil na escolha de um grupo de secadores para a consideração preliminar de um dado problema de secagem. Este tópico se baseia em Porter (1980).

2.2.1 Tipos Básicos

Secadores diretos

As características operacionais dos secadores diretos são as seguintes:

1. Contato direto dos gases quentes com os sólidos, para aquecê-los e remover o vapor.
2. As temperaturas de secagem podem atingir até 680 K, que é a temperatura limite de uso com a maior parte dos materiais metálicos estruturais. Em temperaturas mais altas, a radiação constitui um importante mecanismo de transferência de calor.
3. Nas temperaturas do gás abaixo do ponto de ebulição, o teor de vapor no gás influencia a velocidade de secagem e o teor final de umidade no sólido. Com as temperaturas do gás acima do ponto de ebulição, o teor de vapor do gás tem apenas um pequeno efeito retardador sobre a velocidade de secagem e o teor final de umidade. Assim o vapor superaquecido do líquido que está sendo removido pode ser usado para efetuar a secagem.
4. Na secagem a baixa temperatura, a desumidificação do ar de secagem pode ser necessária quando a umidade atmosférica for excessivamente elevada.



5. Quanto mais baixo for o teor final de umidade, maior será o consumo de combustível por quilograma de água evaporada, em um secador direto.

6. A eficiência aumenta com o aumento de temperatura do gás afluente, sendo constante a temperatura do gás efluente.

7. Em virtude de serem necessários grandes volumes de gás para fornecer todo o calor da secagem, o equipamento de coleta de poeira pode ser muito grande e caro quando se operam sólidos em pequenas partículas

Secadores indiretos

São diferentes dos secadores diretos quanto à transferência de calor e à remoção de vapor.

1. O calor é transferido ao material úmido mediante a condução numa parede sólida, usualmente metálica.

2. As temperaturas superficiais podem ir desde valores abaixo da congelação, nos secadores a congelação, até acima de 800 K, no caso dos secadores indiretos aquecidos pelos produtos de combustão.

3. Os secadores indiretos são convenientes para secar sob pressão reduzida e em atmosferas inertes, com o objetivo de permitir a recuperação de solventes e impedir a ocorrência de misturas explosivas ou a oxidação de materiais que se decompõem com facilidade.

4. Os secadores indiretos que usam fluidos condensantes como meio de aquecimento são, em geral, econômicos do ponto de vista do consumo de calor, pois fornecem-no apenas de acordo com a demanda do material que está sendo seco.

5. A recuperação de poeira e de material pulverulento pode ser efetuada muito mais satisfatoriamente nos secadores indiretos que nos secadores diretos.

Secadores diversos

Os secadores que funcionam com a radiação infravermelha dependem da transferência de energia radiante para evaporar a umidade. Esta energia é fornecida eletricamente por lâmpadas infravermelhas, por meio de resistores elétricos ou mediante refratários levados à incandescência por um gás aquecido. Este último método tem a vantagem adicional de provocar o aquecimento pela convecção. O aquecimento a infravermelho não é usado amplamente na indústria química para a remoção de umidade. Seu principal emprego é no recozimento ou secagem de películas de tinta ou no aquecimento de camadas finas dos materiais.

Secadores dielétricos

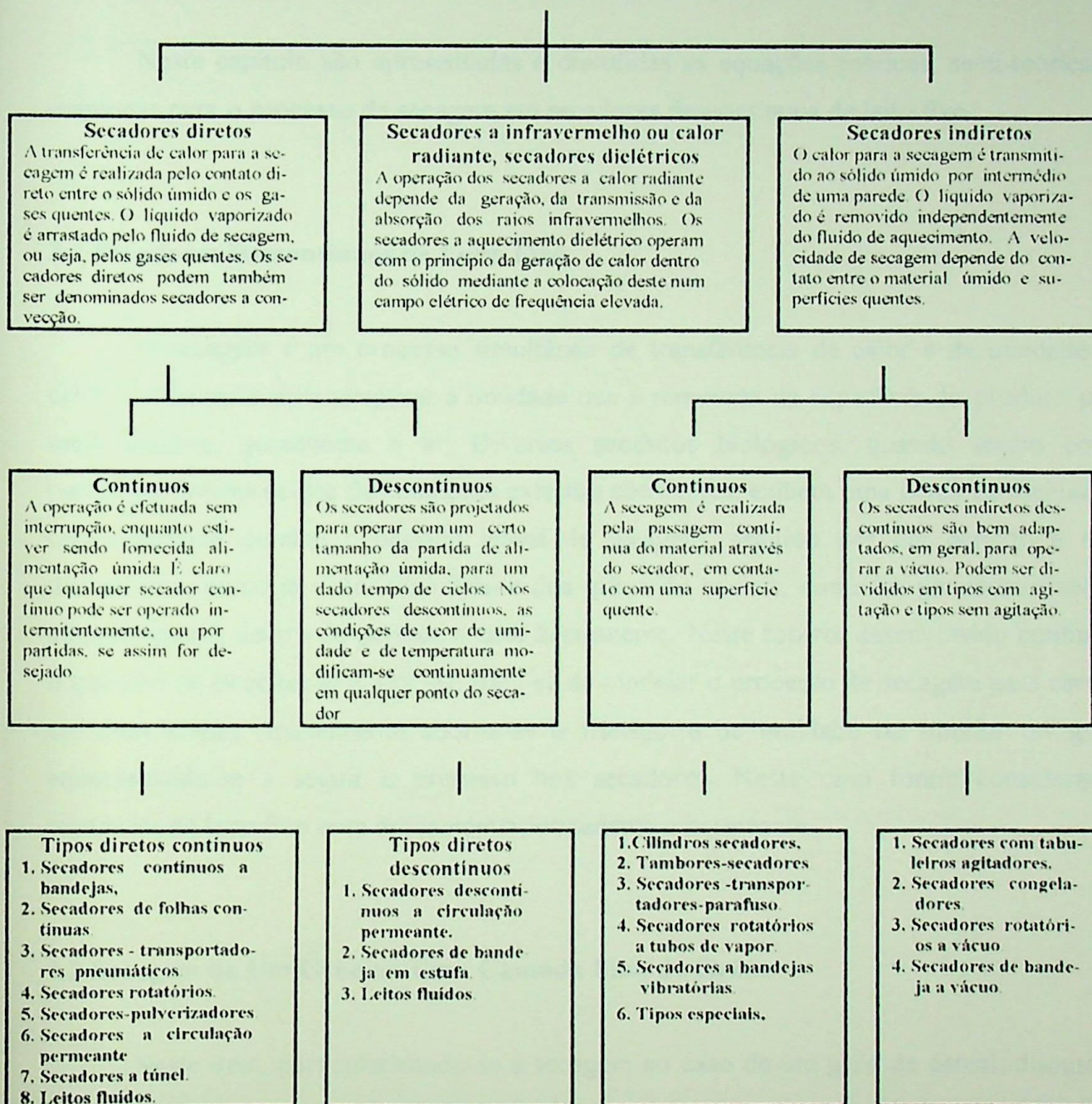
Estes secadores não tem tido, até agora, um amplo campo de aplicação. A sua característica fundamental é a de gerar calor dentro do sólido e sugere usos potenciais na secagem de corpos maciços, como madeira, formas de esponjas de borracha e cerâmica. O custo da potência pode ser significativamente maior que o custo do combustível nos métodos convencionais.

2.2.2 Configurações Usuais

Uma classificação dos equipamentos de secagem, com base na transferência de calor, está apresentada na tabela 2-3. Esta tabela classifica os secadores em diretos e indiretos, com as subclasses de operação contínua e descontínua.

Tabela 2-3 Classificação dos secadores baseada no método de transferência de calor
(Porter, 1980).

Todos os tipos de secadores usados para produzir um produto sólido e seco a partir de um material úmido



Capítulo 3

Equacionamento da Secagem

Neste capítulo são apresentadas e discutidas as equações teóricas, semi-teóricas e empíricas para o processo de secagem em secadores descontínuos de leito fixo.

3.1 Secadores Descontínuos de Leito Fixo

A secagem é um processo simultâneo de transferência de calor e de umidade. O calor é necessário para evaporar a umidade que é removida da superfície do produto pelo meio externo, geralmente o ar. Diversos produtos biológicos, quando secam como partículas simples dentro de condições externas constantes, exibem uma perda de umidade a taxa constante durante o período inicial de secagem, seguido por um período a taxa decrescente, como já visto. Os núcleos dos grãos de cereais, contudo, geralmente secam completamente dentro do período a taxa decrescente. Neste tópico, desenvolvido conforme o trabalho de Brooker et al (1974), trata-se de modelar o processo de secagem para cereais em duas etapas. Inicialmente aborda-se o transporte de umidade no interior do grão, equacionando-se a seguir o processo nos secadores. Neste caso foram considerados secadores de leito fixo com escoamento permanente e permeante.

3.2 Secagem de Um Grão ou Uma Camada Fina de Grãos

Neste item, particularizando-se a secagem ao caso de um grão de cereal, discutem-se brevemente os períodos da secagem, apresentando-se formulações teóricas, semi-teóricas e empíricas.

3.2.1 Período de Secagem a Taxa Constante

A taxa de secagem de produtos biológicos com teor de umidade inicial acima de 70 a 75 % em base úmida, durante o período inicial de secagem, é uma função de três parâmetros: 1) velocidade do ar, 2) temperatura do ar e 3) umidade do ar. Se as condições ambientais são constantes, a taxa de secagem será constante. A taxa constante de secagem pode ser observada em produtos nos quais a resistência interna para o transporte de umidade é muito menor que a resistência externa para remover o vapor d'água da superfície do produto.

Como visto anteriormente a equação (2.3) fornece a perda de umidade de produtos biológicos durante o período de secagem a taxa constante. Um cálculo preciso da secagem a taxa constante usando a equação (2.3) é possível se conhecermos a área específica A e um dos coeficientes de transferência h_t ou K_g . Algumas vezes é difícil obterem-se os valores precisos para tais parâmetros, por causa da forma irregular dos produtos biológicos.

O conteúdo de umidade crítico, no qual a taxa de secagem constante muda para taxa decrescente, depende das características do sólido, tais como forma e tamanho, e também das condições de secagem. Grãos de cereais não exibem um período de secagem a taxa constante a não ser que eles tenham sido colhidos antes do amadurecimento ou contendo água condensada ou de chuva na sua superfície, ainda que alguns produtos agrícolas, tais como tomate e beterraba, apresentem um comportamento na secagem a taxa constante quando desidratados dentro de condições ambientes constantes.

3.2.2 Período de Secagem a Taxa Decrescente

Durante o período de secagem a taxa decrescente a partícula submetida à secagem não está coberta por uma camada fina de água, como no caso da secagem durante o período a taxa constante, porque a resistência interna ao transporte de umidade torna-se maior que a resistência externa.

Cereais geralmente secam somente durante o período a taxa decrescente. Isto implica no decaimento contínuo da taxa de secagem durante o curso da mesma. A Figura 3-1 mostra a secagem típica e a curva da taxa de secagem para grãos de cereais e pode ser comparada à Figura 2-11, válida para condições genéricas.

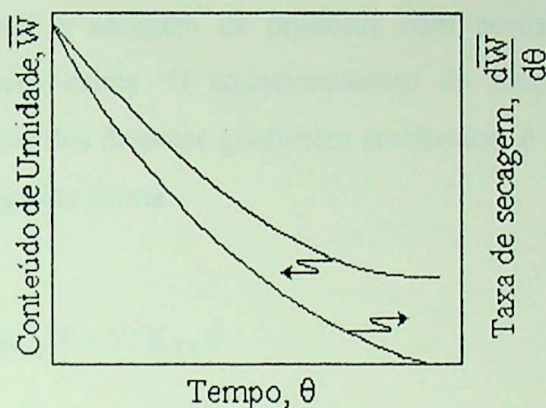


Figura 3-1 Secagem de grão de cereal durante o período a taxa decrescente.

Para produtos biológicos, a previsão para a taxa de secagem é mais complicada durante o período a taxa decrescente do que no período a taxa constante. Não somente os mecanismos de transferência externos (transferência convectiva de calor e transferência de massa) devem ser considerados nesta análise, mas também devem ser incluídos os mecanismos internos de transferência dentro do produto (difusão de calor e massa). Embora muitas teorias tenham sido propostas sobre a previsão do comportamento dos grãos durante a secagem a taxa decrescente, somente relações semi-teóricas e empíricas demonstraram ser aplicáveis ao projeto de secadores. A seguir, são apresentadas as diversas formulações discutidas por Brooker et al (1974) para o período a taxa decrescente em cereais. Um tratamento genérico deste processo foi apresentado anteriormente no item 2.1.4.

Equações teóricas de secagem

Diversos mecanismos físicos foram propostos para descrever a transferência de umidade nos produtos com poros capilares como grãos de cereais: 1) movimento do líquido devido às forças de superfície (fluxo capilar); 2) movimento do líquido devido à diferença de concentração de umidade (difusão líquida); 3) movimento do líquido devido à difusão da umidade na superfície porosa (difusão superficial); 4) movimento do vapor devido à

diferença de concentração da umidade (difusão de vapor); 5) movimento do vapor devido à diferença de temperatura (difusão térmica); 6) movimento da água e do vapor devido à diferença de pressão total (fluxo hidrodinâmico).

Luikov (1966) e seus colaboradores na União Soviética desenvolveram um modelo matemático para descrever a secagem de produtos com poros capilares baseado nos mecanismos físicos listados acima. O equacionamento do modelo, coerente com seu comportamento dependente dos diversos gradientes envolvidos, é um sistema de equações diferenciais parciais da seguinte forma:

$$\begin{cases} \frac{\partial W}{\partial \theta} = \nabla^2 K_{11} W + \nabla^2 K_{12} T + \nabla^2 K_{13} P \\ \frac{\partial T}{\partial \theta} = \nabla^2 K_{21} W + \nabla^2 K_{22} T + \nabla^2 K_{23} P \\ \frac{\partial P}{\partial \theta} = \nabla^2 K_{31} W + \nabla^2 K_{32} T + \nabla^2 K_{33} P \end{cases} \quad (3.1)$$

onde W é o teor de umidade, base seca (decimal), θ o tempo, h, T a temperatura do produto, $^{\circ}\text{C}$, P a pressão de vapor ou pressão total, atm, K_{11} , K_{22} e K_{33} são os coeficientes fenomenológicos diretos (coeficientes de difusão), e onde os outros K 's fora da diagonal representam os coeficientes de acoplamento. Tal acoplamento resulta da combinação dos efeitos de umidade, temperatura e pressão total sobre a umidade, energia e transferência de massa total. Poucos coeficientes fenomenológicos de transferência são conhecidos para cereais, até o presente momento. Portanto, o sistema de equações (3.1) de Luikov ainda não foi aplicado à grãos. Um interessante desenvolvimento deste sistema de equações utilizando cálculo variacional foi efetuado por Mundim e Fortes, 1989, contudo ainda em termos teóricos.

A secagem artificial de grãos de cereais entretanto ocorre dentro de circunstâncias que permitem simplificações nas equações de secagem de Luikov. Por exemplo, o fluxo de umidade devido ao gradiente de pressão total somente é significativo na secagem em temperaturas do produto bem acima da faixa de temperatura empregada na secagem de grãos de cereais. Isto mostra que os termos de pressão podem ser retirados do sistema de

equações de Luikov. Assim, o sistema de equações modificado que descreve a secagem de grão de cereal, torna-se:

$$\begin{cases} \frac{\partial W}{\partial \theta} = \nabla^2 K_{11} W + \nabla^2 K_{12} T \\ \frac{\partial T}{\partial \theta} = \nabla^2 K_{21} W + \nabla^2 K_{22} T \end{cases} \quad (3.2)$$

As duas equações acima vem sendo aplicadas a vários produtos, inclusive milho (Hussain et al., 1972). Segundo este autor a consideração dos efeitos acoplados de temperatura e umidade na análise da secagem de grãos é necessária em um número muito limitado de cereais. Portanto, com esta simplificação adicional as equações fenomenológicas tornam-se:

$$\begin{cases} \frac{\partial W}{\partial t} = \nabla^2 K_{11} W \\ \frac{\partial T}{\partial \theta} = \nabla^2 K_{22} T \end{cases} \quad (3.3)$$

O sistema de equações (3.3) descreve a secagem e o comportamento térmico dos grãos de cereais muito bem. Contudo, nas análises práticas de secagem de grãos de cereais o gradiente de temperatura não deve ser considerado. Desprezando o gradiente de temperatura para o núcleo do grão de cereal durante a secagem, passamos à última simplificação das equações de Luikov:

$$\frac{\partial W}{\partial \theta} = \nabla^2 K_{11} W . \quad (3.4)$$

Uma vez que geralmente é aceito que o fluxo de umidade no interior do núcleo do grão ocorre por difusão (líquido e/ou vapor), o coeficiente de transferência K_{11} é chamado coeficiente de difusão, D . Pesquisadores têm usado diversas soluções da equação (3.4) para prever o comportamento na secagem de grãos de cereais.

Para valores constantes de D, a equação (3.4) pode ser escrita como:

$$\frac{\partial W}{\partial \theta} = D \left(\frac{\partial^2 W}{\partial r^2} + \frac{b}{r} \frac{\partial W}{\partial r} \right), \quad (3.5)$$

onde b é uma constante dada pela simetria do grão, igual a zero para simetria plana, igual a 1 para corpo cilíndrico e igual a 2 para corpo esférico.

Algumas soluções da equação (3.5) para várias formas de sólidos têm sido usadas como equações de secagem para grãos. As seguintes condições iniciais e de contorno são geralmente assumidas para sua solução:

$$W(r,0) = W(\text{inicial}), \quad (3.6)$$

$$W(r_0,t) = W(\text{equilíbrio}). \quad (3.7)$$

A solução analítica da equação (3.5) para o teor médio de umidade de vários corpos de forma regular pode ser obtida diretamente dos livros de difusão, como Crank (1957), citado por Brooker et al (1974).

Definindo-se a razão WR como,

$$WR = \frac{\bar{W}(\theta) - W(\text{equilíbrio})}{W(\text{inicial}) - W(\text{equilíbrio})}, \quad (3.8)$$

$$X = \frac{A}{\text{vol}} (D\theta)^{1/2}, \quad (3.9)$$

onde \bar{W} é o teor médio de umidade, base seca, W (equilíbrio) o teor de umidade no equilíbrio, base seca, W (inicial) o teor de umidade inicial, base seca, A a área da superfície e vol o volume do corpo. Tem-se, para um plano infinito,

$$WR = \frac{8}{\pi^2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{(2n+1)^2} \exp\left[-\frac{(2n+1)^2 \pi^2}{4} X^2\right], \quad (3.10)$$

para um cilindro infinito,

$$WR = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{4}{\lambda_n^2} \exp\left(-\frac{\lambda_n^2}{4} X^2\right), \quad (3.11)$$

onde os valores para os λ_n 's são as raízes da função de Bessel de ordem zero, e para a esfera,

$$WR = \frac{6}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} \exp\left(-\frac{n^2 \pi^2}{9} X^2\right). \quad (3.12)$$

Equações de secagem semi-teóricas

Uma simplificação na solução da equação da difusão para coordenadas esféricas (equação 3.12) vem freqüentemente sendo usada para prever a secagem do grão. Em vez de um número infinito de termos, somente o primeiro termo da equação (3.12) é empregado para calcular a taxa de secagem. Resulta a seguinte expressão:

$$\frac{\bar{W}(\theta) - W(\text{eq})}{W(\text{in}) - W(\text{eq})} = \frac{6}{\pi^2} \exp\left[-\frac{D\pi^2}{r_0^2} \theta\right] = \frac{6}{\pi^2} \exp(-K\theta). \quad (3.13)$$

As equações (3.12) e (3.13) fornecem resultados diferentes para pequenos intervalos de tempo. Contudo, a diferença entre os valores dos conteúdos de umidade calculados pela solução por séries da equação (3.12) e pela solução por um único termo da equação (3.13) é menor que 5% se

$\frac{D\pi^2}{r_0^2} > 1,2$. Deve-se observar que soluções aproximadas assim funcionam melhor para tempos longos.

Uma solução muito semelhante a equação (3.13), que é análoga a Lei de Newton para resfriamento, é usada com frequência nas análises de secagem de grão. Assume que a razão de perda de umidade do núcleo do grão envolvido por um meio com temperatura constante é proporcional a diferença entre a umidade do núcleo e seu conteúdo de umidade de equilíbrio,

$$\frac{d\bar{W}}{d\theta} = k(\bar{W} - W_{\text{equilíbrio}}). \quad (3.14)$$

Esta expressão é análoga a equação (2.11), genérica para qualquer material. Separando as variáveis e integrando entre os limites apropriados e usando as equações (3.6) e (3.7) como condições iniciais e de contorno, resulta em:

$$\frac{\bar{W}(\theta) - W(\text{equilíbrio})}{W(\text{inicial}) - W(\text{equilíbrio})} = \exp(-k\theta). \quad (3.15)$$

As equações (3.13) e (3.15) são ambas chamadas de “equações de secagem” e K e k as “constantes de secagem”, cujas unidades são h^{-1} ou seg^{-1} .

Coefficientes de difusão e constantes de secagem

Coefficientes de difusão e constantes de secagem são disponíveis para diversos grãos de cereais. É importante observar que cada conjunto de coeficientes e constantes foi determinado considerando uma específica equação de secagem e deve ser usado com restrições em outras expressões. Além disso, os coeficientes de difusão ou constantes de secagem são aplicáveis somente para uma temperatura específica e faixas de teor de umidade.

Os coeficientes de difusão de grãos de cereais são frequentemente dados em termos de m^2/h . Isto é, um termo que expressa a quantidade de m^3 de umidade transferida, por m^2 de seção reta, por m de espessura, por hora.

A relação entre o coeficiente de difusão (e assim também a constante de secagem) e a temperatura do grão é do tipo Arrhenius:

$$D = C_1 \exp\left(-\frac{C_2}{T_{\text{abs}}}\right), \quad (3.16)$$

onde C_1 e C_2 são constantes dependentes do grão em particular, T_{abs} a temperatura absoluta do grão. Então, se a temperatura do grão aumenta, o coeficiente de difusão aumenta.

Apresentam-se a seguir alguns valores da literatura para o milho, trigo e cevada. Pabis e Henderson (1961) consideraram o núcleo de milho como um prisma regular de base quadrada. A equação (3.10) foi usada para ajustar os dados experimentais da espessura do contorno na secagem do milho e resultou no seguinte coeficiente de difusão:

$$D_{\text{milho}} = 5,85 \times 10^{-10} \exp\left(-\frac{6946}{T_{\text{abs}}}\right), \quad (3.17)$$

em unidades de m^2/h . A constante de secagem, K para o milho, baseada na equação (3.13), também foi determinada experimentalmente por estes autores:

$$K_{\text{milho}} = 5,4 \times 10^{-1} \exp\left(-\frac{5023}{T_{\text{abs}}}\right), \quad (3.18)$$

em unidades de s^{-1} .

Valores para a constante de secagem k baseados na equação (3.15) foram publicados para o trigo e cevada (O'Callaghan et al., 1971, citado por Brooker et al., 1974):

$$k_{\text{trigo}} = 2000 \exp\left(-\frac{9179}{T_{\text{abs}}}\right), \quad (3.19)$$

$$k_{\text{cevada}} = 139,3 \exp\left(-\frac{7976}{T_{\text{abs}}}\right), \quad (3.20)$$

em unidades de s^{-1} .

Equações empíricas de secagem

Dado o enfrentamento analítico da secagem, diversas equações meramente empíricas foram desenvolvidas para grãos de cereais. Thompson (1967), citado por Brooker et al (1974), propôs as seguintes equações para cálculo das equações de secagem do milho com palha na faixa de temperatura entre 60°C e 150°C:

$$t = A \ln WR + B(\ln WR)^2, \quad (3.21)$$

onde $A = 2,01794 + 0,00878 T$ e $B = 148,60862 \exp(-0,05942 T)$.

Sabbah (1968), citado por Brooker et al (1974), desenvolveu uma equação de secagem empírica para milho na faixa de temperatura entre 2°C e 21°C:

$$WR = \exp\left[-k(\theta^{0,664})\right], \quad (3.22)$$

onde

$$k = \exp(-x\theta^y),$$

$$x = \left[6,0142 + 1,453 \times 10^{-4} \phi^2\right]^{0,5} - T \left[3,353 \times 10^{-4} + 3,0 \times 10^{-8} \phi^2\right]^{0,5},$$

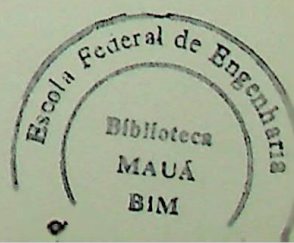
$$y = 0,1245 - 2,197 \times 10^{-3} \phi + 2,3 \times 10^{-5} \phi T - 5,8 \times 10^{-5} T.$$

Becker (1959), citado por Brooker et al. (1974), determinou os dados da razão de secagem para o trigo e propôs as seguintes equações:

$$\frac{\bar{W}(\theta) - W(\text{equilíbrio})}{W(\text{inicial}) - W(\text{equilíbrio})} = 1 - 24,82(D\theta)^{0,5} + 142,29D\theta, \quad (3.23)$$

para $(D\theta)^{0,5} < 0,034$, e

$$\frac{\bar{W}(\theta) - W(\text{equilíbrio})}{W(\text{inicial}) - W(\text{equilíbrio})} = 0,509 \exp(-629,68D\theta), \quad (3.24)$$



para $(D\theta)^{0,5} \geq 0,034$,

onde

$$D = 76,8 \exp\left(-\frac{11080}{T_{\text{abs}}}\right).$$

Discussão das equações de secagem

Nenhuma das equações teóricas ou semi-teóricas apresentadas representam com exatidão o processo de secagem de grãos de cereais durante toda a faixa de teores de umidade, entre $W(\text{inicial})$ e $W(\text{equilíbrio})$. Visando obter um aceitável ajuste entre as taxas de secagem experimentais e aquelas calculadas através das equações de secagem, um valor arbitrário é frequentemente inserido dentro do termo WR das equações. Por exemplo, Hustrulid e Flikke (1959), citado por Brooker et al. (1974), usaram o equilíbrio “dinâmico” de umidade ao invés do verdadeiro conteúdo de equilíbrio de umidade, embora não pareça existir uma razão física plausível para a existência deste equilíbrio dinâmico.

Surgem duas razões pelas quais as equações de secagem baseadas na teoria da difusão não representam com exatidão o comportamento dos grãos de cereais na secagem: 1) a escolha imprópria das condições de contorno na solução das equações; 2) a suposição incorreta que D e k são independentes do conteúdo de umidade, ou seja as simplificações anteriormente efetuadas, fazendo os coeficientes de acoplamento iguais a zero, são questionáveis.

As condições de contorno na equação (3.7) assumem que o conteúdo de umidade da superfície do grão atinge o conteúdo de umidade de equilíbrio instantaneamente. É mais realístico resolver as equações com condições de contorno do tipo convectivo:

$$D \frac{\partial W}{\partial r} \Big|_{r=r_0} = K_g [W(\text{superfície}) - W(\text{equilíbrio})]. \quad (3.25)$$

Igualmente, visto que os valores de K_g , coeficiente convectivo de transferência de massa, são finitos, a superfície úmida do grão não chegará ao equilíbrio instantaneamente no início do processo de secagem, como foi assumido nas equações de secagem (3.8), (3.9), (3.10), (3.13) e (3.15), mas chegará ao equilíbrio exponencialmente. Este aspecto é relevante dentro dos objetivos do presente estudo. Soluções da equação de difusão (3.5) com condições de contorno do tipo da equação (3.25) podem ser encontradas em textos de transferência de calor. As cartas de Heisler constituem um exemplo, como mostram Rosenov e Choi (1961), citado por Brooker et al. (1974).

No desenvolvimento das equações de secagem do tipo difusivo, foi assumido que o coeficiente de difusão, D (ou as constantes de secagem k e K) seria constante durante o processo de secagem isotérmico e não dependente do conteúdo de umidade do grão. Se a secagem ocorre sobre uma faixa significativa de conteúdo de umidade, essa suposição levará a um erro sério nos cálculos do conteúdo de umidade, especialmente nos grãos grandes como o milho. O efeito do conteúdo de umidade do núcleo e da temperatura em D foi determinado para o milho por Chu e Hustrulid (1968), citado por Brooker et al. (1974), na faixa de temperatura de 50°C a 70°C e na faixa de 25 a 36% base úmida de conteúdo inicial de umidade:

$$D_{\text{milho}} = 0,0012 \exp \left[(0,00025T + 0,10720) 100 \bar{W} \frac{443,0}{T + 524,0} \right]. \quad (3.26)$$

Para outros grãos, as relações entre D , \bar{W} e θ não foram determinadas, conforme observa Brooker et al. (1974).

As equações de secagem (3.8), (3.9), (3.10), (3.13) e (3.15) foram deduzidas supondo-se K_g infinito, D , k e K constantes e a distribuição inicial de umidade no núcleo, uniforme. Estas simplificações fizeram a solução analítica possível. Solução numérica, por diferenças finitas ou pelo método de elementos finitos, contudo é requerida para resolver a equação de difusão para o núcleo do grão. Se a transferência convectiva de massa é finita, o coeficiente de difusão é uma função do conteúdo de umidade e da forma irregular da partícula.

As equações de secagem empíricas geralmente fornecem os melhores resultados na previsão do comportamento dos grãos de cereais na secagem. As equações podem ser empregadas com toda segurança dentro das faixas de temperatura, umidade relativa, velocidade do fluxo de ar e conteúdo de umidade para as quais foram deduzidas.

3.3 Secagem em Camada Espessa

Na seção anterior foi considerada a secagem do núcleo de um grão individual de cereal ou mesmo de uma camada fina de grãos. A importância prática dessas informações é limitada porque grãos de cereais são raramente secos como núcleos individuais ou em camadas finas. Em vez disso, grãos são secos em leitos estacionários ou móveis. Nesta seção é analisada a secagem de grãos de cereais em leito profundo e as equações são desenvolvidas de maneira que a secagem possa ser simulada matematicamente.

Modelos de secagem de grão baseados nas leis de transferência de calor e massa leva sem dúvida a um sistema complexo de equações, que pode ser resolvido com ajuda de computador.

A modelagem desenvolvida adiante, apresentada por Brooker et al (1974), parte das seguintes hipóteses compatíveis com os modelos de secagem de grãos individuais: 1) a contração volumétrica é desprezada durante o processo de secagem; 2) os gradientes de temperatura no interior são desprezados; 3) a condução entre partículas é desprezada; 4) a corrente de ar e o fluxo de grão apresentam perfil plano de velocidade, 5) $\partial T/\partial \theta$ e $\partial W/\partial \theta$ são desprezados quando comparados a $\partial T/\partial x$ e $\partial W/\partial x$; 6) as paredes do secador são adiabáticas, com capacidade calorífica negligenciável, 7) as capacidades caloríficas do ar úmido e do grão são constantes durante períodos curtos de tempo; 8) são conhecidas as equações de secagem em camada fina e as isotermas de equilíbrio de umidade.

A primeira dessas hipóteses é a mais questionável. Durante o processo de secagem o volume de um leito de grãos diminui, resultando em um decréscimo na altura do leito.

Felizmente, o decréscimo não é substancial, especialmente no caso de secadores de fluxo contínuo. Spencer (1972), citado por Brooker et al. (1974), incluiu o efeito da contração na simulação da secagem do trigo em leito fixo.

As hipóteses de (2) a (7) são válidas nas análises de quase todos os secadores de grãos. Equações de secagem em camada fina e isotermas de equilíbrio de umidade são disponíveis para o milho (Thompson, 1967), trigo (Becker, 1959) e cevada (O'Callaghan et al., 1971), mas poucos dados sobre essas propriedades foram publicados para outros grãos.

A transferência de energia convectiva controla a transferência de calor. A transferência de massa do leito de partículas para o gás inerte é controlada pela dessorção como a descrita pela equação de secagem de camada fina. Existe equilíbrio entre o vapor d'água do ar e da superfície do núcleo porque se assume que a dessorção ocorra instantaneamente. A fração de vazios entre as partículas é constante, ϵ (m^3 de ar/ m^3 de leito), como são a altura do leito, δ (m), e a área específica da superfície externa do leito, a (m^2 / m^3).

3.4 Modelo de Leito Estacionário

O modelo de secagem de grão em leito fixo que será desenvolvido aqui é aplicável em secagem em leito estacionário e profundo para todos os grãos de cereais e foi baseado nas idéias de Schumann (1929), Van Arsdel (1955), Klapp (1961), e Bakker-Arkema et al (1967), citados por Brooker et al. (1974).

Os balanços de massa e de energia foram descritos em um volume diferencial (Sdx) localizado em uma posição arbitrária no leito fixo de grãos. Um volume elementar do leito é representado na Figura 3-2.

Temos quatro incógnitas no problema: \bar{W} , o conteúdo médio de umidade do núcleo do grão, Y , a razão de umidade do ar, t , a temperatura do ar, T , a temperatura do núcleo e θ , o tempo. Efetuando quatro balanços, obtém-se quatro equações, descritas a seguir.

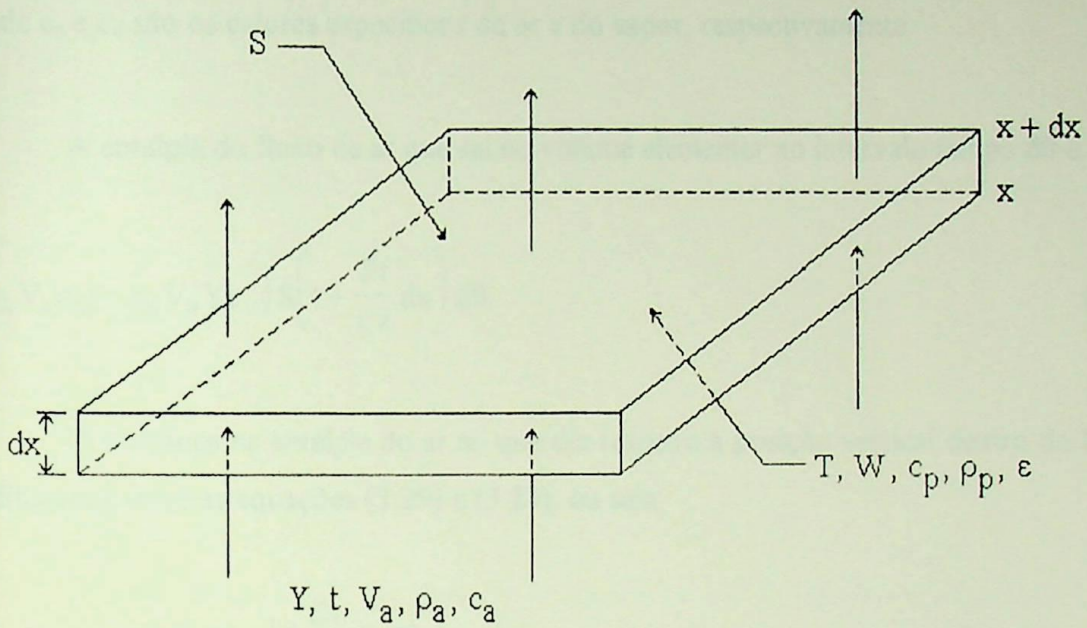


Figura 3-2 Volume elementar do leito.

Para a entalpia do ar

O calor transferido por convecção é igual à diferença entre a entalpia transportada pelo ar para dentro e para fora do volume de controle, Sdx , mais a variação no tempo da entalpia do ar nos espaços vazios. O fluxo total de ar que passa no plano x através do volume elementar no tempo $d\theta$ é igual a:

$$(\rho_a V_a + \rho_a V_a Y) S d\theta, \quad (3.27)$$

onde ρ_a é a massa específica do ar seco (kg/m^3).

A entalpia do fluxo de ar que entra no volume elementar no intervalo tempo $d\theta$ é:

$$(\rho_a V_a c_a + \rho_a V_a Y c_v) S t d\theta, \quad (3.28)$$

onde c_a e c_v são os calores específicos do ar e do vapor, respectivamente.

A entalpia do fluxo de ar que sai no volume elementar no intervalo tempo $d\theta$ é:

$$(\rho_a V_a c_a + \rho_a V_a Y c_v) S \left(t + \frac{\partial t}{\partial x} dx \right) d\theta. \quad (3.29)$$

A mudança na entalpia do ar no que diz respeito a posição vertical dentro do leito é a diferença entre as equações (3.29) e (3.28), ou seja

$$(\rho_a V_a c_a + \rho_a V_a Y c_v) S \frac{\partial t}{\partial x} dx d\theta. \quad (3.30)$$

A mudança no calor sensível do ar dentro do volume de controle no intervalo de tempo $d\theta$ é igual a:

$$(\rho_a c_a + \rho_a Y c_v) \varepsilon S dx \frac{\partial t}{\partial \theta} d\theta. \quad (3.31)$$

A troca total no calor sensível do ar no tempo $d\theta$ é:

$$(\rho_a c_a + \rho_a Y c_v) S dx \left(V_a \frac{\partial t}{\partial x} + \varepsilon \frac{\partial t}{\partial \theta} \right). \quad (3.32)$$

Como o ar se movimenta através do produto, ocorre troca de calor convectivo. A mudança no calor sensível do ar no intervalo de tempo $d\theta$ que resulta desta transferência de calor é igual a:

$$q = h'a(t - T) S dx d\theta. \quad (3.33)$$

As equações (3.32) e (3.33) associadas fornecem

$$V_a \frac{\partial t}{\partial x} + \varepsilon \frac{\partial t}{\partial \theta} = \frac{-h'a}{(\rho_a c_a + \rho_a Y c_v)} (t - T). \quad (3.34)$$

A quantidade $\varepsilon \partial t / \partial \theta$ pode ser assumida como desprezível quando comparada com $V_a \partial t / \partial x$. Como $V_a \rho_a = G_a$, a entalpia do ar vem a ser:

$$\frac{\partial t}{\partial x} = \frac{-h'a}{G_a c_a + G_a c_v Y} (t - T). \quad (3.35)$$

Para a entalpia do grão

A energia transferida por convecção do ar para o leito de partículas é igual à soma das entalpias requeridas para aquecer os núcleos do grão, para evaporar a água dos núcleos e para aquecer o vapor d'água evaporado dos núcleos. Em qualquer tempo θ a entalpia dos núcleos do grão no volume elementar é:

$$S dx (\rho_p c_p + \rho_p c_w \bar{W}) T. \quad (3.36)$$

No tempo $\theta + d\theta$ a entalpia é

$$S dx (\rho_p c_p + \rho_p c_w \bar{W}) \left(T + \frac{\partial T}{\partial \theta} d\theta \right). \quad (3.37)$$

A quantidade de umidade evaporada no tempo $d\theta$ é igual a mudança na razão de umidade do ar que passa através do volume elementar:

$$G_a S \frac{\partial Y}{\partial x} dx d\theta. \quad (3.38)$$

A entalpia requerida para a evaporação no tempo $d\theta$ é:

$$\lambda G_a S \frac{\partial Y}{\partial x} dx d\theta. \quad (3.39)$$

A entalpia para aquecer o vapor d'água evaporado dos núcleos dos grãos na temperatura T para o ar na temperatura t no tempo dθ é:

$$c_v(t - T) G_a S \frac{\partial Y}{\partial x} dx d\theta. \quad (3.40)$$

O balanço de entalpia no produto resulta em

$$h'a S dx (t - T) d\theta = (\rho_p c_p + \rho_p c_w \bar{W}) S dx \frac{\partial T}{\partial \theta} d\theta - [\lambda + c_v(t - T)] G_a \frac{\partial Y}{\partial x} dx S d\theta, \quad (3.41)$$

ou

$$\frac{\partial T}{\partial \theta} = \frac{h'a}{\rho_p c_p + \rho_p c_w \bar{W}} (t - T) + \frac{\lambda + c_v(t - T)}{\rho_p c_p + \rho_p c_w \bar{W}} G_a \frac{\partial Y}{\partial x}. \quad (3.42)$$

Para a entalpia do vapor d'água do ar

O vapor d'água transportado pelo ar para dentro do volume de controle menos a quantidade carregada para fora, somada a alteração na umidade do ar dos espaços vazios, é igual a umidade perdida pelos núcleos do grão no volume de controle.

As quantidades de vapor d'água que escoam em dθ e passam pelo plano x e x + dx, respectivamente, são iguais a:

$$G_a S Y d\theta \quad (3.43)$$

e

$$G_a S \left(Y + \frac{\partial Y}{\partial x} dx \right) d\theta . \quad (3.44)$$

A alteração na razão de umidade do ar com respeito a x é então:

$$G_a S \frac{\partial Y}{\partial x} dx d\theta . \quad (3.45)$$

A mudança na razão da umidade do ar dentro do volume de controle com respeito ao tempo é igual a:

$$\epsilon S dx \rho_a \frac{\partial Y}{\partial \theta} d\theta . \quad (3.46)$$

A alteração no conteúdo de umidade dos núcleos do grão no volume de controle no tempo $d\theta$ é:

$$\rho_p S dx \frac{\partial \bar{W}}{\partial \theta} d\theta . \quad (3.47)$$

Para a umidade do ar o balanço de massa resulta:

$$\rho_p S dx \frac{\partial \bar{W}}{\partial \theta} d\theta = G_a S Y d\theta - G_a S \left(Y + \frac{\partial Y}{\partial x} dx \right) d\theta + \epsilon S dx \rho_a \frac{\partial Y}{\partial \theta} d\theta , \quad (3.48)$$

ou, desprezando o termo $\partial Y / \partial \theta$,

$$\frac{\partial Y}{\partial x} = - \frac{\rho_p}{G_a} \frac{\partial \bar{W}}{\partial \theta} . \quad (3.49)$$

Para o conteúdo de vapor d'água do grão

A alteração do conteúdo de umidade dos grãos pode ser expressa por uma equação teórica do tipo difusiva ou por uma relação empírica. As equações empíricas são fáceis de serem usadas e fornecem resultados mais exatos.

Para o conteúdo de umidade dos grãos a equação diferencial pode então ser escrita como do tipo

$$\frac{\partial \bar{W}}{\partial \theta} = \text{uma equação de transporte apropriada} = f(D, K, k, \text{etc.}). \quad (3.50)$$

As três equações diferenciais (3.35), (3.42) e (3.49), mais a equação (3.50), que fornece a variação da umidade do grão, constituem o modelo de simulação para a secagem de grãos em leito fixo. Como uma solução analítica para o sistema de equações é impossível, técnicas de solução numérica devem ser empregadas.



Capítulo 4

Secagem em Leito Fixo com Escoamento Permeante e Pulsante

O presente capítulo tem por objetivo o desenvolvimento de uma metodologia para o estudo de secagem em leito fixo com escoamento pulsante de um gás quente. A modelagem se baseia em coeficientes de troca térmica apresentados por Zaitsev (1976), Ranz e Marshall (1952), Bakker-Arkema et al (1974) e Gupta e Srinivason (1982), incorporando o efeito oscilatório do escoamento.

Considerando a modelagem apresentada para regime permanente, o efeito do escoamento pulsante se dá especialmente ao nível dos coeficientes de transporte de calor e massa entre o fluido e a partícula do leito. Neste sentido, este capítulo busca discutir e avaliar alguns modelos e formulações para coeficientes de transporte em condições análogas à estudada. Como tais modelos são funções tipicamente das frequências e amplitudes observadas no entorno da partícula, introduz-se inicialmente neste capítulo o estudo do escoamento pulsante em tubo de Rijke, buscando explicitar relações e determinar valores que permitirão inferir os desejados coeficientes de transporte. Finalmente, apresenta-se um estudo do efeito da oscilação acústica da temperatura, decorrente das oscilações de pressão e velocidade, sobre a taxa de secagem.

4.1 Equação da Onda no Escoamento Pulsante

As oscilações acústicas geradas termicamente no escoamento podem ser obtidas em um combustor pulsante tubular tipo tubo de Rijke, cujo esquema simplificado é mostrado na Figura 4-1. Carvalho (1993) desenvolveu o equacionamento que relaciona a frequência e a amplitude de oscilação com a pressão e a velocidade acústicas e a temperatura média. Tais parâmetros são utilizados na modelagem do secador de leito fixo com escoamento permeante e pulsante.

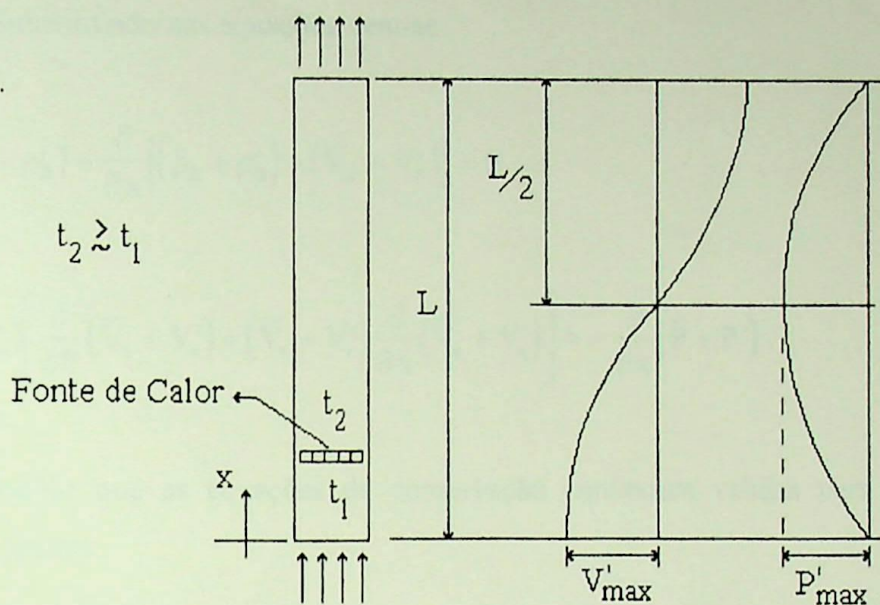


Figura 4-1 Tubo de Rijke com a estrutura de onda acústica do modo fundamental.

No tubo de Rijke as oscilações, são em geral, de pequena amplitude em relação a um estado médio, ambiente. As equações de conservação de massa e de quantidade de movimento são, respectivamente

$$\frac{\partial \rho_a}{\partial \theta} + \frac{\partial}{\partial x} (\rho_a V_a) = 0, \quad (4.1)$$

$$\rho_a \left(\frac{\partial V_a}{\partial \theta} + V_a \frac{\partial V_a}{\partial x} \right) = - \frac{\partial P}{\partial x}, \quad (4.2)$$

onde ρ_a , V_a e P são a massa específica, a velocidade de escoamento e a P pressão do gás, respectivamente.

Essas equações podem ser simplificadas considerando as propriedades do escoamento como compostas de um valor médio e uma perturbação, denotados por uma barra e pelo superescrito ' sobre o símbolo da propriedade. As mesmas podem ser escritas, para o caso de perturbações longitudinais, considerando x a direção do escoamento como: $\rho_a = \bar{\rho}_a + \rho'_a$, $V_a = \bar{V}_a + V'_a$ e $P = \bar{P} + P'$, sendo $\bar{\rho}_a$, \bar{V}_a e \bar{P} valores médios e ρ'_a , V'_a e P' as componentes acústicas.

Substituindo nas equações, tem-se

$$\frac{\partial}{\partial \theta}(\bar{\rho}_a + \rho'_a) + \frac{\partial}{\partial x}[(\bar{\rho}_a + \rho'_a) + (\bar{V}_a + V'_a)] = 0, \quad (4.3)$$

$$(\bar{\rho}_a + \rho'_a) \left[\frac{\partial}{\partial \theta}(\bar{V}_a + V'_a) + (\bar{V}_a + V'_a) \frac{\partial}{\partial x}(\bar{V}_a + V'_a) \right] = - \frac{\partial}{\partial x}(\bar{P} + P'). \quad (4.4)$$

Considerando que as equações de conservação continuem válidas para os parâmetros médios, tem-se:

$$\frac{\partial \bar{\rho}_a}{\partial \theta} + \frac{\partial}{\partial x}(\bar{\rho}_a \bar{V}_a) = 0, \quad (4.5)$$

$$\bar{\rho}_a \left(\frac{\partial \bar{V}_a}{\partial \theta} + \bar{V}_a \frac{\partial \bar{V}_a}{\partial x} \right) = - \frac{\partial \bar{P}}{\partial x}, \quad (4.6)$$

as quais, desprezando os termos de 2ª ordem e considerando que, para o tubo de Rijke, \bar{V}_a é da ordem de V'_a , conforme Carvalho (1983), resultam em:

$$\frac{\partial \rho'_a}{\partial \theta} + \bar{\rho}_a \frac{\partial V'_a}{\partial x} = 0, \quad (4.7)$$

$$\bar{\rho}_a \frac{\partial V'_a}{\partial \theta} = - \frac{\partial P'}{\partial x}. \quad (4.8)$$

Derivando a equação da conservação de massa com relação a θ e a equação da quantidade de movimento com relação a x , pode-se escrever:

$$\frac{\partial^2 \rho'_a}{\partial \theta^2} + \bar{\rho} \frac{\partial^2 V'_a}{\partial x \partial \theta} = 0, \quad (4.9)$$

$$\bar{\rho}_a \frac{\partial^2 V'_a}{\partial \theta \partial x} = - \frac{\partial^2 P'}{\partial x^2} \quad (4.10)$$

Eliminando o termo de velocidade, obtem-se

$$\frac{\partial^2 \rho'_a}{\partial \theta^2} = \frac{\partial^2 P'}{\partial x^2} \quad (4.11)$$

Como

$$c^2 = \frac{P'}{\rho'_a} = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho_a} \right)_0 \quad (4.12)$$

onde c é a velocidade de propagação da onda acústica, e a derivada indicada é calculada para entropia constante, e observando que a função $P' = P(\rho_a)$ expandida em série de Taylor fica

$$P' = \rho'_a \left(\frac{\partial P}{\partial \rho_a} \right)_0 + \frac{1}{2} \rho'_a{}^2 \left(\frac{\partial^2 P}{\partial \rho_a^2} \right)_0 + \dots \quad (4.13)$$

em aproximação de primeira ordem vem que

$$\frac{P'}{\rho'_a} = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho_a} \right)_0 \quad (4.14)$$

que é igual a c^2 . Assim, tem-se a equação da onda acústica para P' no tubo:

$$\frac{\partial^2 P'}{\partial \theta^2} - c^2 \frac{\partial^2 P'}{\partial x^2} = 0 \quad (4.15)$$

Considerando o tubo como estando a uma temperatura média t , define-se o potencial de velocidades $\varphi(x, \theta)$ de tal forma que:

$$V'_a = \frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad (4.16)$$

$$P' = -\bar{\rho}_a \frac{\partial \varphi}{\partial \theta}. \quad (4.17)$$

Isto é possível porque φ satisfaz as equações da conservação de massa e da quantidade de movimento.

Resolvendo pelo método da separação de variáveis, i.e, supondo que $\varphi(x,\theta) = X(x)\Gamma(\theta)$, tem-se:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x} = X'(x)\Gamma(\theta) \Rightarrow \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = X''(x)\Gamma(\theta), \quad (4.18)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \theta} = X(x)\Gamma'(\theta) \Rightarrow \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \theta^2} = X(x)\Gamma''(\theta). \quad (4.19)$$

Substituindo na equação:

$$X(x)\Gamma''(\theta) = c^2 \Gamma(\theta)X''(x), \quad (4.20)$$

tem-se

$$\frac{\Gamma''(\theta)}{\Gamma(\theta)} = c^2 \underbrace{\frac{X''(x)}{X(x)}}_{k_1}, \quad (4.21)$$

$$\Gamma''(\theta) - k_1\Gamma(\theta) = 0. \quad (4.22)$$

As possibilidades para k_1 são:

$k_1 > 0 \Rightarrow \Gamma(\theta)$ é exponencial;

$k_1 = 0 \Rightarrow \Gamma(\theta)$ é uma função do 2º grau;

$k_1 < 0 \Rightarrow \Gamma(\theta)$ é senoidal.

Como se trata de ondas acústicas, $\Gamma(\theta)$ somente pode ser senoidal. Assim, k_1 é um número negativo, ou seja,

$$k_1 = -K^2 \quad (4.23)$$

A solução geral para $\varphi(x, \theta)$ fica

$$\varphi(x, \theta) = \underbrace{(A \operatorname{sen} Kc\theta + b \operatorname{cos} Kc\theta)}_{\Gamma(\theta)} \underbrace{(C \operatorname{sen} Kx + D \operatorname{cos} Kx)}_{X(x)} \quad (4.24)$$

onde A, B, C, D são constantes a serem determinadas. Derivando de acordo com a definição de φ , a velocidade e a pressão acústicas ficam:

$$P'(x, \theta) = -\bar{\rho}_a (AK \operatorname{cos} Kc\theta - BKc\theta)(C \operatorname{sen} Kx + D \operatorname{cos} Kx), \quad (4.25)$$

$$V'_a(x, \theta) = (A \operatorname{sen} Kc\theta + B \operatorname{cos} Kc\theta)(CK \operatorname{cos} Kx - DK \operatorname{sen} Kx). \quad (4.26)$$

Com a condição inicial $\theta = 0 \Rightarrow V'(x, 0) = 0$, tem-se

$$0 = \left(\underbrace{A \operatorname{sen} 0}_{=0} + \underbrace{B \operatorname{cos} 0}_{=1} \right) (CK \operatorname{cos} Kx - DK \operatorname{sen} Kx) \Rightarrow B = 0$$

Assim,

$$P'(x, \theta) = -\bar{\rho}_a AKc \operatorname{cos} Kc\theta (C \operatorname{sen} Kx + D \operatorname{cos} Kx), \quad (4.27)$$

$$V'_a(x, \theta) = A \operatorname{sen} Kc\theta (CK \cos Kx - DK \operatorname{sen} Kx). \quad (4.28)$$

As condições de contorno são

$$\left. \begin{aligned} \bar{\rho}_a \frac{\partial \varphi}{\partial \theta} \Big|_{x=0} &= 0, P'(0, \theta) = 0 \\ \bar{\rho}_a \frac{\partial \varphi}{\partial \theta} \Big|_{x=L} &= L, P'(L, \theta) = 0 \end{aligned} \right\} \text{(i.e., não há perturbação de pressão fora do tubo),}$$

A primeira condição de contorno fornece

$$0 = -\bar{\rho}_a AKc \cos Kc\theta \left(\underbrace{C \operatorname{sen} 0}_{=0} + D \underbrace{\cos 0}_{=1} \right) \Rightarrow D = 0, \text{ obtendo-se}$$

$$P'(x, \theta) = -\bar{\rho}_a ACKc \cos Kc\theta \operatorname{sen} Kx, \quad (4.29)$$

$$V'_a(x, \theta) = ACK \operatorname{sen} Kc\theta \cos Kx. \quad (4.30)$$

Fazendo $AC = E$ e aplicando a segunda condição de contorno, tem-se

$$0 = -\bar{\rho}_a KcE \underbrace{\cos Kc\theta}_{\neq 0} \underbrace{\operatorname{sen} KL}_{=0} \quad (\text{equação do auto valor}). \quad (4.31)$$

Sendo $\operatorname{sen} KL = 0 \Rightarrow KLn\pi \text{ pa} = \text{ra } n = n^\circ \text{ inteiro } \neq 0$, do que se obtm

$$K = \frac{n\pi}{L}. \quad (4.32)$$

Assim,

$$P'(x, \theta) = -E\bar{\rho}_a \frac{n\pi}{L} c \cos \frac{n\pi}{L} c\theta \operatorname{sen} \frac{n\pi}{L} x, \quad (4.33)$$

$$V'_a(x, \theta) = E \frac{n\pi}{L} \operatorname{sen} \frac{n\pi}{L} c\theta \cos \frac{n\pi}{L} x. \quad (4.34)$$

Se $n = 1$, tem-se o modo fundamental ou 1º harmônico. Se $n = 2$, tem-se o 2º harmônico, e assim por diante. Para $n = 1$, que é o caso mais comum de operação de um tubo de Rijke, as equações para a pressão e a velocidade acústicas ficam

$$P'(x, \theta) = -E \bar{\rho}_a \frac{\pi}{L} c \cos \frac{\pi}{L} c\theta \operatorname{sen} \frac{\pi}{L} x, \quad (4.35)$$

$$V'_a(x, \theta) = E \frac{\pi}{L} \operatorname{sen} \frac{\pi}{L} c\theta \cos \frac{\pi}{L} x, \quad (4.36)$$

onde $\omega = \pi c/L = 2\pi f$, sendo f a frequência de oscilação (Hz).

A amplitude de pressão para o 1º harmônico fica

$$P'_{\max} = -E \bar{\rho}_a \frac{\pi}{L} c \operatorname{sen} \frac{\pi}{L} x. \quad (4.37)$$

Em geral, mede-se com um transdutor a amplitude de pressão acústica na metade do tubo, i.e., em $L/2$. Como

$$P'_{\max, L/2} = E \bar{\rho}_a \frac{\pi}{L} c \Rightarrow E = \frac{P'_{\max, L/2}}{\bar{\rho}_a \frac{\pi}{L} c}. \quad (4.38)$$

Tem-se, então,

$$P'(x, \theta) = -P'_{\max, L/2} \operatorname{sen} \frac{\pi}{L} x \cos \frac{\pi}{L} c\theta, \quad (4.39)$$

$$V'_a(x, \theta) = \frac{P'_{\max, L/2}}{\bar{\rho}_a c} \cos \frac{\pi}{L} x \sin \frac{\pi}{L} c\theta. \quad (4.40)$$

A amplitude do deslocamento do gás na seção L, de interesse para o problema de secagem é obtida através de:

$$V'_a(L, \theta) = \underbrace{\frac{P'_{\max, L/2}}{\bar{\rho}_a c}}_{\substack{\text{amplitude de velocidade} \\ \text{em } x=L \text{ (obtida da medida} \\ \text{de } P'_{\max, L/2})}} \sin \frac{\pi}{L} c\theta.$$

Usando a definição da velocidade, tem-se $X'(L, \theta) = \int V'_a(L, \theta) d\theta$. Assim, a amplitude do deslocamento do gás na seção $x = L$ é obtida de

$$X'(L, \theta) = \underbrace{\frac{P'_{\max, L/2} L}{\bar{\rho}_a c^2}}_{\substack{\text{amplitude} \\ \text{de oscilação}}} \frac{1}{\pi} \cos \frac{\pi}{L} c\theta. \quad (4.41)$$

Assim é possível determinar os coeficientes de transporte no escoamento pulsante a partir dos resultados obtidos acima para o tubo de Rijke.

4.2 Coeficientes de Transferência de Calor em Secagem com Escoamento Pulsante

No capítulo anterior, o processo de secagem estudado foi para o escoamento uniforme do gás. No estudo do escoamento pulsante, admitimos que o efeito fundamental é verificado no coeficiente convectivo h' através da velocidade do ar permeante V_a . As demais condições são as mesmas usadas no escoamento uniforme. Assim para a solução das equações sujeitas a esta hipótese trata-se de obter as relações adicionais para h' e V_a .

Para o coeficiente convectivo não foram encontradas na literatura consultada informações ou modelos que apresentem as relações desejadas em escoamentos pulsantes

Entretanto, existem alguns trabalhos teóricos e experimentais dedicados ao estudo da secagem em leitos vibrados, inclusive em gamas de frequência e amplitudes bastante próximas àquelas características dos escoamentos pulsantes. Leitos vibrados são aqueles sistemas onde o sólido em secagem vibra em escoamento permanente.

Assumindo uma analogia física entre as configurações em leito vibrado e em leito fixo sob escoamento pulsante, é possível adotar os coeficientes convectivos do primeiro caso como modelos para o segundo, fornecendo portanto h' . Tal analogia é justificável face ao efeito intensificador dos mecanismos de transporte de calor e massa em ambos os casos, associado a uma redução da espessura da camada limite devido a escoamentos oscilantes, (Gutman, 1976, citado por Gupta e Mujumdar, 1980). Uma abrangente revisão dos secadores com leito vibrado foi apresentada por Gupta e Mujumdar (1980), que fornece os modelos para h'_v (coeficiente de transferência de calor em leito vibrado), conforme a tabela abaixo,

Tabela 4-1 Coeficientes para Transferência de Calor em Leitos para Leitos Vibro Fluidizados (Mujumdar)

	Amplitude [α] ($\times 10^3$) [m]	Frequência (ω) [s^{-1}]	Altura do leito [m]	Fluxo de ar (V_a) [ms^{-1}]	Material	Tam. da partícula ($\times 10^6$) [m]	Equação Proposta
Bretsznajder et al.(1963)	3,5	7-22	0,5	0,001	alumínio em pó	51	$h'_v=2,26 \times 10^7 (2\alpha\omega)^{0,96}$
					caolim	6	$h'_v=6,40 \times 10^7 (2\alpha\omega)^{1,66}$
Zaitsev et al.(1976)	1-14	10-70	0,10	0-0,6	caféina	620	$h'_v=h' [1,1(\alpha\omega/\bar{V}_a)^{0,1}]$

As expressões da tabela anterior não foram desenvolvidas explicitamente para grãos de cereais, mas para materiais como argilas e pós metálicos granulares. As mesmas são consideradas ainda válidas para efeito do presente estudo, já que o coeficiente de transporte h' resulta fundamentalmente de um processo na fase gasosa externa ao meio em secagem. Observe-se que os materiais biológicos podem apresentar coeficientes de convecção diferentes dos obtidos para sólidos porosos inertes.

Calado (1993) apresentou uma revisão sobre os coeficientes de transferência de calor, cujo resumo encontra-se na tabela 4-2.

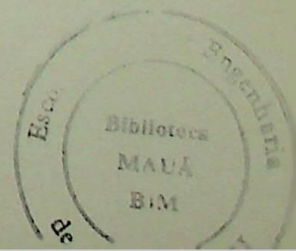


Tabela 4-2 Correlações para o Coeficiente de Transferência de Calor

AUTOR	EQUAÇÃO	CONSIDERAÇÕES	OBSERVAÇÕES
Ranz e Marshall (1952)	$\frac{h'd_p}{K_g} = 2 + 0,6 Re^{0,5} Pr^{0,33}$	<ul style="list-style-type: none"> • equação desenvolvida para transferência de calor entre uma esfera e um gás em escoamento 	equação aplicada na simulação de secadores de trigo em camada fina e em leitos fixo e fluidizado
Bakker-Arkema et al (1974)	$h' = 0,263 G_a^{0,59} \quad G_a \leq 500 \text{ kg / m}^2 \text{ s}$ $h' = 0,69 G_a^{0,49} \quad G_a > 500 \text{ kg / m}^2 \text{ s}$	<ul style="list-style-type: none"> • consideraram um diâmetro equivalente para o grão 	G_a dado em lb/ft ² h h' dado em BTU/ft ² h°F
Gupta e Srinivason (1982)	$\frac{h'd_p}{K_g} = 1,62 Re^{0,25} Pr^{0,33}$	<ul style="list-style-type: none"> • equação desenvolvida para transferência de calor entre gás e partículas esféricas em leito fixo 	

4.3 - Estudo do Efeito do Escoamento Pulsante sobre a Secagem

Como o objetivo fundamental do presente trabalho é estimar o efeito do escoamento pulsante sobre o processo de secagem, buscou-se a partir das relações anteriores para os coeficientes de transferência de calor (tabelas 4.1 e 4.2), obter uma razão adimensional que expresse o efeito das pulsações sobre a secagem. Neste sentido foram efetuadas algumas análises segundo distintas analogias. Assim, apresenta-se inicialmente uma analogia entre a operação de um secador em leito fixo com escoamento pulsante e um secador em leito vibrado com escoamento uniforme, empregando a fórmulação de Zaitsev et al. (1976) para leitos vibrados. Segundo outra analogia, consideraram-se diferentes correlações para coeficientes de transferência de calor em secagem sob escoamento permanente (Ranz e Marshall, 1952, Bakker-Arkema et al., 1974, Gupta e Srinivason, 1982), incorporando-se o efeito das pulsações mediante a integração numérica, em função da velocidade, ao longo de um período de oscilação. Desenvolve-se um estudo do efeito da oscilação acústica da temperatura, decorrente das oscilações de pressão e velocidade, sobre a taxa de secagem.

Em todos os casos estudados procurou-se cotejar os resultados com a situação na ausência de pulsações. Buscando-se ainda apresentar a análise em condições de efetiva potencialidade de aplicação, preliminarmente às análises desenvolvem-se as condições

operacionais típicas associadas à um tubo de Rijke real que poderia ser incorporado a um secador.

4.3.1 - Condições de Operação do Tubo de Rijke

As equações das tabelas 4-1 e 4-2 foram analisadas parametricamente a seguir, visando obter a modelagem do coeficiente de transporte que melhor se adapta ao escoamento pulsante e incorporando dados operacionais típicos de secadores de grãos e de tubos de Rijke.

Para efetuarmos a análise faz-se necessário estabelecer as condições de operação e a geometria do tubo de Rijke, que serão idênticas em todos os casos analisados. Uma versão do tubo de Rijke adaptado para secagem de grãos é mostrado na figura 4-2. O gás quente foi considerado como tendo uma temperatura média de 70 °C (343,3 K), característica de processos de secagem. Assim, a massa específica do ar nesta temperatura fica:

$$\bar{\rho}_a = \frac{\bar{P}}{Rt} \therefore \bar{\rho}_a = \frac{10332 \text{ kgf} / \text{m}^2}{29,27 \frac{\text{kgf} \cdot \text{m}}{\text{kg} - \text{K}} 343,3 \text{ K}} = 1,0282 \text{ kg} / \text{m}^3.$$

A velocidade do som nestas mesmas condições é

$$c = \sqrt{\gamma R t} = \sqrt{1,4 \times 29,27 \frac{\text{kgf} - \text{m}}{\text{kg} - \text{K}} \times 343,3 \text{ K} \times 9,81 \frac{\text{kg} - \text{m}}{\text{kgf} \cdot \text{s}^2}} = 371,49 \text{ m} / \text{s}.$$

e a viscosidade e número de Prandtl, de acordo com a tabela A-5 do National Bureau of Standards, Circ 564 (1955):

$$\mu_a = 2,044 \times 10^{-5} \text{ kg} / \text{m} - \text{s},$$

$$Pr = 0,6985.$$

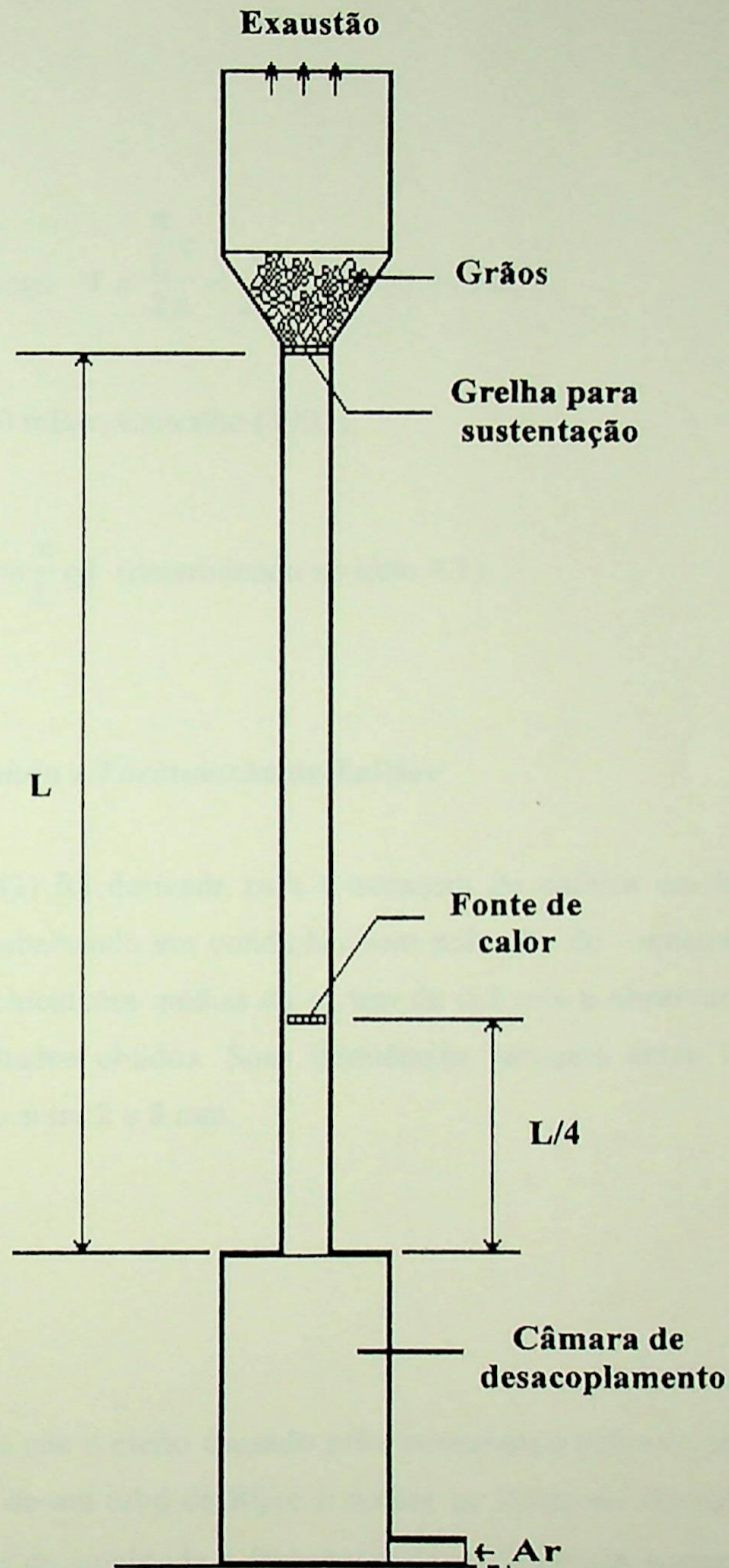


Figura 4-2 Tubo de Rijke adaptado para secagem de grãos

Para o tubo de Rijke,

$$L = 3,20 \text{ m,}$$

$$\omega = 2\pi f \quad \therefore \omega = \frac{\pi}{L} c \quad \text{logo} \quad f = \frac{\frac{\pi}{L} c}{2\pi} = \frac{c}{2L} \quad \therefore f = 58,04 \text{ Hz,}$$

$P'_{\max,L/2}$ varia de 1 a 40 mBar, Carvalho (1993),

$$V'_a(L, \theta) = \frac{P'_{\max,L/2}}{\bar{\rho}_a c} \text{sen} \frac{\pi}{L} c\theta \quad (\text{determinado no item 4.1}).$$

4.3.2 - Análise Utilizando a Formulação de Zaitsev

A equação (4.42) foi derivada para a secagem de café em leito vibrado, por Zaitsev et al.(1976), trabalhando em condições sem pulsação do escoamento, aplicaram a equação (4.42) para velocidades médias da ordem de 0,2 m/s e observaram concordância experimental dos resultados obtidos. Suas frequências variaram entre 10 e 20 Hz e as amplitudes de oscilação entre 2 e 8 mm.

$$h'_v = h' \left\{ 1,1 \left[\frac{\alpha \omega}{\bar{V}_a} \right]^{0,4} \right\} \quad (4.42)$$

Aqui, admitiu-se que o efeito causado pelo escoamento pulsante através de um leito fixo colocado no topo de um tubo de Rijke é similar ao efeito da vibração do leito em ar estacionário. Os termos de amplitude e frequência de oscilação da equação (4.42), α e ω , respectivamente, são então os parâmetros do escoamento oscilatório, determinados no item 4.1. Assim:

$$\alpha = \frac{P'_{\max,L/2}}{\bar{\rho}_a c^2} \frac{L}{\pi} = \text{amplitude de oscilação, m,}$$

$\omega = \frac{\pi}{L} c =$ frequência de oscilação, rad/s,

$\bar{V}_a =$ velocidade média, m/s.

Substituindo os parâmetros acima na equação (4.42) temos o coeficiente convectivo de transferência de calor para o escoamento pulsante, h'_p :

$$h'_p = h' \left\{ 1,1 \left[\frac{P'_{\max, L/2}}{\bar{\rho}_a c \bar{V}_a} \right]^{0,4} \right\} \quad (4.43)$$

Introduzindo na equação (4.43) as condições adotadas de operação, da geometria do tubo de Rijke e adimensionalizando a expressão, vem:

$$\frac{h'_p}{h'} = 1,1 \left[\left(\frac{P'_{\max, L/2}}{381,966 \times \bar{V}_a} \right)^2 \right]^{1/5} \quad (4.44)$$

Fazendo variar $P'_{\max, L/2}$ e \bar{V}_a , construiu-se o gráfico da figura 4-3, que mostra a razão entre os coeficientes convectivos em função da amplitude de pressão acústica na seção média do tubo de Rijke.

Observando a figura 4-3, pode-se constatar que o sistema pulsante apresentará ganhos na sua utilização sobre o sistema uniforme quando h'_p/h' for maior que a unidade, o que ocorre, para o intervalo de velocidades médias de escoamento de 0,5 a 3,0 m/s, se a amplitude de pressão acústica for maior que 1000 Pa.

É natural que a razão h'_p/h' aumente com a velocidade média para uma mesma amplitude de pressão acústica pela própria forma da equação (4.44), na qual a velocidade média aparece no denominador. Nos casos de velocidade média baixa, o coeficiente de

troca térmica também será baixo, em termos absolutos. Assim, o ganho percentual será considerável, usando o processo pulsante.

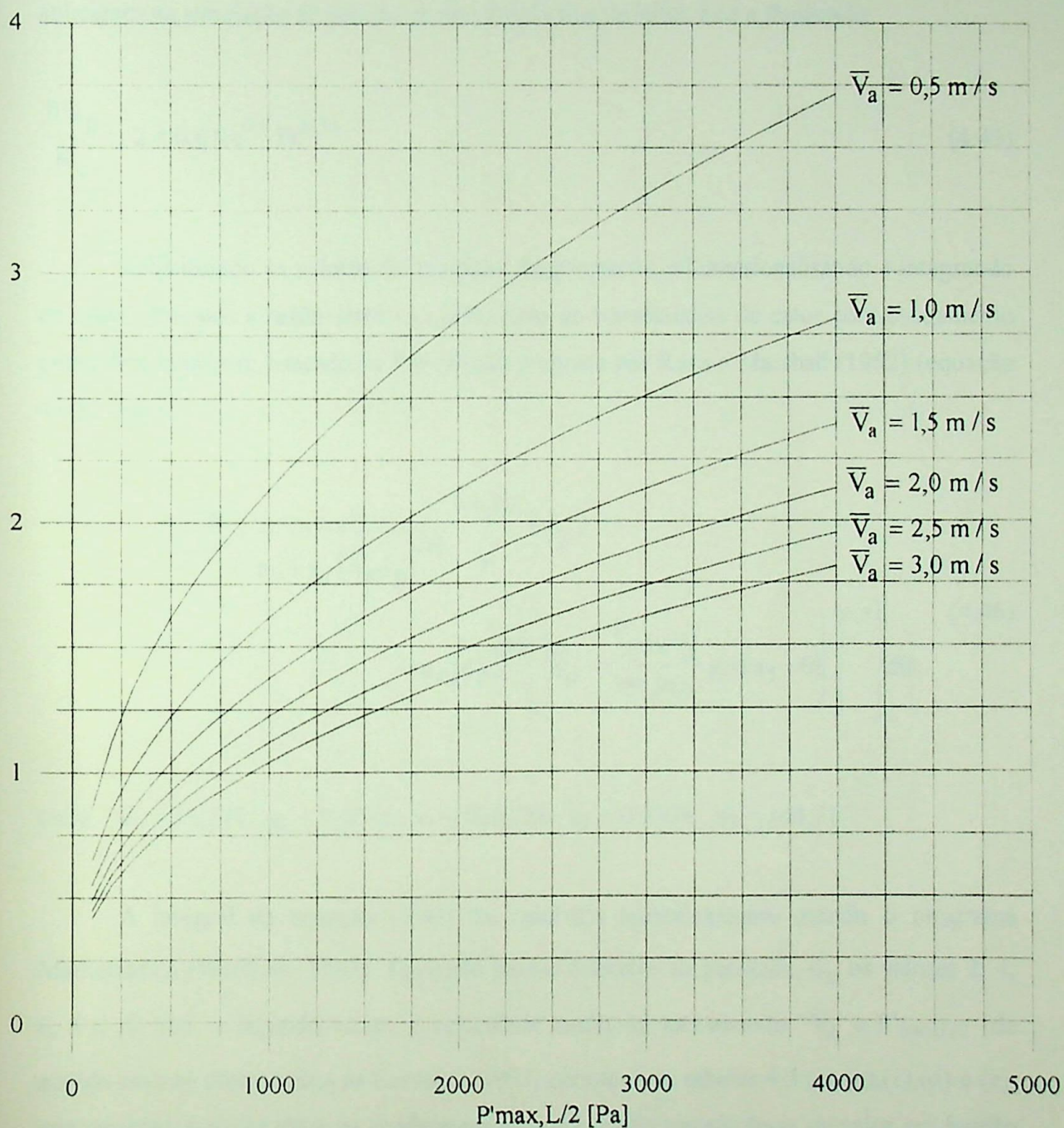


Figura 4-3 Razão entre os coeficientes convectivos de transferência de calor no escoamento pulsante e uniforme em função da amplitude de pressão acústica na seção média do tubo de Rijke para a formulação de Zaitsev et al (1976).

4.3.3 Análise Utilizando a Formulação de Ranz e Marshall

Da tabela 4-2 extraímos a equação (4.45) desenvolvida para transferência de calor entre uma esfera e um gás em escoamento uniforme, por Ranz e Marshall (1952), que a aplicaram na simulação de secadores em camada fina de leitos fixo e fluidizado.

$$\frac{h' d_p}{K_g} = 2 + 0,6 Re^{0,5} Pr^{0,33} \quad (4.45)$$

Substituindo os valores de operação, da geometria, adimensionalizando e integrando no ciclo, obtemos a razão entre os coeficientes de transferência de calor com escoamento pulsante e uniforme, baseado na formulação proposta por Ranz e Marshall (1952) (equação 4.45). Assim:

$$\frac{h'_p}{h'} = \frac{1}{a_1 + a_2 (\bar{V}_a d_p)^{0,5}} \int_0^{0,01723} \left\{ a_3 + a_4 (d_p)^{0,5} \left[\bar{V}_a + \frac{P'_{\max, l/2}}{381,966} \text{sen}(a_5 \times \theta) \right]^{0,5} \right\} d\theta \quad (4.46)$$

onde $a_1 = 15,579$; $a_2 = 0,0093$; $a_3 = 904,288$; $a_4 = 0,5398$; $a_5 = 364,71$

A integral da equação (4.46) foi resolvida numericamente usando o programa Mathematica (Wolfram, 1993). Tomando para o diâmetro da partícula, d_p , os valores 2, 4, 6, 8 e 10 mm e fazendo variar, a velocidade média do escoamento, \bar{V}_a e $P'_{\max, l/2}$ de acordo com as observações de Carvalho, 1993, obteve-se as tabelas 4-3 (a),(b),(c),(d) e (e), que mostram a razão entre os coeficientes convectivos de transferência de calor em função da amplitude de pressão acústica, para diâmetros de partícula considerados.

Tabela 4-3 Razão entre os coeficientes convectivos de transferência de calor no escoamento pulsante e uniforme em função da amplitude de pressão acústica, para diâmetros de partícula (d_p) de 2mm (a); 4mm (b); 6mm (c); 8mm (d) e 10mm (e).

(a) $d_p = 2 \text{ mm}$

$\bar{V}_a = 0,25 \text{ m/s}$		$\bar{V}_a = 0,5 \text{ m/s}$		$\bar{V}_a = 1,0 \text{ m/s}$	
$P'_{\text{max},L/2}$	h'_p / h'	$P'_{\text{max},L/2}$	h'_p / h'	$P'_{\text{max},L/2}$	h'_p / h'
100,06	1,00012	100,06	1,00012	100,06	1,00012
500,28	1,00013	500,28	1,00013	500,28	1,00012
1000,56	1,00014	1000,56	1,00013	1000,56	1,00013
1500,84	1,00015	1500,84	1,00014	1500,84	1,00013
2001,12	1,00015	2001,12	1,00015	2001,12	1,00014
3001,69	1,00016	3001,69	1,00016	3001,69	1,00015
4002,25	1,00017	4002,25	1,00017	4002,25	1,00016

$\bar{V}_a = 1,5 \text{ m/s}$		$\bar{V}_a = 2,0 \text{ m/s}$		$\bar{V}_a = 2,5 \text{ m/s}$	
$P'_{\text{max},L/2}$	h'_p / h'	$P'_{\text{max},L/2}$	h'_p / h'	$P'_{\text{max},L/2}$	h'_p / h'
100,06	1,00012	100,06	1,00012	100,06	1,00012
500,28	1,00012	500,28	1,00012	500,28	1,00012
1000,56	1,00012	1000,56	1,00012	1000,56	1,00012
1500,84	1,00013	1500,84	1,00013	1500,84	1,00012
2001,12	1,00014	2001,12	1,00013	2001,12	1,00013
3001,69	1,00015	3001,69	1,00014	3001,69	1,00014
4002,25	1,00015	4002,25	1,00015	4002,25	1,00015

$\bar{V}_a = 3,0 \text{ m/s}$	
$P'_{\text{max},L/2}$	h'_p / h'
100,06	1,00012
500,28	1,00012
1000,56	1,00012
1500,84	1,00012
2001,12	1,00012
3001,69	1,00013
4002,25	1,00014

(b) $d_p = 4 \text{ mm}$

$\bar{V}_a = 0,25 \text{ m/s}$		$\bar{V}_a = 0,5 \text{ m/s}$		$\bar{V}_a = 1,0 \text{ m/s}$	
$P'_{\text{max},L/2}$	h'_p / h'	$P'_{\text{max},L/2}$	h'_p / h'	$P'_{\text{max},L/2}$	h'_p / h'
100,06	1,00012	100,06	1,00012	100,06	1,00012
500,28	1,00013	500,28	1,00013	500,28	1,00012
1000,56	1,00015	1000,56	1,00014	1000,56	1,00013
1500,84	1,00016	1500,84	1,00015	1500,84	1,00014
2001,12	1,00017	2001,12	1,00016	2001,12	1,00015
3001,69	1,00018	3001,69	1,00017	3001,69	1,00016
4002,25	1,00019	4002,25	1,00019	4002,25	1,00018

$\bar{V}_a = 1,5 \text{ m/s}$		$\bar{V}_a = 2,0 \text{ m/s}$		$\bar{V}_a = 2,5 \text{ m/s}$	
$P'_{\text{max},L/2}$	h'_p / h'	$P'_{\text{max},L/2}$	h'_p / h'	$P'_{\text{max},L/2}$	h'_p / h'
100,06	1,00012	100,06	1,00012	100,06	1,00012
500,28	1,00012	500,28	1,00012	500,28	1,00012
1000,56	1,00012	1000,56	1,00012	1000,56	1,00012
1500,84	1,00013	1500,84	1,00013	1500,84	1,00012
2001,12	1,00014	2001,12	1,00013	2001,12	1,00013
3001,69	1,00016	3001,69	1,00015	3001,69	1,00014
4002,25	1,00017	4002,25	1,00016	4002,25	1,00016

$\bar{V}_a = 3,0 \text{ m/s}$	
$P'_{\text{max},L/2}$	h'_p / h'
100,06	1,00012
500,28	1,00012
1000,56	1,00012
1500,84	1,00012
2001,12	1,00012
3001,69	1,00014
4002,25	1,00015

(c) $d_p = 6 \text{ mm}$

$\bar{V}_a = 0,25 \text{ m/s}$		$\bar{V}_a = 0,5 \text{ m/s}$		$\bar{V}_a = 1,0 \text{ m/s}$	
$P'_{\max,L/2}$	h'_p / h'	$P'_{\max,L/2}$	h'_p / h'	$P'_{\max,L/2}$	h'_p / h'
100,06	1,00012	100,06	1,00012	100,06	1,00012
500,28	1,00014	500,28	1,00013	500,28	1,00012
1000,56	1,00015	1000,56	1,00015	1000,56	1,00013
1500,84	1,00017	1500,84	1,00016	1500,84	1,00015
2001,12	1,00018	2001,12	1,00017	2001,12	1,00016
3001,69	1,00020	3001,69	1,00019	3001,69	1,00017
4002,25	1,00021	4002,25	1,00020	4002,25	1,00019

$\bar{V}_a = 1,5 \text{ m/s}$		$\bar{V}_a = 2,0 \text{ m/s}$		$\bar{V}_a = 2,5 \text{ m/s}$	
$P'_{\max,L/2}$	h'_p / h'	$P'_{\max,L/2}$	h'_p / h'	$P'_{\max,L/2}$	h'_p / h'
100,06	1,00012	100,06	1,00012	100,06	1,00012
500,28	1,00012	500,28	1,00012	500,28	1,00012
1000,56	1,00012	1000,56	1,00012	1000,56	1,00011
1500,84	1,00014	1500,84	1,00013	1500,84	1,00012
2001,12	1,00015	2001,12	1,00014	2001,12	1,00013
3001,69	1,00016	3001,69	1,00016	3001,69	1,00015
4002,25	1,00018	4002,25	1,00017	4002,25	1,00016

$\bar{V}_a = 3,0 \text{ m/s}$	
$P'_{\max,L/2}$	h'_p / h'
100,06	1,00012
500,28	1,00012
1000,56	1,00012
1500,84	1,00012
2001,12	1,00012
3001,69	1,00014
4002,25	1,00016

(d) $d_p = 8 \text{ mm}$

$\bar{V}_a = 0,25 \text{ m/s}$		$\bar{V}_a = 0,5 \text{ m/s}$		$\bar{V}_a = 1,0 \text{ m/s}$	
$P'_{\max,L/2}$	h'_p / h'	$P'_{\max,L/2}$	h'_p / h'	$P'_{\max,L/2}$	h'_p / h'
100,06	1,00012	100,06	1,00012	100,06	1,00012
500,28	1,00014	500,28	1,00013	500,28	1,00014
1000,56	1,00016	1000,56	1,00015	1000,56	1,00016
1500,84	1,00017	1500,84	1,00016	1500,84	1,00017
2001,12	1,00019	2001,12	1,00018	2001,12	1,00019
3001,69	1,00021	3001,69	1,00020	3001,69	1,00021
4002,25	1,00023	4002,25	1,00021	4002,25	1,00023

$\bar{V}_a = 1,5 \text{ m/s}$		$\bar{V}_a = 2,0 \text{ m/s}$		$\bar{V}_a = 2,5 \text{ m/s}$	
$P'_{\max,L/2}$	h'_p / h'	$P'_{\max,L/2}$	h'_p / h'	$P'_{\max,L/2}$	h'_p / h'
100,06	1,00012	100,06	1,00012	100,06	1,00012
500,28	1,00012	500,28	1,00012	500,28	1,00012
1000,56	1,00012	1000,56	1,00012	1000,56	1,00011
1500,84	1,00014	1500,84	1,00013	1500,84	1,00012
2001,12	1,00015	2001,12	1,00014	2001,12	1,00013
3001,69	1,00017	3001,69	1,00016	3001,69	1,00015
4002,25	1,00019	4002,25	1,00018	4002,25	1,00017

$\bar{V}_a = 3,0 \text{ m/s}$	
$P'_{\max,L/2}$	h'_p / h'
100,06	1,00012
500,28	1,00012
1000,56	1,00011
1500,84	1,00012
2001,12	1,00013
3001,69	1,00014
4002,25	1,00016

(e) $d_p = 10 \text{ mm}$

$\bar{V}_a = 0,25 \text{ m/s}$		$\bar{V}_a = 0,5 \text{ m/s}$		$\bar{V}_a = 1,0 \text{ m/s}$	
$P'_{\text{max},L/2}$	h'_p / h'	$P'_{\text{max},L/2}$	h'_p / h'	$P'_{\text{max},L/2}$	h'_p / h'
100,06	1,00012	100,06	1,00012	100,06	1,00012
500,28	1,00014	500,28	1,00013	500,28	1,00012
1000,56	1,00016	1000,56	1,00015	1000,56	1,00014
1500,84	1,00018	1500,84	1,00017	1500,84	1,00015
2001,12	1,00020	2001,12	1,00018	2001,12	1,00017
3001,69	1,00022	3001,69	1,00021	3001,69	1,00019
4002,25	1,00024	4002,25	1,00023	4002,25	1,00021

$\bar{V}_a = 1,5 \text{ m/s}$		$\bar{V}_a = 2,0 \text{ m/s}$		$\bar{V}_a = 2,5 \text{ m/s}$	
$P'_{\text{max},L/2}$	h'_p / h'	$P'_{\text{max},L/2}$	h'_p / h'	$P'_{\text{max},L/2}$	h'_p / h'
100,06	1,00012	100,06	1,00012	100,06	1,00012
500,28	1,00012	500,28	1,00012	500,28	1,00012
1000,56	1,00012	1000,56	1,00012	1000,56	1,00011
1500,84	1,00014	1500,84	1,00013	1500,84	1,00012
2001,12	1,00015	2001,12	1,00014	2001,12	1,00014
3001,69	1,00018	3001,69	1,00017	3001,69	1,00016
4002,25	1,00020	4002,25	1,00018	4002,25	1,00018

$\bar{V}_a = 3,0 \text{ m/s}$	
$P'_{\text{max},L/2}$	h'_p / h'
100,06	1,00012
500,28	1,00012
1000,56	1,00011
1500,84	1,00012
2001,12	1,00013
3001,69	1,00015
4002,25	1,00017

Observa-se que o sistema pulsante não apresenta ganhos na sua utilização sobre o sistema uniforme, pois a razão h'_p/h' é muito próxima da unidade, indicando portanto que esta formulação mostra-se pouco sensível ao efeito do escoamento pulsante.



4.3.4 Análise Utilizando a Formulação de Bakker-Arkema

Da tabela 4-2 extraímos as equações (4.47) e (4.48) de Bakker-Arkema et al.(1974), que consideraram um diâmetro equivalente para o grão:

$$h' = 0,263G_a^{0,59} \quad G_a \leq 500\text{kg} / \text{m}^2\text{s} , \quad (4.47)$$

$$h' = 0,69G_a^{0,49} \quad G_a > 500\text{kg} / \text{m}^2\text{s} . \quad (4.48)$$

A aplicação da equação (4.48) é utilizada para vazões acima da faixa de valores recomendada na secagem de grãos. Portanto nosso estudo se restringe a equação (4.47).

Assim, como $G_a = V_a \rho_a$, temos que: $G_a = \bar{G}_a + G'_a$. Logo:

$$G_a = (\bar{V}_a + V'_a)(\bar{\rho}_a + \rho'_a) . \quad (4.49)$$

Considerando que \bar{V}_a é da ordem de V'_a e que $\bar{G}_a = \bar{V}_a \bar{\rho}_a$, temos, desprezando os termos de 2ª ordem, com a aproximação linear que:

$$G'_a = V'_a \bar{\rho}_a . \quad (4.50)$$

Logo

$$G_a = \bar{V}_a \bar{\rho}_a + V'_a \bar{\rho}_a . \quad (4.51)$$

Substituindo os valores de operação, da geometria, adimensionalizando e integrando no ciclo, obtemos a razão entre os coeficientes de transferência de calor com escoamento pulsante e uniforme, baseado na formulação proposta por Bakker-Arkema et al.(1974) (equação 4.47). Assim, tem-se:

$$\frac{h'_p}{h'} = a_1 \int_0^{0,01723} \left[1 + a_2 \frac{P'_{\max, L/2}}{\bar{V}_a} \text{sen}(a_3 \times \theta) \right]^{0,59} d\theta \quad (4.52)$$

onde $a_1 = 58,0453$; $a_2 = 0,00262$; $a_3 = 364,71$

A integral da equação (4.52) foi resolvida numericamente usando o programa Mathematica (Wolfram, 1993). Fazendo variar a velocidade média do escoamento, \bar{V}_a , e $P'_{\max, L/2}$ de acordo com as observações de Carvalho (1993), obteve-se o gráfico da figura 4-4:

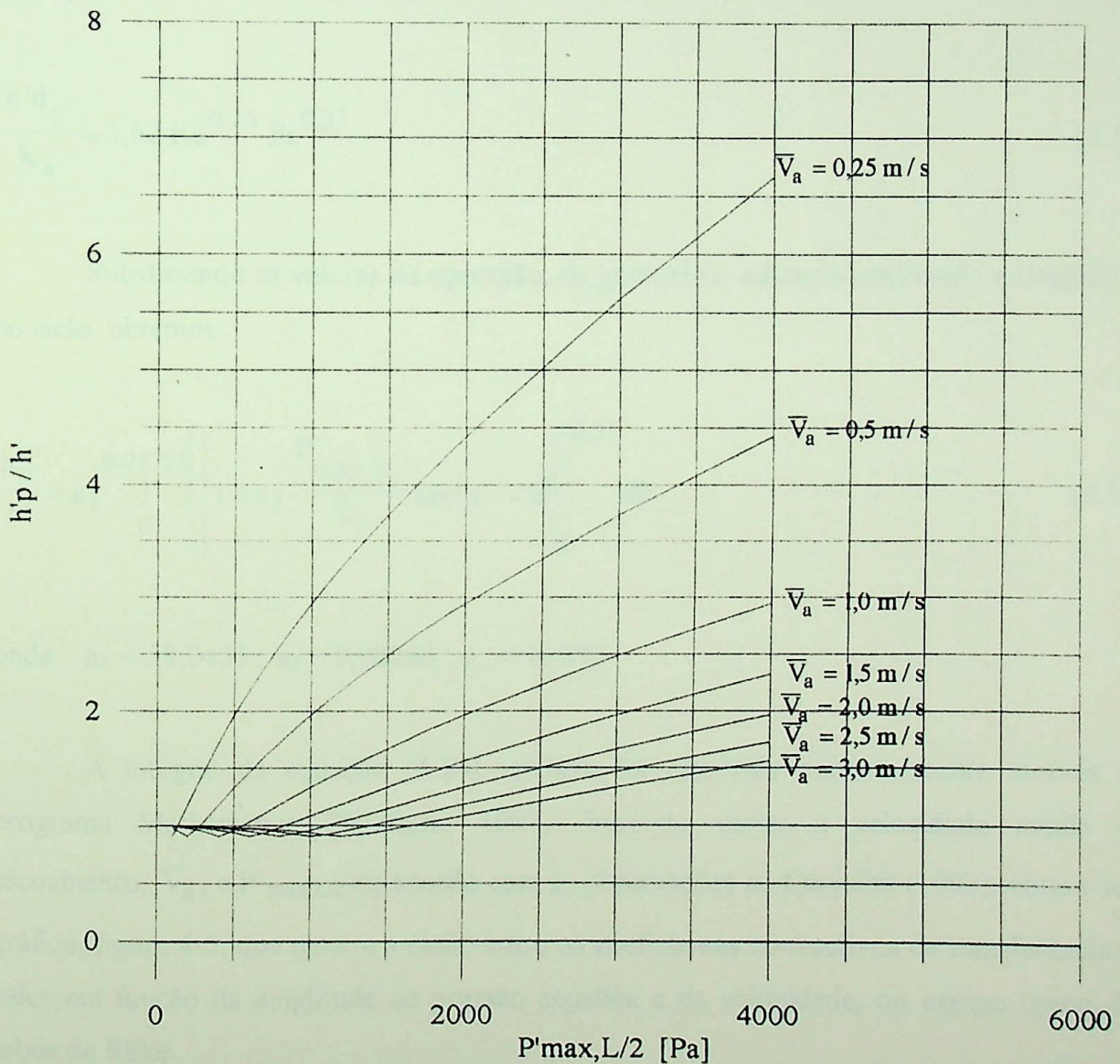


Figura 4-4 Razão entre os coeficientes convectivos de transferência de calor no escoamento pulsante e uniforme em função da amplitude de pressão acústica na seção média do tubo de Rijke para a formulação de Bakker-Arkema et al.(1974).

Da figura 4-4, que mostra a razão entre os coeficientes convectivos de transferência de calor em função da amplitude de pressão acústica e da velocidade, pode-se constatar que o sistema pulsante apresentará ganhos na sua utilização sobre o sistema em escoamento uniforme, já que h'_p/h' resulta maior que a unidade.

4.3.5 Análise Utilizando a Formulação de Gupta e Srinivason

Da tabela 4-2 extraímos a equação (4.53) desenvolvida, para transferência de calor entre um gás e partículas esféricas, em escoamento uniforme, por Gupta e Srinivason (1982):

$$\frac{h'd_p}{K_a} = 1,62 \text{ Re}^{0,25} \text{ Pr}^{0,33} \quad (4.53)$$

Substituindo os valores de operação, da geometria, adimensionalizando e integrando no ciclo, obtemos:

$$\frac{h'_p}{h'} = a_1 \int_0^{0,01723} \left[1 + a_2 \frac{P'_{\max, L/2}}{\bar{V}_a} \text{sen}(a_3 \times \theta) \right]^{0,25} d\theta \quad (4.54)$$

onde $a_1 = 58,0453$; $a_2 = 0,00262$; $a_3 = 364,71$

A integral da equação (4.54) também foi resolvida numericamente através do programa Mathematica (Wolfram, 1993). Fazendo variar a velocidade média do escoamento, \bar{V}_a , e $P'_{\max, L/2}$ de acordo com as observações de Carvalho (1993), obtém-se o gráfico, figura 4-5, que mostra a razão entre os coeficientes convectivos de transferência de calor em função da amplitude de pressão acústica e da velocidade, no campo típico dos tubos de Rijke.

Da observação da figura 4-5 podemos constatar que o sistema pulsante apresentará ganhos na sua utilização sobre o sistema uniforme quando h'_p/h' for maior que a unidade.

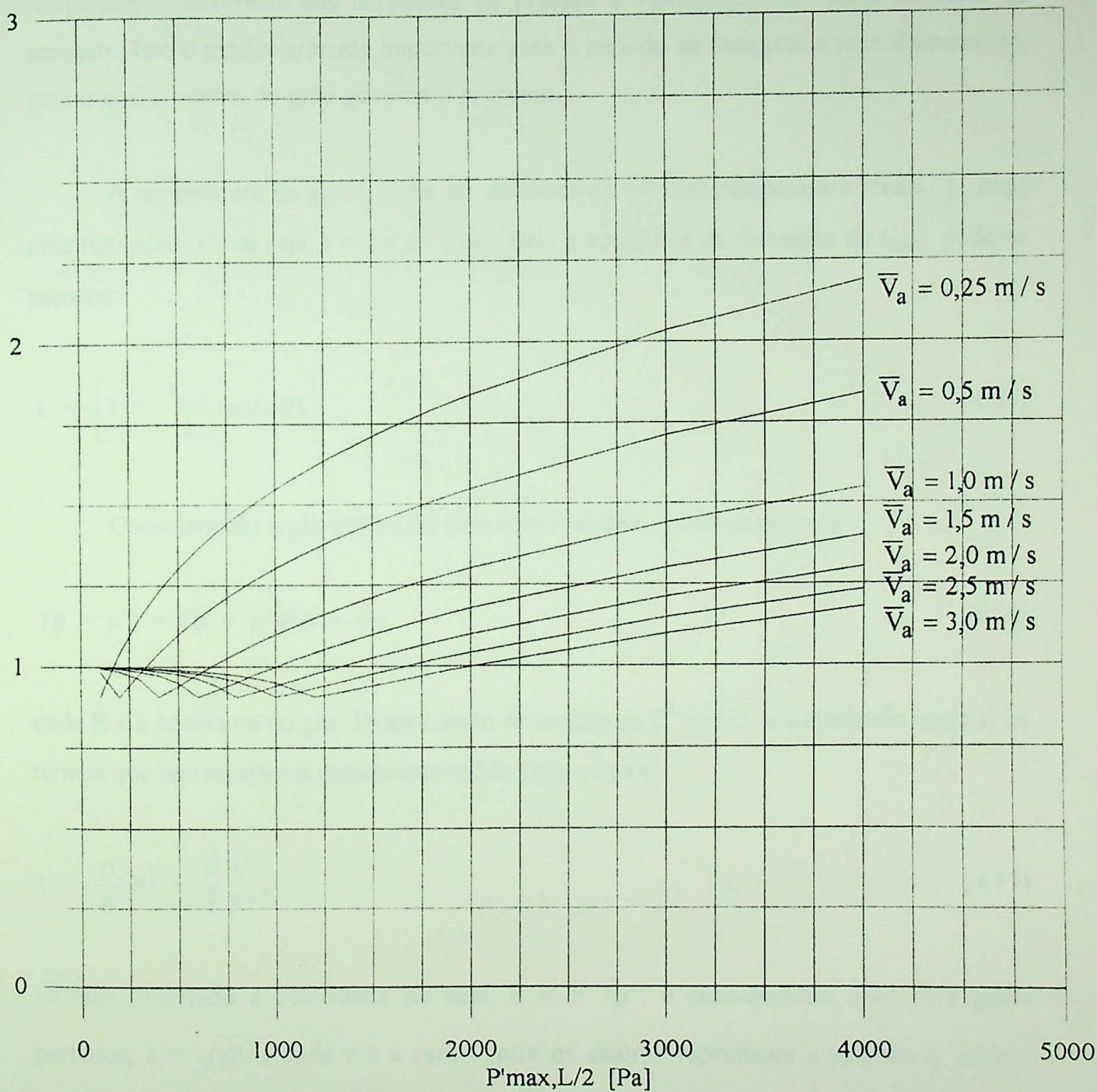
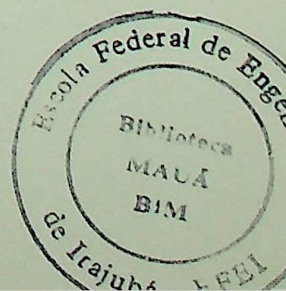


Figura 4-5 Razão entre os coeficientes convectivos de transferência de calor no escoamento pulsante e uniforme em função da amplitude de pressão acústica na seção média do tubo de Rijke para a formulação de Gupta e Srinivason (1982).



4.4 Estudo do Efeito da Temperatura Oscilatória nos Coeficientes de Troca

Neste item, realizou-se um estudo que mostra que a oscilação acústica da temperatura, decorrente das oscilações de pressão e velocidade, não afeta as taxas de secagem. Isto é particularmente importante para o período de secagem a taxa decrescente, para o qual o núcleo do grão governa o processo.

A temperatura do gás, t , pode ser decomposta em uma temperatura média, \bar{t} , mais uma flutuação, t' , ou seja, $t = \bar{t} + t'$. Chamando a amplitude da flutuação de t_{\max} , pode-se escrever:

$$t = \bar{t} \left[1 + \frac{t_{\max}}{\bar{t}} \text{sen}(\omega\theta) \right]. \quad (4.55)$$

Considerando o gás dentro do tubo como perfeito, pode-se escrever

$$(\bar{p} + p') = (\bar{\rho} + \rho')R(\bar{t} + t'), \quad (4.56)$$

onde R é a constante do gás. Desprezando os termos de 2^a ordem e cancelando entre si os termos que representam o escoamento médio, fica-se com

$$1 = \frac{\rho'}{\bar{\rho}} \frac{\bar{p}}{\bar{p}'} + \frac{\bar{p}}{\bar{t}} \frac{t'}{\bar{p}'}, \quad (4.57)$$

na qual, inserindo a velocidade do som, $c = P'/\rho'$, e considerando que, para gases perfeitos, $c = \sqrt{\gamma R \bar{t}}$, onde γ é a razão entre os calores específicos a pressão e volume constante, resulta em:

$$\frac{t'}{\bar{t}} = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{\bar{P}'}{\bar{P}}. \quad (4.58)$$

Para o ar, $\gamma = 1,4$, de tal maneira que

$$\frac{t'}{\bar{t}} = 0,286 \frac{P'}{\bar{P}}$$

Para amplitudes de pressão entre 1 e 40 mBar, tem-se:

$$0,000286 < \frac{t_{\max}}{\bar{t}} < 0,01144$$

Perturbando-se o coeficiente de difusão da equação (3.16), integrando-o no ciclo de oscilação, obtém-se a razão, E, entre o valor integrado e o valor médio:

$$E = \frac{\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp\left[-C_2 \frac{1}{\bar{t} \left(1 + \frac{t_{\max}}{\bar{t}} \sin(\omega\theta)\right)}\right] d(\omega\theta)}{\exp\left(-\frac{C_2}{\bar{t}}\right)} \quad (4.59)$$

Obteve-se a razão E numericamente para temperaturas médias variando de 50 a 100 °C e constantes C_2 de 5000 e 11000, respectivamente, no intervalo das quais encontram-se valores experimentais apresentados no item 3.2.2. (equações 3.17 a 3.20). Os valores que foram obtidos são mostrados na tabela 4-4 (a) e (b).

Tabela 4-4 Valores da razão E para temperaturas médias variando de 50 a 100 °C em função de t_{\max}/\bar{t}

(a) Para $C_2 = 5000$

temperatura média, $\bar{t} = 50$ °C		temperatura média, $\bar{t} = 60$ °C	
t_{\max}/\bar{t}	E	t_{\max}/\bar{t}	E
.0000	1.00000000	.0000	1.00000000
.0020	1.00020800	.0020	1.00019500
.0040	1.00083400	.0040	1.00078100
.0060	1.00187600	.0060	1.00175700
.0080	1.00333700	.0080	1.00312500
.0100	1.00521500	.0100	1.00488300
.0120	1.00751100	.0120	1.00703400

temperatura média, $\bar{t} = 70\text{ }^{\circ}\text{C}$		temperatura média, $\bar{t} = 80\text{ }^{\circ}\text{C}$	
t_{\max}/\bar{t}	E	t_{\max}/\bar{t}	E
.0000	.99999930	.0000	1.00000000
.0020	1.00018300	.0020	1.00017200
.0040	1.00073300	.0040	1.00068800
.0060	1.00164900	.0060	1.00154900
.0080	1.00293200	.0080	1.00275500
.0100	1.00458100	.0100	1.00430500
.0120	1.00659800	.0120	1.00620100

temperatura média, $\bar{t} = 90\text{ }^{\circ}\text{C}$		temperatura média, $\bar{t} = 100\text{ }^{\circ}\text{C}$	
t_{\max}/\bar{t}	E	t_{\max}/\bar{t}	E
.0000	1.00000000	.0000	1.00000000
.0020	1.00016200	.0020	1.00015300
.0040	1.00064800	.0040	1.00061100
.0060	1.00145800	.0060	1.00137500
.0080	1.00259300	.0080	1.00244500
.0100	1.00405200	.0100	1.00382000
.0120	1.00583600	.0120	1.00550200

(b) Para $C_2 = 11000$

temperatura média, $\bar{t} = 50\text{ }^{\circ}\text{C}$		temperatura média, $\bar{t} = 60\text{ }^{\circ}\text{C}$	
t_{\max}/\bar{t}	E	t_{\max}/\bar{t}	E
.0000	.99999980	.0000	1.00000000
.0020	1.00109100	.0020	1.00102400
.0040	1.00436600	.0040	1.00409900
.0060	1.00983400	.0060	1.00923300
.0080	1.01750800	.0080	1.01643600
.0100	1.02740700	.0100	1.02572700
.0120	1.03955600	.0120	1.03712600

temperatura média, $\bar{t} = 70\text{ }^{\circ}\text{C}$		temperatura média, $\bar{t} = 80\text{ }^{\circ}\text{C}$	
t_{\max}/\bar{t}	E	t_{\max}/\bar{t}	E
.0000	1.00000000	.0000	99999950
.0020	1.00096400	.0020	1.00090800
.0040	1.00385700	.0040	1.00363400
.0060	1.00868500	.0060	1.00818300
.0080	1.01545900	.0080	1.01456500
.0100	1.02419400	.0100	1.02279200
.0120	1.03490900	.0120	1.03288200

temperatura média, $\bar{t} = 90\text{ }^{\circ}\text{C}$		temperatura média, $\bar{t} = 100\text{ }^{\circ}\text{C}$	
t_{\max}/\bar{t}	E	t_{\max}/\bar{t}	E
.0000	1.00000100	.0000	1.00000000
.0020	1.00085700	.0020	1.00081000
.0040	1.00343000	.0040	1.00324200
.0060	1.00772300	.0060	1.00730000
.0080	1.01374500	.0080	1.01299000
.0100	1.02150700	.0100	1.02032500
.0120	1.03102300	.0120	1.02931500

Observa-se que as razões E são sempre muito próximas de 1, de onde se conclui que, para os valores de C_2 da literatura, não há influência das pulsações nos coeficientes de difusão e constantes de secagem no período a taxa decrescente.

Capítulo 5

Conclusão

No presente trabalho investigou-se a razão adimensional entre os coeficientes convectivos de transferência de calor para escoamento pulsante, utilizando-se diferentes formulações. Um tubo de Rijke com fonte de calor, com características conhecidas, adaptado à secagem serviu de modelo para o estabelecimento dos parâmetros acústicos.

O comportamento da razão adimensional, h'_p/h' , onde h'_p e h' são os coeficientes de convecção para escoamentos pulsante e não pulsante, respectivamente, segundo a formulação proposta por Zaitsev et al. (1976), Equação 4.44, é mostrado no gráfico da Figura 4-3. Vê-se claramente um crescimento da razão h'_p/h' a medida que ocorre um aumento da amplitude de pressão acústica. Como o escoamento pulsante só se apresenta mais eficaz que o escoamento uniforme quando $h'_p/h' > 1$, a faixa de operação do tubo de Rijke para a qual se obtém este resultado foge a faixa utilizada por Zaitsev et al., frequência de 10 a 20 Hz, velocidade de escoamento da ordem de 0,2 m/s e amplitudes de oscilação de 2 a 8 mm. No tubo de Rijke a frequência é da ordem de 60 Hz, as velocidades médias de escoamento variam de 0,5 a 3,0 m/s e as amplitudes de oscilação de 0,7 mm para uma amplitude de pressão acústica de 100,1 Pa a 28,7 mm para uma amplitude de pressão acústica de 4002,2 Pa. Se fosse possível considerar apenas as amplitudes de oscilação obteríamos 2 mm de amplitude de oscilação com uma amplitude de pressão acústica da ordem de 278,6 Pa. Observou-se na Figura 4-3 que para este caso $h'_p/h' > 1$ quando as velocidades médias de escoamento estiverem abaixo de 1,0 m/s. Para amplitude de oscilação de 8 mm com uma amplitude de pressão acústica da ordem de 1114,4 Pa, $h'_p/h' > 1$ quando as velocidades médias de escoamento estiverem abaixo de 3,0 m/s. Portanto o fator determinante da exclusão desta formulação é a frequência que foi utilizada por Zaitsev et al., muito baixa para uso no modelo de tubo de Rijke utilizado.

Verifica-se utilizando a Equação 4.36, ou as condições de operação do tubo de Rijke, item 4.3.1, que para uma frequência de 10 Hz seria necessário um tubo de Rijke com um comprimento, L , de aproximadamente 18,6 m e para 20 Hz um comprimento de

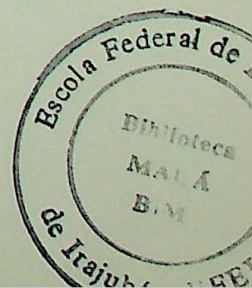
aproximadamente 9,3 m. Nestes dois casos adiciona-se um fator de complicação que é a manutenção da temperatura de 70 °C (343,3 K), admitida como condição de operação, em um tubo muito longo.

Na análise da formulação de Ranz e Marshall (1952), perturbou-se a mesma com os parâmetros do escoamento pulsante realizando-se a integração numérica no ciclo, com o resultado sendo comparado com o valor médio, Equação 4.46. As Tabelas 4-3 (a), (b), (c), (d) e (e) fornecem os resultados encontrados. Observa-se que esta formulação apresentou pouca sensibilidade ao escoamento pulsante, estando a razão adimensional, h'_p/h' , muito próxima da unidade, podendo mesmo concluir-se que a razão é igual a unidade. Por esta razão esta formulação também revelou-se de pouca utilidade para a solução pretendida.

Fez-se a mesma análise, utilizada para a formulação de Ranz e Marshall, para as formulações de Bakker-Arkema et al. (1974) e Gupta e Srinivason (1982). As Figura 5-1 e 5-2 mostram as curvas obtidas através desta análise para as duas formulações. Verifica-se que para a mesmas condições de trabalho, para $h'_p/h' > 1$, temos $(h'_p/h')_{\text{Bakker-Arkema}} > (h'_p/h')_{\text{Gupta e Srinivason}}$. Conclui-se portanto que a formulação proposta por Bakker-Arkema et al. mostrou maior incremento do coeficiente convectivo quando sob escoamento pulsante que a formulação de Gupta e Srinivason. Este fato é confirmado pelas Figuras 5-1 e 5-2.

O impacto do escoamento pulsante tem maior influência no processo de secagem, no período a taxa constante e no primeiro período a taxa decrescente (dependência linear), enquanto que o segundo período a taxa decrescente quase não é influenciado. Deste modo, pode-se esperar que a utilização de tubos de Rijke com fonte de calor associados à secagem deve levar a um ganho, avaliado em termos do tempo médio de secagem, e ponderado diretamente com auxílio da expressão 2.5, substituindo h_t por h' (desprezando os efeitos de condução e radiação),

$$\frac{dW_s}{d\theta} = \frac{h_t}{\rho_s \cdot d \cdot \lambda} (t - t_s), \quad (5.1)$$



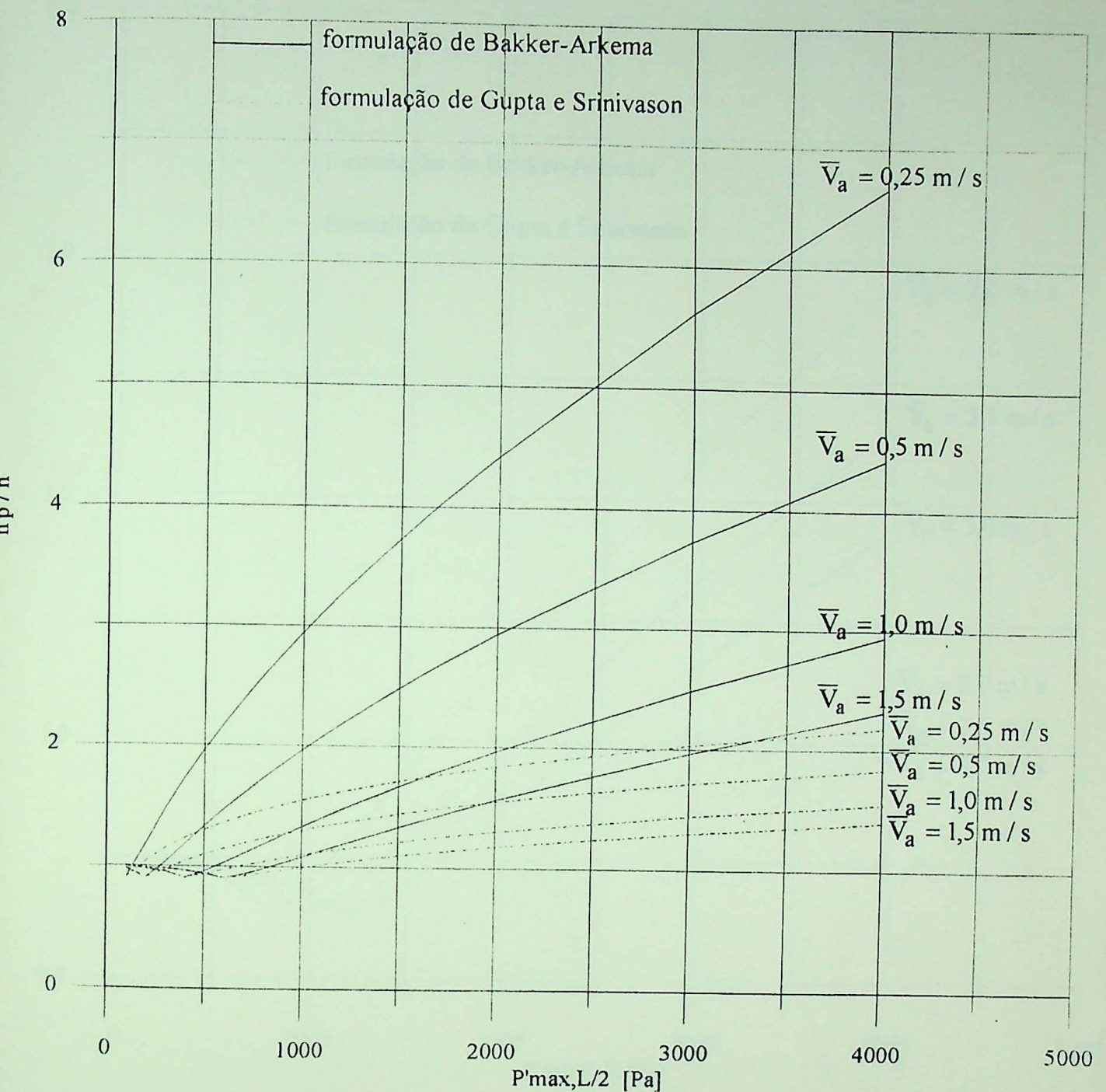


Figura 5-1 Razão entre os coeficientes convectivos de transferência de calor no escoamento pulsante e uniforme em função da amplitude de pressão acústica na seção média do tubo de Rijke para as formulações de Bakker-Arkema e Gupta e Srinivason.

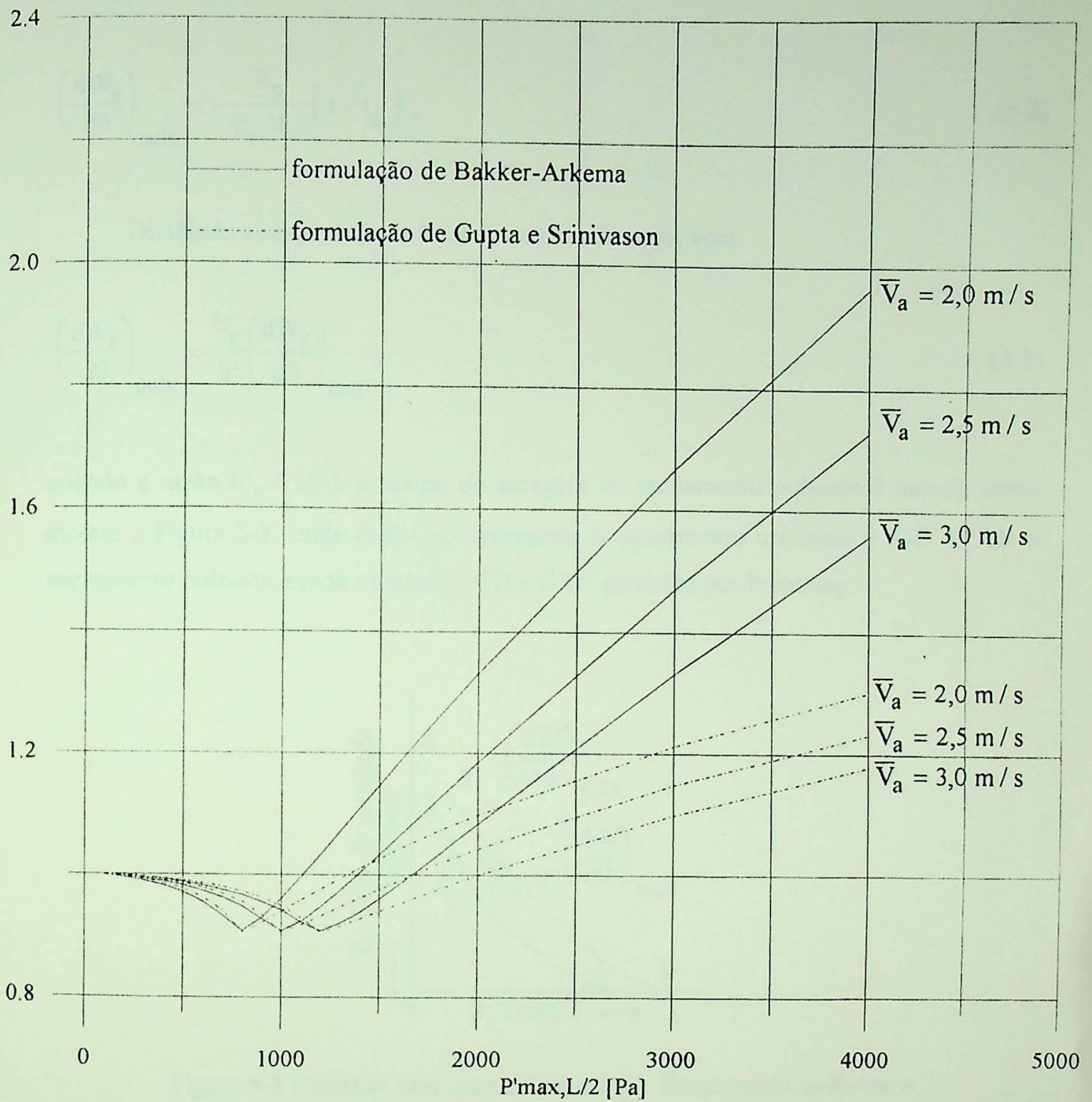


Figura 5-2 Razão entre os coeficientes convectivos de transferência de calor no escoamento pulsante e uniforme em função da amplitude de pressão acústica na seção média do tubo de Rijke para as formulações de Bakker-Arkema e Gupta e Srinivason.

Para o escoamento pulsante pode-se escrever,

$$\left(\frac{dW_s}{d\theta}\right)_{\text{puls.}} = -\frac{h'_p}{\rho_s \cdot d \cdot \lambda} (t - t_s), \quad (5.2)$$

Dividindo as expressões e fazendo-se um rearranjo, vem:

$$\left(\frac{dW_s}{d\theta}\right)_{\text{puls.}} = \frac{h'_p}{h'} \left(\frac{dW_s}{d\theta}\right)_{\text{unif}}, \quad (5.3)$$

quando a razão $h'_p / h' > 1$ o tempo de secagem no escoamento pulsante é menor, como mostra a Figura 5-3, onde A-B-C-D representa o escoamento uniforme e A-B'-C'-D' o escoamento pulsante, sendo os trechos CD e C'D' paralelos por hipótese,

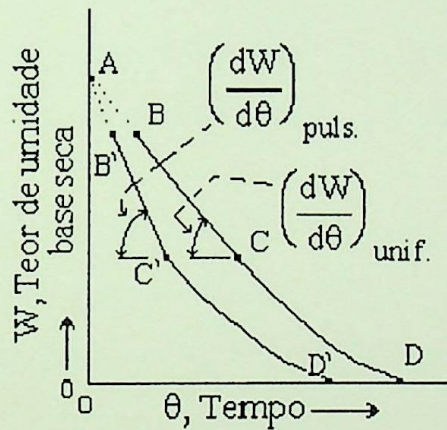


Figura 5-3 Umidade base seca versus tempo. Escoamento uniforme e escoamento pulsante

Observa-se através do trecho C'C da Figura 5-3 que a razão entre os tempos de secagem no escoamento uniforme e no escoamento pulsante é sempre maior que h'_p / h' , isto é, o tempo de secagem no escoamento uniforme é maior que h'_p / h' vezes o tempo de secagem no escoamento pulsante. Logo h'_p / h' representa o ganho obtido no tempo de secagem em termos percentuais.

Recomendamos as seguintes atividades para continuação do presente trabalho.

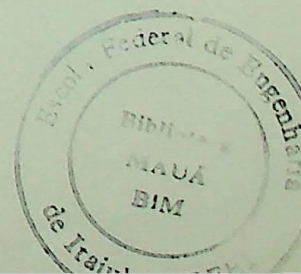
a) Instalar um leito de grãos de cereais ou de pellets de madeira na extremidade superior de um tubo de Rijke com elemento aquecedor elétrico e conduzir experimentos de secagem a temperatura controlada em regimes pulsante e não pulsante. Com pellets de madeira torna-se fácil produzir material com umidade inicial desejada.

b) Levantar o coeficiente convectivo de troca térmica para escoamento permanente, perturbá-lo e integrá-lo em um ciclo de oscilação, como no procedimento descrito no presente trabalho, para obter o correspondente coeficiente com escoamento pulsante.

c) Comparar resultados teóricos e experimentais.

Referências Bibliográficas

- Bateman, E.; Hohhf, J.P.; Stamm, A.J. Unidirectional drying of wood. **Industrial and Engineering Chemistry**, 31(9): 1150-1154, 1939.
- Belles, F.E. **R&D and other needs for exploitation of pulse combustion in space heating applications**. Argone National Laboratory, 1979. p.167-180.
- Brooker, D.B.; Bakker-Arkema, F.W.; Hall, C.W. **Drying cereal grains**. The Avi Publishing, Westport, 1974. 265p.
- Calado, V.M.A. **Modelagem e simulação de secadores em leito fixo e deslizante**. (Tese de Doutorado em Ciências em Engenharia Química) - COPPE / UFRJ, maio 1993. 176p.
- Carvalho Jr., J.A. **Investigation of the characteristics of a coal burning Rijke type pulsating combustor**. (Tese de Doutorado) - Georgia Institute of Technology, 1983.
- Carvalho Jr., J.A.; Wang, M.R.; Miller, N.; Daniel, B.R.; Zinn, B.T. **Controlling mechanisms and performance of coal burning Rijke type pulsating combustors**
In: Proceedings of the Symposium International on Combustion, 20., 1984.
p.2011-2017.
- Couto, H.S. **Queima de combustíveis líquidos em combustores pulsantes**. (Tese de Doutorado em Ciências em Engenharia Química) - COPPE / UFRJ, 1989. 132p.
- Culick, F.E.C. Stability of longitudinal oscillations with pressure and velocity coupling in a solid propellant rocket. **Combustion Science and Technology**,(2): 179-201, 1970.
- Culick, F.E.C. **Combustion instability in solid rocket motors**. v.2, 1981. (CPIA Publication, 290).



Encyclopaedia Britannica. Chicago, 1969. v.14, p.717-718.

Ferreira, M.A.; Carvalho Jr., J.A. Performance characteristics of an experimental Rijke type pulsating combustor. **Fuel**, 19 (6): 684-689, 1990.

Ferreira, M.A.; Bressan, C.; Victório, J.R.S.; Carvalho Jr., J.A.; Heiskanen, V.P. Burning of finnish peat pellets in a Brazilian experimental pulsating combustor. In: Encontro Nacional de Ciências Térmicas, 3., Itapema, 9-12 dez. 1990. **Anais**. Itapema, Universidade Federal de Santa Catarina, 1990. p.761-766.

Fuller, H.F. Psicometria. In: Perry, H.R. **Manual de Engenharia Química**. 5.ed. Rio de Janeiro, Guanabara Dois, 1980. sec.12, p.12-2 -12-11.

Gupta, R.; Leung, P.; Mujumdar, A.S. Drying of granular materials in a vibrated fluidized bed. In: Mujumdar, A.S., ed. **Drying'80: Proceedings of the second international symposium**. Washington, D.C., Hemisphere Publishing, 1980. v.2, p.201-207.

Gupta, R.; Mujumdar, A.S. Aerodynamic and thermal characteristics of vibrated fluid beds: a review. In: Mujumdar, A.S., ed. **Drying'80: developments in drying**. Washington, D.C., Hemisphere Publishing, 1980. v.1, p.141-150.

Hanby, V.I. **Convective heat transfer in a gas-fired pulsating combustor**. American Society of Mechanical Engineers, 1968. (ASME, 68-WA/FU-1).

Hanby, V.I. The effect of gaseous oscillations on the combustion rate of solid fuel particles. **Journal of Fuel Society**, 18:44-49, 1967.

Harrje, D.T.; Reardon, F.H. **Liquid propellant rocket combustion instability**. Washington, D.C., NASA, 1972. (NASA SP-194).

Hussain, A.; Chen, C.S.; Clayton, J.T.; Whitney, L.F. Mathematical simulation of mass and heat transfer in high moisture foods. **Transactions of the ASAE**, 15:732-736, 1972.

Keey, R.B. **Drying: principles and practice.** Oxford, Pergamon Press, 1972. 358p.
(International Series of Monographs in Chemical Engineering, v.13).

Lewis, W.K. The rate of drying of solid materials. **The Journal of Industrial and Engineering Chemistry**, 13(5):427-438, 1921.

Lord Rayleigh. **The theory of sound**, New York, NY, Dover, 1945. v.2, cap. 16, p.224-235.

Luikov, A.V. **Heat and mass transfer in capillary-porous bodies.** London, Pergamon Press, 1966. 523p.

Mundim, M.J. e Fortes, M. **Evaluation of finite element methods utilized in the solution of solid-liquid phase change problems.** Numerical Methods in Thermal Problems, 6(1):90-100, 1989. Pineridge Press.

Nebra, S.A. **Mecanismos de secagem.** São Paulo, 1995. Palestra realizada no IPT - Curso de Secagem Industrial.

Pabis, S.; Henderson, S. M. Grain drying theory: II. A critical analysis of the drying curve for shelled maize. **Journal of Agricultural Engineering Research**, 6(4): 272-277, 1961.

Porter, H.F. Sistemas Gás-Sólido. In: Perry, H.R. **Manual de Engenharia Química.** 5.ed. Rio de Janeiro, Guanabara Dois, 1980. sec.20, p.20-3 - 20-116.

Putman, A.A. **A review of pulse:** combustor technology. In: Proceedings of the Symposium on Pulse Combustion Technology for Heating Applications. Argonne National Laboratory, 1979. p.1-21.

Reader, G.T. The pulse jet, 1906-1966. **Journal of Naval Sciences**, 3(4):226-232, 1977.

- Severyanin, V.S. Application of Pulsating Combustion in Industrial Installations, **Proceedings of the Symposium on Pulse Combustion Applications**. 1982, p7.17.23.(GRI - 82/0009.2).
- Sherwood, T.K. The drying of solids - I. **Industrial and Engineering Chemistry**, **21**(1): 12-16, Jan. 1929.
- Silva, M.A. **Tipos de secadores**. São Paulo, 1995. Palestra realizada no IPT - Curso de Secagem Industrial.
- Sloan, C.E.; Wheelock, T.D. and Tsao, G.T. Drying. **Chemical Engineering**, **74**(13):167-214, 1967.
- Sommers, H. Experiences with pulsating tube firing in a experimental installation. In: Thring, M.W., ed. **Pulsating Combustion, the Collected Works of F.H. Reynst**. London, Pergamon Press, 1961. 262-274.
- Tamburello, N.M.; Hill, G.A.; Goldman, Y.; Seginer, A.; Salomon, M.; Timat, Y. The development of a vegetable and fruit dehydration unit with a pulse-combustion chamber. **Proceedings of the Symposium on Pulse-Combustion Application**. 1982. p13.1-13.7. (GRI-82/0009.2).
- Torres, E.A.; Victório, J.R.S.; Ferreira, M.A.; Carvalho Jr., J.A. Pulsating combustion of a palm oil fruit bark. **FUEL**, **71**(3):257-261, 1992.
- Tyndall, J. On sounding and sensitive flames. **Physical Sciences, The Royal Institution**. Library of Science, **2**:30-37, 1970.
- Van Arsdel, W.B. Approximate diffusion calculations for the falling-rate phase of drying **Transactions American Institute Chemical Engineers**, **43**(1):13-24, Jan. 1947.

Wang, M.R. **Mechanisms and performance of a coal burning Rijke type pulsating combustor.** (Tese de Doutorado) - Georgia Institute of Technology, 1985.

Wolfram, S. **Mathematica:** a system for doing mathematics by computer. 2.ed. Reading, MA, Addison-Wesley, 1991. 961p.

Zinn, B.T. ; Carvalho Jr., J.A.; Miller, N. and Daniel, B.R. Development of a Pulsating Combustor for Burning of Wood, **Proceedings** of the Symposium on Pulse-Combustion Applications. 1982, p11.1 - 11.11. (GRI-82/0009.2).

Zaitsev, E.D.; Redekop, V.I.; Shvetsov, V.V. Hydrodynamics and external heat exchange of a vibrated fluidized layer of pharmaceutical preparations. **Pharmaceutical Chemistry Journal**, 10:354-358, 1976.

15	A	36,60%
20	L	43,90
3	Tare	7,30%
3	outros	12,20%

41

