

CURVAS CARACTERÍSTICAS DE SECAGEM DE MATERIAIS GRANULARES POROSOS

H. PERAZZINI, F. B. FREIRE e J. T. FREIRE

Universidade Federal de São Carlos, Departamento de Engenharia Química
E-mail para contato: freire@ufscar.br

RESUMO – No presente trabalho, estudou-se a aplicação das curvas características de secagem (CCS) para um material que apresenta a secagem controlada por fenômenos convectivos e difusivos. Foram obtidos dados experimentais de cinética de secagem para meios porosos constituídos de partículas de alumina em um secador de leito fixo sob diferentes condições operacionais. O conceito da CCS foi utilizado com o intuito de verificar a aproximação do problema para a condição de camada delgada e também a influência das condições operacionais e das características dos meios porosos na secagem. Verificou-se que o conceito da curva característica de secagem apresentou restrições para a velocidade do gás e para o diâmetro de partícula. Entretanto, para a faixa de temperatura estudada, o modelo CCS representou satisfatoriamente os resultados experimentais. Modelos propostos pela literatura para representar as curvas experimentais foram utilizados, mostrando boa concordância.

1. INTRODUÇÃO

Na literatura, existe uma grande quantidade de modelos matemáticos que são utilizados para descrever dados experimentais de cinética de secagem. Alguns destes modelos são fundamentados em teorias complexas de transferência de calor e massa e são constituídos de uma série de parâmetros de transportes de difícil obtenção experimental, enquanto outros são baseados em teorias mais simplificadas, geralmente baseadas na experimentação, e com poucos parâmetros a serem estimados. Dentre esta última classe de modelos matemáticos, a curva característica de secagem (CCS) tem sido amplamente utilizada em estudos que envolvem a secagem devido a simples concepção e fácil implementação computacional. O conceito da CCS foi proposto inicialmente por van Meel (1958) e posteriormente utilizado por diversos autores, na sua forma original ou modificada (Keey e Suzuki, 1974; Chen, 2002; Langrish, 2008; Suherman *et al.*, 2008). Segundo a abordagem da CCS, é possível obter uma curva normalizada (ou característica) de secagem para um determinado produto em função de um conteúdo de umidade característico. Muitas vezes, a normalização dos dados experimentais não é conseguida e o conceito da CCS, consequentemente, não pode ser aplicado. Isso porque, o fluxo de secagem depende de mecanismos externos de transferência e de interações fenomenológicas complexas entre mecanismos internos de difusão que muitas vezes o modelo da CCS não é capaz de representar. Por outro lado, quando o conceito pode ser aplicado, este merece ser melhor analisado e discutido. Com este propósito, o objetivo deste trabalho foi de investigar a aplicação do conceito da CCS na secagem de materiais porosos controlada por mecanismos externos e diferentes mecanismos internos difusivos de transferência de umidade.

2. RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Os experimentos de secagem foram conduzidos em três diferentes meios porosos, ambos de geometria cilíndrica, não-consolidados e com dimensões de 1 cm de altura e 10 cm de diâmetro. A diferença entre os meios está no fato de que cada um foi artificialmente preparado com partículas de alumina ativada de diâmetros específicos (2,00, 3,35 e 4,00 mm), cujo propósito foi de conferir meios porosos com diferentes propriedades físicas e características distintas de transportar calor e massa. Os meios porosos possuíam altura de 1 cm e diâmetro interno de 10 cm. A espessura ideal dos meios para que o sistema fosse aproximado para a condição de camada delgada foi determinada em experimentos preliminares. Estes experimentos compreenderam na determinação da cinética de secagem para meios de diferentes espessuras e na obtenção da temperatura em diferentes posições axiais. Foram encontradas diferenças entre dados de umidade e temperatura em função do tempo quando a espessura do meio poroso foi aumentada em 1 cm. Com base nestes resultados, essa espessura foi adotada como critério para o estudo em camada delgada. Para garantir a máxima saturação de água possível dos meios porosos no início do processo de secagem, as partículas de alumina foram submetidas a uma coluna de água de 80 cm de altura. A água, sob pressão, percolou os poros disponíveis da partícula, expulsando o ar contido nos interstícios. Nos experimentos de secagem, o meio poroso de massa inicial conhecida foi submetido a um escoamento monofásico ascendente de ar aquecido e sua massa foi aferida em intervalos de tempo pré-estabelecidos em uma balança analítica. Esse procedimento se repetiu até o momento no qual se constatou que não havia variação significativa na massa. A massa seca foi obtida mantendo-se as partículas de alumina em estufa com circulação de ar a $105 \pm 3^\circ\text{C}$ por 24 horas. As condições nas quais os estudos de secagem foram realizados obedeceram às seguintes faixas operacionais: $40 \leq T_g$ (temperatura do gás, $^\circ\text{C}$) ≤ 70 ; $0,5 \leq v_g$ (velocidade do gás, m/s) $\leq 3,5$; $0,4 \leq \phi$ (umidade relativa, %) ≤ 20 ; $29 \leq X_0$ (% , base úmida, umidade inicial do material) ≤ 31 . A umidade relativa do ar dependeu das condições laboratoriais e foi determinada por termopares de bulbo seco e bulbo úmido e confirmada diretamente por um termo-higrômetro, sendo os resultados equivalentes.

Segundo o estudo de May e Perré (2002), as curvas típicas de secagem deverão representar o fluxo de secagem (fluxo de vapor). O fluxo de vapor \dot{m}_v foi obtido para um leito fixo segundo a Equação 1, em que d_p é o diâmetro da partícula, ρ_s a densidade do sólido, X a umidade do meio e t o tempo de secagem.

$$\dot{m}_v = \frac{d_p \rho_s}{6} \frac{dX}{dt} \quad (1)$$

As curvas de fluxo de vapor apresentadas nas Figuras 1 e 2 (curva de Krischer) foram suavizadas por meio de um ajuste polinomial (Kemp *et al.*, 2001). Os meios porosos constituídos de partículas de alumina de 2,80 mm de diâmetro foram escolhidos como referência. De acordo com os resultados apresentados, a influência da velocidade do ar é preponderante com relação à influência da temperatura do ar. Isso é uma evidência da presença da resistência externa à transferência de umidade, principalmente para a condição de menor velocidade do ar empregada

($0,5 \text{ m s}^{-1}$), em que é possível constatar que o período de fluxo de secagem constante (ou primeiro período de secagem) se estabelece para vários conteúdos de umidade. Este primeiro período de secagem é mantido devido ao aumento da concentração de vapor interfacial, mesmo que a umidade relativa seja menor do que a unidade, e também devido a natureza da superfície do material, onde a umidade relativa pode ser mantida constante por um longo período de tempo (Chen, 2008). Metzger *et al.* (2007) afirmam que a estrutura dos poros da matriz porosa irão determinar por quanto tempo o primeiro período de secagem será mantido durante o processo. Segundo Schlünder (1988), o fluxo de secagem no período constante é controlado pelo comprimento da amostra, pelo tamanho do poro e pelo caminho livre médio das moléculas de vapor. Assim, durante a evaporação da água a uma superfície parcialmente saturada, existe sempre uma pressão de vapor de saturação em locais da superfície onde ainda existe água mesmo quando a velocidade de transferência de massa atinge seu valor máximo. Para a maior condição de velocidade do ar, não foi verificado o período de secagem de fluxo constante ($3,5 \text{ m s}^{-1}$). Nessa condição, o coeficiente convectivo de transferência de massa se aproxima de um valor infinito e é grande o suficiente para garantir que a resistência interna de transferência de massa exerça o controle durante toda a secagem. De acordo com Schlünder (1988), se a transferência de massa entre o gás e as superfícies sólidas é controlada pela difusão, a respectiva superfície poderá ser inerte durante uma ampla faixa de conteúdo de umidade sem uma redução significativa da taxa de transferência de umidade, a qual é fortemente influenciada por elevados valores de temperatura e velocidade do ar utilizado (vide Figuras 1 e 2).

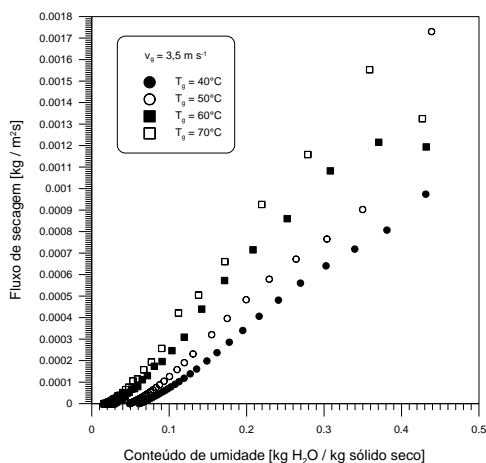


Figura 3 – Fluxo de secagem ($d_p = 2,80 \text{ mm}$).

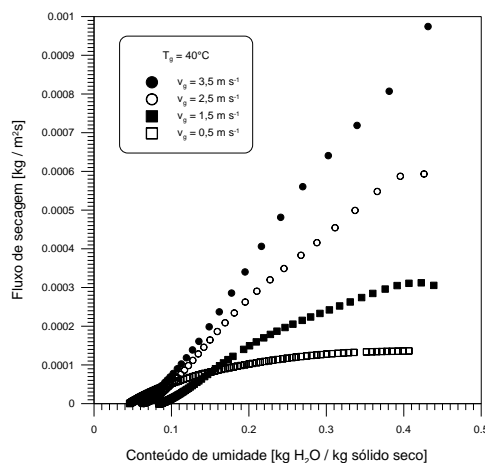


Figura 4 – Fluxo de secagem ($d_p = 2,80 \text{ mm}$).

3. NORMALIZAÇÃO

A respectiva taxa de secagem normalizada \hat{f} é definida como o quociente entre o fluxo de vapor atual \dot{m}_v e o fluxo de vapor no primeiro período da secagem $\dot{m}_{v,I}$, isto é:

$$\hat{f} = \frac{\dot{m}_v}{\dot{m}_{v,I}} \quad (2)$$

O conteúdo de umidade característico (ou normalizado), η , é representado conforme a Equação 3, em que X_{eq} é a umidade de equilíbrio.

$$\eta = \frac{X - X_{eq}}{X_{cr} - X_{eq}} \quad (3)$$

O fluxo de vapor no primeiro período da secagem teórico é calculado segundo a seguinte expressão:

$$\dot{m}_{v,I} = h_m \cdot \Phi \cdot \rho_g \cdot (Y_{g,sat} - Y_{g,\infty}) \quad (4)$$

O coeficiente convectivo de transferência de massa (h_m) foi determinado a partir da correlação de Ranz-Marshall para leito fixo. O potencial de umidade Φ foi obtido com base em uma correlação apresentada em Keey (1992) e o conteúdo de umidade crítico (X_{cr}) foi conhecido aplicando o método gráfico apresentado no trabalho de Keey (1978). Tomando como exemplo o experimento no qual $T_g = 70^\circ\text{C}$, $v_g = 0,5 \text{ m s}^{-1}$, $\phi = 2,7\%$, $\Phi = 0,98$ e $d_p = 2,80 \text{ mm}$, os cálculos forneceram um valor de h_m igual a $0,11 \text{ m s}^{-1}$ para $Sh = 8,57$ e $Re = 19,86$. Logo, o fluxo de vapor estimado pela Equação 4 foi igual a $1,98 \times 10^{-3} \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, o qual é muito maior do que o valor experimental médio calculado pela Equação 1 ($\dot{m}_v = 2,05 \times 10^{-4} \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$). Resultados similares também foram obtidos para as demais condições experimentais e também por outros autores (Suherman *et al.*, 2008; Peglow *et al.*, 2009). A diferença encontrada entre os valores de fluxo de vapor observados e preditos deve-se a várias razões. Segundo Peglow *et al.* (2009), o número de Sherwood pode ser menor do que o calculado devido a condições não-ideais de escoamento. Outra possível explicação, segundo os mesmos autores, é a redução da pressão de vapor devido à higroscopicidade do material. É interessante notar que o fluxo de vapor predito pela Equação 4 possui um valor muito menor do que o obtido experimentalmente mesmo quando a correlação de Ranz-Marshall considerando a aproximação do sistema para uma única partícula (esfera) é empregada. Essa aproximação forneceu valores de $h_m = 0,054 \text{ m s}^{-1}$ para $Sh = 4,19$ e assim, um fluxo de vapor igual a $9,70 \times 10^{-4} \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Mesmo para o menor valor possível que o número de Sherwood pode receber ($Sh = 2$, o que fornece $h_m = 0,026 \text{ m s}^{-1}$) o fluxo de secagem ainda continua elevado ($\dot{m}_{v,I} = 4,62 \times 10^{-4} \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$). Para que o valor predito pela Equação 4 seja equivalente ao valor calculado pela Equação 1, h_m deverá ser igual a aproximadamente $0,007 \text{ m s}^{-1}$, o que fornece um valor de fluxo de vapor constante na superfície igual ao experimental. Estes resultados levantam uma discussão a respeito da correlação empregada na determinação do coeficiente convectivo de transferência de massa, na dificuldade em se estimar com precisão tal parâmetro em uma determinada região do meio poroso de difícil conhecimento experimental, bem como nas hipóteses do modelo da camada limite.

Segundo Chen (2005), quando a evaporação de umidade na interface é elevada (como ocorre no primeiro período da secagem), a camada limite de ar é “empurrada” em direção ao fluxo de vapor, tornando-se mais espessa. Segundo o modelo da camada limite (Incropera e DeWitt, 2002), quando a camada limite é expandida devido ao movimento do vapor, o coeficiente de transferência de massa é reduzido devido à redução do gradiente de concentração

de umidade. Assim, com o aumento da espessura da camada limite, o parâmetro h_m pode ser menor do que aqueles anteriormente calculados com base na correlação de Ranz-Marshall. Segundo Chen (2005), o número de Sherwood precisa ser corrigido (reduzido) e o coeficiente de transferência de massa crítico (h_m^*) obtido segundo a relação:

$$h_m^* = \frac{h_{m,0}}{1 + \ln\left(\frac{2 \cdot \rho_{v,s}}{\rho_{v,s} + \rho_{v,\infty}}\right)} \quad (5)$$

O parâmetro $h_{m,0}$ é aquele obtido para o menor valor possível do número de Sherwood da correlação de Ranz-Marshall ($Sh = 2$). A concentração de vapor na superfície ($\rho_{v,s}$) e na corrente de ar ($\rho_{v,\infty}$) foi igual a $0,024 \text{ kg m}^{-3}$ e $5,4 \times 10^{-3} \text{ kg m}^{-3}$, respectivamente. Isso fornece um valor de $h_m^* = 0,017 \text{ m s}^{-1}$, o qual é muito menor do que o valor de h_m obtido anteriormente ($0,026 \text{ m s}^{-1} = h_{m,0}$). Com isso, foi obtido um fluxo de secagem constante igual a $3,07 \times 10^{-4} \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Como é possível verificar, o fluxo de secagem teórico predito para a situação na qual o coeficiente de transferência de massa se aproxima do valor crítico ainda é maior do que o fluxo de secagem experimental. Dessa forma, o fluxo de vapor teórico não é adequado para representar o fluxo obtido experimentalmente para os meios porosos e condições operacionais utilizadas neste trabalho. Para o cálculo da taxa normalizada, assim, utilizou-se o fluxo de vapor calculado experimentalmente. Em muitos casos, a curva de secagem normalizada por ser ajustada por uma simples equação algébrica (Keey, 1992):

$$\dot{f} = \frac{\dot{m}_v}{\dot{m}_{v,I}} = \left(\frac{X - X_{eq}}{X_{cr} - X_{eq}} \right) = \eta^n \quad (6)$$

A normalização foi realizada com o propósito de identificar uma curva generalizada de secagem para diferentes meios porosos e para diferentes faixas de temperatura e velocidade do ar de secagem. As Figuras 3, 4 e 5 trazem as curvas de taxa de secagem generalizada para a temperatura, velocidade e diâmetro de partícula, respectivamente. Como é possível verificar, o conceito da curva normalizada de secagem pode ser aplicado somente para algumas situações. Segundo o modelo, a forma de uma curva generalizada de secagem para um determinado material é única e independente da temperatura, velocidade e umidade do gás (Langrish, 2008). As curvas de secagem para um determinado material e para diferentes condições operacionais deverão ser similares segundo esta hipótese. A partir dos resultados apresentados, constata-se que o modelo da curva característica de secagem se aplica perfeitamente para uma ampla faixa de temperatura à elevada velocidade do ar ($v_g = 3,5 \text{ m s}^{-1}$), uma vez que não foi possível distinguir diferenças entre as curvas apresentadas na Figura 3. No entanto, verificou-se na Figura 4 que uma curva generalizada de secagem não pôde ser obtida para a faixa de velocidade do ar estudada a baixas temperaturas (40°C) quando $v_g \geq 2,5 \text{ m s}^{-1}$, mas foram observadas diferenças significativas entre as curvas normalizadas para velocidades abaixo deste valor. Da mesma maneira, conforme mostra a Figura 5, uma curva normalizada de secagem também não pôde ser identificada para todos os meios porosos estudados para $T_g = 40^\circ\text{C}$, $v_g = 3,5 \text{ m s}^{-1}$. Estabelecendo uma comparação

entre as curvas generalizadas apresentadas nas Figuras 3 e 4 é possível constatar que influência da velocidade é mais expressiva do que a influência da temperatura do ar na cinética de secagem dos meios porosos não-consolidados de partículas de diâmetro igual a 2,80 mm, visto que a diferença entre as curvas normalizadas foi melhor constatada para a faixa de velocidade do ar empregada.

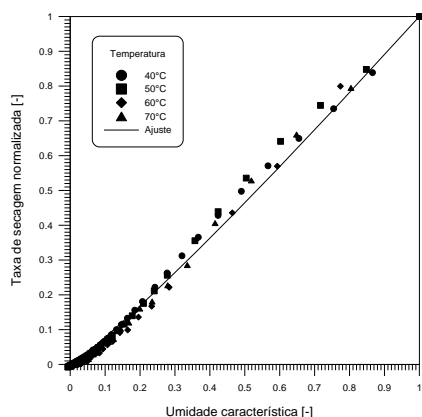


Figura 3 – Curva normalizada de secagem para a temperatura do gás.

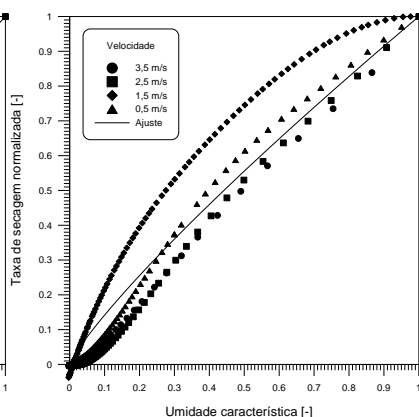


Figura 4 – Curva normalizada de secagem para a velocidade do gás.

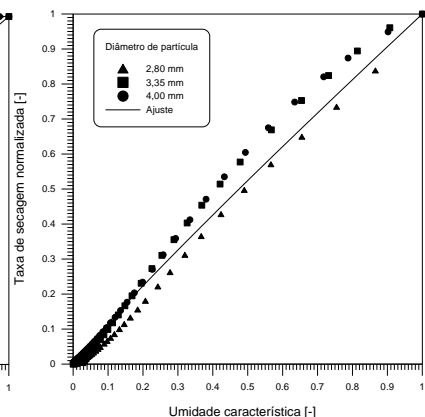


Figura 5 – Curva normalizada de secagem para o diâmetro de partícula.

Keey e Suzuki (1974) exploraram as condições nas quais uma curva generalizada de secagem poderá ser obtida. Segundo seu estudo, esta curva poderá ser estabelecida apenas para números de Kirpichev (Ki) menores do que 2, ou seja, quando o material é delgado o bastante e a permeabilidade de vapor é elevada. O número de Kirpichev é calculado segundo a Equação 7, sendo $D_{\text{eff},v}$ a difusividade de vapor ordinária e L a espessura do meio poroso.

$$Ki = \frac{\dot{m}_{v,I} \cdot L}{\rho_s \cdot X_0 \cdot D_{\text{eff},v}} \quad (7)$$

Para os dados apresentados na Figura 3, a média obtida entre todos os números de Kirpichev estimados pela Equação 7 considerando o coeficiente de transferência de massa crítico foi igual a 0,0009, valor muito inferior daquele necessário para garantir a curva de secagem normalizada. Para os dados apresentados nas Figuras 4 e 5, a média encontrada foi igual a 0,0004 e 0,0003 respectivamente. Apesar dos números de Kirpichev serem muito menores do que 2, uma curva generalizada não pôde ser estabelecida. Mesmo quando utilizado o coeficiente convectivo de transferência de massa estimado pela correlação de Ranz-Marshall. Dessa forma, o número adimensional de Kirpichev não é adequado para indicar a determinação de uma curva generalizada de secagem considerando os materiais e as metodologias empregadas neste trabalho. Possivelmente, a permeabilidade de vapor é muito elevada e o fluxo de vapor na superfície do matriz porosa é baixo o bastante para conferir números de Kirpichev muito pequenos. Convém

ressaltar também que o conceito da CCS é baseado no empiricismo e é uma aproximação com pouca base teórica (Keey, 1992).

Os resultados do ajuste da Equação (6) foram satisfatórios apenas para a situação na qual a curva característica pôde ser determinada (Figura 3). Para a taxa normalizada de secagem com relação à variação da temperatura do ar, o valor estimado do parâmetro n foi igual a 1,1, enquanto que para as situações encontradas nos resultados apresentados nas Figuras 4 e 5 os valores foram iguais a 0,84 e 0,93, respectivamente. Quando todos os dados experimentais foram utilizados para o ajuste da Equação 6, foi estimado um valor de n igual a 0,99. Isso significa, segundo Keey (1992), que o movimento da umidade é dificultado por uma camada externa relativamente impermeável, quando o parâmetro n se aproxima da unidade. Segundo o mesmo autor, quando a secagem é controlada por uma fração da superfície que é úmida, $n = 2/3$. Referindo-se ao formato das curvas normalizadas, observa-se que estas possuem uma leve concavidade voltada para baixo. Esta forma é melhor verificada para aquelas curvas apresentadas na Figura 4, sobretudo para velocidades maiores do que $1,5 \text{ m s}^{-1}$. Langrish (2008) também obteve resultados semelhantes para a secagem de materiais celulósicos fibrosos. Segundo o autor, curvas normalizadas que possuem a concavidade voltada para baixo está relacionada com a característica linear das curvas de fluxo de vapor no segundo período da secagem, o que pode ser confirmado verificando os dados apresentados nas Figuras 1 e 2. Segundo Langrish (2008), a característica linear deste período está relacionada ao fato de que a secagem é mais limitada pelo movimento de umidade através do leito do que o transporte de umidade que ocorre nos interstícios das partículas, principalmente para leitos espessos. Esta limitação leva a um processo de secagem, que é caracterizado por uma interface de evaporação que recua. Hallström e Wimmerstedt (1983), por outro lado, obtiveram curvas de secagem para fertilizantes com a concavidade voltada para cima e, na interpretação destes autores, a secagem é controlada pela difusão de vapor nas partículas.

4. CONCLUSÕES

A partir dos resultados apresentados, verificou-se que o conceito da curva característica de secagem não representa os experimentos de secagem em sua totalidade. Foram verificadas restrições para experimentos com velocidades do ar mais elevadas ($> 1,5 \text{ m s}^{-1}$) e para maiores diâmetros de partícula ($> 2,80 \text{ mm}$), o que não foi confirmado com base na estimação do número adimensional de Kirpichev. Uma curva característica de secagem pôde ser estabelecida para uma ampla faixa de temperatura a elevadas velocidades do ar de secagem da forma $\dot{f} = \eta^{1,1}$. No entanto, não foi possível identificar para elevadas velocidades do ar à baixa temperatura, uma única curva normalizada de secagem. Resultados semelhantes foram verificados para meios porosos construídos de partículas de diâmetro maior do que $2,80 \text{ mm}$. Com base nos resultados do modelo CCS, a influência da velocidade do ar é preponderante com relação à influência da temperatura na cinética de secagem, como indicado pela diferença encontrada entre as curvas normalizadas de velocidade e pela concordância encontrada entre as curvas para a temperatura do ar. Estes resultados, no entanto, podem ser importantes no contexto da secagem de materiais granulares porosos quando outros métodos de secagem forem utilizados, como o leito fluidizado e o leito vibro-fluidizado, por exemplo.

5. REFERÊNCIAS

- CHEN, X.D. On the characteristic drying rate approach to correlating experimental results of the drying of moist porous materials. *Can. J. Chem. Eng.*, v. 80, p. 984–990, 2002.
- CHEN, X.D. Lower bound estimates of the mass transfer coefficient from an evaporating liquid droplet – the effect of high interfacial vapor velocity. *Drying Tech.* v. 23, p. 59–69, 2005.
- CHEN, X.D. Food drying fundamentals. In *Drying Technologies in Food Processing*; CHEN, X.D., MUJUMDAR, A.S., Eds.; Oxford: Blackwell Pub., 2008.
- FYHR, C.; KEMP, I.C. Evaluation of the thin-layer method used for measuring single particle drying kinetics. *Trans IChemE*, v. 76, Part A, p. 815–822, 1998.
- HALLSTRÖM, A.; WIMMERSTEDT, R. Drying of porous granular materials. *Chem. Eng. Sci.*, v. 38, p. 1507–1516, 1983.
- INCROPERA, F.P.; DeWITT, D.P. *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*. 5th ed. New York: John Wiley & Sons, 2002.
- KEEY, R.B. *Drying of loose and particulate materials*. New York: Hemisphere, 1992.
- KEEY, R.B.; SUZUKI, M. On the characteristic drying curve. *Int. J. Heat Mass Transfer*, v. 17, p. 1455–1464, 1974.
- KEMP, I.C.; FYHR, B.C.; LAURENT, S.; ROQUES, M.A.; GROENEWOLD, C.E.; TSOTSAS, E.; SERENO, A.A.; BONAZZI, C.B.; BIMBENET, J-J.; KIND, M. Methods for processing experimental drying kinetics data. *Drying Tech.*, v. 19, 15–34, 2001.
- LANGRISH, T.A.G. Characteristic drying curves for cellulosic fibres. *Chem. Eng. J.*, v. 137, p. 677–680, 2008.
- MAY, B.K.; PERRÉ, P. The importance of considering exchange surface area reduction to exhibit a constant drying flux period in foodstuffs. *J. Food Eng.* v. 54, p. 271–282, 2002.
- METZGER, T.; IRAWAN, A.; TSOTSAS, E. Influence of pore structure on drying kinetics: a pore network study. *Fluid Mec. Transport Phenom.*, v. 53, p. 3029–3041, 2007.
- PEGLOW, M.; METZGER, T.; LEE, G.; SCHIFFTER, H.; HAMPEL, R.; HEINRICH, S.; TSOTSAS, E. Measurement of average moisture content and drying kinetics for single particles, droplets and dryers. In *Modern Drying Technology*, v. 2. *Experimental Techniques*; TSOTSAS, E.; MUJUMDAR, A.S., Eds. Weinheim: Wiley, 2009, p. 1–71.
- SCHLÜNDER, E.U. On the mechanism of the constant drying rate period and its relevance to diffusion controlled catalytic gas phase reactions. *Chem. Eng. Sci.*, v. 43, 2685–2688, 1988.
- SUHERMAN; PEGLOW, M.; TSOTSAS, E. Drying kinetics of granular and powdery polymers. In *Proceedings of the 15th International Drying Symposium (IDS 2006)*, Budapest, Hungary, 2006.
- van MEEL, D.A. Adiabatic convection batch drying with recirculation of air. *Chem. Eng. Sci.*, v. 9, p. 36–48, 1958.