

MODELAGEM E SIMULAÇÃO DA SECAGEM DE UMA ÚNICA PARTÍCULA
ESFÉRICA DE LEITE DESNATADODIEGO H. S. CHAVES^{1*}, VIVIANE S. BIRCHAL², ESLY F. COSTA JR.^{1,2}¹ Universidade Federal de Minas Gerais, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica² Universidade Federal de Minas Gerais, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Química
*e-mail: diegohschaves@outlook.com

RESUMO - Um modelo matemático dinâmico é proposto para simular os perfis de temperatura e umidade de uma partícula esférica submetida à secagem convectiva. O modelo é composto de um sistema de equações algébrico-diferenciais e foi validado utilizando dados experimentais de literatura. Para a primeira etapa de secagem, aquecimento, evaporação e encolhimento ocorrem simultaneamente. Já na segunda etapa, ocorre aquecimento, núcleo-diminuição, evaporação na interface e difusão de vapor d'água através da crosta. Os resultados mostram um tempo relativamente curto ($\Delta t \cong 7s$) de aquecimento das partículas até a temperatura de bulbo úmido ($T = 23,0^{\circ}C$) na qual ocorre evaporação a taxa constante. Após o valor de umidade crítica ter sido atingido ($X_{crit} = 1,565$), a transferência de massa é limitada pela difusão de vapor de água na crosta porosa e apresenta taxa de secagem decrescente. Ao final da secagem, a simulação indica que aproximadamente 60% da massa da partícula corresponde à massa da crosta. Apesar de uma boa adequação dos valores simulados aos dados experimentais ($R^2 > 0,9324$), os resultados sugerem modificação no critério de transição entre etapas de secagem e/ou o equacionamento do coeficiente de difusão de vapor na crosta em função de outros parâmetros variando com o tempo e com o raio.

INTRODUÇÃO

Dentro de um secador *spray* (ou *spray dryer*) existem inúmeras partículas misturadas com um ar de secagem, normalmente quente e pouco úmido. Uma área superficial maior promovida pela atomização do fluido da alimentação torna o processo mais efetivo (Campos *et al.*, 2021, Handscomb *et al.*, 2009). Entretanto, a secagem por *spray* é uma técnica de difícil entendimento em decorrência dos diferentes fluxos de transferência de calor e de massa gerados pelas diferentes morfologias e tamanhos de partículas (Both *et al.*, 2019). De forma a facilitar o entendimento do processo, é necessário antes entender como uma partícula individual isolada se comportaria durante a secagem. Assim, é possível então ter uma previsão do que

aconteceria com uma população de partículas dentro do secador (Vicente *et al.*, 2013).

A secagem de gota única (SDD – *single droplet drying*) é um método estabelecido para monitorar a cinética de secagem e as mudanças morfológicas de uma gotícula isolada sob um ambiente controlado, imitando o processo de secagem convectiva de gotas na secagem por *spray*. Che *et al.* (2017) avaliaram a evolução da morfologia e a umidade da partícula durante secagem convectiva por meio de técnica de processamento de imagem digital. Como a gotícula é muito pequena, o erro estimado ao considerar as gotículas como esferas perfeitas é menor que 2,5%.

A secagem convectiva de partículas é comumente dividida em duas etapas. Na primeira, a gotícula é rapidamente aquecida até a temperatura de bulbo úmido e a água evapora a uma taxa constante. Nessa etapa, à

medida que a água migra para a superfície da partícula, pode-se considerar que os sólidos migram na direção oposta, em direção ao centro (Nesic e Vodnik, 1991). Devido à evaporação e ao encolhimento, a concentração de sólidos na superfície aumenta e, a partir de certo ponto, uma crosta porosa começa a se formar (Mezhericher *et al.*, 2007). Essa compactação de sólidos na gotícula durante a primeira etapa pode ser considerada volumetricamente uniforme (Chaves *et al.*, 2022). Na segunda etapa de secagem, quando a crosta já iniciou sua formação, essa proporciona certa resistência à difusão da água impossibilitando manter saturada a superfície da partícula. Isso faz com que a taxa de secagem seja decrescente nessa etapa. O processo de transferência de massa é interrompido quando o teor de umidade necessário é atingido ou até que a umidade de equilíbrio seja atingida (Mezhericher *et al.*, 2007).

Identificar o momento correto em que a crosta começa a se formar pode alterar significativamente a previsão dos modelos de secagem. Uma crosta é considerada formada quando a fração volumétrica de sólidos na superfície da gotícula é alta o suficiente ao ponto de que essas partículas sólidas não conseguem mais se mover livremente entre si e em direção ao centro da partícula (Handscorn *et al.*, 2009). Para o leite, partículas de maiores tamanhos relativos e hidrofóbicas (proteínas e gorduras) se aglomeram na superfície pela baixa mobilidade dessas dentro da gotícula, dificultando ainda mais a transferência de água/vapor (Kentish *et al.*, 2005).

A utilização do número de Peclet como critério de transição entre a etapa de evaporação da água não ligada para a etapa de evaporação da água ligada foi proposta por Chew *et al.* (2015). O número de Peclet é uma análise adimensional usada para delinear a tendência das gotas para a formação de crosta, fornecendo uma previsão qualitativa sobre o estado da superfície da gota e, portanto, o comportamento de contração a partir das condições iniciais do processo. Apesar de haver diversos estudos em andamento a respeito desse critério de transição, devido à alta complexidade, em geral, a transição entre

as etapas de secagem é um valor constante de umidade crítica, tipicamente determinado experimentalmente.

Em especial para a segunda etapa de secagem, diversos trabalhos tentam equacionar a evaporação de água na interface do núcleo úmido. Muitas simplificações são utilizadas para resolução do problema, desde a consideração de velocidade relativa nula entre partícula e ar de secagem (Clement *et al.*, 1991; Levi-Hevroni *et al.*, 1995) até consideração de transferência de massa em regime de estacionário (Mezhericher *et al.*, 2007, Maurice *et al.*, 2015), mesmo modelando e simulando dinamicamente balanços de massa e de energia.

Essas simplificações são realizadas principalmente pelo fato de a concentração de vapor na superfície da crosta ser desconhecida e de difícil determinação. O aumento da concentração de vapor d'água na superfície da crosta das partículas não aumenta significativamente com o tempo, porém, essa concentração aumenta intensamente na interface durante a secagem, pois temperaturas de interface mais altas levam a uma pressão de vapor mais alta (Dalmaz *et al.*, 2007).

Assim, o objetivo deste trabalho é avaliar a cinética de secagem de uma gotícula única de leite desnatado, propondo um modelo e validando-o com dados experimentais de literatura. O modelo proposto considera a partícula esférica sendo que, para a primeira etapa de secagem, aquecimento, evaporação e encolhimento ocorrem simultaneamente. Além disso, para a segunda etapa de secagem, ocorre aquecimento, núcleo-diminuição, evaporação na interface e difusão de vapor d'água através da crosta.

METODOLOGIA

A partícula é considerada esférica durante todo o processo de secagem dado que a estabilidade estrutural máxima da partícula exposta à secagem por *spray* ser esférica (Vicente *et al.*, 2013) além do baixo erro relativo reportado por Che *et al.* (2017) em se considerar as partículas como esferas perfeitas. Essa consideração reduz as equações de balanço de massa e de energia para uma única dimensão espacial, no caso, radial.

Para equacionar o modelo, foram realizados balanços integrais em volumes de controle (métodos de volumes finitos) e um sistema de equações algébricas diferenciais (DAE - *Differential-algebraic equations*) é proposto. A resolução numérica do sistema DAE segue uma metodologia semelhante à implementada por Costa Jr *et al.* (2003), que destacaram que esse tipo de resolução facilita a manipulação algébrica e reduz o consumo de tempo computacional sem perda significativa de informação por diferenciação.

Sempre há erros intrínsecos ao processo de discretização de equações contínuas. O método de diferenças finitas utilizado neste estudo utiliza aproximações com erro na ordem $O(\Delta r^2)$, onde Δr é a distância espacial entre dois pontos de discretização. A malha dos pontos discretizados varia de tamanho devido ao encolhimento da gotícula, que é considerado uniforme. Os cálculos de Δr devem, portanto, ser reajustados a cada iteração. O teste de convergência de malha foi realizado com base nos perfis de massa e temperatura, observando qual valor de número de volumes finitos N satisfaz o critério de convergência (Chaves *et al.*, 2022).

Pela dificuldade de realizar experimentos para secagem de uma única gotícula, muitos trabalhos optam por utilizar os dados de literatura como validação de modelos. Nesic e Vodnik (1991) apresentaram os primeiros dados experimentais de SDD para leite desnatado. Gotículas foram suspensas em uma corrente de ar controlada, valores de massa e temperatura foram medidos (em experimentos separados). Para cada curva de evaporação, 10-20 gotas praticamente idênticas foram testadas. Complementarmente aos dados experimentais, Dalmaz *et al.* (2007) sintetizaram os dados necessários para simulação da secagem de uma partícula única de leite desnatado estimando valores para umidade crítica e porosidade utilizando os mesmos dados experimentais de Nesic e Vodnik (1991).

Primeira etapa de secagem

Uma análise detalhada da primeira etapa de secagem de uma gotícula de leite desnatado e de sílica coloidal foi realizada por Chaves *et*

al. (2022). O modelo desenvolvido inclui aquecimento e evaporação de água simultâneos, permitindo simular os perfis de temperatura, encolhimento e massa de uma gotícula esférica submetida à secagem convectiva. Não foram observadas diferenças significativas em relação aos componentes das gotas (materiais dissolvidos ou insolúveis), pois o tempo de aquecimento das partículas é relativamente curto e a evaporação durante a primeira etapa depende principalmente das características do ar de secagem.

Para o balanço de energia da primeira etapa de secagem (Equação 1), apenas condução de calor na direção radial r foi considerada. Além disso, não há geração interna de energia, a variação da pressão da gota é desprezível e os efeitos viscosos do líquido também são desconsiderados (Maliska, 2004).

$$\frac{\partial(\rho_d h)}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(k_d r^2 \frac{\partial T_d}{\partial r} \right) - \frac{\partial(\rho_d u_r h)}{\partial r} \quad (1)$$

A condutividade térmica da gotícula k_d (d – *droplet*) pode ser determinada como uma combinação das condutividades térmicas da água e dos sólidos. A densidade da gotícula ρ_d é calculada de forma semelhante, considerando uma mistura perfeita de líquido e sólidos. h é a entalpia específica e T_d a temperatura da gotícula. A velocidade radial de água u_r é responsável pelo fluxo mássico de água líquida dentro da partícula, gerado pelo encolhimento da malha discretizada. O último termo da Equação 1 corresponde ao transporte de energia entre volumes discretizados adjacentes devido à transferência de água líquida.

Como condição inicial, a gotícula está inteiramente à temperatura T_0 . No centro ($r = 0$), há condição de simetria (Equação 2) e na superfície ($r = R_d(t)$), ocorre a evaporação e transferência de calor entre a superfície da partícula e o ar de secagem (Equação 3). Na superfície, a troca de calor por radiação é desprezada já que Lin e Chen (2002) estimaram que, no máximo, essa forma de calor representa 4% da transferência total de calor, a qual ocorre basicamente por convecção.

$$\frac{\partial h}{\partial r} = 0, r = 0 \quad (2)$$

$$h_c(T_\infty - T_d) = k_d \frac{\partial T_d}{\partial r} + \lambda \cdot \frac{\dot{m}_v}{A_d}, r = R_d \quad (3)$$

A_d representa a área da superfície da gotícula, T_∞ a temperatura do ar de secagem e λ o calor latente de vaporização da água. Para determinação da taxa mássica de evaporação (Equação 4), \dot{m}_v é calculado em função do gradiente de concentração de vapor (v – vapor) entre a superfície da gotícula $\rho_{v,sup}$ e o ar de secagem $\rho_{v,\infty}$. É considerado que a migração de água dentro da partícula é suficiente para manter a superfície da gotícula sempre saturada durante a primeira etapa de secagem. A correlação de Whitaker (1972) avaliada na temperatura de filme apresentou resultados com maiores valores do coeficiente de determinação R^2 para os coeficientes convectivos de transferência de calor h_c e de massa h_m (Chaves *et al.*, 2022).

$$\dot{m}_v = h_m(\rho_{v,sup} - \rho_{v,\infty})A_d \quad (4)$$

Pela evaporação de água (w – water), a gotícula encolhe e a taxa de encolhimento é dada pela Equação 5. Assim, sabendo a variação do raio R_d , pode-se também calcular a massa da gota (Equação 6). A umidade da gotícula em base seca é calculada em função de sua massa e dos sólidos secos presentes nela (Equação 7).

$$\frac{d(R_d)}{dt} = -\frac{1}{4\pi\rho_{d,w}R_d^2}\dot{m}_v \quad (5)$$

$$m_d = m_{d,0} - \frac{4}{3}\pi\rho_{d,w}(R_{d,0}^3 - R_d^3) \quad (6)$$

$$X = \frac{m_d(1 + X_0)}{m_{d,0}} - 1 \quad (7)$$

A discretização espacial do modelo para a primeira etapa foi detalhada em Chaves *et al.* (2019). Essa discretização é necessária dado que o ambiente computacional utilizado realiza apenas integração temporal.

Segunda etapa de secagem

Uma vez que a concentração de sólidos na superfície da gota aumenta a tal ponto que se inicia a formação da crosta porosa, o

modelo de secagem da primeira etapa que trata a partícula como uma mistura perfeita de líquido e sólidos deixa de ser válido. É assumido que a partícula, neste segundo estágio de secagem, consiste em uma crosta porosa seca (cr – crust) circundando um núcleo úmido (wc – wet core) (Figura 1). O raio externo R_p da partícula não encolhe mais e permanece inalterado. Ao mesmo tempo, à medida que a umidade evapora na interface, o núcleo úmido encolhe R_i e a crosta aumenta sua espessura.

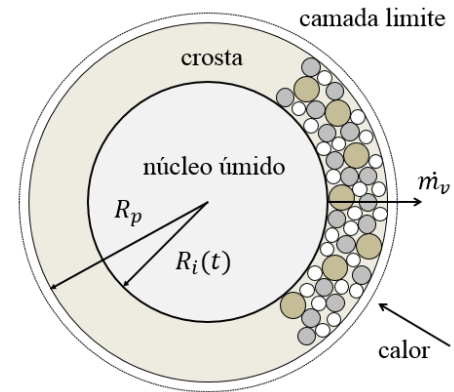


Figura 1. Esquema da segunda etapa de secagem e formação da crosta porosa.

Os balanços de energia, tanto para o núcleo úmido quanto para a crosta porosa são análogos à Equação 1. Entretanto, agora, além da movimentação de água entre os volumes de controle adjacentes, há também uma movimentação de sólidos de forma a manter o núcleo úmido com uma umidade constante X (base seca) igual à umidade crítica X_{crit} . É um movimento relativo, dado que a fronteira de evaporação que de fato se movimenta.

As condições de contorno consideram simetria ao centro do núcleo úmido ($r = 0$) (Equação 8) e troca de calor por convecção na superfície da crosta ($r = R_p$) (Equação 11). Na interface ($r = R_i(t)$), há equilíbrio térmico para garantir a continuidade (Equação 9) e igualdade de fluxos (Equação 10), resultando num sistema linear com duas equações e duas incógnitas (T_{cr} e T_{wc} na interface) que deve ser resolvido a cada iteração.

$$\frac{\partial T_{wc}}{\partial r} = 0, r = 0 \quad (8)$$

$$T_{wc} = T_{cr}, r = R_i \quad (9)$$

$$k_{cr} \frac{\partial T_{cr}}{\partial r} = k_{wc} \frac{\partial T_{wc}}{\partial r} + \lambda \cdot \frac{\dot{m}_v}{A_i}, r = R_i \quad (10)$$

$$h_c(T_\infty - T_{cr}) = k_{cr} \frac{\partial T_{cr}}{\partial r}, r = R_p \quad (11)$$

A partir do instante que a crosta inicia sua formação, esta oferece uma resistência à transferência do vapor de água. Pode-se dizer que essa resistência está em série com a resistência da camada limite. O líquido a ser evaporado deve se difundir através da crosta porosa seca entre os diâmetros interno e externo da partícula. Para evitar simplificações muito restritas sobre a forma como o vapor se movimenta dentro da crosta porosa, o balanço de massa de vapor na crosta é apresentado na Equação 12 (Maliska, 2004) e resolvido para determinar a evaporação de água na interface em função da concentração de vapor ρ_v .

$$\frac{\partial \rho_v}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(D_v r^2 \frac{\partial \rho_v}{\partial r} \right) - \frac{\partial (\rho_v u_r)}{\partial r} \quad (12)$$

Ao início da segunda etapa de secagem, a fina crosta contém vapor saturado à temperatura de bulbo úmido. Como condição de contorno, na superfície da partícula, o vapor que foi difundido e atravessou a crosta porosa é carregado para o ar de secagem por convecção em função do gradiente de concentração (Equação 13). Além disso, na interface, é considerado que a qualquer instante de tempo, o vapor de água está na condição de saturação (Equação 14).

$$h_m(\rho_{v,\infty} - \rho_v) = D_v \frac{\partial \rho_v}{\partial r}, r = R_p \quad (13)$$

$$\rho_v = \rho_{v,sat}, r = R_i \quad (14)$$

O valor do coeficiente de difusão de vapor na crosta D_v é comumente obtido experimentalmente ou por meio de correlações, que também partem de dados experimentais. Para o modelo apresentado, apesar desse valor ser considerado constante neste trabalho, não há restrição em equacionar D_v como função de outros parâmetros variando com o tempo e/ou com o raio.

Pela consideração de que a interface entre o núcleo úmido e a crosta porosa ser uma fronteira móvel, esse tipo de problema deve ser resolvido implicitamente por um sistema de equações. A evaporação \dot{m}_v depende da

espessura da crosta $R_p - R_i$ e a variação de R_i depende da quantidade de massa de água evaporada \dot{m}_v (Equação 15).

$$\frac{dR_i}{dt} = - \frac{1}{4\pi\epsilon\rho_{wc,w}R_i^2} \cdot \dot{m}_{v,i} \quad (15)$$

A massa da partícula m_p é determinada somando massa da crosta m_{cr} e do núcleo úmido m_{wc} (Equação 16). A crosta porosa é considerada sólida e seca de porosidade ϵ (Equação 17). A massa de sólidos no núcleo úmido é a quantidade de sólidos ($s - solids$) total da partícula menos a massa de sólidos da crosta (Equação 18) (Mezhricher *et al.*, 2007). A massa de água do núcleo úmido $m_{wc,w}$ é calculada em função de $m_{wc,s}$ de forma a manter o núcleo à umidade crítica. $m_{d,0}$ é a massa inicial da gotícula e X_0 é a umidade inicial em base seca.

$$m_p = m_{cr} + m_{wc,s} + m_{wc,w} \quad (16)$$

$$m_{cr} = \frac{4}{3}\pi(1 - \epsilon)\rho_{cr,s}[R_p^3 - R_i^3(t)] \quad (17)$$

$$m_{wc,s} = \frac{m_{d,0}}{1 + X_0} - m_{cr} \quad (18)$$

Para verificação dos resultados simulados comparando-os aos dados experimentais, a temperatura média (*avg - average*) da partícula foi calculada pela Equação 19 como uma média ponderada entre as temperaturas médias do núcleo úmido (Equação 20) e da crosta porosa (Equação 21). O calor específico c_p é calculado considerando o núcleo úmido como uma mistura perfeita de líquido e sólidos e para a crosta, $c_{p,cr} \cong c_{p,s}$.

$$T_{avg} = \frac{m_{wc}c_{p,wc}T_{avg,wc} + m_{cr}c_{p,cr}T_{avg,cr}}{m_{wc}c_{p,wc} + m_{cr}c_{p,cr}} \quad (19)$$

$$T_{avg,wc} = \frac{3}{R_i^3} \int_0^{R_i} r^2 T(r) dr \quad (20)$$

$$T_{avg,cr} = \frac{3}{R_p^3 - R_i^3} \int_{R_i}^{R_p} r^2 T(r) dr \quad (21)$$

Pelo fato de Nesic e Vodnik (1991) terem apresentado dados de massa e temperatura obtidos em ensaios separados, é necessária uma abordagem de otimização multiobjetivo para otimização do parâmetro

D_v , semelhante ao desenvolvido por Campos *et al.* (2018). Na Equação 22, F_{max} é a função objetivo a ser maximizada (maximização de R^2), ω é um peso cujo valor varia de 0 a 1. Quando $\omega = 0$, há otimização apenas para os dados experimentais de massa e quando $\omega = 1$, o ajuste é realizado apenas para os dados experimentais de temperatura.

$$F_{max} = (1 - \omega) \left[1 - \frac{\sum(m_{sim} - m_{exp})^2}{\sum(m_{exp} - \bar{m})^2} \right] + \omega \left[1 - \frac{\sum(T_{sim} - T_{exp})^2}{\sum(T_{exp} - \bar{T})^2} \right] \quad (22)$$

sujeito a $D_v > 0$

Os valores de m_{exp} e T_{exp} são os dados experimentais de literatura reportados por Nesic e Vodnik (1991). m_{sim} são os valores de massa simulados pelo modelo e corresponde à m_d para a primeira etapa de secagem (Equação 6) e à m_p para a segunda etapa de secagem (Equação 16). T_{sim} são os valores de temperatura simulados e calculados pela Equação 19.

As Equações 1 a 22 representam o modelo a ser simulado neste trabalho. Para a simulação, os parâmetros apresentados na Tabela 1 são utilizados.

Tabela 1: Dados utilizados na simulação para validação do modelo proposto.

Parâmetro	Valor
$\rho_{d,s}$	1281 kg/m ³
k_s	0,372 W/(m K)
$c_{p,s}$	1791 J/(kg K)
$\rho_{d,w}$	1000 kg/m ³
k_w	0,620 W/(m K)
$c_{p,w}$	4178 J/(kg K)
$R_{d,0}$	$8,684 \times 10^{-4}$ m
X_0	4 kg(água)/kg(sólido seco)
X_{crit}	1,565 kg(água)/kg(sólido seco)
λ	2200×10^3 J/kg
v_{ar}	0,75 m/s
UA_{ar}	0,01 kg(vapor)/kg(ar seco)
T_0	17 °C
T_{∞}	50 °C

Fonte: Dalmaz *et al.* (2007).

Importante também salientar que Farid (2003) aponta que a formação de uma crosta inicial muito fina é necessária para iniciar a resolução numérica computacional. Neste trabalho, a crosta porosa na segunda etapa foi iniciada com 0,1% do raio R_d ao final da primeira etapa.

RESULTADOS E DISCUSSÕES

O erro relativo em relação a um alto número de volumes finitos ($N = 50$) foi utilizado como critério de convergência, uma vez que graficamente e numericamente a convergência já pode ser obtida a partir de $N = 4$. Os erros apresentados na Figura 2 são de ordem bem menor que as variáveis de interesse, sendo importante ressaltar também que todos os valores são menores que as incertezas dos instrumentos de medição utilizados por Nesic e Vodnik (1991). Após a análise dos resultados, a convergência da malha é considerada a partir de $N = 10$ e neste trabalho foi utilizado um número de volumes finitos iguais a $N = 20$ para ter resultados precisos e ainda economizar tempo de simulação.

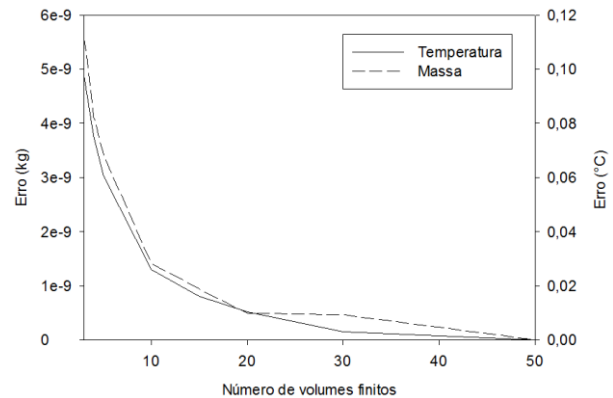


Figura 2. Análise de convergência de malha utilizando critérios de erro para as duas variáveis de interesse: temperatura média e massa de gotícula.

A umidade da partícula em função do tempo é mostrada na Figura 3. O gráfico é inicialmente linear, depois se curva. Essa etapa linear (primeira etapa de secagem) corresponde ao período de secagem de taxa constante e prosseguirá até que toda a umidade livre da superfície seja removida. Após atingir o valor de umidade crítica ($X_{crit} = 1,565$) no

instante de tempo de aproximadamente 135 segundos, a superfície da gotícula não está mais saturada e a taxa de secagem diminui com a diminuição do teor de umidade. Esse período (segunda etapa de secagem) é caracterizado por uma secagem a taxa decrescente dado que a formação de crosta porosa dificulta do transporte de vapor para fora da partícula. Apesar da partícula reduzir sua umidade durante a segunda etapa de secagem, importante observar que núcleo úmido mantém a umidade constante cujo valor é igual à umidade crítica.

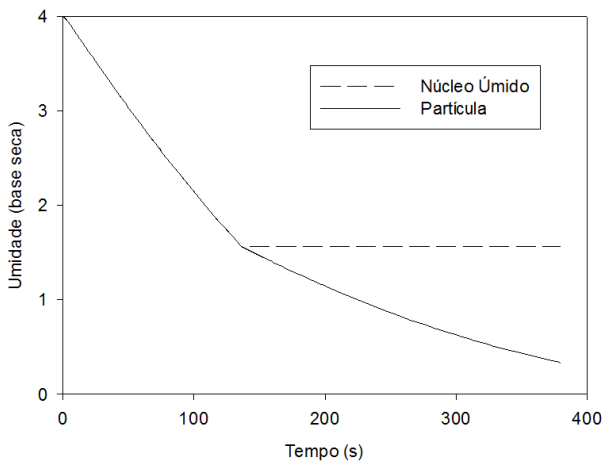


Figura 3. Umidade (base seca) da partícula de leite desnatado e do núcleo úmido durante a segunda etapa de secagem.

De forma a avaliar o crescimento da crosta durante a segunda etapa de secagem, os perfis de frações mássicas do núcleo úmido e da crosta porosa são apresentados na Figura 4.

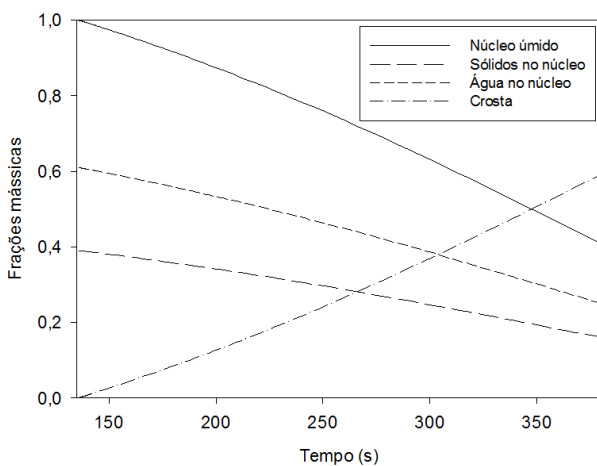


Figura 4. Frações mássicas dos componentes da partícula na segunda etapa de secagem.

Inicialmente, aos 135 segundos de secagem (início da segunda etapa), tem-se apenas núcleo úmido, sendo 60% de água e 40% de sólidos aproximadamente. A taxa de variação percentual de água e sólidos são proporcionais entre si de forma a sempre manter o núcleo úmido à umidade crítica. Ao final da secagem, aproximadamente 60% da massa da partícula corresponde à massa da crosta.

A formação da crosta também pode ser observada na Figura 5. Na segunda etapa de secagem, o raio externo da partícula permanece constante enquanto o núcleo úmido encolhe. O aumento da crosta segue um perfil aproximadamente linear, diferentemente do perfil de secagem (ver Figura 3). Até os 135 segundos, o diâmetro externo reduz 0,35 mm e após esse instante de tempo, o núcleo úmido reduz 0,55 mm, valor maior porque a segunda etapa é mais longa.

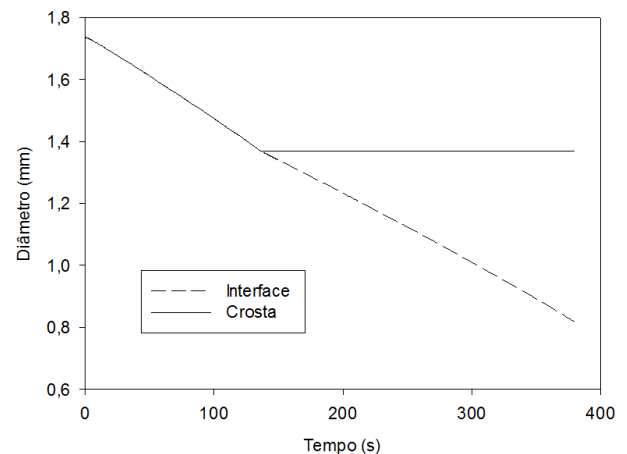


Figura 5. Perfil temporal de encolhimento durante a secagem convectiva de uma única partícula de leite desnatado.

A formação da crosta está diretamente relacionada à evaporação de água na interface entre o núcleo úmido e a crosta porosa. Essa evaporação depende de a capacidade do vapor de água migrar da interface para a superfície externa da crosta. Os resultados dos coeficientes ajustados dos valores de D_v são mostrados na Figura 6 para os pesos da função objetivo variando de 0 a 1. D_v varia de forma não linear de $2,4 \times 10^{-5}$ para $\omega = 0$ até $1,7 \times 10^{-6}$ para $\omega = 1$. Há mudança na ordem de grandeza de D_v , sugerindo que um valor constante não seja capaz de otimizar o problema para ambas as variáveis

experimentais, massa e temperatura. Além disso, durante a secagem, a compactação de sólidos na partícula faz com que ocorra mudança na ordem de 10^3 nos coeficientes de difusão (Nesic e Vodnik, 1991).

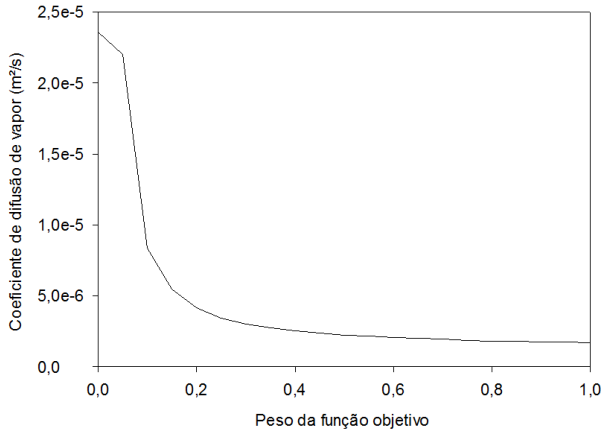


Figura 6. Coeficiente de difusão de vapor na crosta em função do peso ω da função objetivo do problema de otimização.

O perfil de D_v em função do peso está intrinsicamente relacionado à dispersão dos dados experimentais. Não se pode ter um ajuste ótimo satisfatório se nos próprios dados experimentais acontecem erros aleatórios significativos. Para avaliar o comportamento da função objetivo (Equação 22), a Figura 7 é apresentada. É possível observar que a função objetivo para qualquer valor de peso ω possui coeficiente de determinação R^2 maior que 0,90.

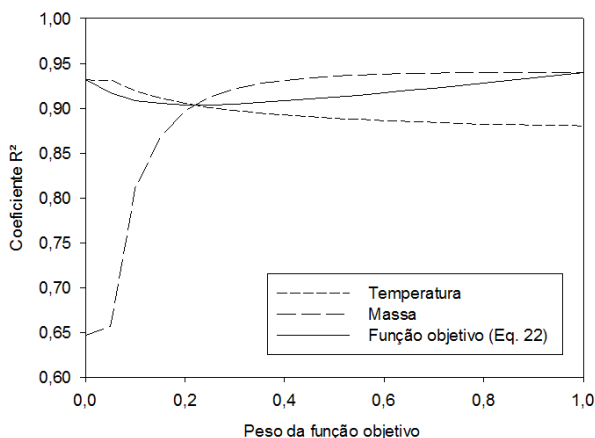


Figura 7. Coeficiente de determinação R^2 em função do peso ω da função objetivo do problema de otimização.

Dado que os experimentos realizados por Nesic e Vodnik (1991) foram independentes

para as duas variáveis de interesse, optou-se por apresentar as melhores condições de ajuste de D_v , tanto para temperatura quanto para massa.

O perfil dinâmico da temperatura média da partícula é mostrado na Figura 8. Dados experimentais foram utilizados para validação do modelo proposto. Observa-se, em geral, que os valores simulados descrevem bem os dados experimentais ($R^2 = 0,9416$). A simulação faz a transição da primeira para a segunda etapa de secagem em $t \cong 135$ s, quando o valor de umidade crítica é atingido. Para $t > 20$ s, os dados simulados mostram que a temperatura da partícula tende à temperatura constante de $T = 23,0^\circ C$ (temperatura de bulbo úmido do ar). A previsão de temperatura média das gotículas é adequada, mas o modelo subestima a taxa de aumento da temperatura quando a partícula é formada majoritariamente pela crosta. Isso pode estar relacionado à consideração de um coeficiente de difusão de vapor na crosta constante que estaria limitante o transporte de vapor para a corrente gasosa.

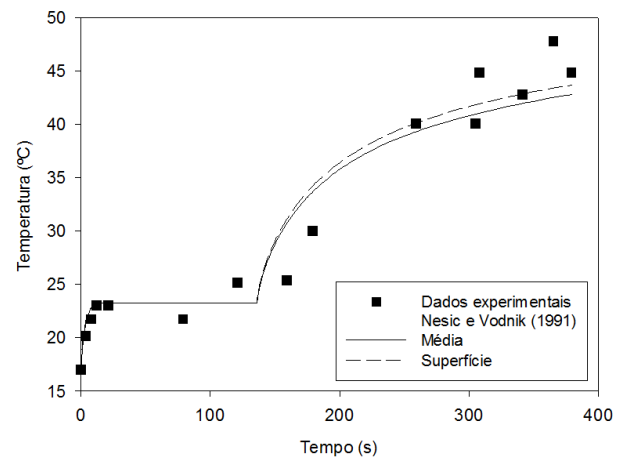


Figura 8. Perfis temporais de temperatura durante a secagem convectiva de uma única partícula de leite desnatado.

Maevski (2010) aponta que no perfil de temperatura, as discrepâncias encontradas especialmente no final da simulação podem ser explicadas pelo método que a gota foi suspensa no experimento. A gotícula foi suspensa utilizando um termopar que foi utilizado como suporte físico de suspensão da gota além da medição de temperatura. Ao final do experimento, pela massa pequena da partícula, ocorre um rápido aquecimento da partícula.

O perfil temporal do decréscimo de massa da partícula é mostrado na Figura 9. Para a massa, mesmo com o valor otimizado de D_v , observa-se que, apesar de um relativo bom ajuste dos valores simulados aos dados experimentais ($R^2 = 0,9324$), a difusão de vapor pela crosta não foi tal o suficiente para se adequar aos dados experimentais de massa da partícula. Ou seja, os resíduos não apresentam normalidade e média nula. Isso pode ser devido à imprecisão no valor utilizado de X_{crit} . Segundo Dalmaz *et al.* (2007), este valor foi obtido da própria curva experimental de secagem da gotícula em corrente gasosa. Em uma análise análoga àquela realizada para a Figura 3, observa-se um período de secagem a taxa constante seguido por um período de taxa decrescente.

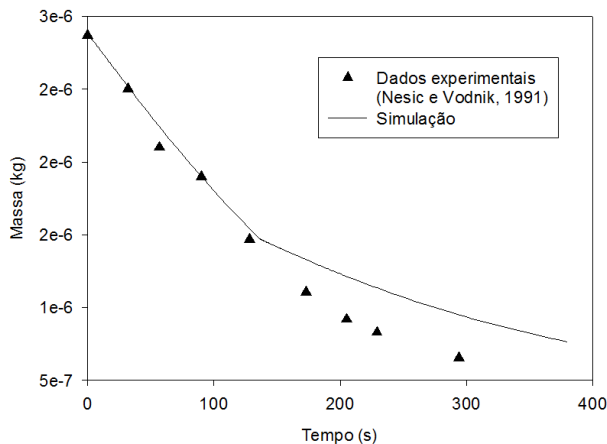


Figura 9. Perfil temporal de massa durante a secagem convectiva de uma única partícula de leite desnatado.

Além disso, como já sugerido pelas análises das Figuras 6 e 8, um valor constante de D_v talvez não seja indicado para a solução desse problema. Pretende-se então, avaliar outras correlações de D_v e/ou procurar outros dados experimentais mais recentes que tenham obtido simultaneamente no mesmo experimento as duas variáveis de interesse (massa e temperatura). Pretende-se, também, equacionar D_v em função de outros parâmetros variando com o tempo e com o raio.

CONCLUSÕES

O modelo desenvolvido se mostrou adequado para representar a secagem convectiva de uma partícula esférica. O

modelo foi validado com dados experimentais de secagem de leite desnatado, mas pode ser utilizado para outros materiais.

O tempo de aquecimento da partícula é relativamente curto ($\Delta t \cong 7s$) até o platô de temperatura constante e a evaporação durante a primeira etapa ocorre majoritariamente à temperatura de bulbo úmido do ar ($T = 23,0^\circ C$). Discrepância entre valores simulados e experimentais não excederam 9% para temperatura e 4% para massa para a primeira etapa de secagem. A evaporação durante essa etapa depende principalmente das condições do ar de secagem.

Diferentemente da primeira etapa de secagem, a segunda etapa de uma partícula é significativamente influenciada pela formação da crosta porosa. A crosta oferece uma resistência adicional à difusão de vapor da interface de evaporação até o ar de secagem. Além disso, na segunda etapa, é observado um gradiente de temperatura dentro da partícula, valor imperceptível para a primeira etapa. O modelo proposto, avaliado para essa segunda etapa de secagem obteve valores simulados com boa adequação aos dados experimentais ($R^2 > 0,9324$), entretanto, estudos estão em andamento para um equacionamento mais preciso do valor de umidade crítica X_{crit} e do coeficiente de difusão D_v .

AGRADECIMENTOS

Os autores agradecem ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq) pelo apoio financeiro.

NOMENCLATURA

- A – área [m^2]
- c_p – calor específico [$J/(kg.K)$]
- D – coeficiente de difusão [m^2/s]
- F – função objetivo [-]
- h – entalpia específica [J/kg]
- h_c – coeficiente de transf. de calor [m/s]
- h_m – coeficiente de transf. de massa [m/s]
- k – condutividade térmica [$W/(m.K)$]
- m – massa [kg]
- \dot{m} – taxa mássica [kg/s]
- N – n° de pontos da discretização espacial [-]
- r – raio [m]
- R_d – raio da partícula [m]

t – tempo [s]
 T – temperatura [°C]
 UA – umidade absoluta [kg(v.)/kg(a.s.)]
 u_r – velocidade relativa de água [m/s]
 v – velocidade [m/s]
 X – umidade [b.s.]

Símbolos gregos

ε – porosidade da crosta [-]
 λ – calor latente de vaporização [J/kg]
 ρ – massa específica [kg/m³]
 ρ_v – concentração de vapor [kg/m³]
 ω – peso da função objetivo [-]

Sub-índices

0 – valor inicial
 ∞ – valor no seio da fase gasosa
 ar – ar
 avg – valor médio (*average*)
 cr – crosta porosa (*crust*)
 $crit$ – valor crítico
 d – partícula (*droplet*)
 exp – experimental
 i – interface
 max – máximo
 p – partícula
 s – sólidos
 sat – saturação
 sup – superfície
 sim – simulado
 v – vapor de água
 w – água (*water*)
 wc – núcleo úmido (*wet core*)

REFERÊNCIAS

- BOTH, E. M.; SIEMONS, I.; BOOM, R. M.; SCHUTYSER, M. A. I (2019), The role of viscosity in morphology development during single droplet drying, *Food Hydrocolloids*, Vol 94, p.510-518.
- CAMPOS, B. L. O.; COSTA, A. O. S.; FIGUEIREDO, K. C. S.; COSTA JR, E. F. (2018), Performance comparison of different mathematical models in the simulation of a solar desalination by humidification-dehumidification, *desalination*, Vol 437, p.184-194.
- CAMPOS, E. C.; CHAVES, D. H. S.; SOUZA, P. C.; SOUSA, M. A.; BIRCHAL, M. A. S.; BIRCHAL, V. S. (2021), *Journal of Thin Films, Coating Science Technology and Application*, Vol 8, p.1-15.
- CHAVES, D. H. S.; BIRCHAL, V. S.; PASSOS, M. L.; COSTA JR, E. F. (2019), Simulação da primeira etapa de secagem de uma partícula esférica considerando encolhimento e perfil de temperatura, *Anais do XXXIX ENEMP 2019 - Congresso Brasileiro de Sistemas Particulados*, 117064, Belém - PA.
- CHAVES, D. H. S.; BIRCHAL, V. S.; COSTA JR, E. F. (2022), Simulation of a single spherical droplet drying considering shrinking and temperature profiles: first drying stage, *Anais da Academia Brasileira de Ciências*, Aceito para publicação em 21 de junho de 2022.
- CHE, L.; WU, Y.; WANG, Y.; CHEN, X. D. (2017), Experimental determination and mathematical modeling of the drying kinetics of a single droplet of colloidal silica, *Drying Technology*, Vol 35, p.1337-1346.
- CHEW, J. H.; WOO, M. W.; CHEN, X. D.; SELOMULYA, C. (2015), Mapping the shrinkage behavior of skim milk droplets during convective drying, *Drying Technology*, Vol 33, p.1101-1113.
- CLEMENT, K. H.; HALLSTRÖM, A.; DICH, H. C.; LE, C. M.; MORTENSEN, J.; THOMSEN, H. A. (1991), On the dynamic behaviour of spray dryers, *Chemical Engineering Research and Design*, Vol 69, p.245-251.
- COSTA JR, E. F.; LAGE, P. L. C.; BISCAIA JR, E. C. (2003), On the numerical solution and optimization of styrene polymerization in tubular reactors, *Computers and Chemical Engineering*, Vol 27, p.1591-1604.
- DALMAZ, N.; OZBELGE H. O.; ERASLAN, A. N.; ULUDAG, Y. (2007), Heat and mass transfer mechanisms in drying of a suspension droplet: a new computational model, *Drying Technology*, Vol 25, p.391-400.
- FARID, M. (2003), A new approach to modelling of single droplet drying, *Chemical Engineering Science*, Vol 58, p.2985-2993.

- HANDSCOMB, C. S.; KRAFT, M.; BAYLY, A. E. (2009), A new model for the drying of droplets containing suspended solids, *Chemical Engineering Science*, Vol 64, p.628-637.
- KENTISH, S.; DAVIDSON, M.; HASSAN, H.; BLOORE, C. (2005), Milk skin formation during drying, *Chemical Engineering Science*, Vol 60, p.635-646.
- LEVI-HEVRONI, D.; LEVY, A.; BORDE, I. Mathematical modeling of drying of liquid/solid slurries in steady state one-dimensional flow, *Drying Technology*, Vol 13, p.1187-1201.
- LIN, S. X. Q.; CHEN, X. D. (2002), Improving the glass-filament method for accurate measurement of drying kinetics of liquid droplets, *Chemical Engineering Research and Design*, Vol 80, p.401-410.
- MAEVSKI, E. (2010), Single droplet drying model. Departamento de Engenharia Mecânica, Ben-Gurion University of the Negev - Berseba - Israel, 111p. (dissertação de mestrado).
- MALISKA, C. R. (2004), Transferência de calor e mecânica dos fluidos computacional, Editora LTC, Rio de Janeiro.
- MAURICE, U.; MEZHERICHER, M.; LEVY, A.; BORDE, I. (2015), Drying of droplets containing insoluble nanoscale particles: second drying stage, *Drying Technology*, Vol 33, p.1837-1848.
- MEZHERICHER, M.; LEVY, A.; BORDE, I. (2007), Theoretical drying model of single droplets containing insoluble or dissolved solids, *Drying Technology*, Vol 25, p.1035-1042.
- NESIC, S.; VODNIK, J. (1991), Kinetics of droplet evaporation, *Chemical Engineering Science*, Vol 46, p.527-537.
- VICENTE, J.; PINTO, J.; MENEZES, J.; GASPAR, F. (2013) Fundamental analysis of particle formation in spray drying, *Powder Technology*, Vol 247, p.1-7.
- WHITAKER, S. (1972), Forced convection heat transfer correlations for flow in pipes, past flat plates, single cylinders, single spheres, and for flow in packed beds and tube bundles, *AIChE Journal*, Vol 18, p.361-371.