

**MODELO DE EVAPORAÇÃO DE *SPRAYS* EM ESCOAMENTO LIVRE****Antônio César Silveira Baptista da Silva**

UFPel / FAUrb / DTC – Rua Benjamin Constant, 1359 - Centro, CEP 96010-20 – Pelotas, RS  
UFSC / CTC / ECV / LabEEE – Campus Universitário – Trindade, Cx. Postal 476 CEP 8840-900 – Florianópolis, SC  
[acsbs@ufpel.tche.br](mailto:acsbs@ufpel.tche.br); [antonio@labeee.ufsc.br](mailto:antonio@labeee.ufsc.br)

**José Antônio Bellini da Cunha Neto**

UFSC / CTC / EMC / LMPT – Campus Universitário – Trindade, Cx. Postal 476 CEP 8840-900 – Florianópolis, SC  
[bellini@lmpt.ufsc.br](mailto:bellini@lmpt.ufsc.br)

**Roberto Lamberts**

UFSC / CTC / ECV / LabEEE – Campus Universitário – Trindade, Cx. Postal 476 CEP 8840-900 – Florianópolis, SC  
[lamberts@ecv.ufsc.br](mailto:lamberts@ecv.ufsc.br)

**Resumo.** *Este trabalho representa um primeiro passo no desenvolvimento de um modelo de resfriamento evaporativo usando pulverização em névoa, para aplicação na climatização de ambientes interiores e exteriores. O sistema mostra-se útil para o tratamento de grandes volumes de ar quando associado a condições de clima favoráveis. O artigo apresenta os resultados de uma análise numérica envolvendo balanços de calor, massa e quantidade de movimento para se obter propriedades do sistema de evaporação direta. Características do jato líquido, tais como temperatura da água, vazão, velocidade de saída e diâmetro das gotículas são usadas para se prever as trocas de calor, massa e quantidade de movimento entre o ar ambiente e as gotas, que produzem o efeito de resfriamento evaporativo. O modelo utilizado é o de partículas discretas em fluxos separados, que dá origem a um sistema de equações diferenciais ordinárias não homogêneas de primeira ordem, resolvido numericamente com o auxílio de um CAD matemático. As trocas de calor e massa na superfície das gotas são calculadas usando correlações clássicas para a convecção em ar úmido. Na extremidade final da pluma do spray, a vazão, a temperatura e a umidade do ar podem ser utilizadas na determinação do conforto térmico de ocupantes ou como um sistema de tratamento de ar a ser acoplado a um código de simulação do comportamento térmico de edificações.*

**Palavras chave:** *resfriamento evaporativo, jato livre, micro aspersão.*

**1. Introdução**

Nos últimos anos, sistemas de resfriamento evaporativo têm sido utilizados com sucesso em muitos países. A eficiência e os baixos custos destes sistemas os tornam altamente vantajosos em relação aos aparelhos convencionais de condicionamento de ar. Pesquisas demonstram que sistemas de resfriamento evaporativo podem reduzir em mais de 70% o custo total de operação de sistema de refrigeração mecânica, para produzir o mesmo efeito (ASHRAE, 1995). No Brasil, tais sistemas ainda são relativamente pouco conhecidos, mas seu uso vem crescendo consideravelmente, principalmente os sistemas de micro aspersão d'água, que passaram a substituir alguns sistemas de resfriamento evaporativo mais onerosos.

Nos últimos anos, várias instalações foram realizadas, em praticamente todas as regiões do Brasil, com desempenho satisfatório na obtenção de conforto humano, contrapondo-se com a idéia de que este recurso fosse aplicável apenas em regiões áridas ou semi-áridas. Experiências recentes indicam que pode ser uma alternativa interessante mesmo para climas semi-úmidos ou até mesmo úmidos (Roriz, 2000).

Lamberts et alii (1996) prescrevem que “O uso de resfriamento evaporativo junto a sistemas de ar condicionado e ciclo economizador (controle entálpico ou por temperatura) deveria ser estudado para as diversas regiões climáticas brasileiras”.

Nos sistemas de micro aspersão a atomização da água é feita através de bomba de pistão que, em alta pressão (cerca de 5.516 a 6.895 kPa), força a saída da água por bicos aspersores de pequeno diâmetro (0,2 mm), formando um *spray* composto por gotas muito pequenas com diâmetro de aproximadamente 10  $\mu$ m.

Enquanto a grande maioria dos estudos sobre *sprays* (Faeth, 1983; Sirignano, 1999; Baskaya, 1998; Catoire et alii, 1998; Mostafa e Elghobashi, 1985; Chen e Pereira, 1996; Sommerfeld et alii, 1993; Masodi e Sirignano, 2000; entre outros) se refere à injeção de combustíveis em câmaras de combustão, nos quais a ênfase maior é sobre as trocas de calor e massa que ocorrem sob altíssimas temperaturas, outros estudos abordam a dinâmica do *spray* sem se preocuparem com as trocas de calor e massa (Lee e Tankin, 1984; Ghosh e Hunt, 1994; Ghosh e Hunt, 1998).

Kachhawaha et alii (1998) é uma das poucas referências que atentam explicitamente para o desenvolvimento de simulação numérica de *spray* d'água no que se refere à conservação de massa, energia e momento. Entretanto, o trabalho de Kachhawaha et alii (1998) foi desenvolvido em um túnel de vento com quantidade de ar pré-determinada, sendo desprezada a transferência de momento das gotas para o fluxo de ar e conseqüentemente ignorando-se o escoamento de ar induzido pelo *spray*, fator essencial para um *spray* em escoamento livre.

Diante deste panorama, está sendo desenvolvido um trabalho que se propõe a simular o resfriamento evaporativo por micro aspersão d'água, abordando as escalas da gota, do *spray* e da edificação.

Neste artigo apresentamos um modelo de simulação termodinâmica de um *spray* com semi-ângulo de 10 graus, em tratamento unidimensional.

## 2. Caracterização do *spray*

*Sprays* podem ser produzidos de várias maneiras. Essencialmente, o princípio de atomização necessita de uma alta velocidade relativa entre o líquido a ser atomizado e o ar ambiente. Nos atomizadores de pressão um jato ou lâmina de líquido se desintegra devido às trocas de quantidade de movimento entre o líquido, a alta velocidade, e o ar ambiente. Para este trabalho consideramos o aspersor de orifício plano e jato cônico estreito.

Como um mesmo atomizador produz gotas de diversos tamanhos, o diâmetro médio característico das gotas foi calculado através do SMD (*Sauter Mean Diameter*) a partir de curva de distribuição de frequência fornecida pelo fabricante.

A velocidade inicial das gotas ( $V_{10}$ ) foi obtida a partir da relação entre fluxo de massa e a área de fluxo efetivo de um atomizador de pressão descrita em termos de número de fluxo ( $FN$ ) (Lefebvre, 1989):

$$FN = \frac{\dot{m}_l}{(\Delta P_L r_l)^{0.5}} \quad (1)$$

sendo portanto

$$V_{10} = \frac{\dot{m}_l}{FN \cdot r_l} \quad (2)$$

onde  $\dot{m}_l$  = fluxo de massa de líquido (kg/s),  $\Delta P_L$  = diferença de pressão (Pa) através do aspersor e  $r_l$  = densidade do líquido (kg/m<sup>3</sup>).

## 3. Modelo físico

O estudo de *sprays* envolve diversas áreas da engenharia referentes à dinâmica dos fluidos, transferência de calor e massa, atomização e dinâmica multifase. A solução de sistemas deste tipo inclui a solução de equações de conservação da massa, da energia e do movimento, para cada fase. Em algumas aplicações o fluxo de ar não é afetado pela presença das gotas, noutras ele é dependente destas, como é o presente caso.

Dentre as linhas de modelagem do *spray* adotaremos o **modelo de partículas discretas em fluxos separados**, no qual o *spray* é dividido em amostras de gotas discretas, cujo movimento e transporte são rastreados ao longo do campo de fluxo, usando uma formulação Lagrangeana, enquanto o ar é tratado através de formulação Euleriana (Faeth, 1983). Neste procedimento, o comportamento do *spray* é obtido a partir do histórico de um número finito de partículas. O acoplamento é feito através da inclusão de termos-fonte nas equações Eulerianas do gás, cujos valores são fornecidos pela gota isolada. Uma das grandes vantagens deste modelo é a economia computacional, por não ser necessário formular todo o campo do *spray* (Faeth, 1983). Segundo Sirignano (1999), a formulação Lagrangeana é preferida porque reduz o erro numérico devido à difusão artificial.

### 3.1. Comportamento dinâmico

A correta ponderação das velocidades e distâncias alcançadas pelo *spray* é de fundamental importância pois determina os coeficientes de troca de calor e massa entre as gotas e o ar.

Quando um líquido é aspergido em um ambiente não-condensável, ele induz uma troca de quantidade de movimento entre as gotas do *spray* e o gás, neste caso o ar. As gotas desaceleram devido ao arrasto aerodinâmico e o momento cedido pelas gotas é adquirido pelo ar. Isso cria um campo de velocidades no qual o ar é continuamente arrastado para dentro do *spray*. Durante este processo, o ar induzido promove uma evaporação mais rápida das gotas no limite do *spray*, causando uma eventual contração do mesmo, conforme exemplificado na Fig.(1).

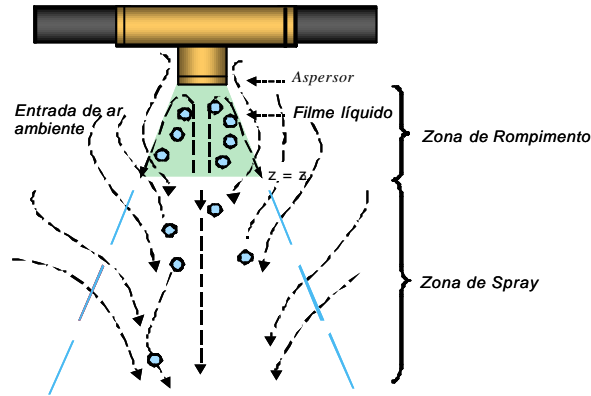


Figura 1 – Esquema das zonas e do rompimento do filme líquido de um *spray* típico

Em jatos de indução, o escoamento arrasta fluxo externo com ele e o volume do fluxo de gás no *spray* aumenta, o que implica que o ar externo é induzido para o interior do *spray* pela sua fronteira lateral. Inicialmente, a velocidade das gotas é muito maior do que a da corrente de ar e, desta forma, não é muito afetada por esta. Mas subseqüentemente elas reduzem sua velocidade tornando-se comparáveis à velocidade do ar.

Cabe salientar que se considera que o *spray* é efetivamente formado, após o rompimento do filme-líquido em gotas estáveis. Referências sobre o comportamento do filme-líquido podem ser encontradas em Lee e Tankin (1984) e Lefebvre (1989). Ghosh e Hunt (1994) definem as zonas de um *spray* conforme Fig. (2):

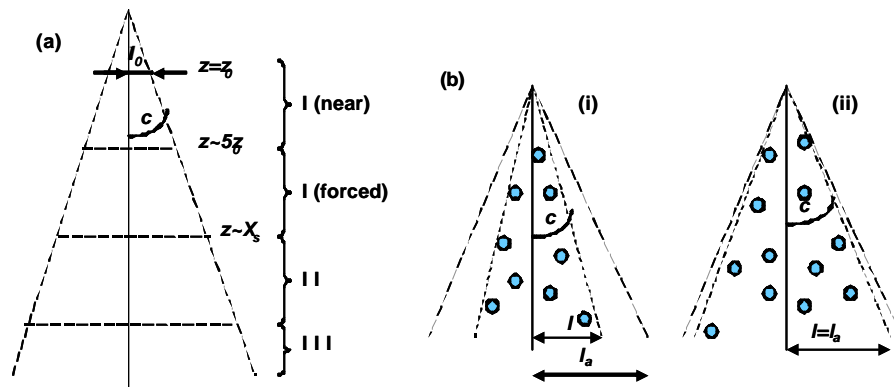


Figura 2 – (a) Três principais zonas num *spray* vertical. (b) Definição de perfil para *spray* estreito (i) e aberto (ii).

A caracterização das zonas verticais do *spray*, ilustradas na Fig. (2), pode ser resumida como segue:

- Zona I (*near*): a velocidade da água é tão grande ( $V_l \gg V_a$ ) e a quantidade de ar tão pequena ( $l_a = l_0$ ) que este não consegue reduzir a velocidade do líquido e, conseqüentemente, as velocidades das gotas ( $V_l = V_{l0}$ ) e do ar ( $V_a = v_0 \cdot V_{l0}$ ) são muito próximas à velocidade inicial do líquido ( $V_{l0}$ ), sendo que  $v_0 < 1$ .
- Zona I (*forced*): a quantidade de ar no *spray* aumenta reduzindo as velocidades das gotas e do ar que havia sido acelerado na subzona anterior. As reduções de  $V_a$  e  $V_l$  são bastante acentuadas, sendo que a redução da velocidade é compensada com o aumento de  $l_a$  e  $l$ .
- Zona II: muito embora  $V_l \approx V_a$ , o volume de ar no *spray* é tão grande que as gotas já não mais determinam o escoamento do ar. Neste momento há um desacoplamento entre o comportamento do ar e das gotas.
- Zona III: nesta zona as gotas atingem sua velocidade terminal ( $V_l = V_t$ ) e o ar tende a ter a mesma velocidade das gotas ou, eventualmente, até menos ( $V_l \approx V_a$ ).

Através de uma análise unidimensional é possível calcular a variação da largura do jato de ar  $l_a$  e a velocidade axial média do gás  $\langle V_a \rangle$ , em função da distância  $z$  na zona do *spray*. Na zona inicial de rompimento das gotas há um grande componente de fluxo de ar normal ao eixo do jato. Entretanto, abaixo da altura  $z = z_0$ , a qual define o início da zona de *spray*, o fluxo de ar que atravessa o *spray* é amplamente axial, e a velocidade radial de arraste é pequena comparada à velocidade do gás dentro do jato.

A vazão de líquido  $Q_l$  que sai do aspersor distribui gotas esféricas no nível  $z = z_0$ , onde o raio médio do *spray* é  $l_0$ . Estas gotas têm velocidade inicial  $V_{l0}$  e ocupam uma fração de volume  $\langle a_0 \rangle$  do volume do *spray*.

A força média por unidade de volume  $F_z$  em um ponto  $(r, z)$  é o produto da força sobre cada partícula  $f_z(r, z)$  e da fração de volume  $a(r, z)$ .

Em uma análise unidimensional é necessário se medir as variáveis relevantes através do *spray*, como função apenas de  $z$ . As equações unidimensionais podem ser expressas em função de cinco variáveis:  $l_a$ ,  $V_a$ ,  $V_l$ ,  $\mathbf{a}$  e  $F_z/r_a$ , sendo que, com exceção de  $l_a$ , todas as demais são médias da seção do *spray*.

As equações que definem a solução numérica da parte dinâmica são descritas a seguir (Ghosh, 1994):

- indução de ar ambiente

$$\frac{d}{dz} l_a^2 V_a = 2 b l_a V_a \quad \text{para} \quad c \ll 1 \quad (\text{spray estreito}) \quad (3)$$

onde o coeficiente de indução  $b$  é igual a 0,11 e a tangente do ângulo do *spray*  $c$  é definida como  $l_0/z_0$  (4a, b)

- fração de volume

$$\mathbf{a} = \frac{Q_l}{V_l \rho l^2} \quad (5)$$

onde  $l = cz$  (6)

- força sobre as gotas

$$\frac{F_z}{r_a} = -\frac{3}{8a} C_D (V_l - V_a)^2 \mathbf{a} \quad (7)$$

onde  $a$  é o raio da gota,  $r_a$  é a massa específica do ar e  $C_D$  é o coeficiente de arrasto, [Wallis, 1969, *apud* Ghosh, 1994]

$$C_D = \frac{24}{Re} \left( 1 + 0.15 |Re|^{0.687} \right) \quad (8)$$

para  $|Re| \leq 1000$  e  $C_D = 0.44$ , para  $|Re| \geq 1000$ , onde o Número de Reynolds ( $Re$ )

$$Re = r_a \frac{2a}{m} |V_l - V_a| \quad (9)$$

sendo  $m$  a viscosidade absoluta do ar.

- taxa de variação do momento médio das gotas

$$V_l \frac{dV_l}{dz} = \left( \frac{F_z}{r_a} \right) \left( \frac{r_a}{r_l} \right) \mathbf{a}^{-1} \quad (10)$$

onde  $r_l$  é a massa específica da água.

- taxa de variação do momento no fluxo do jato de ar

$$\frac{d}{dz} (\rho l_a^2 V_a^2) = - \left( \frac{F_z}{r_a} \right) \rho l^2 \quad (11)$$

No ponto onde ocorre o rompimento do filme líquido, a velocidade inicial das gotas é igual à velocidade do líquido e a largura do jato ( $l_a$ ) de ar é aproximadamente igual à largura do *spray* ( $l_0$ ) em  $z=z_0$ . Desta forma,

$$V_a = V_{a0}; \quad V_l = V_{l0} \quad \text{e} \quad l_a = l_0 \quad (12)$$

Entretanto a velocidade inicial do ar  $V_a$  tem um valor desconhecido  $V_{a0} = v_0 V_{l0}$ . Sem uma força externa que impulse o fluxo de ar, a velocidade inicial do ar  $V_{a0}$  deve ser sempre menor do que a velocidade média do líquido, ou

seja,  $v_0 < I$ . Ghosh e Hunt (1994), constataram que o valor de  $V_{a0}$  não tem efeito significativo sobre os valores de  $V_a$  e  $l_a$  durante o fluxo do *spray*.

Através da resolução das Eq. (3) a Eq. (12) obtém-se o comportamento dinâmico do *spray*.

### 3.2. Trocas de calor e massa

A evaporação de partículas líquidas está comumente associada a um movimento relativo entre a gota e o ar ambiente. Estes perfis de velocidade têm um grande impacto nas trocas de massa, momento e energia entre o ar e as gotas, que podem ser modeladas em diferentes níveis de complexidade. Neste trabalho utilizou-se o modelo de vaporização de gotas com difusividade térmica infinita que, conforme FAETH (1983), produz resultados com ótima correlação com os dados experimentais. A exemplo de FAETH (1983), algumas simplificações são adotadas neste trabalho:

- i. As partículas são assumidas como esféricas, independente da possibilidade ou não de deformação aerodinâmica.
- ii. O *spray* é considerado como diluído em todos os pontos do escoamento, desconsiderando os efeitos de coalescência, colisão e o efeito de gotas adjacentes no transporte de calor e massa.
- iii. O escoamento ao redor da gota é considerado com sendo *quase-permanente*. Ou seja, a cada instante o escoamento se ajusta às condições locais e ao tamanho da gota.
- iv. A velocidade radial de regressão da superfície das partículas, devido à vaporização, é desconsiderada.
- v. Os efeitos de arrasto e convecção forçada são representados por correlações empíricas.
- vi. O transporte da fase gasosa tem base nas propriedades médias do ambiente, desconsiderando os efeitos de flutuações turbulentas.
- vii. Durante a vaporização, a superfície do líquido é assumida em equilíbrio termodinâmico com o vapor da mistura gasosa, desconsiderando a tensão superficial da gota.
- viii. A pressão é considerada constante e igual à pressão média ambiente.
- ix. A difusão de espécie deve-se apenas a gradientes de concentração, sendo desprezada a difusão térmica.
- x. São desconsiderados quaisquer efeitos de radiação entre o *spray* e seu entorno.
- xi. O número de Lewis é considerado unitário na modelação das trocas entre o ar e as gotículas.
- xii. As propriedades do meio gasoso são admitidas constantes para cada instante de tempo.
- xiii. Não há transporte no interior da gota, sendo suas propriedades consideradas uniformes e constantes a cada intervalo de tempo através de difusividade térmica infinita.
- xiv. O *spray* é considerado como sendo monodisperso.

#### 3.2.1. Modelo de partículas discretas

Através do modelo de partículas discretas é possível analisar a transferência de calor e massa entre uma gota e o ar que a envolve. Cabe lembrar que as condições do ambiente são conhecidas e constantes durante cada intervalo de tempo do processo quase-estático e que as equações são corrigidas para incluir o efeito de movimentação relativa entre a gota e o ar, conforme sugerem Sirignano (1999) e Faeth (1983).

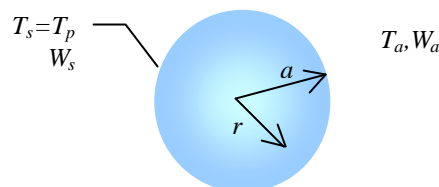


Figura 3 – Partícula líquida interagindo com atmosfera gasosa

As condições de contorno para as equações de conservação de massa, de energia e de cada espécie são:

$$\begin{array}{lll}
 r = a : & T = T_s = T_l & W = W_s \\
 r = \infty : & T = T_a & W = W_a
 \end{array} \tag{13}$$

onde :  $r$  = distância radial  
 $a$  = raio da gota  
 $T_s$  = temperatura do ar na superfície da gota  
 $W_s$  = conteúdo de umidade na superfície da partícula  
 $T_l$  = temperatura do líquido  
 $T_a$  e  $W_a$  são as condições fora da camada limite da gota.

As equações que definem a solução numérica do modelo de partículas discretas são descritas a seguir:

- variação do raio da gota

$$\frac{da}{dz} = \frac{\dot{m}}{4\rho a^2 r_l V_l} \quad (14)$$

onde  $\dot{m}$  é a taxa de transferência de massa da gota para o ar, corrigida para  $Re \neq 0$  (Faeth, 1983), onde

$$\dot{m} = \left\{ 1 + \frac{0.278 Re^{1/2} Sc^{1/3}}{\left[ 1 + \frac{1.232}{Re Sc^{1/3}} \right]^{1/2}} \right\} \dot{m}_{Re=0} \quad (15)$$

sendo, para ar em condições normais de temperatura e pressão (CNTP), número de Prandtl ( $Pr$ ) = 0,7 e o número de Schmidt ( $Sc$ ) = 0,6. A taxa de transferência de massa da gota para o ar para  $Re = 0$  ( $\dot{m}_{Re=0}$ ) é definida, por Faeth (1983), como

$$\frac{\dot{m}_{Re=0}}{4\rho a r_a D_{AB}} = \ln \left[ \frac{1+W_s}{1+W_a} \right] \quad (16)$$

onde  $D_{AB}$  é a difusividade binária de massa e  $W_s$  é obtido pela expressão

$$W_s = 0.62198 \frac{p_{ws}}{p - p_{ws}} \quad (17)$$

sendo  $p$  a pressão atmosférica total e  $p_{ws}$  a pressão de saturação da água pura

$$p_{ws} = 1000 \exp(AT_l^2 + BT_l + C + DT_l^{-1}) \quad (18)$$

Para temperatura ( $T_l$ ) entre 273,15 e 322,15K (ASHRAE, 1996):

$$\begin{aligned} A &= 0.1255001965 \times 10^{-4}; \\ B &= -0.1923595289 \times 10^{-1}; \\ C &= 0.2705101899 \times 10^2; \\ D &= -0.6344011577 \times 10^4. \end{aligned}$$

(19a, b, c, d)

- variação da temperatura da gota

$$\frac{dT_l}{dz} = \frac{3}{r_l c_{p_l} V_l} \left( \frac{\dot{q}}{a} - \frac{\dot{m} H_l}{4\rho a^3} \right) \quad (20)$$

onde  $c_{p_l}$  é o calor específico da água e  $\dot{q}$  é a troca total de calor entre a superfície da gota e o ar que a circunda, corrigida para  $Re \neq 0$  (Faeth, 1983),

$$\dot{q} = \left\{ 1 + \frac{0.278 \text{Re}^{1/2} \text{Pr}^{1/3}}{\left[ 1 + \frac{1.232}{\text{Re} \text{Pr}^{4/3}} \right]^{1/2}} \right\} (T_a - T_s) h_{\text{Re}=0} \quad (21)$$

O coeficiente de transferência de calor entre a gota e o ar para  $\text{Re} = 0$  ( $h_{\text{Re}=0}$ ) é definido, por Faeth (1983), como

$$h_{\text{Re}=0} = \frac{k}{2a} \left( \frac{\dot{m}_{\text{Re}=0} c_{p_a}}{2\mathbf{p}ak} \right) \left[ \exp \left( \frac{\dot{m}_{\text{Re}=0} c_{p_a}}{4\mathbf{p}ak} \right) - 1 \right]^{-1} \quad (22)$$

onde  $k$  é a condutividade térmica do ar e  $c_{p_a}$  é o calor específico do ar.

### 3.2.2. Vaporização no *spray*

Seguindo-se o **modelo de partículas discretas em fluxos separados** passamos a analisar a conservação de massa e energia. Na escala do *spray* a fração de volume,  $\mathbf{a}$ , é utilizada como ponderação das variáveis calculadas no modelo de partículas discretas, além dos fluxos de massa e vazão que chegam a cada volume de controle.

Considerando a evaporação das gotas, a vazão de líquido,  $Q_l$ , não será constante em função de  $z$ , embora o número de gotas permaneça constante até a evaporação completa das mesmas. A variação da vazão de líquido ( $Q_l$ ) é descrita pela expressão:

$$\frac{1}{Q_l} \frac{dQ_l}{dz} = - \frac{3}{4} \frac{\dot{m}}{\mathbf{p}a^3 \mathbf{r}_l V_l} \quad (23)$$

Assim, no modelo unidimensional, todas as variáveis são funções apenas de  $z$  e as equações de podem ser escritas como segue:

- balanço de massa de vapor

$$\frac{d}{dz} [V_a l^2 W_a (1 - \mathbf{a})] - 2\mathbf{b} V_a l W_\infty - \frac{3}{4} \frac{\dot{m} Q_l}{\mathbf{p}^2 a^3 V_l \mathbf{r}_a} = 0 \quad (24)$$

onde  $W_a$  é o conteúdo de umidade do ar dentro do volume do *spray* e  $W_\infty$  é o conteúdo de umidade do ar ambiente.

- balanço de energia

$$\frac{d}{dz} [V_a l^2 h_a (1 - \mathbf{a})] - 2\mathbf{b} V_a l h_\infty + \frac{1}{\mathbf{p} \mathbf{r}_a} \left[ \mathbf{r}_l c_{p_l} Q_l \frac{dT_l}{dz} + \frac{3}{4} \frac{H_l Q_l}{\mathbf{p} a^3 V_l} \right] = 0 \quad (25)$$

sendo  $h_\infty$  a entalpia do ar ambiente e  $h_a$  a entalpia do ar dentro do volume do *spray*

$$h_\infty = c_{p_a} T_\infty + W_\infty h_{v_\infty} \quad \text{e} \quad h_a = c_{p_a} T_a + W_a h_{v_a} \quad (26a, b)$$

onde  $h_{v_\infty}$  e  $h_{v_a}$  são a entalpia do vapor d'água no ar ambiente e no volume do *spray*

$$h_{v_\infty} = 2501 + 1.805 T_\infty \quad \text{e} \quad h_{v_a} = 2501 + 1.805 T_a \quad (27a, b)$$

e  $h_l$  a entalpia da gota

$$h_l = c_{p_l} T_l \quad (28)$$

**4. Resultados**

Este sistema de equações foi resolvido no programa SOPHT (Kaviany, 2002) através do algoritmo Adams-Moulton. A aplicação da solução numérica apresenta resultados bastante consistentes. Nas Fig. (4), (5) e (6) é apresentado o comportamento de *sprays* de média pressão, que produzem gotas maiores com menor velocidade, como aquelas encontradas em Ghosh e Hunt (1994). Estes *sprays* favorecem a identificação do comportamento de  $V_a$  e  $V_l$ , já que nos *sprays* de alta pressão e gotas menores  $V_a$  e  $V_l$  são praticamente iguais. A variação de velocidade do ar e das gotas apresenta o mesmo comportamento e os mesmos resultados mostrados por Ghosh e Hunt (1994). Aparentemente o processo de evaporação das gotas não influencia no escoamento, como pode ser verificado na Fig. (4), cujos valores iniciais estão listados da Tab. (1).

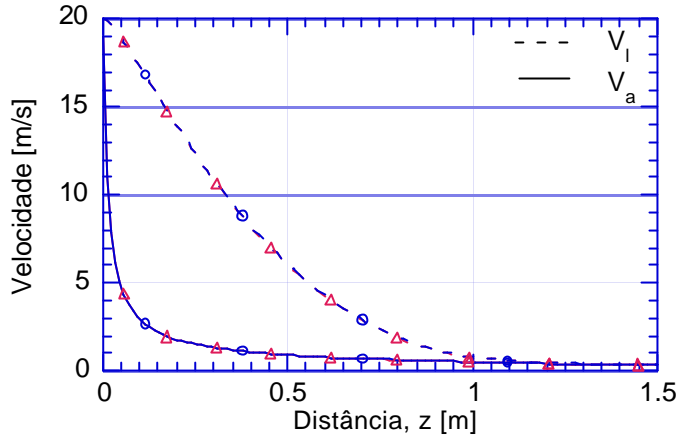


Figura 4. Efeito da evaporação das gotas no escoamento dinâmico do *spray*.

Tabela 1- Valores iniciais para a solução numérica da Fig. (4).

	$V_{l0}$	$V_{a0}$	$l_a$	$a_0$	$Q_l$	$T_{a0}$	$W_{a0}$	$T_{l0}$	$T_Y$	$W_Y$	$UR_Y$
○ <i>Spray</i> não evaporativo	20	19	3,52e-6	125e-6	1e-6	-	-	-	-	-	-
△ <i>Spray</i> evaporativo	20	19	3,52e-6	125e-6	1e-6	35	0,01054	30	35	0,01054	30%

A evolução do escoamento é bastante sensível ao tamanho das gotas. Quanto menor o raio das gotas maior é a redução de velocidade das mesmas. Entretanto, a mesma vazão, as gotas menores aceleram o ar mais do que gotas maiores, como se pode observar na Fig. (5). Os dados iniciais para a obtenção da Fig. (5) estão listados da Tab. (2).

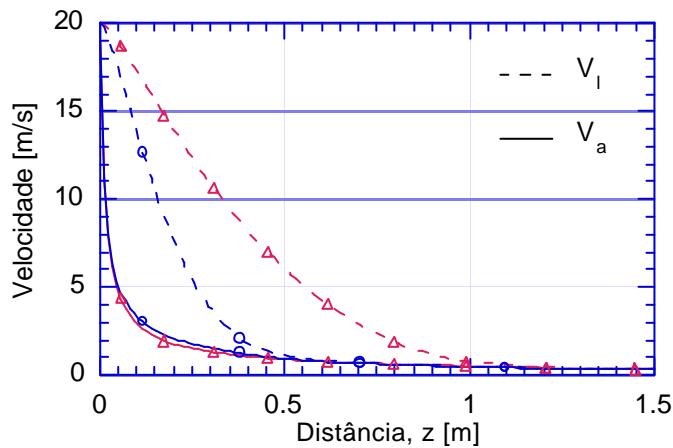


Figura 5. Efeito do diâmetro das gotas na evolução de velocidade do escoamento.

Tabela 2- Valores iniciais para a solução numérica da Fig. (5).

	$V_{l0}$	$V_{a0}$	$l_a$	$a_0$	$Q_l$	$T_{a0}$	$W_{a0}$	$T_{l0}$	$T_Y$	$W_Y$	$UR_Y$
△ <i>Spray</i> de gotas maiores	20	19	3,52e-6	<b>125e-6</b>	1e-6	35	0,01054	30	35	0,01054	30%
○ <i>Spray</i> de gotas menores	20	19	3,52e-6	<b>62,5e-6</b>	1e-6	35	0,01054	30	35	0,01054	30%



Como descrito por GHOSH e HUNT (1994), quando o valor inicial arbitrado para  $v_0$  é menor do que  $v_{0crit}$  do *spray*,  $V_a$  é acelerado até atingir um valor máximo e depois se reduz à medida que a quantidade de ar induzido aumenta no *spray*, refletindo-se num aumento de  $l_a$ . Este efeito é mostrado na Fig. (6), cujos valores iniciais constam da Tab. (3).

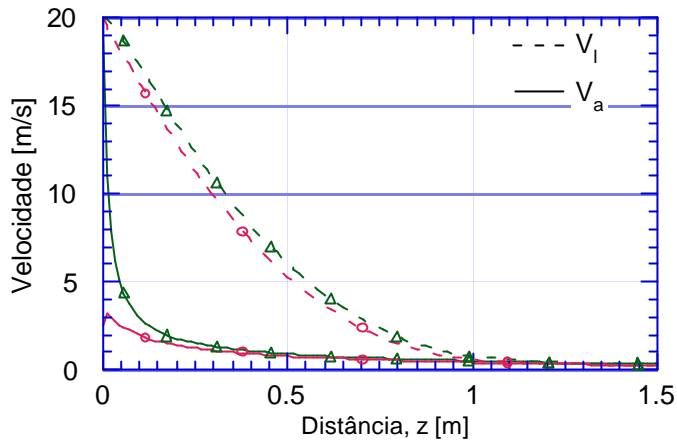


Figura 6. Aceleração do ar pelas das gotas.

Tabela 3- Valores iniciais para a solução numérica da Fig. (6).

	$V_{l0}$	$V_{a0}$	$l_a$	$a_0$	$Q_l$	$T_{a0}$	$W_{a0}$	$T_{10}$	$T_{\%}$	$W_{\%}$	$UR_{\%}$
D <i>Spray</i> com $v_0 > v_{0crit}$	20	19	3,52e-6	125e-6	1e-6	35	0,01054	30	35	0,01054	30%
O <i>Spray</i> com $v_0 < v_{0crit}$	20	2,5	3,52e-6	125e-6	1e-6	35	0,01054	30	35	0,01054	30%

As propriedades do ar no *spray* dependem das condições de temperatura e umidade do ar ambiente. Na Fig. (7) mostra-se os efeitos destas propriedades na temperatura do ar tratado pelo *spray* e o alcance do *spray*. Na Fig. (8) se observam as umidades relativas correspondentes às temperaturas da Fig. (7). Os valores iniciais para a solução numérica da Fig. (7) são descritos na Tab. (4).

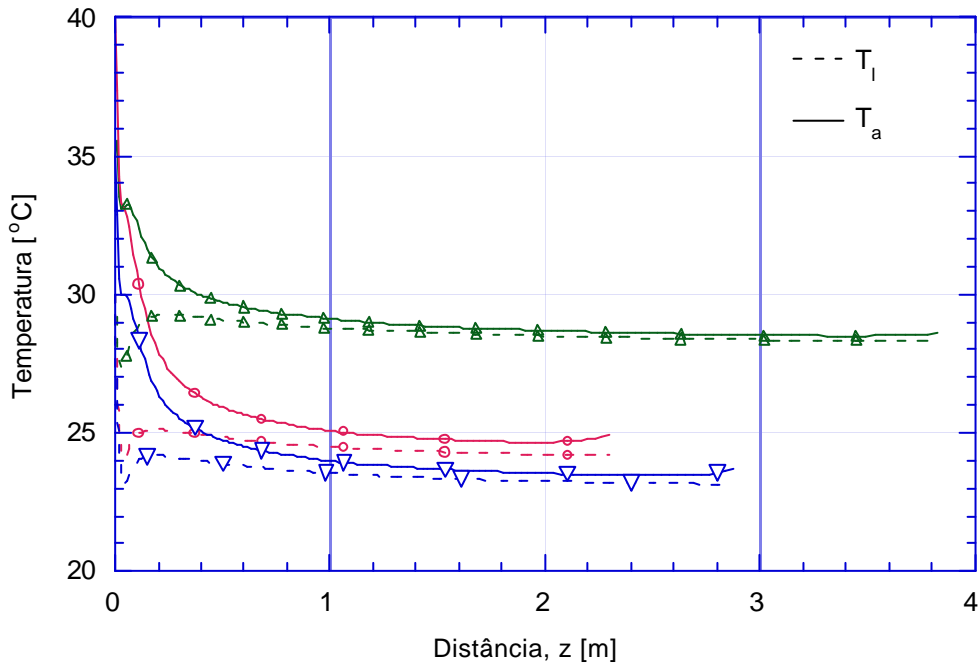


Figura 7. Efeito da temperatura e umidade ambiente do comportamento do *spray*.

Tabela 4- Valores iniciais para a solução numérica das Fig. (7), (8) e (10)

	$V_{i0}$	$V_{a0}$	$l_a$	$a_0$	$Q_l$	$T_{a0}$	$W_{a0}$	$T_{i0}$	$T_{\infty}$	$W_{\infty}$	$UR_{\infty}$
Ñ Condição de controle	83	75	2e-6	5,5e-6	1,567e-6	35	0,01054	30	35	0,01054	30%
○ Ambiente quente/seco	83	75	2e-6	5,5e-6	1,567e-6	40	0,01054	30	40	0,01054	23%
D Ambiente úmido	83	75	2e-6	5,5e-6	1,567e-6	35	0,01054	30	35	0,01667	50%

Na Fig. (7) é possível observar que a capacidade de resfriamento do ar é significativamente maior para ambiente quente e seco do que para ambiente úmido. No primeiro, a redução da temperatura é de cerca de 15°C enquanto no segundo é de apenas 6°C. É interessante notar que ar e gotas não entram em equilíbrio térmico na temperatura de bulbo úmido (TBU), como no caso de um saturador adiabático, já que ar e gotas deslocam-se num mesmo escoamento, trocando calor e massa entre si. A tendência das gotas atingirem TBU pode ser verificada nos primeiros 5 cm do escoamento, quando grande quantidade de ar ambiente é induzido, reduzindo bruscamente a velocidade do escoamento das gotas e do ar a ponto das gotas não mais determinarem o escoamento do ar induzido. Neste momento, conforme antecipou Ghosh e Hunt (1994), há o desacoplamento entre o comportamento dinâmico do ar e das gotas.

No final do *spray* quando as gotas evaporaram, pode-se observar a tendência de aumento da temperatura. Da mesma forma, pode-se observar na Fig. (8) que a umidade relativa tende a decrescer após a evaporação total das gotas.

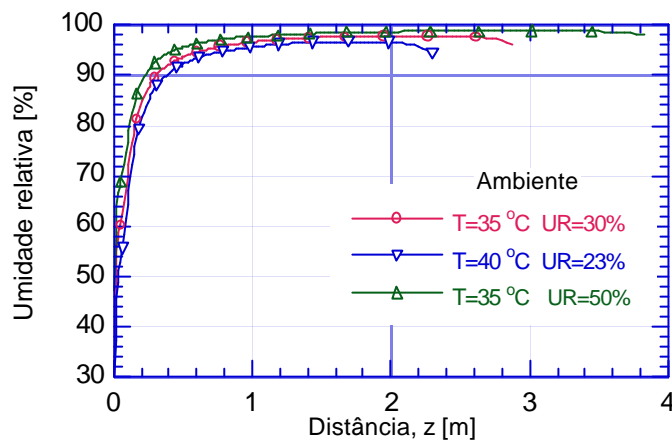


Figura 8. Efeito da temperatura e umidade ambiente na umidade relativa do ar tratado no *spray*.

Cabe salientar que o alcance demonstrado nas Fig. (7), (8) e (9) referem-se a um *spray* de cone de semi-ângulo de 10 graus, sem movimentação de ar no ambiente além do ar induzido pelo próprio *spray*, cujo ângulo estreito favorece a um alcance bem maior do que em um *spray* amplo. Além disso, antes de uma completa evaporação das gotas, o *spray* torna-se tão diluído em função do aumento de  $l_a$  e diminuição de  $a$  que este provavelmente não seja percebido. A variação de  $l_a$ ,  $V_l$  e  $V_a$  para um *spray* nas condições de controle da Tab. (4) podem ser observadas na Fig. (10).

Na Fig. (9) pode-se observar a influência da umidade relativa do ambiente no alcance do *spray*, cujos valores iniciais são descritos na Tab. (5).

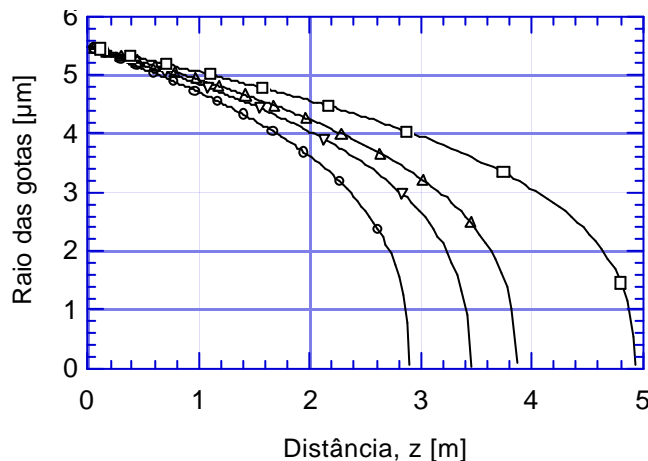


Figura 9. Efeito da umidade relativa do ambiente no alcance do *spray*.

Tabela 5- Valores iniciais para a solução numérica da Fig. (9).

	$V_{i0}$	$V_{a0}$	$l_a$	$a_0$	$Q_l$	$T_{a0}$	$W_{a0}$	$T_{i0}$	$T_{\infty}$	$W_{\infty}$	$UR_{\infty}$
○ $UR_{\infty} = 30\%$	83	75	2e-6	5,5e-6	1,567e-6	35	<b>0,01054</b>	30	35	<b>0,01054</b>	<b>30%</b>
Ñ $UR_{\infty} = 40\%$	83	75	2e-6	5,5e-6	1,567e-6	35	<b>0,01425</b>	30	35	<b>0,01425</b>	<b>40%</b>
D $UR_{\infty} = 50\%$	83	75	2e-6	5,5e-6	1,567e-6	35	<b>0,01667</b>	30	35	<b>0,01667</b>	<b>50%</b>
□ $UR_{\infty} = 60\%$	83	75	2e-6	5,5e-6	1,567e-6	35	<b>0,02150</b>	30	35	<b>0,02150</b>	<b>60%</b>

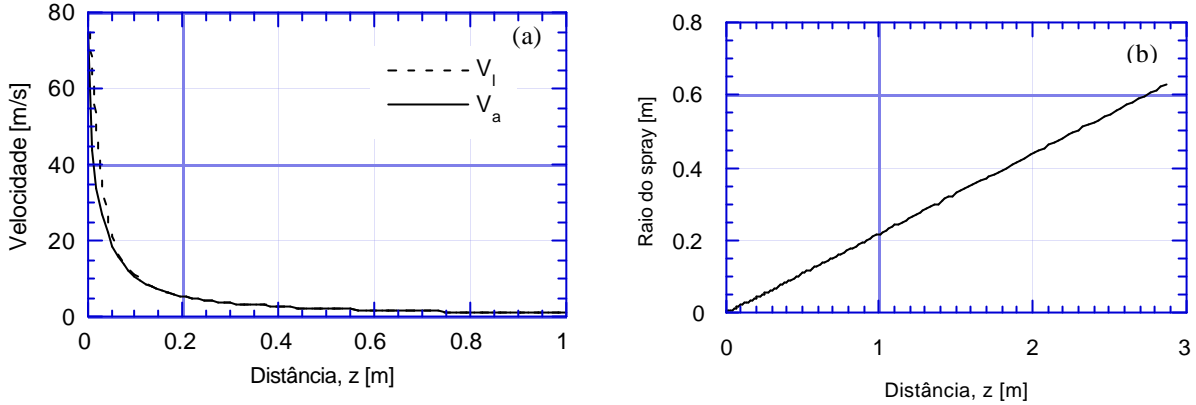


Figura 10. (a) Perfil de velocidade em um *spray* de alta pressão. (b) Variação de  $l_a$  ao longo do *spray*.

### 5. Conclusão

O modelo numérico proposto neste trabalho ainda está em desenvolvimento, mas, diante dos casos simulados, se apresenta bastante consistente. Pôde-se observar que nos primeiros milímetros do escoamento as trocas de calor e massa oscilam em função dos valores iniciais da solução numérica, entretanto estes rapidamente se estabilizam. O campo de velocidades se comportou exatamente como o modelo apresentado por Ghosh e Hunt (1994), sem ser influenciado pelo processo de evaporação.

A próxima etapa deste trabalho será a elaboração um modelo bidimensional e um módulo composto por equações discretizadas a serem acopladas a um programa de simulação de desempenho térmico de edificações. Este acoplamento deverá possibilitar a simulação do desempenho térmico de uma edificação que utilize um sistema de resfriamento evaporativo por micro aspersão d'água.

### 6. Agradecimentos

O desenvolvimento deste trabalho conta como apoio da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - CAPES, através de uma bolsa de doutorado.

### 7. Referências

ASHRAE. Chapter 47, "Evaporative Air Cooling", 1995, ASHRAE Applications Handbook, 1995. Atlanta: American Society of Heating, Refrigerating and Air-conditioning Engineers, Inc. New York, NY.

ASHRAE. "Psychrometrics – Theory and Practice", 1996, ASHRAE Research Project, 1995. Atlanta: American Society of Heating, Refrigerating and Air-conditioning Engineers, Inc. New York, NY.

Baskaya, S., 1998, "Computational simulation of the concentration field of a condensing water vapour jet and comparison with experimental data". J. of Engineering and Environmental Science, 22, pp. 245 – 254.

Catoire, F.; Gauthier, J.E.D.; Bardon, M.F. e Benaissa, A., 1998, "Steady State Evaporation Model for Real Multi-Component Fuel Droplets". Journal of Institute of Energy, vLXXII, 493, 134-142.

Chen, X.Q. e Pereira, J.C.F. , 1996, "Computation of turbulent evaporating sprays with well-specified measurements: a sensitivity study on droplet properties". Int. J. Heat Mass Transfer., vol. 39 No. 3, pp. 441 – 454.

Faeth, G.M. , 1983, "Evaporation and combustion of sprays". Prog. Energy Combust. Sci., vol. 9, pp. 1 – 76.

Ghosh, S. e Hunt, J.C.R. , 1994, "Induced air velocity within droplets driven sprays". Proc. R. Soc. Lond. A 444, pp. 105-127.

Ghosh, S. e Hunt, J.C.R. , 1998, "Spray jets in a cross-flow". J. Fluid. Mech. Vol. 365, pp. 109 – 136.

Kachhwaha, S.S.; Dhar, P.L.; Kale, S.R. , 1998, "Experimental studies and numerical simulation of evaporative cooling of air with a water spray – I. Horizontal parallel flow". Int. J. Heat Mass Transfer. Vol 41. No. 2, pp. 447 – 464.

Kaviany, M., 2002, "Principles of Heat Transfer". John Wiley & Sons, Inc., 973p.

- Lamberts, R.; Lomardo, L. L. B.; Aguiar, J. C.; Thomé, M. R. V., 1996, “Eficiência Energética em Edificações: Estado da Arte”. Ministério de Minas e Energia, Eletrobrás, Procel. Rio de Janeiro, RJ. 104p.
- Lee, S.Y e Tankin, R.S. , 1984, “Study of liquid spray (water) in a non-condensable environment (air).” Int. J. Heat Mass Transfer. Vol 27. No. 3, pp. 351 – 361.
- Lefebvre, A.H., 1989, “Atomization and sprays”. Hemisphere Publishing Corporation. 421p.
- Masoudi, M. e Sirignano, W.A. , 2000, “Collision of a vortex with a vaporizing droplet”. Int. J. of Multiphase Flow, 26, pp. 1925 – 1949.
- Mostafa, A.A. e Elghobashi, S.E. , 1985, “A two-equation turbulence model for jet flows laden with vaporizing droplets”. Int. J. Multiphase Flow, Vol. 11, No.4, pp. 515 – 533.
- Roriz, M., 2000, “Potencial de uso da refrigeração evaporativa no estado de São Paulo”. NUTAU’ 2000 – Tecnologia e desenvolvimento. São Paulo.
- Sirignano, W.A., 1999, “Fluid dynamics and transport of droplets and sprays”. Cambridge University Press, Cambridge, UK.
- Sommerfeld, M.; Kohnen, G. e Qiu, H.H., 1993, “Spray evaporation in turbulent flow: numerical calculation and detailed experiments by phase-droplet anemometry”. Revue de L’Institut Français du Pétrole, Vol. 48, No. 6.
- Wallis, G. B., 1969, “One-dimensional two-phase flows.” New York: McGraw-Hill.

## MODEL OF SPRAY VAPORIZATION IN FREE STREAM JET

### Antônio César Silveira Baptista da Silva

UFPel / FAUrb / DTC – Rua Benjamin Constant, 1359 - Centro, CEP 96010-20 – Pelotas, RS  
 UFSC / CTC / ECV / LabEEE – Campus Universitário – Trindade, Cx. Postal 476 CEP 8840-900 – Florianópolis, SC  
[acsbs@ufpel.tche.br](mailto:acsbs@ufpel.tche.br); [antonio@labeee.ufsc.br](mailto:antonio@labeee.ufsc.br)

### José Antônio Bellini da Cunha Neto

UFSC / CTC / EMC / LMPT – Campus Universitário – Trindade, Cx. Postal 476 CEP 8840-900 – Florianópolis, SC  
[bellini@lmpt.ufsc.br](mailto:bellini@lmpt.ufsc.br)

### Roberto Lamberts

UFSC / CTC / ECV / LabEEE – Campus Universitário – Trindade, Cx. Postal 476 CEP 8840-900 – Florianópolis, SC  
[lamberts@ecv.ufsc.br](mailto:lamberts@ecv.ufsc.br)

**Abstract.** *This paper presents the first step on the development of the model of a spray used for evaporative cooling of buildings and of external environments. This kind of system is useful for conditioning big volumes of air when the climate conditions are favorable. The paper presents the results of a numerical analysis of the balances of heat, mass and momentum in order to model the effect of the evaporative cooling. Spray characteristics (water temperature, volume flow rate, output velocity, droplets diameter) are used to predict the thermal, mass and momentum exchanges and the evaporative cooling that results from these exchanges. The model used is based on discrete particles with separate flow originating a system of non-homogeneous differential ordinary equations of first order, solved by a mathematical CAD.*

*The exchanges of heat and mass on the surface of the droplets are modeled using classical correlations for convection in moist air. At the end of the spray plume, volume flow rate, temperature and air humidity can be used directly to determine thermal comfort of building occupants or indirectly by coupling the model to a thermal simulation of buildings code.*

**Keywords.** *Evaporative cooling, free stream jet, droplet jet.*