

## ESTUDO NUMÉRICO DE JATOS EVAPORATIVOS

**Edvaldo Angelo** – edvaldo.angelo@poli.usp.br

**José Roberto Simões Moreira** – jrsmoes@usp.br

Escola Politécnica da Universidade de São Paulo

SISEA – Laboratório de Sistemas Energéticos Alternativos

Caixa Postal 61548 – São Paulo, SP, Brasil

***Resumo.** No presente trabalho é realizado um modelamento matemático para estudar o fenômeno da dinâmica de evaporação dos jatos evaporativos. O jato evaporativo em estudo é emergente de um bocal convergente isoentrópico descarregando numa câmara de pressão controlada. A análise é voltada para o caso em que o jato permanece líquido no estado metaestável durante a expansão interna no bocal sem a presença de nucleação heterogênea ou homogênea. A mudança de fase ocorre de forma súbita via uma onda de evaporação à jusante da seção de saída do bocal. O trabalho consiste em duas partes: (1) Na primeira parte aplica-se a teoria das ondas evaporativas oblíquas. (2) Na segunda parte analisa-se o problema da expansão da mistura bifásica, resultante do processo evaporativo. Uma abordagem bidimensional axissimétrica é empregada para a solução numérica do problema. O método utilizado é o método clássico de MacComarck das diferenças finitas.*

***Palavras-Chave:** Onda de evaporação, Líquido metaestável, Jato evaporativo, Mudança de fase, Método de MacCormack.*

### 1. INTRODUÇÃO

Diversos trabalhos experimentais foram desenvolvidos no intuito de determinar o comportamento dos jatos superaquecidos. Dentre eles podemos citar os trabalhos realizados por Kurschat *et al.* (1992), por Peter *et al.* (1994), por Athans (1995) e por Vieira (1999 e 2000). Usando diferentes tipos de substâncias e diferentes graus de superaquecimento, líquidos eram injetados em câmaras de baixa pressão através de um diminuto bocal convergente, obtendo assim, geometrias distintas dos jatos. As observações revelaram que pequenos graus de superaquecimento levam a formação de jatos contínuos de líquido. À medida que o grau de superaquecimento se eleva, pontos de nucleação no filete de líquido podem ser observados, assim como verificado por Lienhard & Day (1970). Graus ainda crescentes de superaquecimento levam a pulverização de gotículas em torno do núcleo líquido do jato, até atingir o ponto de pulverização total onde o filete de líquido não é mais observável. Há casos onde a expansão da mistura bifásica culmina na formação de uma onda

de choque. Fato amplamente documentado nos trabalhos de Kurschat *et al.* (1992) e Vieira (1999), veja também a Fig. 1.

Controlado o grau de superaquecimento de modo a não atingir o limite de estabilidade mecânica, além de também evitar o surgimento de nucleação heterogênea pelo emprego de bocais lisos (baixa rugosidade), é possível observar que o líquido se expande no bocal e atinge pressões menores que a pressão de saturação junto à seção de saída quando é injetado na câmara de baixa pressão. Deste modo, um núcleo de líquido é claramente visível, e a mudança de fase ocorre na superfície desse núcleo, como explicado no parágrafo seguinte. O modelamento do fenômeno usando a teoria das ondas de evaporação oblíquas foi utilizado pela primeira vez por Simões Moreira (1999 e 2000). O núcleo de líquido metaestável é

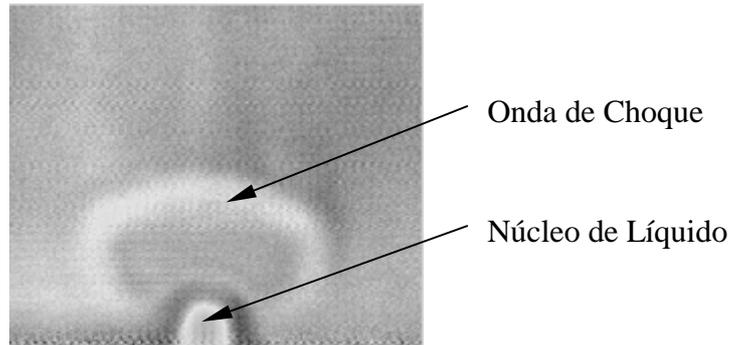
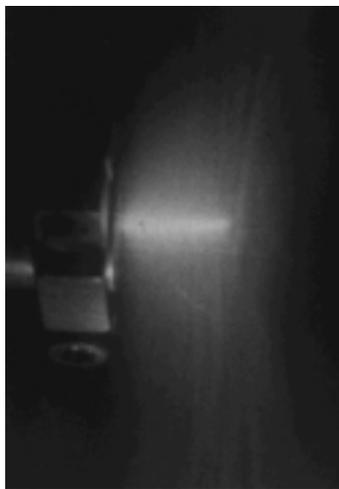


Figura 1 – Jato de querosene no estado superaquecido (imagem tratada matematicamente). Condições: pressão e temperatura iniciais (estagnação), respectivamente 500 kPa e 265 °C e pressão na câmara de injeção de 0,4 kPa. (Vieira, 1999).



Fotografia de um jato evaporativo, para a substância iso-octano.

Condições:  
 $T_0 = 223 \text{ °C}$  e  $p_0 = 2068 \text{ kPa}$ .

(Athans, 1995)

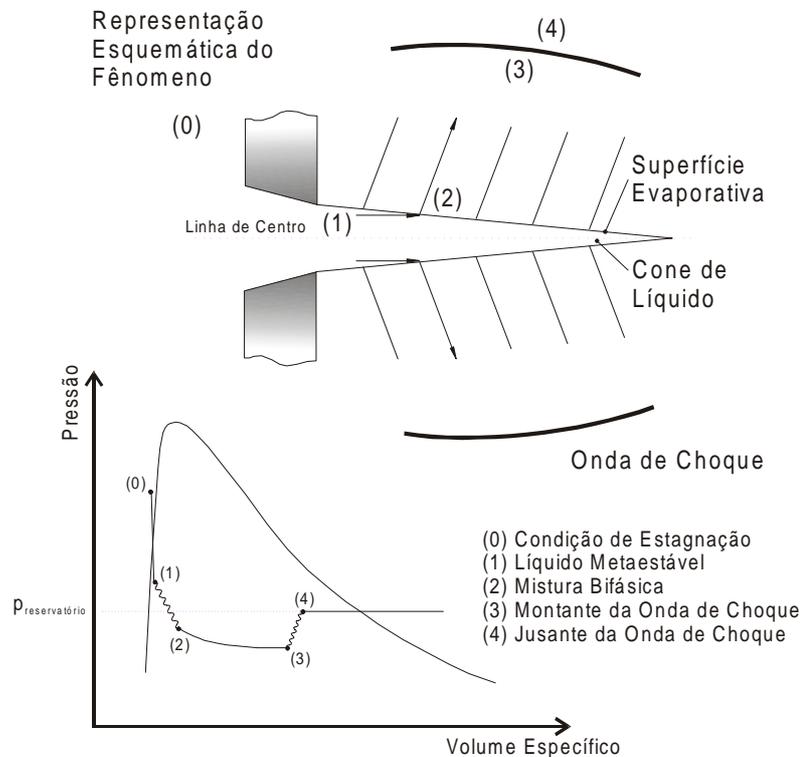


Figura 2 – Visão geral do modelamento do jato evaporativo.

aproximado em seu trabalho por um cone, de modo que a superfície do cone é a própria superfície evaporativa. Este núcleo pode ser facilmente identificado na Fig. 1 e na Fig. 2 como uma área clara presente nas fotografias.

Uma visão geral do problema do jato evaporativo é mostrada na Fig. 2, que combina um experimento realizado por Athans (1995) com as considerações adotadas no modelamento e um gráfico ilustrativo dos processos termodinâmicos. Referindo-se ao diagrama  $P \times v$  da Fig. 2 o estado (0) é o estado de estagnação ou de injeção. Admitindo-se que o líquido ao passar pelo bocal sofre uma expansão isoentrópica, que neste caso muito se aproxima de uma expansão isotérmica é atingido o estado (1). Como citado, o fluido permanece no estado líquido mesmo após ter adentrado à curva de saturação, motivo pelo qual o estado (1) é dito metaestável. A superfície evaporativa considerada como uma superfície cônica, é uma descontinuidade presente no escoamento. Ela determina uma mudança de direção no vetor velocidade e também uma mudança de fase (comparados os estados à jusante e à montante da onda de evaporação). À jusante da onda de evaporação o escoamento é bifásico e a velocidade é sônica (estado 2). Nessas condições, a modelagem do fenômeno é totalmente análoga a análise feita com um gás em combustão, particularmente com as ondas de deflagração. Para o caso extremo, isto é, uma velocidade sônica à jusante da onda de evaporação, tem-se a solução de Chapman-Jouguet. Essa solução singular tem sido amplamente verificada no caso das ondas evaporativas (ver por exemplo Simões Moreira & Shepherd, 1999). A partir de então a mistura bifásica sofre uma expansão podendo atingir pressões mais baixas que as da câmara de baixa pressão ocasionando assim, uma onda de choque para o ajuste das pressões, correspondente ao salto entre os estados 3 e 4 da figura. No caso das substâncias de complexidade molecular elevada (SCME), como o iso-octano (Simões Moreira, 1997), a onda de choque pode levar a completa mudança de fase, fato que pode ocorrer também antes da onda de choque.

As aplicações do estudo se estendem a casos onde líquidos mantidos a altas temperaturas e pressões são submetidos a uma abrupta queda de pressão. É possível citar os fenômenos que podem ocorrer no caso de “LOCA” (Loss Of Coolant Accidents) nas indústrias nucleares, ou ainda fenômenos que ocorrem nos dispositivos de expansão de ciclos de refrigeração e ar condicionado (nos tubos capilares e orifícios) e também na injeção de combustível e injetores de líquido com mudança de fase.

O modelamento matemático do problema se faz em duas partes. A primeira parte utiliza a teoria das ondas de evaporação oblíquas para resolver o salto das propriedades através da onda de evaporação. A segunda parte utiliza uma abordagem bidimensional axissimétrica através do método clássico de MacCormack (diferenças finitas) para o modelamento da expansão da mistura bifásica.

## **2. PRIMEIRA PARTE – ONDA DE EVAPORAÇÃO OBLÍQUA**

O tratamento matemático usado no modelamento das ondas de evaporação oblíquas é análogo ao tratamento dispensado às ondas de choque oblíquas e, de uma forma mais geral, serve para qualquer tipo de descontinuidade (em um meio material) dessa natureza. A Fig. 3 ilustra o volume de controle, as velocidades e suas projeções na direção normal e tangente ao plano tangente à onda de evaporação, bem como o ângulo de onda  $\beta$ , que é o ângulo formado entre a direção do vetor velocidade à montante da onda de evaporação e o plano tangente a mesma, e o ângulo de giro  $\theta$ , que é o ângulo formado entre as direções do vetor velocidade à montante e à jusante a onda de evaporação. O índice 1 sempre se refere à montante da onda de evaporação e o índice 2 à jusante da onda de evaporação. As hipóteses simplificadoras são as seguintes: (a) as propriedades termodinâmicas são uniformes dentro de um domínio de fase, (b) os efeitos gravitacionais são desprezíveis, (c) o volume de controle é

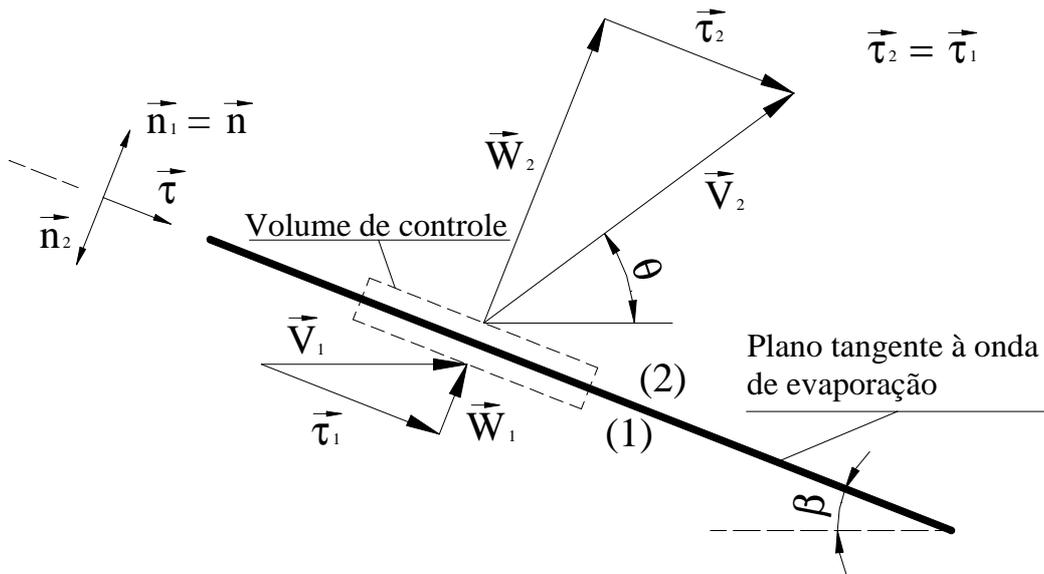


Figura 3 – Geometria de uma onda de evaporação oblíqua

adiabático, (d) a transferência de calor através da onda de evaporação é nula, (e) a mistura bifásica à jusante da onda de evaporação está em equilíbrio termodinâmico, (f) as forças viscosas são desprezíveis, (g) as oscilações temporais das propriedades e grandezas são desprezíveis e (h) os efeitos de tensão superficial são desprezíveis.

Para o volume de controle escolhido, tendo usado as hipóteses simplificadoras e a seguinte convenção para o salto entre grandezas à montante e à jusante  $[f] = f_2 - f_1$  (para uma propriedade  $f$  qualquer), as equações de conservação de massa, de conservação de quantidade de movimento e de conservação energia são respectivamente:

$$[J] = \left[ \frac{W}{v} \right] = 0, \quad (1)$$

$$[P + WJ] = 0 \text{ e} \quad (2)$$

$$\left[ h + \frac{W^2}{2} \right] = 0. \quad (3)$$

Onde  $J$  é o fluxo de massa por unidade de área,  $W$  é a velocidade normal do fluido em relação a direção do plano tangente a onda de evaporação,  $v$  é o volume específico,  $P$  é a pressão e  $h$  é a entalpia específica. Através da combinação das equações básicas de conservação é possível obter duas outras equações, a equação de Rayleigh e a equação de Rankine-Hugoniot, respectivamente:

$$J^2 = - \frac{[P]}{[v]}, \text{ e} \quad (4)$$

$$[h] = [P] \frac{v_1 + v_2}{2}. \quad (5)$$

O estado à jusante é determinado pela solução simultânea da Eq. (4) e da Eq. (5) mais uma equação de estado, usando a condição de máximo fluxo mássico, ou seja, a condição de Chapman-Jouguet. A discussão completa da solução das equações pode ser encontrada no trabalho de Simões Moreira (1999). A solução fornece todas as propriedades e grandezas para o estado à jusante da onda de evaporação e os ângulos de onda e de giro, os quais perfazem as condições de contorno do método numérico descrito a seguir.

### 3. SEGUNDA PARTE – EXPANSÃO DA MISTURA BIFÁSICA

O modelamento da expansão da mistura bifásica se vale de uma abordagem bidimensional, através de um sistema de coordenadas cilíndrico  $(z, r, \theta)$ , levando em conta a axissimetria em torno do eixo  $z$  do escoamento (a orientação do eixo  $z$  segue a direção da linha de centro do bocal convergente). Com as hipóteses simplificadoras (a), (b), (e), (f), (g) e (h) citadas na Seção 2 para o sistema de coordenadas descrito, as equações de conservação podem ser escritas da seguinte forma:

$$\frac{\partial F}{\partial z} + \frac{\partial G}{\partial r} = K. \quad (6)$$

$$\text{Onde } F = \begin{bmatrix} \rho V_z \\ \rho V_z^2 + P \\ \rho V_r V_z \\ \rho V_z h_0 \end{bmatrix}, \quad G = \begin{bmatrix} \rho V_r \\ \rho V_r V_z \\ \rho V_r^2 + P \\ \rho V_r h_0 \end{bmatrix} \text{ e } K = -\frac{1}{r} \begin{bmatrix} \rho V_r \\ \rho V_r V_z \\ \rho V_r^2 \\ \rho V_r h_0 \end{bmatrix} \text{ são vetores do tipo coluna,}$$

formados por quatro linhas e  $\rho$  é a densidade,  $v$  é a velocidade, sendo que, os índices indicam a componente (paralela ao eixo  $r$  ou ao eixo  $z$ ) e  $h_0$  é a entalpia específica de estagnação, formada pela soma da entalpia específica com a metade do módulo ao quadrado da velocidade total. Cada linha dos vetores corresponde a uma equação de conservação. Cada um dos componentes do vetor pode ser considerado uma variável de fluxo, que são combinações de variáveis primitivas (densidade, velocidade, pressão e entalpia).

Após deixar a superfície evaporativa o escoamento é sônico e se expande atingindo velocidades supersônicas. Desta forma as equações representadas pela Eq. (6) modelam um escoamento invíscido, bidimensional, em regime permanente e supersônico, revelando então um sistema de equações diferenciais do tipo hiperbólico. A prova matemática desse comportamento pode ser encontrada descrita em detalhes no trabalho de Angelo (2000). O tipo de solução numérica adotada está relacionada com o comportamento hiperbólico das equações, ou seja, o modo com que as informações são transmitidas ao logo do escoamento, para o caso do jato evaporativo uma solução do tipo marcha à jusante é aplicada. A linha inicial da marcha é a geratriz do cone de líquido.

#### 3.1 Malha

A solução numérica é uma solução discreta, ou seja, os cálculos são realizados para um número finito de pontos. O conjunto dos pontos é chamado de malha. A precisão do método numérico está diretamente relacionada com a construção da malha, de modo que, a distribuição e a quantidade de pontos de cálculo determinam a acuidade do cálculo bem como a estabilidade do método. A malha escolhida para a solução da região de expansão da mistura bifásica é detalhada na Fig. 4. O método de solução do sistema de equações de conservação é o método de diferenças finitas, mais especificamente o método de MacCormack ou de

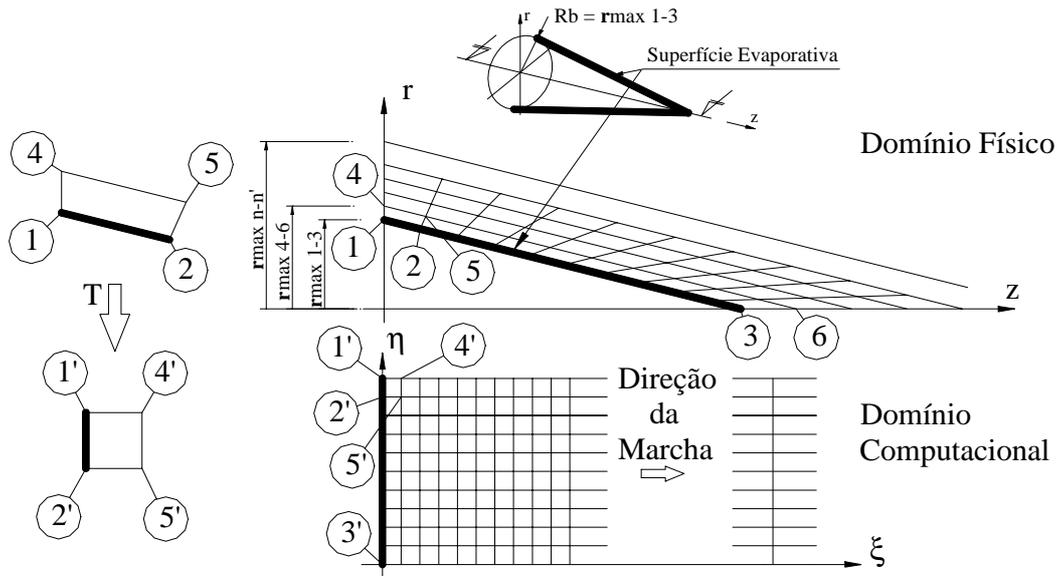


Figura 4 – Malha e transformação.

predição e correção. Método que exige a construção de malhas regulares. Como a malha proposta não atende essa exigência uma transformação é realizada. A transformação muda o sistema de coordenadas original para um sistema de coordenadas dito computacional, através de uma expressão analítica e explícita:

$$\xi = z + \frac{r - Rb}{\operatorname{tg}(\beta)} \quad (7)$$

$$\eta = \frac{r}{r_{\max}^{n-n'}}, \quad \text{onde} \quad (8)$$

$$r_{\max}^{n-n'} = r + z \operatorname{tg}(\beta). \quad (9)$$

Onde  $\beta$  é o semi ângulo do cone de líquido e as demais definições geométricas são mostradas na Fig. 4. A Eq. 6 é escrita para o novo sistema de coordenadas:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \xi} = K + \left( \xi + \frac{Rb}{\operatorname{tg}(\beta)} \right)^{-1} \left[ \eta \frac{\partial F}{\partial \eta} + \frac{(\eta - 1)}{\operatorname{tg}(\beta)} \frac{\partial G}{\partial \eta} \right] \quad (10)$$

$$\text{Onde } \Phi = F + \frac{G}{\operatorname{tg}(\beta)}.$$

### 3.2 Método numérico de MacCormack

O método de MacCormack é um método explícito e possui precisão de segunda ordem, muito utilizado no modelamento de problemas envolvendo escoamentos compressíveis de fluidos invíscidos. É dividido em duas etapas, uma etapa de predição e outra de correção (“predictor-corrector”). Devido a mudança de coordenadas do espaço físico para o espaço

computacional a marcha se dará na direção  $\xi$ , iniciando-se na linha de  $\xi = 0$ , que por sua vez corresponde no domínio físico a geratriz do cone de líquido, cujas propriedades já foram determinadas pela solução das equações de salto.

Os índices  $i$  e  $j$  localizam a posição dos pontos de cálculo na célula de cálculo, respectivamente indicando as linhas verticais e horizontais. Por convenção neste trabalho para a posição  $i$  (qualquer que seja  $j$ ) são conhecidos os valores de todas as grandezas.

O vetor variável de fluxo  $\Phi$  é calculado (usando as variáveis primitivas) para a posição  $i$ , em todas as posições  $j$  (inicialmente para  $\xi = 0$ ). Uma expansão em série de Taylor truncada calcula o valor da variável de fluxo  $\Phi$  para o próximo passo (posição  $i+1$ ).

$$\Phi_{i+1,j} = \Phi_{i,j} + \left( \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} \right)_m \Delta \xi \quad (11)$$

O índice  $m$  presente na derivada parcial da variável de fluxo em relação a coordenada  $\xi$  determina que esta derivada é uma média calculada em duas etapas, uma de predição e outra de correção.

$$\left( \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} \right)_m = \frac{1}{2} \left[ \left( \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} \right)_{i,j} + \left( \overline{\frac{\partial \Phi}{\partial \xi}} \right)_{i+1,j} \right] \quad (12)$$

Na etapa de predição a Eq. (10) é escrita usando diferenças finitas para frente (na posição  $i$ ), obtendo o primeiro termo do lado direito da Eq. (12). Com isso a variável de fluxo predita pode ser calculada por uma expansão em série de Taylor truncada:

$$\overline{\Phi}_{i+1,j} = \Phi_{i,j} + \left( \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} \right)_{i,j} \Delta \xi \quad (13)$$

Onde o traço sobre a variável de fluxo demonstra que se trata de um valor predito (inicialmente estimado). Como a variável de fluxo é uma combinação das variáveis primitivas, é possível encontrar o valor predito para todas elas  $(\overline{v_r})_{i+1,j}$ ,  $(\overline{v_z})_{i+1,j}$ ,  $(\overline{\rho})_{i+1,j}$ ,  $(\overline{P})_{i+1,j}$  e  $(\overline{h_0})_{i+1,j}$ , bem como o valor dos vetores  $\overline{F}_{i+1,j}$ ,  $\overline{G}_{i+1,j}$  e  $\overline{K}_{i+1,j}$  (todos para  $i+1$ ), esta etapa é conhecida como decodificação.

A etapa de correção calcula a Eq. (10) na posição  $i+1$  através dos valores preditos, obtendo assim o segundo termo do lado direito da Eq. (12). A derivada da variável de fluxo em relação a coordenada  $\xi$  média é então calculada através da Eq. (12) e finalmente o valor da variável de fluxo é obtido a partir da Eq. (11). Uma nova decodificação encontra todas as variáveis primitivas para a posição  $i+1$ , finalizando o passo.

A decodificação nada mais é que a solução de um sistema não linear de equações. Pelo equacionamento apresentado trata-se de um sistema de quatro equações e cinco incógnitas, ou seja, possui grau de indeterminação um. O grau de indeterminação é eliminado através da introdução de equações constitutivas. A escolha das equações constitutivas depende do estado em que se encontra o fluido, se bifásico ou se vapor superaquecido.

No caso de mistura bifásica, a pressão é função apenas de temperatura de saturação e a entalpia e densidade podem ser escritas a partir uma lei de mistura.

No caso de vapor superaquecido é usada a equação virial de estado truncada a partir do segundo coeficiente. É adotada também a hipótese de que a entalpia específica é a entalpia específica do vapor saturado sendo função única da temperatura.

#### 4. ESTUDO DE CASO

O seguinte caso foi simulado pois algumas grandezas podem ser comparadas com resultados experimentais obtidos por Athans (1995). Os dados de entrada para a solução à montante e à jusante da onda de evaporação (primeira parte) são: pressão e temperatura de estagnação, respectivamente  $P_0 = 2097$  kPa e  $T_0 = 200$  °C, diâmetro do bocal de 0,8636 mm, fluido de teste iso-octano. Como resultados para o estado metaestável 1 (à montante do onda de evaporação) temos:  $P_1 = 432,7$  kPa e  $T_1 \approx 200$  °C, para o estado 2:  $P_2 = 254,3$  kPa,  $T_2 = 135,2$  °C e título  $x_2 = 0,644$ . O ângulo de onda é  $\beta = 2,212^\circ$  e o ângulo de giro  $\theta = 52,78^\circ$  (valores obtidos pela modelagem de Simões Moreira, 1999). As grandezas que podem ser comparadas a dados experimentais são o fluxo de massa e a razão comprimento do cone diâmetro do bocal. O fluxo de massa obtido pela simulação é de  $\dot{m} = 0,02396$  kg/s e o medido por Athans (1995) é de  $\dot{m} = 0,0186$  kg/s. A razão comprimento do cone diâmetro do bocal obtida pela simulação é de  $L/D = 12,9$  e a medida por Athans é de  $L/D = 8,51$ . Erros introduzidos pelas hipóteses simplificadoras, mais aqueles provenientes das considerações geométricas, como a geometria cônica do núcleo líquido, e a adoção de um processo isoentrópico na expansão durante a passagem do fluido pelo bocal convergente (coeficiente de descarga unitário) explicam a diferença entre os resultados calculados e medidos.

A simulação da expansão da mistura bifásica (segunda parte) tem como dados de entrada as propriedades do estado 2, o fluxo de massa e o ângulo de onda calculados pela solução das equações de salto (primeira parte) e também informações sobre a densidade da malha. Para todos os pontos da malha são calculados pressão, temperatura, as componentes da velocidade, densidade e entalpia específica. As grandezas e propriedades dos pontos próximos ao vértice do cone de líquido não calculadas devido a problemas de instabilidade numérica.

No intuito de apresentar o comportamento da expansão foram escolhidos os resultados para os pontos cujo valor da coordenada  $z$  é igual a zero, para duas simulações com valores de distância medida na direção  $r$  respectivamente igual a  $0,054 \cdot R_b$  e  $0,54 \cdot R_b$ , chamados de passo1 e passo2, e representados nas próximas figuras por linha contínua (passo1) e por marcas do tipo "x" (passo2). As próximas figuras foram obtidas por Angelo (2000).

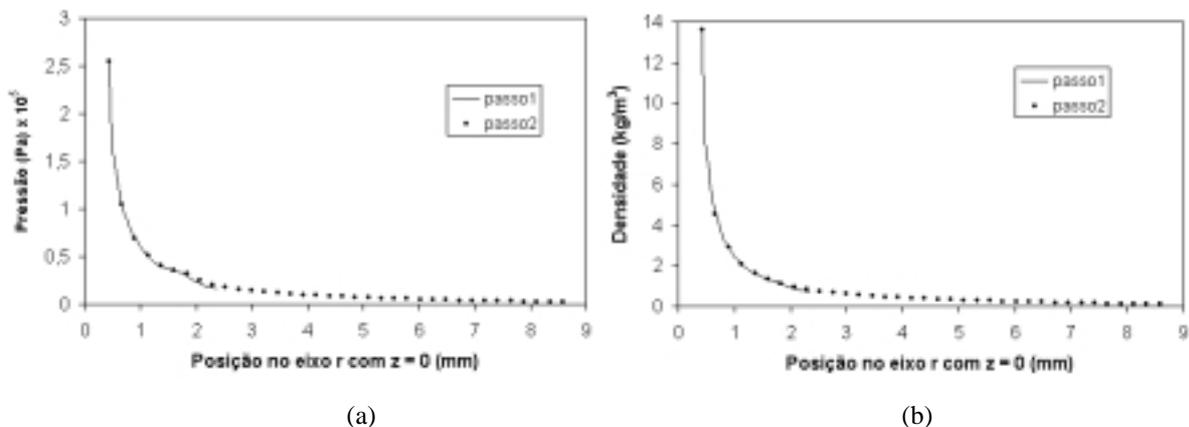


Figura 5 – Comparação dos resultados para passos distintos (pressão e densidade)

Uma observação das Figs. 5a e 5b revela que há uma grande variação das propriedades próximo à superfície do cone de evaporação, com uma queda acentuada da pressão e da densidade. A simulação para o passo1 foi realizada até pouco mais de 2mm (posição em  $r$ ), pois o tempo computacional da simulação usando tal passo se revelou muito elevado.

As SCME tem por característica a capacidade de grandes taxas de evaporação, fotos como a de Athans (1995) reproduzida na Fig. 2 mostram que a região próxima ao núcleo de líquido tem uma aparência borrada, indicando a presença de uma grande quantidade de gotículas (bifásico). A Figura 6 (com passo2) corrobora a afirmação anterior, de elevados títulos, indicando que após a distância de 3,46 mm (em  $r$  para  $z$  nulo) já houve evaporação completa. Isso também pode ser visto na Fig. 4 de Vieira *et al.* (2000). Usando um tratamento matemático de uma fotografia obtida pelo método “schlieren” de um jato de querosene líquido, esses autores puderam observar elevadas densidades (menores títulos) bem junto à superfície do jato e um acréscimo quase exponencial do título, na medida em que se afasta transversalmente do jato evaporativo.

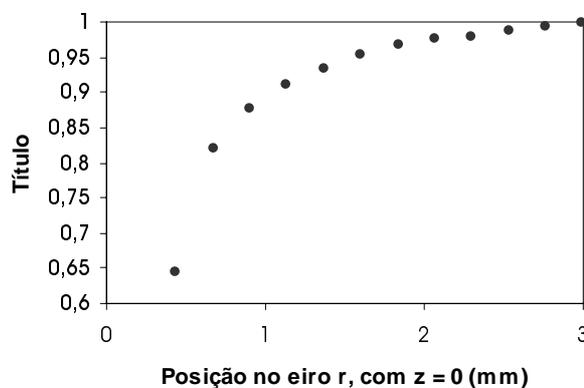


Figura 6 – Variação do título

## 5. CONCLUSÕES E CONTINUIDADE

A utilização da teoria das ondas de evaporação oblíquas obteve bons resultados quando comparados dados experimentais com as simulações. A vazão mássica citada no item anterior é um exemplo, bem como o pequeno ângulo de onda obtido pelo modelo que pode ser visualmente comparado com o observado na fotografia de Athans da Fig. 2 e por dezenas de outras fotografias encontradas em seu trabalho.

O método de MacCormack também revelou-se muito bom no modelamento matemático do fenômeno de expansão. Observações realizadas por Vieira (2000), como a grande variação das propriedades na região próxima ao cone de líquido vêm de encontro aos dados fornecidos pela simulação numérica, como indicado nas Figs. 5 e 6. Essas grandes variações das propriedades também determinam a necessidade de malhas muito refinadas, exigindo grande esforço computacional.

Pretende-se continuar o presente trabalho em duas linhas: uma experimental e outra teórica. Para isso, diversas substâncias serão testadas e novos algoritmos serão implementados.

## 6. AGRADECIMENTOS

Os autores agradecem à FAPESP (Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo) pelo suporte financeiro para a realização deste trabalho e também à CAPES (Fundação

Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior) e ao CnPq (Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico) pelo suporte financeiro pessoal do primeiro autor.

## REFERÊNCIAS

- Anderson, J. D., 1995, Computational fluid dynamics The basis with applications, McGraw-Hill.
- Angelo, E., 2000, Estudo numérico de jatos evaporativos, dissertação de mestrado apresentada à Escola Politécnica da Universidade de São Paulo, São Paulo, SP.
- Athans, R. E., 1995, The rapid expansion of near-critical retrograde fluid, PhD. Thesis, Rensselaer Polytechnic Institute, Troy, NY.
- Kurschat, T., Chaves, H. and Meier, G. E. A., 1992, Complete adiabatic evaporation highly superheated liquid jets, *Journal of Fluid Mechanics*, V.236, n° 3, pp. 510-27.
- Lienhard, J. H. & Day, J. B., 1970, The breakup of superheated liquid jets, *Transaction of the ASME – Journal of Basic Engineering*, V.92, pp. 515-521.
- Peter, E. M., Takimoto, A. and Hashiro, Y., 1994, Flashing and shattering phenomena of superheated liquid jets, *JSME International Journal, Série B*, V.37, n.2, pp. 313-321.
- Simões Moreira, J. R. & Shepherd, J., 1999, Evaporation waves in superheated dodecane, *Journal of Fluid Mechanics*, V.382, pp.63-68.
- Simões Moreira, J. R., 2000, Oblique evaporation waves, *Shock waves – An international journal on shock waves, detonations and explosions* (aceito para publicação).
- Simões Moreira, J. R., 1999, Aplicação da teoria das ondas de evaporação ao jatos evaporativos, tese de livre docência apresentada a Escola Politécnica da Universidade de São Paulo, São Paulo, SP.
- Simões Moreira, J. R., 1997, Comportamento Termodinâmico de Substâncias de Complexidade Molecular Elevada, III CIDIM – Congresso Ibero-Americano de Engenharia Mecânica, Havana, Cuba.
- Thompson, P. A., 1988, *Compressible fluid dynamics*.
- Vieira, M. M., Guimarães, M. S. e Simões Moreira, J. R., 2000, Estudo experimental de jatos evaporativos, Submetido ao ENCIT 2000.
- Vieira, M. M., 1999, Estudo experimental de jatos evaporativos, dissertação de mestrado apresentada à Escola Politécnica da Universidade de São Paulo, São Paulo, SP.

**Abstract.** *This paper presents a numerical analysis of evaporation dynamics of flashing jets. The study deals with a jet issuing from a conical converging nozzle discharging into a low-pressure chamber. The analysis is mostly concerned with the jet regime where neither heterogeneous or homogeneous nucleation takes place inside the nozzle. The sudden phase change occurs abruptly via an evaporation wave downstream the exiting section. The work is divided into two parts: (1) In the first part, the theory of oblique evaporation waves is considered; (2) Next, the expansion region of two-phase mixture is analyzed. A two-dimensional axisymmetric approach is used along with the classical method of finite difference of MacCormack.*