

Carlos Boabaid Neto

**UM ESTUDO SOBRE RUÍDO DE EXPANSÃO
EM REFRIGERADORES DOMÉSTICOS**

Tese submetida ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Santa Catarina para a obtenção do Grau de Doutor em Engenharia Mecânica.

Orientador: Prof. Cláudio Melo, Ph.D.
Co-orientador: Prof. Arcanjo Lenzi,
Ph.D.

Florianópolis
2017

Ficha de identificação da obra elaborada pelo autor, através do Programa de Geração Automática da Biblioteca Universitária da UFSC.

Boabaid Neto, Carlos
UM ESTUDO SOBRE RÚIDO DE EXPANSÃO EM
REFRIGERADORES DOMÉSTICOS / Carlos Boabaid Neto ;
orientador, Cláudio Melo, coorientador, Arcanjo
Lenzi, 2017.
343 p.

Tese (doutorado) - Universidade Federal de Santa
Catarina, Centro Tecnológico, Programa de Pós
Graduação em Engenharia Mecânica, Florianópolis, 2017.

Inclui referências.

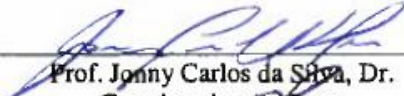
1. Engenharia Mecânica. 2. refrigerador. 3. tubo
capilar. 4. excitação fluido-acústica. 5. ruído de
expansão. I. Melo, Cláudio. II. Lenzi, Arcanjo.
III. Universidade Federal de Santa Catarina.
Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica. IV.
Título.


Carlos Boabaid Neto

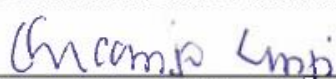
**UM ESTUDO SOBRE RUÍDO DE EXPANSÃO
EM REFRIGERADORES DOMÉSTICOS**

Esta Tese foi julgada adequada para obtenção do Título de “Doutor em Engenharia Mecânica”, e aprovada em sua forma final pelo Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica.


Florianópolis, 22 de Março de 2017.

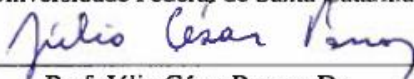

Prof. Jonny Carlos da Silva, Dr.
Coordenador do Curso

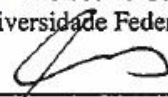

Prof. Cláudio Melo, Ph.D. – Orientador
Universidade Federal de Santa Catarina



Prof. Arcanjo Lenzi, Ph.D. – Co-Orientador
Universidade Federal de Santa Catarina

Banca Examinadora:

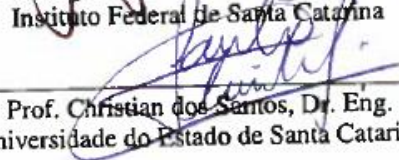

Prof. Christian Johann Losso Hermes, Dr. Eng. (relator)
Universidade Federal de Santa Catarina


Prof. Júlio César Passos, Dr.
Universidade Federal de Santa Catarina


Prof. Andrey Ricardo da Silva, Ph.D.
Universidade Federal de Santa Catarina



Prof. Joaquim Manoel Gonçalves, Dr. Eng.
Instituto Federal de Santa Catarina



Prof. Christian dos Santos, Dr. Eng.
Universidade do Estado de Santa Catarina

Para Maria Helena,
Helena,
e Carlos Henrique.

AGRADECIMENTOS

Aos meus orientadores, professores Cláudio Melo e Arcanjo Lenzi, pela competente orientação técnica e habilidade em proporcionar os meios e condições necessários à execução deste trabalho, e principalmente pela confiança em mim depositada, pela compreensão quanto às minhas limitações de dedicação de tempo, pelo incentivo e apoio.

Ao Eng. André Luiz Gonçalves Caetano, co-autor do trabalho experimental e companheiro ao longo de toda a duração deste estudo, pelo conhecimento técnico imprescindível para a atividade experimental, e pela inestimável troca de informações e discussões sobre os temas pertinentes.

Aos acadêmicos Kaio Gabriel da Silveira Rosa, Guilherme Eduardo Pianovski, Jean Carlos Bezerra Tenfen, Natália Maleski de Sá e Arthur Rezende Lessa, graduandos do curso de Engenharia Mecânica da UFSC, colaboradores ao longo da execução deste trabalho, na preparação, execução e tratamento dos dados dos ensaios experimentais e atividades de simulação computacional.

A toda a equipe do POLO – Laboratório de Tecnologias Emergentes em Refrigeração e Termofísica, em especial aos técnicos Milton Miguel Seifert, Jorge Lubas e Deivid de Oliveira, e à equipe do LVA – Laboratório de Vibrações e Acústica, em especial aos técnicos Rafael Góes e Rodrigo Freitas, pelo inestimável apoio ao trabalho experimental.

À Whirlpool S/A, apoiadora deste trabalho, na pessoa dos engenheiros Jorge Dias, Christian dos Santos e Joel Boeng, pelas valiosas informações e discussões técnicas.

Ao Instituto Federal de Educação, Ciência e Tecnologia de Santa Catarina (IF-SC), pela concessão de licenças para a realização deste trabalho, e principalmente aos professores da Área Técnica de Refrigeração e Climatização do Campus São José, por assumirem carga horária adicional durante estas licenças.

Por fim, à minha esposa Maria Helena, pela gestão da vida familiar na inevitável ausência do autor durante as milhares de horas necessárias à realização deste trabalho.

O máximo que se pode esperar de qualquer modelo é que possa prover uma aproximação útil da realidade. Todos os modelos estão errados; alguns são úteis.

(George E. P. Box, FRS, 1976)

RESUMO

O ruído emitido por um refrigerador doméstico é um fator importante. Níveis de ruído excessivos ou anômalos incomodam o usuário, gerando despesas com assistência técnica e substituição de produtos defeituosos. Dentre as diversas fontes de ruído em um refrigerador, destaca-se o ruído de expansão, originado no escoamento do fluido refrigerante através do tubo capilar. Este ruído apresenta uma natureza complexa, cujas características mudam de acordo com a variação das condições de operação do refrigerador. Objetivando ampliar a compreensão sobre o fenômeno, um estudo experimental com foco no aspecto vibro-acústico foi realizado em um refrigerador doméstico típico, empregando a medição direta do fenômeno-fonte, qual seja, a excitação acústica no escoamento de fluido refrigerante. O escoamento através do tubo capilar gera um jato bifásico turbulento, que se mostrou uma fonte importante de excitação acústica, com intensidade da ordem de 17 a 75 Pa, bastante dependente das condições de operação, e com forte oscilação, relacionada à característica oscilatória do escoamento. A excitação transmite-se para as tubulações, e daí para o gabinete, sendo capaz de gerar ruído audível. Este ruído varia em intensidade e distribuição espectral ao longo do ciclo de operação do sistema de refrigeração. Em qualquer escoamento em jato, a fonte primária de excitação acústica é a turbulência. Assim, sua intensidade está relacionada à velocidade do escoamento na descarga, que é diretamente proporcional à fração mássica de vapor neste ponto, e à razão de expansão no jato. Constatou-se que a intensidade da excitação gerada no jato bifásico é inferior à de um jato monofásico gasoso nas mesmas condições, o que é explicado pela redução da energia cinética turbulenta pela presença da fase dispersa (líquida), sendo esta redução proporcional à velocidade do jato. Mediante a visualização do escoamento, pôde-se constatar que, em uma ampla faixa de condições de operação, forma-se um vórtice na entrada do tubo capilar, que permite a este a ingestão de vapor misturado ao líquido, e esta condição resulta em menor geração acústica no jato, porém com maior oscilação. O vórtice pode ser contínuo ou intermitente, sendo que a última condição produz maior oscilação do escoamento e da excitação acústica. A presença de bolhas de vapor no escoamento no tubo capilar é capaz de gerar excitação acústica, devido ao efeito do resfriamento proporcionado pelo trocador de calor com a linha de sucção. Observou-se que esta excitação não consegue se propagar ao longo do escoamento, mas é forte o suficiente para ser transmitida localmente para a tubulação, propagando-

se estruturalmente. O período inicial de funcionamento do ciclo de operação do sistema de refrigeração mostrou-se mais crítico em relação às excitações acústicas, devido à grande variação das grandezas físicas relacionadas ao fenômeno; o primeiro ciclo após uma operação de degelo mostrou-se ainda mais crítico. Níveis de excitação acústica anômalos, de intensidade muito superior aos níveis normais, foram observados em certas condições. As excitações são desproporcionais às grandezas termodinâmicas, indicando tratar-se de fenômenos de ressonância acústica. A excitação anômala denominada *screech* ocorre quando o tubo capilar ingere apenas fluido no estado líquido, e se combinam valores de velocidade e fração mássica de vapor elevados na descarga, condições que favorecem a probabilidade de ocorrência de choque no núcleo do jato. A excitação anômala denominada estouro (*burst*) ocorre quando se inicia a formação de vórtice, e a eficiência do trocador de calor é alta (baixa temperatura na saída do evaporador), indicando estar relacionada a uma maior excitação das bolhas de vapor presentes no escoamento; este tipo de excitação mostrou também maior probabilidade de gerar ruído audível. Medições de aceleração na tubulação na entrada do evaporador mostraram-se um indicador confiável da ocorrência de ambas as anomalias. Modelos matemáticos para a descrição dos fenômenos acústicos são propostos, permitindo o cálculo da potência acústica gerada pelo escoamento. Foi realizada uma análise da influência das condições de funcionamento, bem como das características dimensionais do trocador de calor tubo capilar - linha de sucção, sobre a excitação acústica. Observou-se que o aumento da temperatura de evaporação, a redução do diâmetro interno da linha de sucção ao longo do trocador de calor, e a redução do comprimento de entrada do tubo capilar mostram o potencial de reduzir a magnitude de todas as variáveis acústicas.

Palavras-chave: refrigerador; dispositivo de expansão; tubo capilar; excitação fluido-acústica; ruído de expansão.

ABSTRACT

Noise emitted by household refrigerators is a key factor. High noise levels annoy users, generating costs to manufacturers related to technical support and replacing products. Among the several sources of noise in a refrigerator, there is the expansion noise, related to the refrigerant fluid flow through the capillary tube. It has a complex nature, due to the transient character of the noise source, whose characteristics change according to the variation of the refrigerator operating conditions. With the aim at expanding the comprehension of the phenomena, an experimental study focused on the vibro-acoustic aspects was carried out in a typical household refrigerator, using a direct measurement of the source, that is, the acoustic excitation within the refrigerant fluid flow. The flow through the capillary tube generates a turbulent two-phase jet, which proved to be an important source of acoustic excitation, with average intensity of the order of 17 to 75 Pa, quite dependent on the operating conditions, and with strong oscillation, related to the oscillatory characteristic of the flow. The excitation is transmitted to the tubes, and from there to the cabinet, being able to generate audible noise. This noise varies in intensity and spectral distribution throughout the cycle of operation of the refrigeration system. In any jet flow, the primary source of acoustic excitation is turbulence. Thus, its intensity is related to the velocity of the discharge flow, which is directly proportional to the vapor mass fraction at this point, and to the jet expansion rate. It was found that the intensity of the excitation generated in the two-phase jet is lower than that of a single-phase gaseous jet under the same conditions, which is explained by the reduction of the turbulent kinetic energy by the presence of the dispersed (liquid) phase, this reduction being proportional to the velocity of the jet. By visualizing the flow, it could be seen that, over a wide range of operating conditions, a vortex is created at the entrance of the capillary tube, which allows the latter to ingest vapor mixed with the liquid, and this results in lower acoustic generation at the jet, but with greater oscillation. The vortex can be continuous or intermittent, the latter condition producing greater oscillation of the flow and acoustic excitation. The presence of vapor bubbles in the capillary tube flow is capable of generating acoustic excitation due to the effect of the cooling provided by the heat exchanger with the suction line. It has been observed that this excitation can not propagate along the flow, but is strong enough to be transmitted locally to the tube, propagating structurally. The initial period of the cooling system operating cycle was more criti-

cal in relation to the acoustic excitations, due to the great variation of the physical quantities related to the phenomenon; the first operation cycle after a defrosting operation was even more critical. Anomalous levels of acoustic excitation, of an intensity much higher than normal levels, were observed under certain conditions. The excitations are disproportionate to the thermodynamic quantities, indicating that they are due to acoustic phenomena. The anomalous excitation called screech occurs when the capillary tube ingests only liquid fluid, and high velocity and vapor mass fraction values are combined in the discharge, conditions that favor the probability of shock occurring in the jet core. The anomalous excitation called burst occurs when a vortex formation begins, and the the heat exchanger efficiency is high (low temperature at the evaporator outlet), indicating that it is related to a greater excitation of the vapor bubbles present in the flow; this type of excitation was also more likely to generate audible noise. Acceleration measurements in the tube at the evaporator inlet were a reliable indicator of the occurrence of both anomalies. Mathematical models for the description of the acoustic phenomena are proposed, allowing the calculation of the acoustic power generated by the flow. These models can be used in simulations for various purposes. An analysis was made of the influence of the operating conditions, as well as the dimensional characteristics of the heat exchanger capillary tube - suction line, on the acoustic excitation. It has been observed that increasing the evaporation temperature, reducing the internal diameter of the suction line along the heat exchanger, and reducing the inlet length of the capillary tube show the potential of reducing the magnitude of all acoustic variables.

Keywords: refrigerator; expansion device; capillary tube; fluid-acoustic excitation; expansion noise.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1 – Representação esquemática do refrigerador e seu sistema de refrigeração (CAETANO, 2013).....	3
Figura 1.2 – Propagação da energia acústica em um refrigerador	6
Figura 1.3 – Espectros de nível de pressão acústica para tubos de orifício (SINGH et al. 1999).....	9
Figura 1.4 – Espectros de nível de potência sonora no refrigerador (CAETANO, 2013).....	16
Figura 2.1 – Distribuição de pressões ao longo de um tubo capilar adiabático..	24
Figura 2.2 – Representação esquemática do trocador de calor tubo capilar-linha de sucção: a) montagem concêntrica; b) montagem lateral (adaptado de Hermes et al., 2008).....	24
Figura 2.3 – Distribuição de temperaturas ao longo de um tubo capilar não-adiabático: a) sem vaporização antes do trocador de calor; b) com vaporização antes do trocador de calor.	26
Figura 2.4 – Padrões de escoamento e transições para o fluido R-134a, $D = 0,509 \text{ mm}$, $G = 500 \text{ kg/m}^2.\text{s}$, $T_{\text{sat}} = 30^\circ\text{C}$ (REVELLIN, 2006).....	28
Figura 2.5 – Mapa de padrões de escoamento de Revellin p/ R-600a, $T_{\text{sat}} = 0^\circ\text{C}$	30
Figura 2.6 – Padrões de escoamento observados: a) $p_{\text{cd}} = 4,3 \text{ bar}$, $\text{sub} = 6\text{K}$, $L_c = 2750\text{mm}$; b) $p_{\text{cd}} = 5,3 \text{ bar}$, $\text{sub} = 6\text{K}$, $L_c = 2750\text{mm}$ (APAYDIN; HEPERKAN, 2016)	31
Figura 2.7 – Distribuição de pressões ao longo de um tubo capilar adiabático com escoamento metaestável	33
Figura 2.8 – Efeito do grau de sub-resfriamento na entrada do tubo capilar sobre a vazão mássica (GONÇALVES, 1994)	34
Figura 2.9 – Diagrama esquemático da geometria do escoamento: 1) redemoinho na superfície; 2) pequena depressão no centro do redemoinho; 3) núcleo do redemoinho alcança a tubulação de adução; 4) partículas sólidas flutuando na superfície são puxadas para a tubulação; 5) bolhas de ar são puxadas para a tubulação; 6) uma corrente constante de ar é puxada para a tubulação (HECKER, 1987; adaptado de NADERI et al., 2013).	37
Figura 2.10 – Diagrama esquemático da geometria do escoamento	38
Figura 2.11 – Arrastamento de gás induzido por vórtice (TAKAHASHI et al., 1988a).....	39
Figura 2.12 – Correlação entre H_c e vazão mássica.	40
Figura 2.13 – Geometria típica da seção de descarga de um tubo capilar.....	41
Figura 2.14 – Estrutura de um jato.....	42
Figura 2.15 – Estrutura de um jato supersônico sub-expandido (CAETANO, 2016).....	43
Figura 2.16 – Espectro (de campo distante) típico da excitação acústica gerada por um jato supersônico (adaptado de TAM, 1995).....	48
Figura 2.17 – Regiões típicas do jato bifásico (POLANCO et al., 2010).	54

Figura 2.18 – Tipos de jato em função do padrão de escoamento bifásico na tubulação: a) <i>slug</i> ; b) anular (POLANCO et al., 2010).....	56
Figura 2.19 – Mapa de Wojtan-Ursenbacher-Thome para R-600a: a) D = 7,94mm, G = 15 kg/m ² s.; b) D = 4,77 mm, G = 43 kg/m ² s.....	59
Figura 2.20 – Velocidade de propagação acústica em escoamento bifásico separado, modelo de Van Dijk (2005).	70
Figura 3.1 – Condição na entrada do filtro secador: a) sem vórtice; b) com vórtice (ensaio: condição 8) (PIANOVSKI, 2014).	80
Figura 3.2 – Sequência de formação e interrupção do vórtice: a) abaixamento do nível de líquido; b) formação do vórtice; c) interrupção do vórtice (Ensaio: condição 5) PIANOVSKI, 2014).....	82
Figura 3.3 – Regimes de formação de vórtice: a) vórtice longo (condição 4); b) vórtice médio (condição 8); c) vórtice curto (condição 5) (PIANOVSKI, 2014).	83
Figura 3.4 – Comparação entre ciclo regular e pós-degelo: a) pressão de condensação (Pt3); b) pressão de evaporação (Pt4); c) razão de pressão sobre o tubo capilar (pr_c) (ensaio: condições 10 e 10D)...	85
Figura 3.5 – Comparação entre ciclo regular e pós-degelo: a) grau de sub-resfriamento; b) grau de superaquecimento; c) diferença de temperatura entre a entrada do tubo capilar e saída do evaporador ($\Delta T1$) (ensaios: condições 10 e 10D).	87
Figura 3.6 – Evolução das variáveis acústicas: a) pressões; b) acelerações (ensaio: condição 2).....	89
Figura 3.7 – Comparação entre os ciclos regular e pós-degelo: a) P5; b) P6 (ensaios: condições 10 e 10D)	91
Figura 3.8 – Comparação entre os ciclos regular e pós-degelo: a) A1; b) A3 (ensaios: condições 10 e 10D)	92
Figura 3.9 – Sinal de P5: comparação entre regimes de vórtice (ensaios: condições 2 e 14)	93
Figura 3.10 – Sinal de P5: comparação entre regimes de vórtice (ensaios: condição 25 e 25D)	94
Figura 3.11 – Comparação entre regimes de vórtice: a) P5; b) A1 (ensaios: condição 21 e 23).....	94
Figura 3.12 – Distribuição espectral típica de: a) P5; b) P6 (ensaio: condição 4).	96
Figura 3.13 – Intensidade da pressão acústica P5 em função do número de Strouhal (condição 4).....	97
Figura 3.14 – Densidade espectral de potência em função do número de Strouhal (condição 2).....	99
Figura 3.15 – Pressão acústica P5: magnitude dos efeitos.....	100
Figura 3.16 – Influência sobre P5: regime do ciclo.	101
Figura 3.17 – Pressão acústica P5: correlação entre o desvio padrão e o valor médio da amostra do sinal.	102
Figura 4.1 – Perfis de temperatura ao longo do trocador de calor	109
Figura 4.2 – Leiaute da região de descarga do jato.....	120

Figura 4.3 – Padrões de escoamento bifásico na região de entrada do evaporador.....	122
Figura 4.4 – Correlação entre: a) \dot{m} e pr_c ; b) x_o e o grau de sub-resfriamento.	127
Figura 4.5 – Correlação entre a velocidade de efluxo e a fração mássica na saída do tubo capilar.....	128
Figura 4.6 – Correlação de pr_j com: a) pr_c ; b) x_o	129
Figura 4.7 – Correlação entre Δh_{TC} e $\Delta T1$	130
Figura 4.8 – Padrões de escoamento bifásico observados no tubo capilar: a) na extremidade de saída; b) na entrada do trocador de calor.	131
Figura 4.9 – Comparação entre ciclo regular e pós-degelo: a) \dot{m} ; b) x_o ; c) p_o (ensaios: condições 10 e 10D).....	135
Figura 4.10 – Comparação entre ciclo regular e pós-degelo: a) U_o ; b) W_m ; c) pr_j (ensaios: condições 10 e 10D).	136
Figura 4.11 – Comparação entre ciclo regular e pós-degelo: a) $T_{s,o}$; b) Ja; c) B (ensaios: condições 10 e 10D).	137
Figura 4.12 – Distribuição de propriedades ao longo do tubo capilar: a) pressões; b) temperaturas (ensaio: condição 2).	139
Figura 4.13 – Distribuição de propriedades ao longo do tubo capilar: a) fração mássica de vapor e padrão bifásico; b) velocidade média do escoamento (ensaio: condição 2).	140
Figura 4.14 – Distribuição de propriedades ao longo do tubo capilar: a) número de Jakob e número C; b) número B (ensaio: condição 2).....	141
Figura 4.15 – Distribuição de propriedades ao longo do tubo capilar: a) pressões; b) temperaturas (ensaio: condição 18).....	143
Figura 4.16 – Distribuição de propriedades ao longo do tubo capilar: a) fração mássica de vapor e padrão bifásico; b) velocidade média do escoamento (ensaio: condição 18).	144
Figura 4.17 – Distribuição de propriedades ao longo do tubo capilar: a) temperaturas; b) fração mássica de vapor e padrão bifásico (ensaio: condição 21).	145
Figura 4.18 – Distribuição de propriedades ao longo do tubo capilar: a) número de Jakob e número C; b) número B (ensaio: condição 21).....	146
Figura 4.19 – Correlação de W_m com: a) \dot{m} ; b) x_o	148
Figura 4.20 – Correlação de W_m com $\Delta T1$	149
Figura 4.21 – Influência do regime de formação de vórtice sobre a potência mecânica do escoamento.....	150
Figura 4.22 – Correlação entre eficiência acústica (η) e potência mecânica (W_m).....	150
Figura 4.23 – Influência do regime de formação de vórtice sobre a eficiência de conversão acústica.	151
Figura 4.24 – Correlação entre o coeficiente de eficiência acústica (η) e: a) razão de expansão do jato (pr_j); b) número de Mach do jato (Ma_j).	152
Figura 4.25 – Correlação entre o coeficiente de eficiência acústica (η) e: a) razão de expansão pr_j ; b) número de Mach do jato (Ma_j).	153

Figura 4.26 – Correlação entre: a) η e W_m ; b) W_m e \dot{m} .	156
Figura 4.27 – Correlação entre P5 e P6.	157
Figura 4.28 – Comparação entre os resultados do modelo e os valores experimentais: a) eficiência acústica; b) potência acústica.	161
Figura 4.29 – Comparação entre os resultados do modelo matemático e os valores experimentais: pressão acústica.	162
Figura 4.30 – Correlação entre a pressão acústica e W_m : comparação entre os resultados do modelo matemático e os valores experimentais.	162
Figura 4.31 – Correlação entre número de Jakob (máx.) e: a) T10; b) $\Delta T1$.	163
Figura 4.32 – Correlação do número B com: (a) número de Jakob; (b) número C.	165
Figura 4.33 – Comparação entre os resultados do modelo e os valores experimentais, condição de entrada sub-resfriada: a) π_{16} ; b) potência acústica (W_a).	170
Figura 4.34 – Comparação entre os resultados do modelo e os valores experimentais, condição de entrada saturada: a) π_{16} ; b) potência acústica (W_a).	171
Figura 5.1 – Níveis globais na entrada do evaporador: a) pressão acústica; b) aceleração (ensaio: condição 16D).	175
Figura 5.2 – Sinal direto dos sensores na entrada do evaporador: a) pressão acústica; b) acelerômetro (ensaio: condição 16D).	176
Figura 5.3 – Distribuição espectral típica da anomalia na entrada do evaporador: a) pressão acústica; b) aceleração (ensaio: condição 20D).	177
Figura 5.4 – Comparativo da distribuição espectral típica com e sem anomalia, na entrada do evaporador: a) pressão acústica; b) aceleração (ensaio: condição 16D).	178
Figura 5.5 – Evolução das variáveis termodinâmicas: a) Pt3, Pt4 e p_o ; b) grau de sub-resfriamento e superaquecimento (ensaio: condição 10D).	180
Figura 5.6 – Evolução das variáveis termodinâmicas: \dot{m} e x_o (ensaio: condição 16D).	181
Figura 5.7 – Evolução das variáveis: a) W_m e P5; b) comprimento das regiões de escoamento, A1 e A3 (ensaio: condição 10D).	182
Figura 5.8 – Evolução das acelerações e comprimentos: a) ensaio 12D; b) ensaio 14D.	184
Figura 5.9 – Evolução das variáveis termodinâmicas: a) Pt3, Pt4 e p_o ; b) grau de sub-resfriamento e superaquecimento (ensaio: condição 20D).	185
Figura 5.10 – Evolução das variáveis termodinâmicas: \dot{m} e x_o (ensaio: condição 20D).	186
Figura 5.11 – Evolução das variáveis: a) W_m e P5; b) comprimento das regiões de escoamento, A1 e A3 (ensaio: condição 20D).	187
Figura 5.12 – Correlação entre U_o e x_o .	189
Figura 5.13 – Correlação entre P5 e: a) W_m ; b) T10.	190
Figura 5.14 – Correlação entre η e W_m .	191
Figura 5.15 – Correlação da subpressão de vaporização com o grau de sub-resfriamento.	192

Figura 5.16 – Sinal direto do acelerômetro A1 (e do evaporador) (ensaio: condição 6).....	195
Figura 5.17 – Sinal direto dos acelerômetros: a) A3; b) A6 (ensaio: condição 6)	196
Figura 5.18 – Sinais acústicos na entrada do evaporador: a) pressão acústica (P5); b) aceleração (A1) (ensaio: condição 6).....	197
Figura 5.19 – Aceleração global na saída do evaporador, linha de líquido e gabinete (ensaio: condição 6).....	198
Figura 5.20 – Pressão acústica global na saída do evaporador e linha de líquido (ensaio: condição 6).....	198
Figura 5.21 – Evolução das variáveis termodinâmicas: a) Pt3, Pt4 e p_o ; b) grau de sub-resfriamento e superaquecimento (ensaio: condição 6) ..	200
Figura 5.22 – Evolução das variáveis termodinâmicas: a) \dot{m} e x_o ; b) W_m e P5 (ensaio: condição 6).....	201
Figura 5.23 – Evolução das variáveis termodinâmicas: a) número de Jakob, A1; b) B, A2, A3 (ensaio: condição 6)	202
Figura 5.24 – Correlação entre o número de Jakob máximo e: a) T10; b) $\Delta T1$	204
Figura 5.25 – Correlação de: a) número C com $\Delta p/L_c$; b) número B com T10.....	205
Figura 6.1 – Influência da temperatura de condensação e evaporação: pressão acústica.....	208
Figura 6.2 – Influência da temperatura de condensação e evaporação: a) número de Jakob; b) número B.	209
Figura 6.3 – Influência do grau de sub-resfriamento: pressão acústica.....	210
Figura 6.4 – Influência do grau de superaquecimento: pressão acústica.	211
Figura 6.5 – Influência do grau de superaquecimento: a) número de Jakob; b) número B.....	212
Figura 6.6 – Influência do diâmetro interno do tubo capilar: a) pressão acústica; b) número B.	214
Figura 6.7 – Influência do diâmetro interno da linha de sucção: pressão acústica.....	215
Figura 6.8 – Influência do diâmetro interno da linha de sucção: a) número de Jakob; b) número B.	216
Figura 6.9 – Influência do diâmetro interno da transição para o evaporador: pressão acústica.....	217
Figura 6.10 – Influência do comprimento do tubo capilar: pressão acústica.	218
Figura 6.11 – Influência do comprimento do tubo capilar: a) número de Jakob; b) número B.	219
Figura 6.12 – Influência do comprimento do tubo capilar: pressão acústica.	220
Figura 6.13 – Influência do comprimento do tubo capilar: a) número de Jakob; b) número B.	221
Figura 6.14 – Influência do comprimento e configuração do trocador de calor: pressão acústica.....	222

Figura 6.15 – Influência do comprimento e configuração do trocador de calor: a) número de Jakob na entrada do trocador de calor; b) número B.	223
Figura 6.16 – Influência do comprimento da região de entrada: pressão acústica.	224
Figura 6.17 – Influência do comprimento da região de entrada: a) número de Jakob máximo; b) número B.	225
Figura A.1 - Refrigerador BRE51 (PIANOVSKI, 2014)	258
Figura A.2 - Trocadores de calor do refrigerador BRE51 (fotos do autor)	258
Figura A.3 - Diagrama esquemático da distribuição de ar em um refrigerador de duplo compartimento <i>bottom-mount</i> (ESPÍNDOLA, 2014)	259
Figura A.4 - Arranjo físico da instrumentação	262
Figura A.5 - Sensor de pressão acústica do tipo ICP, marca PCB, modelo 112A22, e anel de montagem (CAETANO, 2013)	264
Figura A.6 - Características construtivas do sensor de pressão acústica do tipo ICP, marca PCB, modelo 112A22 (Fonte: ficha técnica do fabricante)	264
Figura A.7 - Montagem do sensor de pressão (dimensões em [mm])	265
Figura A.8 - Desenho do alojador do evaporador (dimensões em [mm])	266
Figura A.9 - Acelerômetro classe IEPE, marca B&K®, modelo 4519-002 (CAETANO, 2013)	267
Figura A.10 - Instrumentação no evaporador: tomada de pressão absoluta (Pt4); sensores de pressão acústica (P5, P6); acelerômetros (A1, A2, A3) (Foto do autor)	267
Figura A.11 - Aspecto da montagem do filtro secador transparente e câmera de monitoramento (PIANOVSKI, 2014)	270
Figura A.12 - Vista interna do filtro secador com tubo capilar inserido (foto do autor)	271
Figura A.13 - Aspecto da tela do software de aquisição e controle do DAQ 1 (Foto: PIANOVSKI, 2014)	272
Figura A.14 - Aspecto da tela do software de aquisição da DAQ 2 (Foto: PIANOVSKI, 2014)	273
Figura A.15 - Fluxo de informações do arranjo experimental	274
Figura A.16 - Aspecto do procedimento de troca do conjunto tubo capilar-linha de sucção	279
Figura C.1 - Espectrograma típico de P5 (ensaio: condição 2)	303
Figura C.2 - Espectrograma típico de A1 (ensaio: condição 2)	303
Figura C.3 - Função coerência entre os sinais de pressão acústica P5 e P6 (ensaio: condição 2)	304

LISTA DE TABELAS

Tabela 3.1 – Fatores e níveis para a análise fatorial.....	76
Tabela 4.1 – Coeficientes do modelo de regressão.	159
Tabela 4.2 – Faixa de aplicabilidade do modelo.	159
Tabela 4.3 – Números adimensionais para o trocador de calor tubo capilar/linha de sucção.	166
Tabela 4.4 – Coeficientes para a eq. (4.57).	167
Tabela 4.5 – Coeficientes para a eq. (4.59).	169
Tabela 4.6 – Faixa de aplicabilidade do modelo.	169
Tabela 6.1 – Configuração padrão dos dados de entrada do modelo.	207
Tabela 6.2 – Influência dos fatores sobre as grandezas físicas associadas ao desempenho acústico.	226
Tabela A.1 - Sensores de temperatura e sua posição no refrigerador	260
Tabela A.2 - Sensores de pressão absoluta e sua posição no refrigerador....	260
Tabela A.3 - Sensores de pressão acústica e sua posição no refrigerador....	261
Tabela A.4 - Sensores de aceleração e sua posição no refrigerador.....	261
Tabela A.5 - Variáveis experimentais derivadas.....	263
Tabela A.6 - Determinação da carga de fluido refrigerante e pressão de vácuo.....	277
Tabela A.7 - Dimensões dos conjuntos tubo capilar-linha de sucção empregados.....	278
Tabela A.8 - Matriz principal de ensaios.....	280
Tabela A.9 - Matriz de ensaios adicionais.....	281
Tabela B.1 - Incertezas de medição: grandezas geométricas, medição direta.....	284
Tabela B.2 - Incertezas de medição: grandezas geométricas, medição indireta.....	285
Tabela B.3 - Incertezas de medição: grandezas termodinâmicas invariáveis	285
Tabela B.4 - Incertezas de medição: grandezas termodinâmicas.....	286
Tabela B.5 - Incertezas de medição: grandezas acústicas.....	286
Tabela B.6 - Incertezas de medição: grandezas físicas derivadas.....	288
Tabela C.1 - Tempos dos eventos [s]:matriz padrão.....	290
Tabela C.2 - Tempos dos eventos [s]: ensaios adicionais.....	290
Tabela C.3 - Tempos dos eventos [s]: ensaios pós-degelo.....	291
Tabela C.4 - Grandezas termodinâmicas – matriz principal.....	292
Tabela C.5 - Grandezas termodinâmicas – ensaios adicionais.....	293
Tabela C.6 - Grandezas termodinâmicas – ensaios pós-degelo.....	294
Tabela C.7 - Grandezas acústicas – matriz principal.....	297
Tabela C.8 - Grandezas acústicas – ensaios adicionais.....	297
Tabela C.9 - Grandezas acústicas – ensaios pós-degelo.....	298
Tabela C.10 - Dados experimentais: valores máximos de dispersão de medição.....	299

Tabela C.11 - Mapa de ocorrência da formação de vórtice.....	300
Tabela C.12 - Mapa de ocorrência da anomalia <i>screech</i> - condição normal..	301
Tabela C.13 - Mapa de ocorrência da anomalia <i>screech</i> - condição pós- degelo.....	302
Tabela C.14 - Mapa de ocorrência da anomalia <i>burst</i> – condição normal.....	302
Tabela C.15 - Mapa de ocorrência da anomalia <i>burst</i> – condição pós- degelo.....	302
Tabela D.1 - Dados de entrada para o modelo computacional.....	305
Tabela D.2 - Definição das variáveis do modelo analítico.....	306
Tabela D.3 - Variáveis calculadas – matriz principal.....	307
Tabela D.4 - Variáveis calculadas – ensaios adicionais.....	308
Tabela D.5 - Variáveis calculadas – ensaios pós-degelo.....	308

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

ABNT	Associação Brasileira de Normas Técnicas
ANSI	American National Standards Institute
ASHRAE	American Society of Heating, Refrigerating and Air Conditioning Engineers
CFD	dinâmica de fluidos computacional (<i>computational fluid dynamics</i>)
DE	divisão de escala
INMETRO	Instituto Nacional de Metrologia, Normalização e Qualidade Industrial
ISA	Instrument Society of America
JCGM	Joint Committee for Guides in Metrology
NBR	Norma Técnica Brasileira
NPS	nível de pressão sonora
NTU	número de unidades de transferência de calor
NWS	nível de potência sonora
<i>rms</i>	raiz da média quadrática (<i>root mean square</i>)
sub	grau de sub-resfriamento [°C]
super	grau de superaquecimento [°C]
TAF	tubo aquecedor do flange
TCLS	trocador de calor tubo capilar-linha de sucção

LISTA DE SÍMBOLOS

Alfabeto latino:

A	[m ²]	área da seção transversal de um duto
c	[m/s]	velocidade de propagação da excitação acústica
c _p	[J/kg.K]	calor específico a pressão constante
c _v	[J/kg.K]	calor específico a volume constante
cr	[g]	carga de fluido refrigerante no sistema
D	[m]	diâmetro
f	[Hz] ou [s ⁻¹]	frequência de oscilação
G	[kg/s.m ²]	vazão mássica por unidade de área (fluxo de massa)
h	[J/kg]	entalpia específica
h _H	[J/kg.K]	coeficiente de transferência de calor por convecção
I	[W/m ²]	intensidade acústica
i, j	-	índice indicador do ponto ou nó do domínio de solução discretizado
k	[rad/m]	número de onda = ω/c
K	[kg/m.s ²] ou [N/m ²]	módulo de elasticidade adiabático de um fluido
	[-]	coeficiente de perda de carga localizada
L	[m]	comprimento de uma dimensão linear
\dot{m}	[kg/s]	vazão mássica
p	[Pa] [kPa] [bar]	pressão absoluta
q	[W/m ²]	fluxo de calor
R	[m]	raio de uma bolha esférica
rot	[rpm]	rotação do compressor
t	[s]	tempo
T	[K][°C]	temperatura
T _{ij}	[N/m ²]	tensor tensão
u	[m/s]	velocidade local ou pontual
u _i	[m/s]	componente do vetor velocidade na direção i
U	[m/s]	velocidade média em uma seção transversal do escoamento
U	variável	incerteza de medição expandida
U _H	[W/m ² .K]	coeficiente global de transferência de calor
v	[m ³ /kg]	volume específico

W_m	[W]	taxa de transporte de energia no escoamento (potência de fluxo do escoamento)
W_a	[W]	taxa de transporte de energia acústica (potência acústica)
x	[kg _v /kg]	fração mássica de vapor ou título
z	-	direção coordenada coincidente com o eixo geométrico do duto ou do tubo capilar
z	[m]	distância a partir da entrada do tubo capilar, na direção de seu eixo geométrico
Z	[kg/s.m ²]	impedância acústica específica

Alfabeto grego:

α	[m ³ _v /m ³]	fração volumétrica de vapor ou fração de vazio
α_H	[m ² /s]	difusividade térmica ($k_H/\rho.c_p$)
β	[-]	razão entre diâmetros interno e externo em um ânulo
γ	[-]	relação de calores específicos = c_p/c_v
	[-]	raio adimensional da bolha
ε	[-]	efetividade de troca de calor
ε_r	[m]	rugosidade superficial absoluta
η	[-]	eficiência acústica
θ	[-]	temperatura adimensional
κ	[-]	expoente de expansão politrópica
λ	[m]	comprimento de onda
μ	[Pa.s]	viscosidade dinâmica ou absoluta
	[kg/m.s]	
π	[-]	pressão adimensional
ν	[m ² /s]	viscosidade cinemática
ρ	[kg/m ³]	massa específica
σ	[N/m]	tensão interfacial líquido-vapor
τ	[Pa]	tensão de cisalhamento junto à parede do tubo
	[-]	tempo adimensional
ϕ		variável genérica, função espacial e temporal, ou função potencial de velocidade
χ	[m]	diâmetro de referência para a transferência de calor no lado da linha de sucção
ω	[rad/s]	frequência de oscilação

Sobre-índices:

$\bar{\phi}$

indica o valor médio de ϕ

Super-índices:

$()^*$

indica condição crítica

$()'$

indica perturbação oscilatória

Sub-índices:

$()_0$

condição de referência, ou
condição na entrada do primeiro volume de
integração

$()_a$

relativo ao ar ambiente

$()_B$

relativo à bolha

$()_{bif}$

condição bifásica

$()_c$

relativo ao tubo capilar
convectivo

$()_C$

relativo à fase contínua

$()_{ed}$

condensação ou relativo ao condensador

$()_{crit}$

condição crítica

$()_e$

externo

condição de equilíbrio ou estática

relativo à região de entrada do tubo capilar

condição no efluxo do jato

$()_{ev}$

evaporação ou relativo ao evaporador

$()_f$

ponto de fulgor (*flash point*)

$()_{fs}$

relativo ao filtro secador

$()_i$

interno

$()_G$

relativo a gás não-condensável

$()_H$

relativo a modelo térmico ou de troca de calor

$()_{in}$

ponto inicial (tubo capilar ou linha de sucção)

$()_j$

componente vetorial na direção coordenada j ,
ou relativo ao jato

$()_L$

fase líquida

$()_{LV}$

mudança de fase líquido-vapor

$()_m$

mistura de fases

$()_n$

condição natural

$()_o$

ponto final (tubo capilar ou linha de sucção)

$()_p$

condição de pico ou fundamental

() _{rms}	referente à partícula
() _s	valor <i>rms</i> (raiz da média quadrática)
() _s	linha de sucção; ou condição isentrópica
() _s	superfície da bolha; ou relativo à região final do tubo capilar
() _{sat}	condição de saturação
() _{tc}	relativo ao trocador de calor
() _v	fase vapor
() _z	referente à direção coordenada z (coincidente com o eixo geométrico do duto)

Grupos adimensionais:

Bo	$q/h_{LV}G$	número de ebulição: razão entre o fluxo de calor e o máximo fluxo necessário à completa vaporização
f	$8\tau/G^2v$	fator de atrito (Darcy): razão entre a tensão de cisalhamento junto à parede e quantidade de movimento global
Ja	$c_p\Delta T/h_{LV}$	número de Jakob: razão entre a quantidade de calor sensível e latente em um processo de mudança de fase líquido-vapor
K	$\Delta p/1/2\rho U^2$	coeficiente de perda de carga localizada: razão entre pressão estática e dinâmica
Ma	u/c	número de Mach: razão entre velocidade local do escoamento e velocidade local de propagação acústica
Nu	$h_H\chi/k_H$	número de Nusselt: razão entre taxa de transferência de calor por convecção e por condução
Re	$\rho VD/\mu$	número de Reynolds: razão entre forças de inércia e viscosas
Pr	$\mu c_p/k_H$	número de Prandtl: razão entre difusividade de quantidade de movimento (dinâmica) e difusividade térmica
St	fD/U	número de Strouhal: razão entre forças inerciais devido a oscilações no escoamento e forças inerciais devido a variações espaciais de velocidade
We	$\rho.u^2.D/\sigma$	número de Weber: razão entre forças inerciais e devidas à tensão interfacial

Operadores matemáticos:

\bar{x}	indica a média aritmética simples da grandeza x
$\overline{x^2}$	indica a média quadrática da grandeza x
δ_{ij}	operador delta de Kronecker
δx	indica intervalo de integração ou valor infinitesimal da grandeza x
∂x	indica derivada parcial da grandeza x
Δx	indica diferença entre dois valores da grandeza x
Σ	somatório

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	1
1.1	Apresentação do problema	1
1.1.1	Refrigeradores.....	2
1.1.2	Geração de excitação acústica em escoamentos.....	4
1.1.3	Comportamento vibro-acústico de refrigeradores.....	5
1.1.4	Revisão bibliográfica.....	8
1.2	Objetivos e Metodologia	19
1.3	Estrutura do trabalho	20
2	REVISÃO TEÓRICA	23
2.1	Escoamento no conjunto tubo capilar-trocador de calor	23
2.2	Padrões de escoamento bifásico no escoamento em tubo capilar	27
2.3	Escoamento metaestável e ondas de evaporação	32
2.4	Escoamento na entrada do tubo capilar	36
2.5	Transição tubo capilar-evaporador	40
2.5.1	Escoamento em jato.....	41
2.5.2	Geração de excitação acústica em jatos.....	44
2.5.3	Potência acústica global gerada no escoamento em jato.....	49
2.5.4	Conteúdo espectral da excitação acústica gerada no escoamento em jato.....	52
2.5.5	Jatos bifásicos.....	53
2.5.6	Padrão de escoamento bifásico na transição tubo capilar-evaporador.....	57
2.6	Comportamento dinâmico de bolhas	59
2.6.1	Equação de Rayleigh-Plesset.....	60
2.6.2	Comportamento da bolha no tubo capilar.....	62
2.6.3	Pressão acústica gerada por uma bolha.....	65
2.7	Propagação acústica em escoamentos bifásicos	67
3	ESTUDO EXPERIMENTAL	71
3.1	Descrição do aparato experimental	72
3.2	Procedimento de teste	73
3.3	Processamento de dados	74
3.4	Planejamento experimental	76
3.5	Resultados experimentais	79
3.5.1	Caracterização do escoamento no filtro secador e na entrada do tubo capilar.....	79
3.5.2	Análise do comportamento do ciclo de refrigeração.....	84

3.5.3	Análise do comportamento das variáveis acústicas	88
3.5.4	Síntese dos resultados	100
3.6	Conclusões	102
4	ANÁLISE DOS DADOS EXPERIMENTAIS	105
4.1	Modelos matemáticos de análise	105
4.1.1	Escoamento no tubo capilar com trocador de calor	105
4.1.2	Geração de excitação acústica no escoamento em jato na descarga do tubo capilar	118
4.1.3	Comportamento das bolhas de vapor no escoamento ao longo do tubo capilar	124
4.2	Síntese dos resultados analíticos	126
4.2.1	Análise do escoamento no tubo capilar.....	126
4.2.2	Análise da evolução temporal das principais variáveis.....	133
4.2.3	Análise da evolução das principais variáveis ao longo do tubo capilar	138
4.3	Geração acústica no jato de descarga do tubo capilar....	147
4.3.1	Modelo para a determinação da eficiência acústica.....	157
4.4	Geração acústica pelas bolhas de vapor.....	160
4.5	Modelo algébrico para a determinação da excitação acústica gerada pelo tubo capilar	164
5	ANÁLISE DAS EXCITAÇÕES ANÔMALAS	173
5.1	Excitação acústica tipo <i>screech</i>	173
5.1.1	Caracterização acústica da anomalia	174
5.1.2	Caracterização termo-fluidodinâmica da anomalia.....	180
5.1.3	Conclusões	189
5.2	Excitação acústica tipo explosão (<i>burst</i>).....	194
5.2.1	Caracterização acústica da anomalia	194
5.2.2	Caracterização termo-fluidodinâmica da anomalia.....	199
5.2.3	Conclusões	206
6	ANÁLISE DO DESEMPENHO ACÚSTICO DE TUBOS CAPILARES DIABÁTICOS	207
6.1	Análise computacional.....	207
6.1.1	Influência das condições de operação.....	208
6.1.2	Influência da geometria do conjunto tubo capilar/TCLS	213
6.1.3	Síntese.....	224
6.2	Redução do ruído de expansão em refrigeradores.....	227

7	CONCLUSÕES	233
7.1	Conclusões.....	233
7.2	Sugestões para trabalhos futuros.....	235
	REFERÊNCIAS	239
	APÊNDICE A	257
	APÊNDICE B	283
	APÊNDICE C	289
	APÊNDICE D	305
	APÊNDICE E	309

1 INTRODUÇÃO

1.1 Apresentação do problema

O som é um fenômeno onipresente no ambiente humano. O organismo humano é capaz de captar informações do ambiente que o cerca, mediante funções específicas do sistema nervoso, o que possibilita a construção, na mente humana, do conhecimento. A percepção do fenômeno físico do som constitui-se num dos mais importantes dos sentidos humanos. Além disso, constitui-se na principal forma de comunicação entre os seres humanos.

O som é uma manifestação das ondas mecânicas, fenômeno relacionado a deformações volumétricas em um meio material. A elasticidade do meio faz com que as moléculas reajam à deformação, tendendo a voltar a seu estado original, gerando um movimento oscilatório. A onda mecânica consiste no deslocamento desta perturbação através do meio. Se o meio se encontra no estado sólido, a propagação da perturbação é chamada de onda estrutural, e se o meio material é um fluido, a perturbação é uma onda fluídica. Quando o meio de propagação é o ar, tem-se as ondas sonoras (MORSE; INGARD, 1968).

O fenômeno sonoro envolve 4 aspectos essenciais: /i/ uma causa (um fenômeno físico); /ii/ um mecanismo gerador (processo mediante o qual o fenômeno físico é capaz de provocar o deslocamento de partículas do ar atmosférico); /iii/ propagação; /iv/ recepção. Então, por exemplo, quando uma superfície sólida, em contato com o ar atmosférico, vibra, provoca o deslocamento da camada de ar que se encontra próxima à superfície. Esta perturbação se propaga para o ar adjacente em todas as direções, sendo captadas pelo sistema auditivo humano.

Quantitativamente, o som é caracterizado pelo seu nível de energia ou intensidade. Mas há também um aspecto qualitativo envolvido na percepção sonora: existem sons agradáveis à sensibilidade humana, enquanto outros são desagradáveis; estes são qualificados como ruído. Assim, ruído é qualquer som desagradável, indesejado ou inoportuno, independentemente de sua intensidade. Trata-se de um atributo basicamente qualitativo, não quantitativo.

Entretanto, o aspecto quantitativo também é importante. A exposição a níveis excessivos de energia sonora, tanto instantânea quanto cumulativamente, pode produzir danos biomecânicos ao sistema auditivo, temporários ou permanentes, comprometendo a eficácia da audição,

com notórios efeitos deletérios sobre a qualidade de vida de um ser humano.

Mas, além disto, e atuando de forma mais furtiva, a exposição prolongada ou rotineira a níveis relativamente elevados de intensidade sonora pode provocar alterações no funcionamento do organismo. Estas alterações provocam distúrbios do sono, redução da capacidade de concentração e memorização, entre outros, prejudicando assim o desempenho tanto de tarefas manuais quanto intelectuais, e podendo induzir um quadro generalizado de fadiga, o que pode levar, em última análise, a desequilíbrios graves no funcionamento fisiológico.

No ambiente urbano moderno, é notório o aumento do ruído presente, fenômeno identificado pelo nome de poluição sonora (considerada hoje a terceira maior fonte de poluição em importância, atrás da poluição atmosférica e da água). Em função dos efeitos adversos da exposição ao ruído sobre a saúde humana, há uma crescente preocupação quanto ao controle e mitigação destes efeitos.

O ruído produzido por equipamentos de uso doméstico é também uma fonte de poluição sonora (HUANG; LAI, 2005), que é agravada pelo aumento da densidade populacional nos ambientes urbanos e a redução dos espaços habitacionais.

Os refrigeradores domésticos constituem-se em um dos principais eletrodomésticos utilizados pelo ser humano. O fato de ser instalado predominantemente no interior de ambientes residenciais, que muitas vezes proporcionam boas condições de propagação acústica (JEON; YOU; CHANG, 2007), permanecendo em funcionamento 24 h/dia, faz com que sua emissão acústica seja um fator que merece atenção, pois níveis elevados de ruído ou ruídos anômalos podem causar incômodo ao usuário.

Além disto, o usuário pode associar ruídos elevados e anômalos a mau funcionamento do produto ou defeitos de fabricação, gerando reclamações aos serviços de apoio pós-venda, devoluções e substituição de produtos, do que resulta aumento dos custos de assistência técnica, além de um inerente desgaste para a imagem da marca/fabricante.

Estes fatos apontam para a necessidade de previsão e controle da emissão acústica de refrigeradores.

1.1.1 Refrigeradores

Refrigeradores e congeladores (*freezers*) estão entre os mais importantes eletrodomésticos. Um refrigerador doméstico é constituído por um gabinete termicamente isolado e por um sistema de refrigeração

acoplado (Figura 1.1). Tipicamente, o gabinete é construído externamente com chapas de aço laminado, com uma caixa interna moldada em plástico resistente (poliestireno de alto impacto). O espaço entre as chapas externas e a caixa interna é preenchido com espuma rígida de poliuretano (PU) expandido.

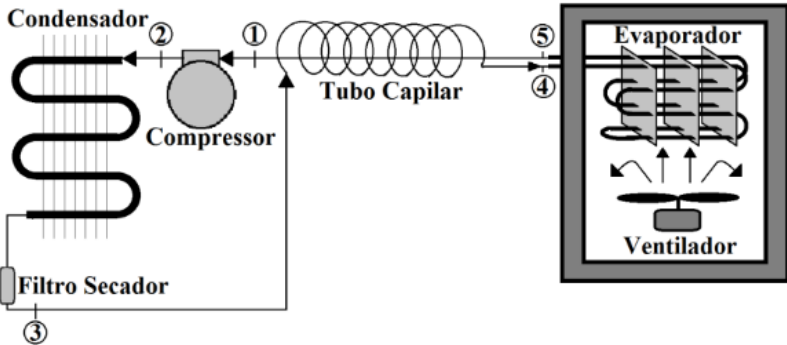


Figura 1.1 – Representação esquemática do refrigerador e seu sistema de refrigeração (CAETANO, 2013)

O mercado oferece uma ampla gama de produtos, que diferem entre si basicamente pela configuração de gabinete e capacidade de resfriamento. Uma configuração bastante comum compreende um gabinete com dois compartimentos separados (Figura A.1): um compartimento maior, onde a temperatura é mantida acima de 0°C , e um compartimento menor (congelador), mantido a temperaturas inferiores a -18°C . O congelador pode ser montado sobre, ao lado, ou sob o compartimento resfriador.

Esta configuração de compartimentos separados demandaria a utilização de dois evaporadores, devido às distintas temperaturas dos compartimentos. Uma solução alternativa consiste no emprego de um único evaporador situado dentro do compartimento congelador, e um sistema de dutos internos, dotado de ventilador, que conduz o ar do compartimento resfriador até o evaporador e de volta.

O dispositivo de expansão mais comum em refrigeradores é o tubo capilar. Devido ao seu reduzido diâmetro interno, provoca uma forte restrição à passagem do fluido entre o condensador e o evaporador, o que contrabalança a ação do compressor e possibilita o estabelecimento das pressões adequadas. Quase sempre, é empregado o arranjo físico indicado na Figura 1.1, onde a linha de sucção é colocada em contato físico direto com o tubo capilar, formando um trocador de calor em

contracorrente que é conhecido como trocador de calor tubo capilar-linha de sucção (TCLS), ou trocador de calor interno. A principal razão para o emprego desta configuração é o aumento do coeficiente de desempenho (COP) do ciclo de refrigeração, consequência da redução da entalpia e aumento da fração mássica de líquido de fluido refrigerante alimentado ao evaporador (GOSNEY, 1982). Com o contato do tubo capilar com a linha de sucção, que transporta fluido à pressão de evaporação (e por isso encontra-se a baixa temperatura), ocorre transferência de calor do escoamento no tubo capilar para o escoamento na linha de sucção e, desta forma, o fluido no tubo capilar é resfriado, fazendo com que a entalpia ao final do processo de expansão seja reduzida. Desta forma, a fração mássica de vapor ao final do processo de expansão é menor, ou seja, uma maior quantidade de fluido refrigerante no estado líquido chega ao evaporador.

1.1.2 Geração de excitação acústica em escoamentos

O escoamento de um fluido, por natureza, é capaz de gerar oscilações de pressão que se caracterizam como ondas acústicas (LIGHTHILL, 1952, 1954; PROUDMAN, 1952; REETHOFF, 1978).

Estas oscilações de pressão são especialmente notáveis no escoamento turbulento. Os mecanismos físicos característicos da turbulência (flutuações de velocidade, pressão e densidade, formação de turbilhões) dissipam energia pela ação das forças viscosas (gerando energia térmica), e como energia acústica (o trabalho mecânico resultante do deslocamento das moléculas). A excitação acústica gerada pela turbulência propaga-se através do próprio fluido. Quando esta excitação atinge superfícies sólidas, induz um movimento oscilatório nestas estruturas, que por sua vez se propagam através do meio sólido na forma de ondas estruturais (ondas de tensão, mensuráveis como vibrações).

Em escoamentos bifásicos líquido-vapor, outros mecanismos físicos são capazes de gerar excitações acústicas (VAN WIJNGAARDEN, 1972; VAN DIJK, 2005; DEVAUD et al., 2008). Basicamente, estão relacionados às oscilações das interfaces que delimitam as fases. Por exemplo, bolhas de vapor ou gotas de líquido oscilam volumetricamente devido às próprias oscilações do escoamento, à interação com as estruturas típicas da turbulência (turbilhões), e em função de mudança de fase. Padrões de escoamento bifásico também alteram significativamente a propagação das excitações acústicas (VAN DIJK, 2005), como consequência da descontinuidade do meio.

Válvulas de estrangulamento e outros dispositivos de controle de escoamento constituem-se em uma fonte significativa de ruído em ambientes industriais (BAUMANN, 1970, 1984, 1987; REETHOFF, 1978; REETHOFF E WARD, 1986). O propósito destes dispositivos é o de restringir o escoamento, reduzindo sua pressão principalmente mediante dissipação viscosa. Esta é obtida provocando-se uma forte aceleração do escoamento, fazendo-o passar por aberturas de reduzidas dimensões (orifícios, obturadores, etc.), o que gera elevados níveis de turbulência e, em geral, produz um escoamento em jato na saída. A aceleração do escoamento pode inclusive levá-lo a atingir condição crítica (HODGE; KOENIG, 1995), o que pode provocar a ocorrência de choques, que são também fenômenos altamente dissipativos.

O processo de expansão em escoamentos monofásicos gasosos é relativamente bem conhecido. Quando o escoamento envolve um líquido volátil, próximo à sua condição de saturação líquido-vapor (como no sistema de refrigeração), o processo é mais complexo, uma vez que o fluido sofre vaporização em decorrência da queda de pressão. A vaporização provoca rápido aumento da velocidade do escoamento, atingindo mais rapidamente a condição crítica (WALLIS, 1980).

1.1.3 Comportamento vibro-acústico de refrigeradores

Qualquer som produzido por um refrigerador é gerado por vibrações em superfícies que estejam em contato direto com o ar ambiente. Particularmente importante neste processo é o gabinete, formado externamente por placas metálicas planas e delgadas, estruturas que se caracterizam como excelentes irradiadores acústicos (MORSE; INGARD, 1968; PIERCE, 1981).

As fontes de excitação acústica em um refrigerador podem ser divididas em 3 grupos: (i) movimentos oscilatórios inerentes às partes móveis (compressor e ventilador); (ii) circulação do ar no interior do gabinete, e através de trocadores de calor e dutos; (iii) circulação do fluido refrigerante ao longo do sistema de refrigeração. Além destes, ruídos esporádicos podem ocorrer por uma variedade de razões: a dilatação térmica de placas e painéis do gabinete, o movimento de água através das válvulas e tubulações do sistema automático de produção de água gelada ou gelo, ou através do dreno para a água formada a partir do degelo da serpentina do evaporador, entre outros. Então, do ponto de vista vibro-acústico, o refrigerador mostra-se como um sistema relativamente complexo.

Compressor e ventilador são os componentes ativos do sistema, originando excitação vibratória e, ao produzir o movimento dos fluidos, são em última análise os responsáveis por toda a geração acústica. O compressor é a principal fonte de ruído e vibração. A carcaça do compressor fica exposta e irradia diretamente para o ambiente. Estando ligado ao sistema de refrigeração através das tubulações de sucção e descarga, e à estrutura do gabinete através da placa-base, a vibração inerente ao compressor é facilmente transmitida para toda a estrutura do refrigerador (CARVALHO, 2008). Além disso, o compressor gera pulsações no escoamento do fluido refrigerante nos tubos de sucção e de descarga, e estas pulsações transmitem-se através do próprio escoamento, e para as tubulações (FARSTAD; SING, 1990; CARVALHO, 2008; HENSE, 2015). O ventilador é fixado à estrutura do gabinete, e a vibração inerente ao seu funcionamento também é facilmente transmitida. Além disso, as pás do ventilador produzem forte turbulência.

Os fluidos (o ar dentro dos dutos e do gabinete, e o fluido refrigerante dentro do sistema de refrigeração), ao se movimentarem, geram oscilações de pressão. A Figura 1.2 sintetiza o processo de geração de ruído audível em um refrigerador, a partir do escoamento do fluido refrigerante. As oscilações de pressão geradas no escoamento atuam sobre as superfícies internas das tubulações, transmitindo energia que se manifesta na forma de vibrações estruturais. Estas vibrações se propagam ao longo da tubulação e, através dos pontos de fixação, são transmitidas ao gabinete, que irradia esta energia na forma de ondas sonoras.

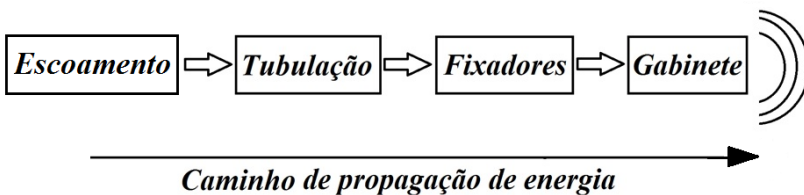


Figura 1.2 – Propagação da energia acústica em um refrigerador

Assim, pode-se afirmar que o fenômeno do ruído gerado pelo escoamento do fluido refrigerante consiste na inter-relação entre dois conjuntos distintos de fenômenos:

/a/ o fenômeno fluido-acústico, compreendendo os mecanismos físicos relacionados à geração e propagação de excitações acústicas no flui-

do refrigerante, e como estes são influenciados pelas condições termodinâmicas e de escoamento deste fluido;

/b/ o fenômeno vibro-acústico, compreendendo os mecanismos físicos relacionados à transmissão das excitações presentes no escoamento para as tubulações, e a transmissão da energia vibratória através dos componentes estruturais do refrigerador, vindo a gerar o ruído ambiente.

Desta forma, faz-se evidente que cada diferente desenho de refrigerador irá apresentar diferentes caminhos de transmissão de energia vibratória e, conseqüentemente, uma eficiência de radiação sonora particular, levando a diferentes intensidades e espectros de energia sonora emitida (mesmo que as excitações sejam equivalentes). A literatura confirma esta conclusão, ao fazer referência a diferentes “tipos” ou “qualidades” de ruído.

Além disso, como o funcionamento do ciclo termodinâmico de refrigeração em um refrigerador não apresenta um regime permanente de operação, as condições do escoamento do fluido refrigerante estão em constante mutação e, por conseqüência, também as características da excitação acústica gerada. Em função disto, o ruído produzido se apresenta com caráter não-estacionário, irregular e não-uniforme ao longo do tempo, manifestando-se em uma faixa de frequências mais ampla.

A análise da bibliografia disponível (detalhada na próxima Seção) indica que, em refrigeradores, o processo de expansão também tem influência significativa. O chamado **ruído de expansão** designa os ruídos associados ao escoamento do fluido refrigerante através do dispositivo de expansão em um sistema de refrigeração.

Em um refrigerador, o dispositivo de expansão é o tubo capilar. O funcionamento deste é também notório por seu potencial de gerar ruídos anômalos, que se caracterizam por serem esporádicos, intermitentes e não-uniformes, e geralmente de intensidade elevada. Ruídos com estas características causam maior desconforto ao usuário, quando comparadas ao ruído produzido pelo compressor e ventilador.

Desta forma, a compreensão das causas e mecanismos associados a esta fonte de ruído é fundamental para a otimização do projeto de refrigeradores domésticos.

1.1.4 Revisão bibliográfica

Nesta seção, são apresentados e discutidos alguns trabalhos disponíveis na literatura que abordaram o tema do ruído produzido pelo processo de expansão.

No contexto deste trabalho, o termo ruído referir-se-á sempre às ondas mecânicas de transmissão aérea. As ondas mecânicas presentes no fluido refrigerante serão referenciadas como excitação acústica ou pressão acústica, de forma a evitar confusão com o termo ruído. Ondas estruturais serão referidas como vibrações.

Singh et al. (1999) publicaram um estudo abrangente sobre a questão do ruído de expansão em sistemas de refrigeração. Utilizando um aparato experimental especificamente projetado, operando com fluido refrigerante R-134a, os autores testaram diversos modelos de dispositivos de expansão (tubo capilar, tubo de orifício, válvula de expansão termostática, e válvula de expansão eletrônica), em condições de operação típicas de sistemas de refrigeração. O escoamento do fluido refrigerante, após passar pelo dispositivo de expansão, era descarregado em um tubo horizontal, onde as oscilações de pressão internas (isto é, as ondas acústicas presentes no escoamento) eram medidas junto à parede interna do tubo, com um sensor de pressão acústica (construção idêntica a um microfone). Acelerações na superfície externa deste tubo também foram medidas.

Foram testados tubos de orifício com diâmetros nominais entre 1,22 mm e 1,71 mm, e comprimento de 38,4 mm, e tubos capilares com diâmetros nominais de 1,626 mm e 1,91 mm, e comprimentos variando entre 0,8128 m e 3,2258 m. Para comparação, também foram testadas válvulas termostática e eletrônica.

Os resultados experimentais levaram os autores a concluir que: /i/ para um determinado dispositivo de expansão, a pressão acústica gerada pelo escoamento aparenta ser função direta primária da vazão mássica através do dispositivo, da diferença de pressão entre entrada e saída, e da fração mássica do escoamento na descarga; /ii/ quando o escoamento na descarga do dispositivo de expansão encontra-se na condição de vapor superaquecido, o espectro é tipicamente de ruído branco na faixa de frequência audível (20 Hz a 20 kHz); /iii/ a redução da fração mássica do escoamento na descarga do dispositivo de expansão provoca redução dos níveis de pressão acústica, notadamente nas frequências mais altas, adquirindo a característica de ruído rosa na faixa de frequência audível; /iv/ telas metálicas de malha relativamente fina posicionadas na saída dos tubos de orifício reduziram significativamente os níveis de pressão

acústica em todas as condições de operação; /v/ as paredes da tubulação à jusante do dispositivo de expansão atuam como um filtro passa-banda, transmitindo energia vibratória para o lado externo da tubulação (na forma de aceleração) apenas em certas frequências.

Espectros do nível de pressão acústica no escoamento gerados por tubos de orifício são exemplificados na Figura 1.3. Observa-se que, com valores reduzidos de fração mássica na descarga do tubo de orifício, os maiores níveis de pressão acústica se concentram nas frequências mais baixas, e reduzem-se com o aumento da frequência. O aumento da fração mássica provoca uma elevação dos níveis em todo o espectro, mas este aumento é maior nas frequências mais altas. Quando o escoamento na saída consiste em vapor puro, o espectro mostra-se aproximadamente uniforme em toda a faixa de frequência, característica do chamado ruído “branco”, com níveis bastante elevados, e um pequeno pico local em torno de 400 Hz. Estas características são bastante semelhantes às características observados em jatos supersônicos de ar (POWELL, 1953a, 1953b, 1959; FISHER; LUSH; HARPER-BOURNE, 1973).

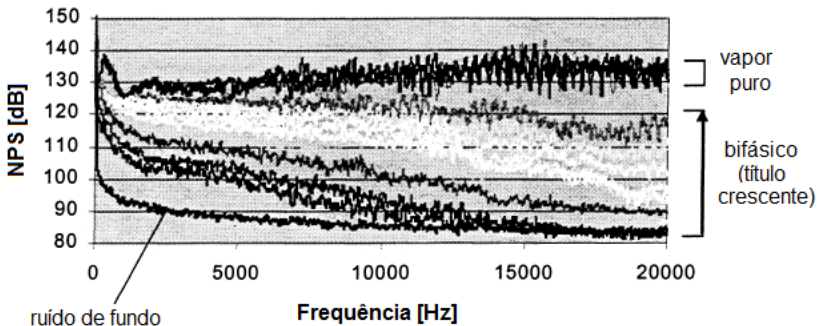


Figura 1.3 – Espectros de nível de pressão acústica para tubos de orifício (SINGH et al. 1999)

Na comparação entre os dispositivos, observou-se que, para condições à montante e à jusante idênticas, tubos capilares apresentam níveis de pressão acústica menores do que os tubos de orifício. Os autores postulam que esta diferença se deva à maior perda de carga proporcionada pelo maior comprimento do tubo capilar; ou seja, no tubo de orifício o escoamento é descarregado a uma pressão bem maior, fazendo com que a maior parte da dissipação de energia se dê no escoamento em jato formado na descarga. A válvula termostática apresentou valores de pressão acústica equivalentes ou superiores aos dos tubos de orifício. O espectro do nível de pressão acústica gerado pela válvula mostrou-se

bem diferente em relação aos tubos, apresentando um padrão bem mais irregular. A válvula eletrônica, por sua vez, mostrou-se, na maioria das situações, menos ruidosa do que o tubo de orifício, e também do que a válvula termostática. Infelizmente, os autores não apresentam maiores detalhes quanto a este dispositivo de expansão.

Para o tubo capilar, foram realizados ensaios com a instalação de uma seção cônica posicionada na descarga do tubo, de forma a proporcionar uma transição suave entre o tubo capilar e a tubulação da seção de testes. Foram testadas duas geometrias diferentes, com diferentes ângulos de abertura da seção cônica, comparando-as à configuração padrão, onde a ponta do tubo capilar era inserida diretamente no interior da tubulação da seção à jusante, configurando-se numa expansão abrupta (Figura 2.13a). O cone de 10° de abertura produziu uma redução no nível global de pressão acústica em todas as condições de operação. Já o cone de 5° de abertura aumentou o nível de pressão nas baixas frequências, o que evidencia a complexidade do escoamento. A instalação dos cones logrou reduzir os níveis de aceleração na parede da seção de testes, em consonância com a redução dos níveis de pressão acústica. Os autores concluem que a geometria cônica claramente altera os mecanismos de geração de ruído, mas não desenvolvem esta análise.

Para analisar a geração de ruído pelos dispositivos de expansão, os autores utilizam o modelo de predição de ruído aerodinâmico em válvulas estabelecido pela norma técnica ANSI/ISA-75.17-1989. O modelo é baseado em escoamento isentrópico de gás ideal, e em um fator de eficiência acústica (proporcionalidade da conversão da energia mecânica do escoamento em energia acústica – ver Seção 2.5.3) determinado experimentalmente.

O modelo demonstrou boa concordância com os dados experimentais para tubos de orifício, quando a condição do escoamento à saída consistia em vapor superaquecido puro, visto ser a situação física mais próxima da condição de gás ideal adotado pela norma. Além disso, os autores afirmam que os tubos de orifício, por serem curtos, podem ser considerados isentrópicos. Por outro lado, os resultados do modelo superestimaram os dados experimentais para tubos capilares na mesma condição de operação (vapor superaquecido à saída), visto que o escoamento através do tubo capilar apresenta elevada dissipação viscosa, o que o afasta muito das condições do modelo teórico (escoamento isentrópico de gás ideal). Os autores, então, substituíram, no modelo, a pressão de entrada no capilar por um valor de pressão reduzido, corrigido de acordo com um modelo para escoamento de Fanno, para uma posição à montante do plano de saída do tubo situada a uma distância

equivalente a $1/85$ do comprimento do tubo. Com esta modificação, a concordância entre os resultados experimentais e do modelo melhorou consideravelmente, confirmando a hipótese do efeito da dissipação viscosa característica dos tubos capilares.

Por fim, os autores demonstram que o modelo teórico da norma mostra-se inadequado em relação aos dados experimentais onde o escoamento na saída do dispositivo de expansão encontrava-se em condição bifásica. Em função destas inadequações, o modelo foi bastante modificado pelos autores (SINGH et al., 2000a, 2000b; RODARTE et al., 2000). Foram incluídos os efeitos da dissipação viscosa e da condição de escoamento bifásico do fluido refrigerante no processo de expansão. Além disso, também foram considerados os efeitos da condição bifásica do fluido sobre a velocidade de propagação e a atenuação da energia acústica na tubulação após a descarga do dispositivo de expansão. As modificações permitiram ao modelo de geração de ruído apresentar uma melhor concordância com os dados experimentais obtidos. Os autores concluem pela validade do método da norma ANSI/ISA-75.17-1989, se devidamente modificado. Concluem também que o fator de eficiência acústica, principal parâmetro empírico introduzido no método, demonstra ser válido tanto para escoamento monofásico quanto bifásico, a considerar a boa concordância do modelo com seus dados experimentais, chamando atenção ao fato de seu trabalho ser o primeiro a analisar esta validade para escoamentos bifásicos.

McLevige e Miller (2001) e, na sequência, McLevige, Muka e Miller (2003) estudaram o fenômeno da explosão acústica (*acoustic burst*) em refrigeradores. O fenômeno é descrito como sendo um ruído similar a um estouro ou estalo (*popping noise*), que ocorre logo após o início do ciclo de funcionamento do compressor.

Um refrigerador doméstico que apresentava o fenômeno foi instrumentado, de forma a permitir a identificação das condições de operação sob as quais o fenômeno ocorre. Foram medidas temperaturas em diversos pontos do circuito de refrigeração, e as pressões do fluido refrigerante no filtro secador e na saída do evaporador (linha de sucção). Um acelerômetro foi instalado na entrada do evaporador. O tubo capilar utilizado apresentava diâmetro interno de 0,091cm, enquanto que a linha de sucção (formando o trocador de calor com o tubo capilar) apresentava seção transversal 48 vezes maior do que a do tubo capilar.

As medições realizadas permitiram constatar que, quando o compressor está desligado, o filtro secador encontrava-se preenchido com vapor. Com a partida do compressor, a pressão no filtro secador começa a aumentar, e líquido e vapor começam a chegar ao filtro secador. A

partir de um determinado momento, apenas líquido provém do condensador, ficando a entrada do tubo capilar coberta com líquido. Com a utilização de um filtro secador de vidro, foi observada a formação de um vórtice, quando o nível de líquido do filtro secador aproxima-se da posição em que encontra a ponta do tubo capilar. No refrigerador testado, o fenômeno da explosão acústica ocorreu apenas quando houve a formação do vórtice (levando à ingestão de bolhas de vapor), e quando a temperatura da linha de sucção caía.

Desta forma, no entendimento dos autores, estas condições sugerem a ocorrência do fenômeno chamado choque induzido por condensação (*condensation induced shock* - CIS). Este fenômeno ocorre quando uma bolha de vapor encontra-se imersa em líquido à temperatura de saturação, e, subitamente, o líquido é resfriado a uma temperatura significativamente abaixo da temperatura de saturação (ZWICK; PLESSET, 1955; FLORSCHUETZ; CHAO, 1965; WITTKE; CHAO, 1967). A bolha de vapor sofre uma contração súbita (colapsa), do que resulta uma onda de pressão no meio líquido.

De forma a determinar a relação entre a temperatura na linha de sucção e o fenômeno da explosão acústica, um terceiro tubo de cobre foi colado à linha de sucção, por onde água a 22°C podia ser circulada. Quando a linha de sucção foi aquecida, a explosão acústica não ocorreu.

De forma a determinar a influência da formação do vórtice na entrada do capilar, a orientação do filtro secador foi alterada da posição vertical original para uma posição horizontal. A mudança de orientação não alterou os perfis de temperatura observados e, mesmo assim, o fenômeno não ocorreu. Os autores concluem que a mudança de orientação para a posição horizontal provavelmente impediu a formação de vórtice na entrada do tubo capilar.

O fenômeno do choque induzido por condensação é governado por uma série de propriedades do fluido e do escoamento, notadamente a velocidade de colapso da bolha. Esta está, obviamente, relacionada à intensidade da transferência de calor entre a bolha e o líquido. O principal parâmetro a governar este processo físico é o número de Jakob (FLORSCHUETZ; CHAO, 1965; WITTKE; CHAO, 1967), que indica a razão entre a taxa com que a energia térmica deixa a bolha de vapor e a taxa de remoção de calor necessária para provocar a condensação completa da bolha. O aumento do número de Jakob corresponde ao aumento da taxa de condensação. Um número de Jakob superior à unidade corresponde ao caso onde calor é removido da bolha a uma taxa superior à taxa que precisaria ser rejeitada para a condensação da bolha, podendo, então, levar ao colapso da bolha.

Os autores investigaram a magnitude do número de Jakob no escoamento no interior do tubo capilar. Os resultados experimentais demonstraram, de maneira inequívoca, que a intensidade da explosão acústica aumenta com o aumento do valor máximo do número de Jakob. O fenômeno somente começa a ser observado quando o número de Jakob atinge valores próximos à unidade. O aumento da temperatura na linha de sucção proporciona uma redução do número de Jakob e, consequentemente, a redução ou mesmo a eliminação do fenômeno. A presença de óleo no escoamento não demonstrou influência sobre o fenômeno.

Han et al. (2009, 2010) realizaram um estudo analítico e experimental buscando identificar as causas do ruído induzido pelo escoamento do fluido refrigerante em refrigeradores. O estudo demonstrou que o ruído ocorre notadamente quando o escoamento é bifásico, sendo mais significativo na seção de tubulação compreendida entre a saída do tubo capilar e a entrada do evaporador. Os autores estudaram então a correlação entre os padrões de escoamento bifásico e o ruído medido externamente à tubulação, e concluíram que os padrões intermitentes (*plug* e *churn*) são mais propícios à geração de ruído, ao passo que os padrões menos irregulares (em bolhas, anular, e estratificado) devem apresentar menor nível de geração de ruído. Concluem que padrões de escoamento bifásico intermitentes devem ser evitados no circuito de refrigeração, principalmente na seção de transição entre o tubo capilar e o evaporador, onde o ruído mostrou-se mais intenso. Trechos verticais de tubulação com escoamento bifásico também devem ser evitados.

Han, Jeong e Kim (2011) deram continuidade ao estudo anterior, focando no entendimento do ruído gerado por bolhas em um tubo. O arranjo experimental permitia a visualização do escoamento, e bolhas de vapor eram forçadas a passar por um pequeno orifício, de forma que adquiriam uma oscilação. Os resultados experimentais demonstram uma correspondência notável entre a vibração na estrutura e o ruído gerado. As frequências associadas às oscilações das bolhas apresentam-se principalmente nas faixas em torno de 3 a 4 kHz, aumentando consideravelmente a intensidade quando o escoamento é do tipo agitado (*churn*). As frequências captadas quando as bolhas são aproximadamente esféricas coincidem com a previsão teórica (bolha de Minnaert; DEVAUD et al., 2008). Entretanto, quando as bolhas assumem um formato alongado, as frequências mostraram-se bem mais baixas, na faixa de 100 a 400 Hz, e os autores apresentam uma correlação modificada para o cálculo da frequência natural.

Hartmann e Melo (2013, 2014) realizaram ensaios com um refrigerador que utilizava como dispositivo de expansão um tubo capilar

dotado de trocador de calor com a linha de sucção, que apresentava um ruído do tipo estalo (*popping noise*). O ruído ambiental foi medido em uma câmara semi-anecóica, e os estalos foram claramente detectados, verificando-se que o ruído cobre uma larga faixa de frequências audíveis, alcançando níveis de intensidade relativamente altos. No refrigerador testado, o ruído iniciava-se em torno de 30 s após a partida do compressor, e perdurava por 30 a 40 s. Foram realizadas medições de temperaturas em diversos pontos do circuito de refrigeração, em vários níveis de pressão absoluta na entrada do filtro secador e na entrada do evaporador (após a descarga do tubo capilar). Um acelerômetro foi instalado no revestimento interno do refrigerador próximo à região do trocador de calor interno, constatando-se que o ruído de estalo resultava da transmissão da vibração do trocador de calor para este revestimento. Um visor de vidro de formato cilíndrico, com volume idêntico ao do filtro secador original, foi empregado para a visualização do escoamento na entrada do tubo capilar.

Todos os fenômenos identificados por McLevige e Miller (2001) e McLevige, Muka e Miller (2003) foram também observados. Foi confirmado que o ruído é causado pela presença de bolhas de vapor no tubo capilar e pelo resfriamento provocado pelo trocador de calor, após a partida do compressor. Observou-se, no período de ocorrência do ruído, uma grande diferença entre a temperatura da linha de sucção e na entrada do tubo capilar, indicando elevada taxa de resfriamento do escoamento no tubo capilar no trocador de calor, condição propícia para a ocorrência de choque induzido por condensação. Os dados de aceleração mostram picos de elevada intensidade, típicos do fenômeno.

Os autores procuraram, então, avaliar soluções para prevenir o fenômeno. Diversas alternativas foram testadas e, embora algumas tenham eliminado o ruído, comprometeram a eficiência energética do produto, ou não eram passíveis de serem universalmente aplicadas. A alternativa que proporcionou o melhor resultado envolveu a instalação de um trocador de calor adicional entre a linha de sucção e a linha de líquido, à montante do filtro secador, que proporcionou um aumento da quantidade de refrigerante líquido que chegava ao filtro secador. Os resultados mostraram que a temperatura na entrada do tubo capilar foi reduzida, ao passo que a vazão mássica do compressor não foi afetada pelo trocador de calor adicional. A taxa de resfriamento no trocador de calor tubo capilar-linha de sucção foi menor, reduzindo a possibilidade de ocorrência do ruído. A visualização do escoamento no filtro secador permitiu constatar que o nível de líquido aumenta mais rapidamente, conforme esperado, e a ingestão de bolhas somente ocorre quando a

temperatura da linha de sucção já não é tão baixa para produzir o choque induzido por condensação. Quando a linha de sucção atingiu o valor mínimo de temperatura, o nível de líquido encontrava-se bem acima da entrada do capilar, não ocorrendo ingestão de bolhas. Os dados experimentais de vibração demonstraram a total eliminação dos estalos no início do ciclo de operação.

Um teste de consumo de energia padronizado foi realizado, tendo o refrigerador com o trocador de calor adicional apresentado consumo apenas 0,5% superior ao refrigerador original, sendo esta diferença da ordem de magnitude da incerteza experimental. Assim, os autores concluem que esta alternativa se mostra a mais promissora, por ter eliminado completamente a ocorrência dos estalos e, adicionalmente, não ter alterado o consumo de energia do refrigerador. Uma contribuição importante destes autores foi demonstrar que a análise do fenômeno acústico não pode ser apartada da análise termodinâmica.

Caetano (2013) desenvolveu um estudo sobre a contribuição da excitação acústica gerada pelo processo de expansão para o ruído global do refrigerador. A potência sonora de um refrigerador modelo *frost-free*, de dois compartimentos (semelhante ao da Figura A.1), foi medida de acordo com a norma NBR 13910-2-1 (ABNT, 1997), em câmara reverberante. De forma a isolar a fonte (o processo de expansão), sem alterar o funcionamento do refrigerador e do sistema de refrigeração, foi elaborado um arranjo experimental no qual, no refrigerador a ser medido, posicionado no interior da câmara reverberante, o escoamento do fluido refrigerante na saída do evaporador era desviado para um segundo refrigerador, idêntico ao primeiro, posicionado no exterior da câmara. Neste refrigerador externo era realizado o processo de compressão e condensação, e o escoamento era reconduzido ao primeiro refrigerador, e conectado à linha de líquido. Desta forma, no refrigerador a ser medido eliminavam-se as fontes de ruído associadas à compressão e à condensação, e a potência sonora medida era decorrente apenas dos processos de expansão, de evaporação, e do sistema de ventilação. Além disso, o ventilador podia ser momentaneamente desligado, permitindo eliminar as fontes associadas ao ventilador e ao escoamento forçado do ar, isolando-se as fontes relacionadas aos processos de expansão e evaporação.

A Figura 1.4 apresenta a comparação dos espectros de potência sonora para cada configuração. Nota-se a predominância do processo de expansão na banda de frequência de 315 Hz, e secundariamente nas bandas de 250 Hz e entre 400 e 800 Hz. Evidencia-se ainda a grande contribuição do sistema de ventilação em frequências abaixo de 315 Hz, notadamente, nas bandas de 125 a 200 Hz. Além disso, confirma-se a

contribuição do compressor, que passa a dominar nas bandas de frequência acima de 400 Hz.

Assumindo como principal fonte associada ao processo de expansão a excitação acústica gerada pelo jato na descarga do tubo capilar, e sendo este descarregado diretamente na entrada do evaporador, o estudo focou na análise da transmissão desta excitação através do evaporador, desenvolvendo um modelo computacional vibro-acústico de um evaporador, considerando o fluido refrigerante no interior da tubulação. A estrutura do evaporador foi modelada pelo método dos Elementos Finitos e validada experimentalmente. O fluido refrigerante no interior do evaporador foi modelado analiticamente, em diferentes condições de mistura das fases líquida e gasosa. Um modelo acoplado fluido-estrutura foi então desenvolvido.

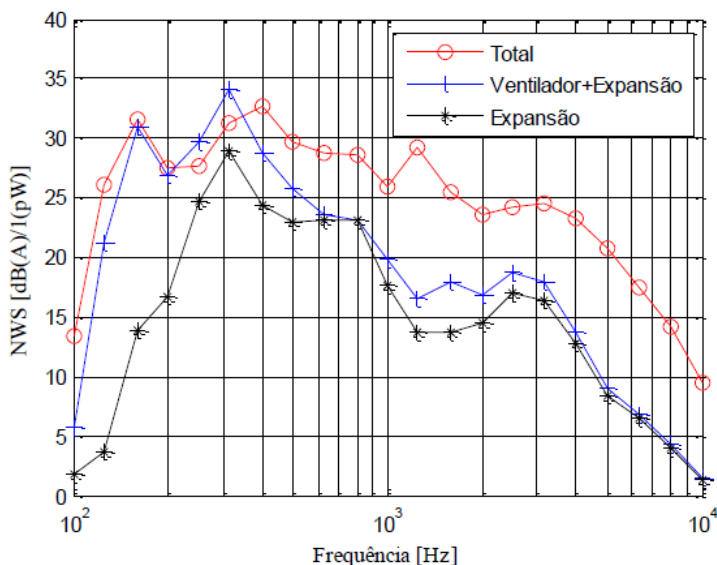


Figura 1.4 – Espectros de nível de potência sonora no refrigerador (CAETANO, 2013)

Caetano (2013) utilizou a mesma abordagem experimental do presente trabalho para a medição da excitação acústica no escoamento do fluido refrigerante. O sinal de pressão acústica na entrada do evaporador (gerado pelo jato de descarga do tubo capilar) foi medido, observando-se claramente não só o comportamento tipicamente oscilatório,

como também, que as excitações são mais destacadas na faixa de frequência entre 200 e 400 Hz. Este sinal é utilizado como dado de entrada do seu modelo vibro-acústico do evaporador, e os resultados de vibração calculados pelo modelo são comparados aos valores de aceleração medidos experimentalmente, tendo demonstrado boa concordância.

Xia et al. (2014) realizaram um estudo teórico e experimental sobre o ruído em um congelador horizontal em que a tubulação do evaporador é instalada diretamente sobre a parede interna do gabinete (configuração *wrap-around*), com a descarga do tubo capilar ocorrendo diretamente sobre esta tubulação. A análise teórica envolveu a utilização de um modelo de simulação para a determinação das condições do escoamento no tubo capilar, principalmente a velocidade e fração mássica na descarga. Estes dados foram utilizados para uma simulação computacional CFD do escoamento após a saída do tubo capilar, utilizando-se um software comercial. O modelo CFD (bidimensional axi-simétrico, baseado no modelo de turbulência $k-\epsilon$, e no modelo de mistura para a condição bifásica) foi utilizado para uma simulação comparativa entre duas configurações geométricas distintas para a transição entre o tubo capilar e o evaporador: a configuração original, que consistia em uma tubulação com uma seção cônica (similar à ilustrada na Figura 2.13b) de 40mm de comprimento conectando o tubo capilar de diâmetro interno 0,70mm à tubulação do evaporador (4,8mm de diâmetro interno), e uma configuração alternativa com um tubo de transição retilíneo de 200mm de comprimento e diâmetro interno de 2mm, onde a ponta do tubo capilar era inserida 30mm para dentro do tubo em uma extremidade, e a outra extremidade era inserida na tubulação do evaporador. A simulação computacional CFD demonstrou que, na conexão original, a velocidade média e a energia cinética de turbulência do escoamento apresentam fortes oscilações ao longo da seção cônica, ao passo que, no tubo de transição retilíneo, estas oscilações não estão presentes e, embora a velocidade média do escoamento seja maior (consequência do reduzido diâmetro interno), a energia cinética de turbulência é menor. Os autores concluem que, com esta redução da energia cinética de turbulência e da oscilação de velocidade, é possível a redução do ruído gerado pelo escoamento.

Tannert e Hesse (2016) publicaram um trabalho experimental com foco no escoamento no tubo capilar e sua relação com a geração de ruído em um refrigerador. Um sistema de refrigeração de um refrigerador comercial *bottom-mount* com dois evaporadores (do tipo *roll-bond* no gabinete resfriado, e arame-sobre-tubo no *freezer*, com cada evaporador sendo alimentado por um tubo capilar distinto), foi montado em uma estrutura que permitia a visualização do escoamento na entrada e na

saída do tubo capilar. Temperaturas e pressões absolutas foram medidas em vários pontos ao longo do sistema. Imediatamente após a saída do tubo capilar ligado ao evaporador do *freezer* (que era o de maior comprimento), mediu-se a pressão estática no escoamento e a aceleração na tubulação. Dois microfones foram utilizados, um posicionado próximo ao aparato, e outro posicionado dentro do compartimento refrigerado, junto ao evaporador *roll-bond*. Um aspecto interessante do trabalho foi a visualização do padrão do escoamento bifásico no trecho final do tubo capilar, antes de ser descarregado. Infelizmente, o trabalho não apresenta maiores detalhes sobre o procedimento experimental, remetendo-os a um trabalho de disponibilidade restrita.

Os autores verificaram que o ruído detectado pelo microfone externo é predominantemente causado pela irradiação sonora do evaporador *roll-bond* do gabinete resfriado. Além disso, verificaram que os sinais dos sensores acústicos apresentam flutuações periódicas e sincronizadas, ou seja, a flutuação é detectada simultaneamente no sensor de pressão acústica e no acelerômetro na saída do evaporador, e no microfone posicionado junto ao evaporador *roll-bond*. De acordo com os autores, isto comprova que a origem do ruído ambiente associado ao escoamento é de fato o escoamento do fluido refrigerante na saída do tubo capilar. A flutuação do sinal de aceleração e do microfone é caracterizada por uma mudança de patamar do nível médio do sinal, de até 10 dB no caso do acelerômetro, em torno do qual o sinal permanece oscilando com amplitudes menores. Durante o estágio inicial do ciclo de operação, a fração de tempo em que os sinais permanecem no patamar mais alto predomina; com o passar do tempo, aumenta a fração de tempo durante a qual o sinal permanece no patamar mais baixo.

A observação visual do escoamento na entrada e na saída do tubo capilar apresentou dois padrões distintos: quando o tubo capilar está ingerindo apenas líquido, no início do ciclo de operação, o escoamento descarregado pelo tubo capilar consiste em um jato não perturbado, e o padrão de escoamento bifásico na porção final do tubo capilar foi identificado como anular. Quando o tubo capilar passa a ingerir vapor misturado ao líquido, o escoamento em jato na descarga do tubo capilar passa a ser descontínuo, e o padrão de escoamento bifásico na porção final é identificado como do tipo *plug* [?], verificando-se a ocorrência de bolhas de Taylor (bolhas alongadas em escoamento vertical). No primeiro caso, o sinal de pressão dinâmica apresenta pequena oscilação; no segundo caso, o sinal apresenta significativa alteração de amplitude, que é acompanhado do aumento do nível de aceleração e do ruído acústico. Este é o primeiro trabalho a estabelecer uma correlação entre o padrão de esco-

mento bifásico no interior do tubo capilar e as características do jato de descarga e da excitação acústica gerada.

Síntese da revisão bibliográfica

A análise da bibliografia disponível sobre ruído gerado pelo escoamento em refrigeradores permitiu concluir que o processo de expansão tem influência significativa. No caso do tubo capilar, constata-se haver, essencialmente, dois conjuntos de fenômenos físicos distintos responsáveis pela geração de energia acústica. O primeiro é associado ao processo de expansão propriamente dito, que resulta na descarga do fluido na forma de um jato bifásico. Este processo está sempre presente, em qualquer condição de operação, e ocorre com todos os dispositivos de expansão.

O segundo conjunto, associado exclusivamente ao tubo capilar com trocador de calor com a linha de sucção, está relacionado à ocorrência de bolhas de vapor no escoamento que, dependendo das condições termodinâmicas, podem gerar excitações acústicas de alta intensidade.

As análises apresentadas na literatura, baseadas na medição do ruído emitido pelo refrigerador, e sua qualificação subjetiva de acordo com a semelhança destes ruídos com sons conhecidos (silvos, arranha-dos, etc.) são imprecisas, pois um mesmo fenômeno-fonte pode se manifestar em diferentes amplitudes e frequências, e essas diferenças tendem a ser erroneamente associadas a diferentes origens.

Desta forma, torna-se evidente a necessidade de medição direta do fenômeno-fonte, qual seja, a excitação acústica gerada no escoamento, conclusão que norteou a proposição do trabalho experimental.

A complexidade dos fenômenos físicos envolvidos impõe a necessidade de um aprofundamento da revisão bibliográfica. Desta forma, o Cap. 2 complementa a revisão bibliográfica, introduzindo, também, modelos e ferramentas a serem utilizados nas análises.

1.2 Objetivos e Metodologia

O objetivo deste trabalho é aprofundar o entendimento dos fenômenos acústicos relacionados ao funcionamento dos tubos capilares, utilizados como dispositivos de expansão em refrigeradores domésticos.

Para tanto, dois objetivos principais foram estabelecidos:

- i. o desenvolvimento de modelos matemáticos capazes de estimar a geração de excitação acústica no escoamento em tubos capilares;
- ii. a geração de informações experimentais adequadas e confiáveis.

Uma análise detalhada do funcionamento dos tubos capilares é realizada, tanto sob o enfoque termo-fluidodinâmico quanto acústico. A partir desta análise, desenvolvem-se modelos matemáticos para a previsão do desempenho acústico dos capilares.

A realização de um estudo experimental em refrigeradores, com foco no problema vibro-acústico, mostrou-se necessária em razão da inexistência de dados experimentais adequados. Em função da necessidade de distinguir entre o fenômeno fluido-acústico e o vibro-acústico, empregou-se, de maneira inovadora, a medição da excitação acústica diretamente no fenômeno-fonte, qual seja, o escoamento do fluido refrigerante.

O estudo experimental possibilitou o registro e análise das excitações acústicas sob diferentes condições de operação. Os dados experimentais permitiram estabelecer a correlação entre o escoamento no dispositivo de expansão e os fenômenos acústicos. A partir destas correlações, os modelos para a previsão da excitação acústica gerada pelo escoamento em tubos capilares puderam ser desenvolvidos e avaliados.

O estudo experimental também permitiu identificar e investigar excitações acústicas anômalas. Os modelos de análise desenvolvidos são empregados para analisar os fenômenos.

O modelo matemático é utilizado para o mapeamento da excitação acústica do tubo capilar sob diferentes condições de operação no sistema de refrigeração, bem como a influência da configuração e dimensões do conjunto tubo capilar-linha de sucção.

Os resultados são utilizados para propor alternativas de projeto do sistema de refrigeração, visando à mitigação dos efeitos da geração de energia acústica relacionados ao processo de expansão.

1.3 Estrutura do trabalho

No presente capítulo, os principais trabalhos disponíveis na literatura a respeito do ruído produzido pelo processo de expansão em sistemas de refrigeração são apresentados e discutidos.

O Capítulo 2 apresenta uma revisão teórica dos diversos fenômenos físicos, incluindo os acústicos, observados no funcionamento os tubos capilares, bem como os modelos matemáticos necessários a sua descrição e análise.

O Capítulo 3 descreve o trabalho experimental realizado, e apresenta os resultados experimentais obtidos.

No Capítulo 4, os dados experimentais são processados com o emprego dos modelos matemáticos propostos, possibilitando uma análise detalhada do fenômeno. São apresentadas metodologias para a predição da excitação acústica gerada no escoamento em tubo capilar.

No Capítulo 5, excitações acústicas anômalas observadas experimentalmente são analisadas em profundidade, empregando-se os modelos matemáticos desenvolvidos.

No Capítulo 6, os modelos matemáticos desenvolvidos são utilizados para o levantamento do desempenho acústico do tubo capilar com trocador de calor, com diferentes configurações de projeto e sob diferentes condições de operação no sistema de refrigeração. Sugestões de soluções para os problemas acústicos em refrigeradores são também apresentadas e discutidas.

O Capítulo 7 finaliza o trabalho, apresentando as conclusões gerais, e sugestões para trabalhos futuros.

2 REVISÃO TEÓRICA

Neste capítulo, os diversos fenômenos físicos relacionados ao funcionamento dos tubos capilares são analisados.

2.1 Escoamento no conjunto tubo capilar-trocador de calor

O escoamento através do tubo capilar é governado pelas pressões de condensação e evaporação. O escoamento se estabelece a partir do momento em que, pela ação do compressor, começa a se estabelecer uma diferença entre estas pressões.

A Figura 2.1 apresenta uma representação qualitativa das pressões no escoamento em um tubo capilar adiabático. Assumindo que o fluido provenha do condensador na condição de líquido sub-resfriado, na entrada do tubo capilar a pressão do refrigerante já é inferior à pressão de condensação (no filtro secador) devido à perda de carga decorrente da contração súbita do escoamento na transição do filtro secador para o tubo capilar. No tubo capilar, devido ao reduzido diâmetro interno, o escoamento adquire alta velocidade, e a dissipação de energia devido às forças viscosas é significativa. Desta forma, a pressão no escoamento é reduzida e, em determinado ponto, o fluido atinge a condição de saturação. A partir deste ponto, a redução de pressão provoca a vaporização do fluido refrigerante. Devido ao maior volume específico do vapor, o escoamento é acelerado, fazendo com que o gradiente de pressão aumente progressivamente, atingindo seu valor máximo na extremidade do tubo capilar.

Conforme descrito no Cap. 1, a maioria dos refrigeradores emprega o arranjo físico mostrado na Figura 1.1, onde a linha de sucção e o tubo capilar formam um trocador de calor em contracorrente, chamado trocador de calor tubo capilar-linha de sucção (TCLS). O trocador pode apresentar duas configurações, esquematizadas na Figura 2.2. O tubo capilar pode ser inserido por dentro de um trecho da linha de sucção, formando a configuração concêntrica (Figura 2.2a), ou o tubo capilar é colocado lateralmente em contato com um trecho da linha de sucção, formando a configuração lateral (Figura 2.2b); neste segundo caso, para garantir um bom contato térmico, o ideal é que o tubo capilar seja soldado à linha de sucção. Entretanto, no caso de tubo capilar e linha de sucção serem de materiais diferentes, a execução da soldagem é problemática, e o tubo capilar é apenas encostado à linha de sucção, o que reduz a eficiência do trocador de calor, devido à resistência térmica de contato.

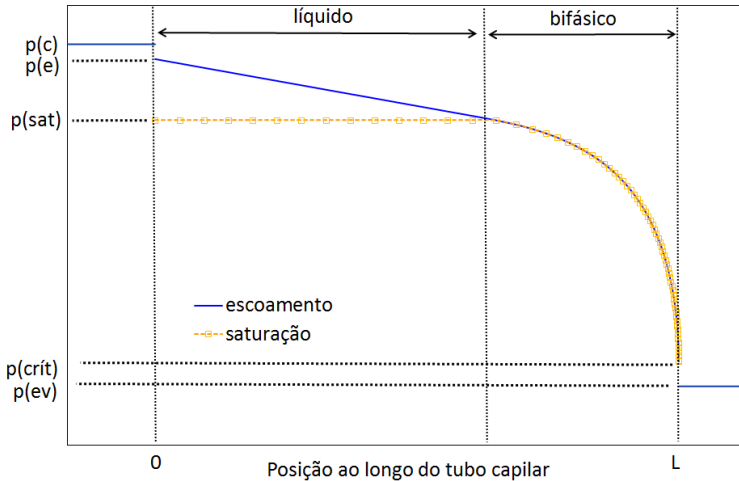


Figura 2.1 – Distribuição de pressões ao longo de um tubo capilar adiabático.

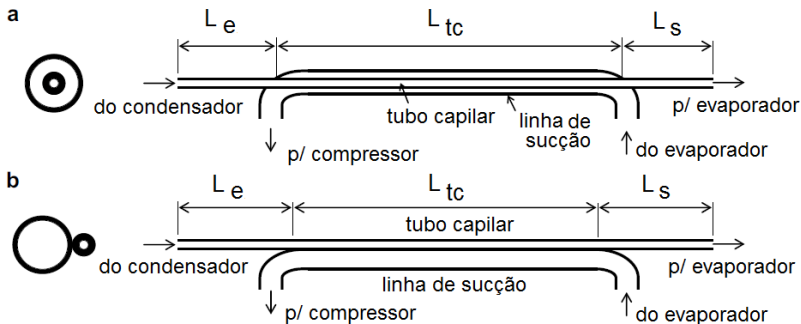


Figura 2.2 – Representação esquemática do trocador de calor tubo capilar-linha de sucção: a) montagem concêntrica; b) montagem lateral (adaptado de Hermes et al., 2008).

Na Figura 2.2, pode-se observar a existência de três regiões distintas: região de entrada (L_e), região do trocador de calor (L_{tc}) e região de saída (L_s). A região de entrada está situada entre o filtro secador e o início do trocador de calor e, desta forma, fica exposta ao ar ambiente. Entretanto, como a superfície externa do tubo capilar apresenta área superficial muito pequena, e a temperatura do tubo capilar nesta região é próxima da temperatura do ar ambiente, a transferência de calor por convecção (natural) é muito pequena, de sorte que o escoamento nesta região pode ser considerado adiabático. Por sua vez, a região de saída

fica parcialmente localizada dentro da parede do gabinete (envolvida pelo poliuretano expandido), e sua parte final adentra o espaço ocupado pelo evaporador. Nesta região, apesar da circulação de ar ser forçada, a temperatura do tubo capilar é bastante próxima da temperatura do ar (que acabou de passar pelo evaporador), o que, combinado com a pequena área da superfície externa do tubo capilar, permite considerar também o escoamento nesta região como aproximadamente adiabático.

Na região do trocador de calor, a linha de sucção, estando em temperaturas inferiores às do tubo capilar, remove calor do escoamento neste, reduzindo a entalpia. Se, ao adentrar a região do trocador de calor, o fluido refrigerante no tubo capilar ainda se encontrar no estado de líquido sub-resfriado, o efeito do trocador de calor será o de manter ou até aumentar o grau de sub-resfriamento, impedindo a vaporização (Figura 2.3a). Se o fluido já estiver em condição de saturação, o efeito do trocador de calor será o de reduzir a taxa de vaporização, podendo inclusive provocar a recondensação do fluido refrigerante (Figura 2.3b). Para uma mesma diferença de pressão entre condensação e evaporação, o tubo capilar com trocador de calor permitirá maior vazão mássica, em relação ao tubo capilar adiabático, devido ao maior comprimento da região líquida (onde a queda de pressão é linear). A pressão crítica também será maior do que no caso adiabático. Observa-se como, em ambos os casos, a região de escoamento bifásico, mesmo ocupando um pequeno trecho da extremidade final do tubo capilar, é responsável por uma queda de pressão significativa.

Devido à aceleração e elevada variação de massa específica, o escoamento no tubo capilar caracteriza-se como compressível. Quando a razão entre as pressões à montante e à jusante do tubo capilar é baixa, o escoamento através do tubo capilar é governado pela diferença entre estas pressões. Quando a razão entre as pressões aumenta, em determinado instante o escoamento atinge condição crítica (FAUSKE, 1962; WALLIS, 1980) na extremidade do tubo capilar. A partir desta condição, aumentos subsequentes da razão de pressões não mais exercem influência sobre o escoamento, que por isto é dito em condição de bloqueio (SHAMES, 1962). Outras variáveis (principalmente a ação do compressor) podem fazer com que a pressão de evaporação continue a cair, o que altera a condição do escoamento na linha de sucção. Então, efetivamente, em tubos capilares com TCLS, a variação da pressão de evaporação continua a influenciar indiretamente a vazão mássica e a pressão crítica do escoamento, mesmo em condição de bloqueio.

Uma consequência importante desta característica do escoamento é que, à jusante da extremidade do tubo capilar, devido à transição para

um tubo de maior diâmetro, forma-se um jato. O ajustamento da pressão do escoamento à pressão de evaporação se dá por diversos fenômenos complexos (Seção 2.5), que se constituem em fonte de excitações acústicas.

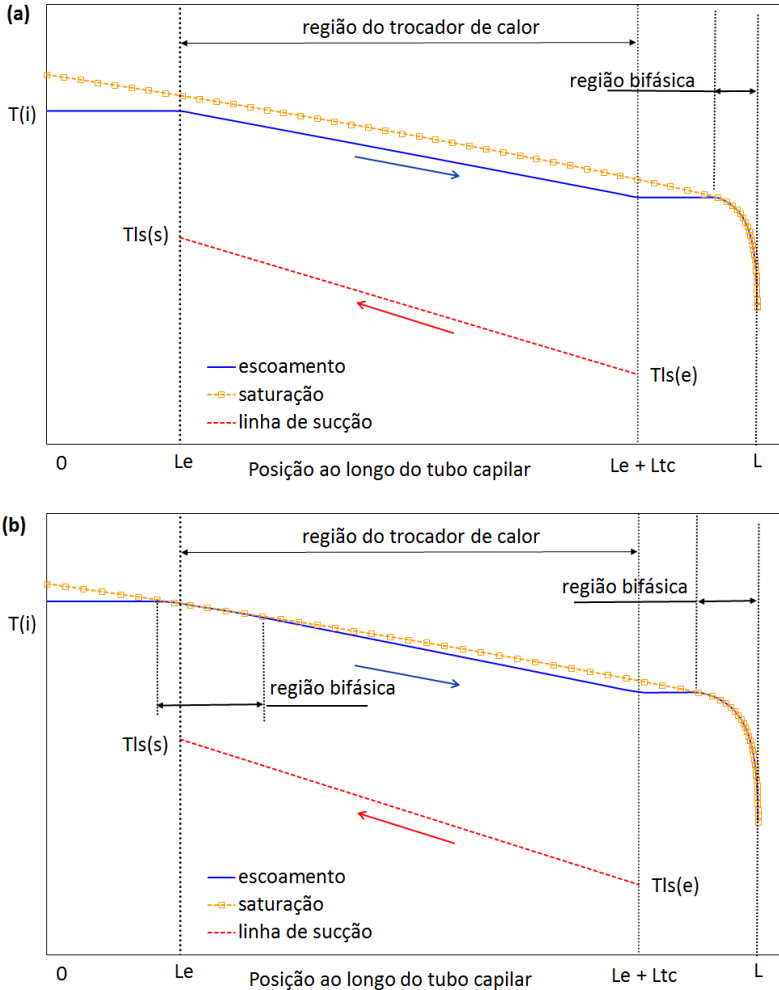


Figura 2.3 – Distribuição de temperaturas ao longo de um tubo capilar não-adiabático: a) sem vaporização antes do trocador de calor; b) com vaporização antes do trocador de calor.

Importante observar que o escoamento no tubo capilar será aproximadamente em regime permanente se as pressões à montante e à jusante (condensação e evaporação) forem bastante estáveis e pouco influenciadas pela própria vazão mássica através do tubo capilar. Caso contrário, o tubo capilar apresentará um escoamento oscilante ou soprado (*blowing*), que se reflete também no escoamento na descarga.

2.2 Padrões de escoamento bifásico no escoamento em tubo capilar

No ciclo de refrigeração por compressão mecânica de vapores, os processos de troca de calor a que o fluido refrigerante é submetido, bem como o processo de expansão, caracterizam-se pela mudança de fase líquido-vapor. Na revisão bibliográfica apresentada no Cap. 1, o escoamento bifásico líquido-vapor em diversos segmentos do sistema de refrigeração foi relacionado a diferentes fenômenos acústicos. O estudo de Caetano (2013) demonstrou a importância de uma adequada caracterização dos padrões de escoamento bifásico na modelação da velocidade de propagação e atenuação acústica.

Entende-se por padrão de escoamento a configuração espacial das fases em um determinado escoamento multifásico. A caracterização deste padrões é um tema central na ciência de escoamentos multifásicos. Vários métodos de classificação foram desenvolvidos. Usualmente, os padrões de escoamento podem ser representados em forma gráfica, em diagramas denominados mapas de padrões de escoamento bifásico (também chamados mapas de regimes bifásicos). Estes gráficos são uma tentativa de prever o padrão de escoamento local em um duto, baseado em determinadas condições termo-fluidodinâmicas do escoamento.

Estes mapas são de natureza fortemente empírica, baseados em observações visuais dos diferentes padrões ocorrendo em diferentes condições de escoamento, e na medição de grandezas físicas inerentes ao escoamento. Estabelecem-se, assim, faixas de valores destas variáveis para as quais um ou outro padrão é observado. Deve-se ter em mente que a complexidade inerente ao processo resulta em que os mapas de regimes definam na verdade limites aproximados para as transições. Além disso, há um forte grau de subjetividade no reconhecimento e aceitação da universalidade de um ou mais padrões de escoamento.

A magnitude dos diâmetros dos tubos capilares permite enquadrá-los como micro-canais (HETSRONI et al., 2005; LIU; GARIMELLA, 2007). Na literatura específica de micro-canais, Revellin (2006) realizou um estudo analítico e experimental do escoamento dos fluidos refrige-

rantes R-134a e R-245fa em tubos de seção transversal circular com diâmetros entre 0,509 mm e 0,790 mm, abrangendo fluxos de massa na faixa de 210 a 2094 kg/m².s. Medições cuidadosas das velocidades das fases, da fração de vazio e da queda de pressão foram realizadas. O padrão de escoamento bifásico era observado mediante fotos com câmera de alta definição obtidas em um segmento de tubulação transparente.

Na Figura 2.4 são apresentados os padrões de escoamento observados, para o escoamento do fluido refrigerante R-134a. Foram observados 4 padrões principais, e 2 padrões de transição. No escoamento em bolhas (*bubbly flow*), a fase de vapor apresenta-se na forma de bolhas individuais distintas dentro da fase líquida contínua, sendo o diâmetro das bolhas inferior ao diâmetro da tubulação. Este padrão foi observado em uma faixa muito limitada de fração mássica de vapor, e praticamente não é observada em fluxos de massa elevados. No escoamento *slug*, a fase de vapor apresenta-se na forma de bolhas alongadas, com aproximadamente o mesmo diâmetro da tubulação. O vapor encontra-se separado da parede do tubo por um filme de líquido bastante fino. O fluxo de massa da fase líquida concentra-se, sobretudo, nos *plugs* que separam duas bolhas sucessivas. O comprimento das bolhas pode variar significativamente. No padrão de transição bolhas/*slug*, os dois padrões encontram-se presentes, havendo a possibilidade de que as bolhas alongadas possam estar sendo criadas a partir da coalescência das bolhas menores.

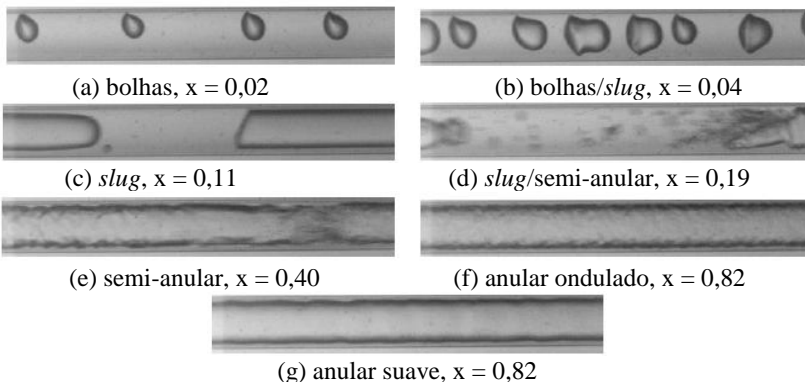


Figura 2.4 – Padrões de escoamento e transições para o fluido R-134a, $D = 0,509$ mm, $G = 500$ kg/m².s, $T_{\text{sat}} = 30^\circ\text{C}$ (REVELLIN, 2006).

No padrão de transição *slug*/semi-anular observa-se que, com o aumento da velocidade do vapor, a extremidade posterior das bolhas alongadas do padrão *slug* vai ficando cada vez mais deformada, à medi-

da que as forças de cisalhamento tornam-se mais significativas. O *plug* de líquido entre duas bolhas torna-se cada vez mais agitado, e com pequenas bolhas entranhadas, formando um padrão muito semelhante ao padrão *churn* (BRENNEN, 2005). Já no padrão semi-anular, os *plugs* de líquido não são mais observados, e um filme líquido se forma junto à parede da tubulação, com um núcleo central de vapor. Entretanto, zonas de líquido agitadas (*churn*) continuam intermitentemente obstruindo o núcleo central de vapor. Finalmente, no padrão anular, o filme líquido escoava junto à parede da tubulação, e o núcleo central de vapor é contínuo, não mais sendo observado nenhum tampão de líquido agitado. É enfatizado que as zonas de líquido agitado desaparecem gradualmente, à medida que a fração mássica de vapor aumenta. A visualização permitiu ainda distinguir dois sub-tipos de padrão anular: ondulado, caracterizado pela presença de ondas de uma razoável amplitude na interface líquido-vapor, e um padrão anular suave, onde estas ondas são quase imperceptíveis.

A partir dos resultados experimentais, Revellin (2006) propõe um novo mapa de padrão de escoamento bifásico. Como é tradicional, são apresentadas equações para as transições entre os distintos padrões, em função das variáveis do escoamento e das propriedades dos fluidos. Embora obtido a partir de experimentos com os refrigerantes R-134a e R-245fa, as equações de definição do mapa são adimensionalizadas, permitindo, a princípio, sua utilização com outros fluidos. Valores típicos de fluxo de massa em tubos capilares com R-600a, da ordem de 700 a 1500, estão dentro da faixa de validade do trabalho experimental.

A Figura 2.5 apresenta um mapa de padrões de escoamento bifásicos para o R-600a, calculado para condições de escoamento típicas em tubo capilar, observadas no presente trabalho. As propriedades termodinâmicas e de transporte, necessárias ao modelo, são calculadas a partir da base de dados REFPROP versão 8.0 (LEMMON et al., 2007). No mapa, a legenda “IB” indica o padrão em bolhas isoladas (bolhas aproximadamente esféricas com diâmetro inferior ao do tubo, Figura 2.4a), “CB” o padrão em bolhas coalescentes (bolhas alongadas, Figura 2.4c), e “A” o padrão anular. Pode-se observar que, para o fluido R-600a, o mapa indica a predominância dos padrões de escoamento em bolhas alongadas e anular. O padrão em bolhas isoladas somente seria observável para valores muito baixos de fração mássica de vapor.

O mapa de padrão bifásico de Revellin demonstra a possibilidade de ocorrência de bolhas isoladas ou alongadas. Esta é uma constatação importante pois, como foi constatado na revisão bibliográfica, a ocor-

rência de bolhas pode ter impacto fundamental sobre a geração de excitação acústica.

Apaydin e Heperkan (2016) empreenderam um estudo experimental onde os padrões de escoamento bifásico do fluido refrigerante R-600a em um tubo capilar adiabático vertical de 0,80mm de diâmetro interno puderam ser visualizados. Foram testados tubos capilares com comprimento entre 2250 mm e 3750 mm, a pressão de condensação foi variada entre 4,3 e 5,3 bar, e o grau de sub-resfriamento do fluido refrigerante na entrada do tubo entre 3 e 6°C (ou seja, condições típicas de sistemas de refrigeração de pequeno porte). Um separador de óleo posicionado após o compressor foi utilizado, de forma a garantir um escoamento praticamente livre de óleo ao longo do sistema. A visualização do escoamento foi possibilitada pelo emprego de um segmento de tubo capilar em vidro, conectado à saída do tubo capilar de cobre. Fotografias foram obtidas em 3 posições, respectivamente a 75cm, 50cm e 25cm da extremidade de saída do tubo capilar de vidro.

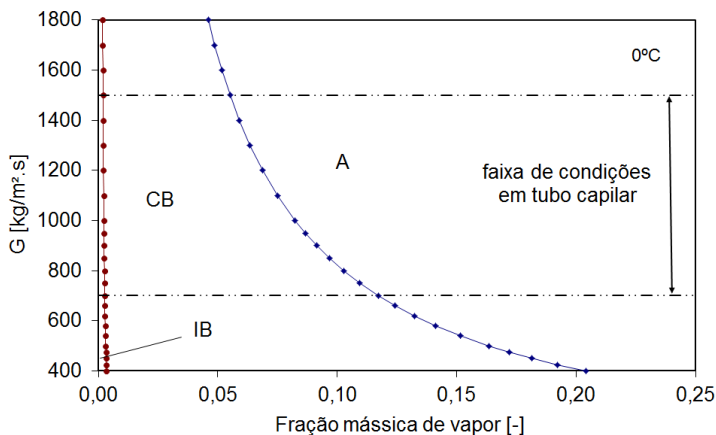


Figura 2.5 – Mapa de padrões de escoamento de Revellin p/ R-600a, $T_{\text{sat}} = 0^{\circ}\text{C}$.

A Figura 2.6 apresenta resultados típicos obtidos nos 3 pontos de observação. Na Figura 2.6a, observa-se que o escoamento chega ao primeiro ponto numa condição com bolhas de vapor isoladas, porém já deformadas, ou seja, com um diâmetro equivalente já superior ao diâmetro interno do tubo capilar, indicando um regime de transição bolhas/*slug* (semelhante ao da Figura 2.4b), evoluindo para um padrão *slug* no segundo ponto de observação, e para um padrão semi-anular no terceiro ponto.

Na Figura 2.6b, como a pressão de condensação é maior do que no primeiro caso (resultando em maior vazão mássica, e maior queda de pressão ao longo do tubo capilar de cobre), o ponto inicial de vaporização ocorre mais à montante, e se observa que o escoamento chega ao primeiro ponto já em regime *slug*, evoluindo para um padrão de transição *slug* /semi-anular (semelhante ao da Figura 2.4d) no segundo ponto de observação, e para um padrão claramente anular, com interface fortemente ondulada, no terceiro ponto.

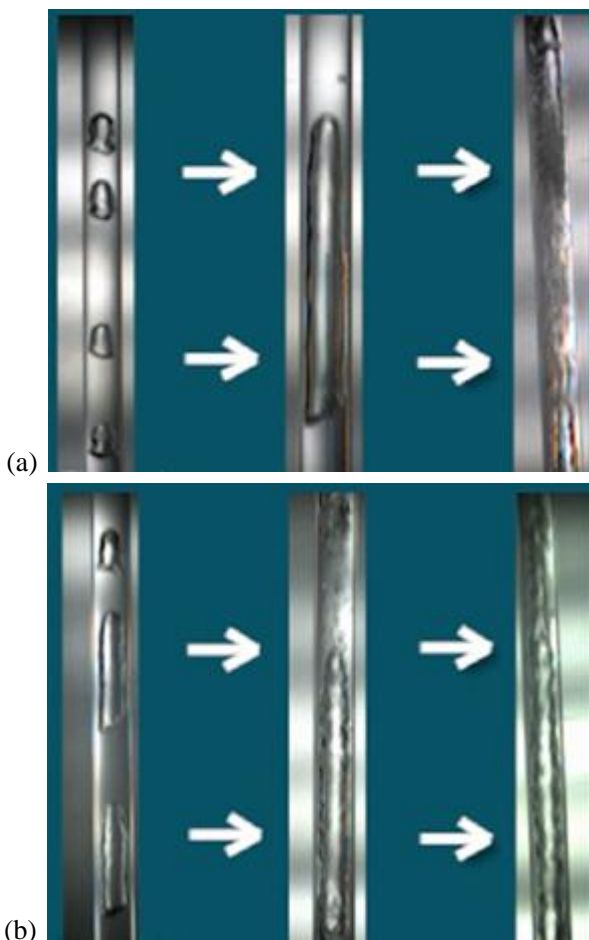


Figura 2.6 – Padrões de escoamento observados: a) $p_{cd} = 4,3$ bar, $sub = 6K$, $L_c = 2750mm$; b) $p_{cd} = 5,3$ bar, $sub = 6K$, $L_c = 2750mm$ (APAYDIN; HEPERKAN, 2016)

Interessante observar que a evolução do padrão de escoamento apresentado nas fotos da Figura 2.6 se dá no segmento de vidro, ao longo de uma distância de 50 cm. Não há informação sobre a redução de pressão ou temperatura ao longo deste segmento, e a rugosidade da parede interna do tubo também não é informada, de forma que não é possível inferir se a evolução da qualidade (fração mássica) do escoamento entre o primeiro e o terceiro ponto fotografado se dá majoritariamente por redução de pressão do próprio escoamento, ou por transferência de calor, visto que a porção de vidro não está isolada.

Não obstante, os resultados obtidos apresentam uma boa concordância com os padrões de escoamento observados por Revellin (2006), o que confirma a validade do mapa de padrões de escoamento proposto por este autor.

2.3 Escoamento metaestável e ondas de evaporação

Na Figura 2.7, é representado o fenômeno do escoamento metaestável (segmento S-V-E), caracterizado pela persistência do fluido no estado líquido a pressões abaixo da pressão de saturação (segmento S-V), seguida de uma súbita vaporização (segmento V-E). Esta condição de não-equilíbrio termodinâmico é um fenômeno observado com frequência em escoamentos com mudança de fase, e notadamente em tubos capilares (CHEN, 1997; CHEN; LIN, 2001; HUERTA; FIORELLI; SILVARES, 2007).

O escoamento metaestável está relacionado à questão da nucleação heterogênea associada ao início de formação do vapor em um escoamento com redução de pressão. Quando o fluido líquido em escoamento atinge a condição de saturação (definida por propriedades termodinâmicas estáticas, ou seja, em equilíbrio termodinâmico), deveria em princípio começar a vaporizar-se, mas experimentalmente é observado um atraso em relação às condições termodinâmicas de equilíbrio até que a vaporização de fato se inicie. Como será apresentado na Seção 2.6, para que as bolhas de vapor possam crescer, precisam superar os efeitos da tensão interfacial líquido-vapor e de dissipação viscosa. As bolhas formam-se preferencialmente junto às paredes do tubo (em pontos discretos chamados de sítios de nucleação), onde o efeito da tensão interfacial é menor, mas são subsequentemente arrastadas pelo escoamento, onde a mudança de condições pode fazer com que as bolhas, ainda incipientes, não consigam se desenvolver. Desta forma, há a necessidade de se estabelecer uma pressão no escoamento inferior à pressão de vaporização estática do líquido, para que as bolhas possam se formar e sobre-

viver. Trata-se então de um condição de não-equilíbrio termodinâmico, caracterizada pela supressão de vaporização (ou seja, a redução da pressão no escoamento abaixo da pressão de vaporização de equilíbrio) ou, analogamente, por um superaquecimento do líquido (ou seja, indicando que o fluido permanece líquido a uma temperatura superior à temperatura de vaporização) (CHEN, 1997).

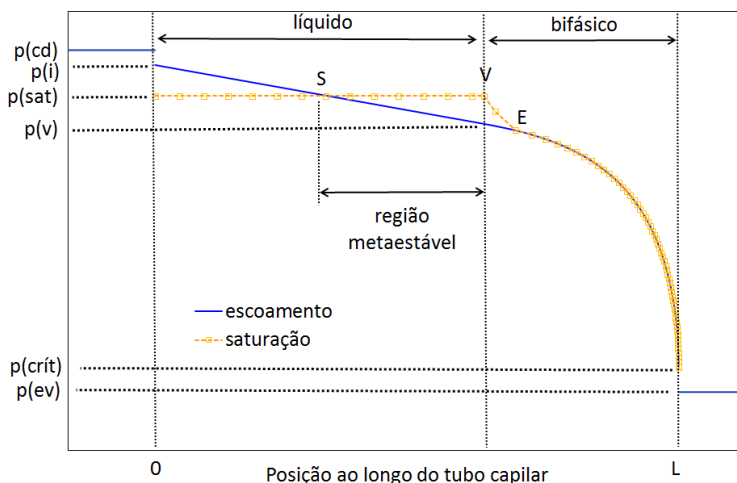


Figura 2.7 – Distribuição de pressões ao longo de um tubo capilar adiabático com escoamento metaestável

Entretanto, os estudos experimentais evidenciam uma grande imprevisibilidade do fenômeno, visto que qualquer alteração do escoamento, mesmo em microescala, pode alterá-lo completamente. Por exemplo, sendo os sítios de nucleação situados sobre a superfície interna do tubo capilar, a rugosidade desta superfície influencia a nucleação, e irregularidades presentes na superfície podem induzir uma maior taxa de nucleação nestes pontos.

Uma característica interessante do fenômeno é sua dependência do histórico do escoamento (GONÇALVES, 1994; MEYER; DUNN, 1998; BITTLE; CARTER; OLIVER, 2001; GAO et al., 2015), em que diferentes vazões mássicas são obtidas experimentalmente se determinada condição estabilizada de escoamento é alcançada reduzindo-se ou aumentando-se o grau de sub-resfriamento na entrada do tubo capilar.

A Figura 2.8 mostra resultados obtidos por Gonçalves (1994) para a vazão mássica através de um tubo capilar adiabático, onde o grau de

sub-resfriamento era lenta e continuamente variado, mantendo-se a pressão de condensação constante. Pode-se observar que o valor de vazão mássica é consistentemente maior quando o grau de sub-resfriamento é progressivamente reduzido, ou seja, quando o ponto de vaporização deve retroceder ao longo do tubo capilar. Outro aspecto interessante são as reduções súbitas observadas nos valores de vazão mássica quando o grau de sub-resfriamento está sendo reduzido. Isto indica claramente uma mudança súbita no ponto de início de vaporização, o que, por sua vez, indica a ocorrência de metaestabilidade.

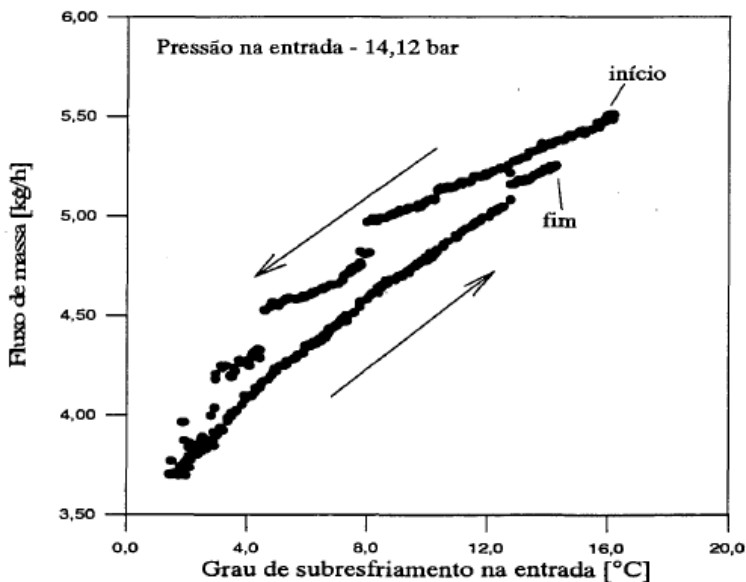


Figura 2.8 – Efeito do grau de sub-resfriamento na entrada do tubo capilar sobre a vazão mássica (GONÇALVES, 1994)

A ocorrência de condições metaestáveis no escoamento em dispositivos de expansão tem sido associada ao fenômeno da onda de evaporação (SIMÕES-MOREIRA; BULLARD, 2003; ANGELO; SIMÕES-MOREIRA; BARRIOS, 2005). Trata-se de um fenômeno detectado experimentalmente em escoamentos onde líquidos são rapidamente despressurizados, o que faz com que o fluido permaneça no estado líquido em pressões abaixo de sua pressão de vaporização e, em seguida, vaporize subitamente, em uma região espacialmente reduzida (daí a denominação de onda ou frente de evaporação). A onda de evaporação,

então, separa duas regiões bem definidas: à montante da onda observa-se a ocorrência de líquido superaquecido, e após a onda uma mistura bifásica relativamente homogênea é formada.

De forma semelhante a um escoamento compressível, a redução contínua da pressão à jusante da onda demonstra que, abaixo de determinado valor, a redução da pressão não mais impacta a vazão mássica através da onda, evidenciando que se atinge uma condição crítica, resultando bloqueado o escoamento. Nesta condição, o escoamento imediatamente à jusante da onda de evaporação atinge velocidade sônica. A situação física permite um paralelo com a teoria (e solução) da condição de Chapman-Jouguet para a descontinuidade formada pelas ondas de ignição (deflagração) em processo de combustão (GLASSMANN; YETTER, 2008). No processo de mudança de fase, a energia interna armazenada no líquido superaquecido tem o mesmo papel da energia armazenada nas ligações moleculares dos reagentes no processo de combustão. A condição de Chapman-Jouguet corresponde a um ponto de máxima vazão e resulta em uma condição crítica. Na sequência, o escoamento bifásico pode expandir para uma condição supersônica e, eventualmente, atingir uma condição de choque.

Simões-Moreira e Bullard (2003) postularam que ondas de evaporação podem aparecer em dispositivos de expansão como tubos de orifício (*short tube orifice*) e válvulas termostáticas, sendo de fato o mecanismo responsável pela queda de pressão e pelo bloqueio do escoamento. A ocorrência destas ondas de evaporação também é relacionada à geração de intensa energia acústica no escoamento. Os resultados de Singh et al. (1999) parecem confirmar esta hipótese: válvulas termostáticas apresentaram valores de excitação acústica equivalentes ou superiores aos tubos de orifício, e ambos apresentaram excitação acústica superior aos tubos capilares. O espectro do nível de pressão acústica gerado pela válvula mostrou-se bem diferente em relação aos tubos, apresentando um padrão bem mais irregular.

A ocorrência de escoamento metaestável em tubos capilares sugere que também nestes dispositivos a súbita vaporização observada após o trecho de escoamento metaestável (processo V-E na Figura 2.7) possa ser o resultado de uma onda de evaporação. Assim, em uma situação com forte metaestabilidade, a onda de evaporação poderia atingir a condição de Chapman-Jouguet, que será imediatamente seguida de um choque sônico no interior do tubo, devido à continuidade da expansão. A ocorrência do choque tem potencial para produzir excitação acústica ainda maior.

O fenômeno do escoamento metaestável apresenta uma natureza fortemente aleatória e de difícil mensuração em estudos experimentais típicos em sistemas de refrigeração (MELO et al., 1998a), sendo sua modelação, portanto, bastante difícil. Não há, do conhecimento do autor, um modelo confiável para a previsão deste fenômeno. Como a ocorrência da onda de evaporação em tubo capilar tem como fonte a condição metaestável de líquido superaquecido (SIMÕES-MOREIRA; BULLARD, 2003), a simulação do fenômeno em um modelo tradicional de simulação do escoamento em tubo capilar fica dificultada.

2.4 Escoamento na entrada do tubo capilar

Em sistemas de refrigeração, o filtro secador é um acessório fundamental. Instalado antes do dispositivo de expansão, tem duas funções: filtragem e remoção de umidade. Para isto, apresenta em seu interior uma tela metálica porosa, para retenção de partículas sólidas. Contém também um agente secante (material higroscópico, p. ex., sílica ou *molecular sieve*) na forma de pequenas esferas, que tem a capacidade de absorver e reter moléculas de água. Como o funcionamento dos dispositivos de expansão se baseia na constrição do escoamento, partículas sólidas ou cristais de gelo podem obstruir total ou parcialmente a passagem do fluido, alterando drasticamente seu funcionamento.

Quando o dispositivo de expansão é o tubo capilar, este é ligado diretamente ao filtro secador, sendo sua ponta ligeiramente inserida para dentro do corpo deste (Figura A.12), para evitar que fluxos de solda, utilizados na operação de solda/brasagem necessária para a fixação permanente da conexão entre o filtro e o capilar, possam penetrar no capilar, obstruindo-o.

Devido ao seu diâmetro interno significativamente maior do que a tubulação da linha de líquido, as velocidades do escoamento no interior do filtro secador são muito baixas, e devido ao seu volume interno, acaba funcionando também como um reservatório de fluido refrigerante. Assim, o filtro secador favorece a separação entre as fases e, desta forma, estabelece-se uma interface líquido-vapor bem definida, com a fase líquida concentrando-se na parte inferior do filtro (Figura A.12).

Com tal configuração, criam-se condições capazes de produzir a formação de um vórtice (Figura 2.9). Tal fenômeno tem sido estudado devido à sua ocorrência em reservatórios hidráulicos, e em outros sistemas críticos (BAUM; COOK, 1974). Em essência, em um reservatório com uma superfície livre e com uma tubulação de admissão (adução) submersa, a aceleração do escoamento devido à sucção do fluido pela

tubulação induz um movimento rotatório na superfície livre, formando um redemoinho (*swirl*) (estágio 1). O movimento rotatório pode ter várias causas, como o posicionamento excêntrico da tubulação de admissão em relação ao reservatório, não-uniformidade do escoamento no reservatório, obstruções, entre outros. O aumento da velocidade rotacional (circulação) deste redemoinho cria uma depressão (*dimple*) no centro do redemoinho (estágio 2). Evidências experimentais demonstram que o líquido captado pela tubulação provém majoritariamente de uma região estreita que rotaciona velozmente (vórtice) (estágio 3).

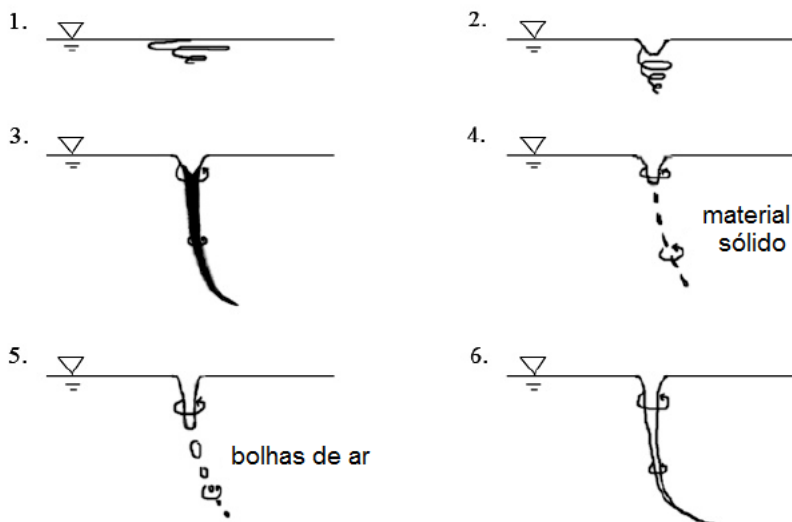


Figura 2.9 – Diagrama esquemático da geometria do escoamento: 1) redemoinho na superfície; 2) pequena depressão no centro do redemoinho; 3) núcleo do redemoinho alcança a tubulação de adução; 4) partículas sólidas flutuando na superfície são puxadas para a tubulação; 5) bolhas de ar são puxadas para a tubulação; 6) uma corrente constante de ar é puxada para a tubulação (HECKER, 1987; adaptado de NADERI et al., 2013).

Em determinado momento (estágio 4), a tubulação de admissão é capaz de puxar partículas sólidas que flutuam na superfície. Aumento ainda maior da velocidade do escoamento na admissão permite que bolhas de ar sejam arrastadas pela tubulação (estágio 5; Figura 2.11). Finalmente, uma vazão de sucção bastante alta é capaz de formar uma corrente contínua de ar para dentro da tubulação (estágio 6). A capaci-

dade de succionar ar a partir da superfície livre (estágios 5 e 6) é determinada pela velocidade do escoamento na sucção da tubulação de admissão, e pela profundidade da depressão central do vórtice. Experimentos identificaram a existência de uma profundidade crítica, abaixo da qual o arrastamento de bolhas de ar para a tubulação começa a ocorrer (BAUM; COOK, 1974). Esta profundidade crítica é influenciada pela circulação (vorticidade) e outras características do escoamento.

O arranjo do filtro secador e do tubo capilar tipicamente empregado em refrigeradores apresenta evidente semelhança com a geometria típica do vórtice hidráulico (Figura 2.10), qual seja, com um sumidouro (o tubo capilar) situado a uma altura H (profundidade de submersão) abaixo de uma superfície livre (interface líquido-vapor). De fato, os ensaios experimentais comprovaram a ocorrência do fenômeno, conforme já havia sido observado por outros autores (McLEVIGE; MILLER, 2001). Assim, a análise das peculiaridades deste fenômeno é útil para a interpretação dos resultados experimentais obtidos.

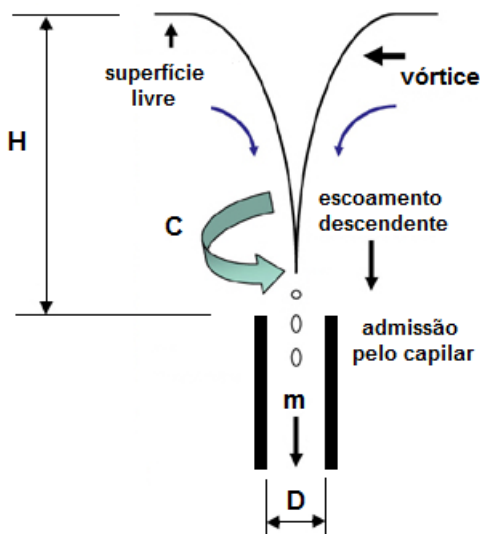


Figura 2.10 – Diagrama esquemático da geometria do escoamento

Takahashi et al. (1988a, 1988b) estudaram o fenômeno do arrastamento de vapor a partir de uma interface líquido-gás, em um reservatório cilíndrico, com o tubo de drenagem situado verticalmente, ficando sua extremidade acima do nível inferior do reservatório (Figura 2.11). Desta forma, trata-se do estudo onde a geometria analisada mais se a-

proxima da situação física observada no filtro secador. Entretanto, para simular o efeito de redemoinho, o reservatório cilíndrico era rotacionado, e sua análise é baseada na velocidade de circulação induzida. Além disso, os fluidos utilizados e as dimensões testadas são muito diferentes do escoamento no filtro secador, de forma que os modelos (empíricos) apresentados não se mostraram adequados à situação do filtro secador. Não obstante, os resultados experimentais mostraram-se úteis, pois permitiram a visualização do processo de arrastamento da fase gasosa, que possibilita a formação de bolhas. Os resultados indicaram que o diâmetro do tubo de sucção (D), a profundidade de submersão do tubo de sucção em relação à superfície livre de líquido (H), a vazão succionada pelo tubo (m) e a velocidade de circulação (C) são os principais fatores a influenciar a formação do vórtice.

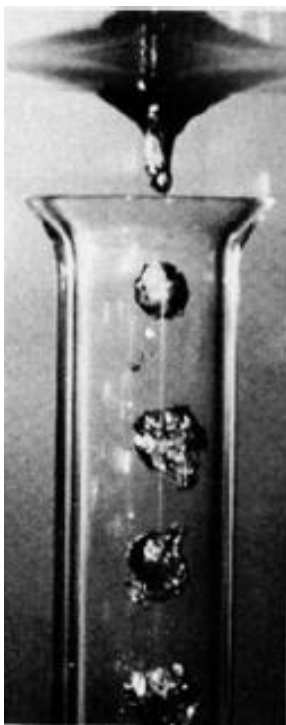


Figura 2.11 – Arrastamento de gás induzido por vórtice (TAKAHASHI et al., 1988a)

Caruso et al. (2013) e Cristofano, Nobili e Caruso (2014) realizaram um estudo experimental em uma geometria tipo tanque, sem imposição de rotação ao escoamento superficial. Apesar da largura do tanque ser significativamente superior ao diâmetro de um filtro secador, o modelo empírico desenvolvido por estes autores é mais realista, e mais semelhante à situação física no filtro secador, por não ser dependente da definição de uma velocidade de circulação. Desta forma, o modelo empírico apresentado por Caruso et al. (2013) foi utilizado para uma avaliação qualitativa deste escoamento, aplicando-se as características geométricas e condições operacionais para um escoamento de fluido refrigerante R-600a no filtro secador, e as características geométricas dos tubos capilares utilizados no presente estudo.

A Figura 2.12 apresenta a correlação entre a profundidade de submergência crítica (H_c) e a vazão mássica succionada pela tubulação. Aumentando a vazão, aumenta a velocidade de sucção e, desta forma, o vórtice consegue se formar e arrastar a fase gasosa a uma altura de submergência maior. Por outro lado, observa-se que os valores para H_c (inferiores à 1 mm) e a influência praticamente nula do diâmetro da tubulação evidenciam que o modelo, empírico, não permite que seja aplicado à situação do filtro secador.

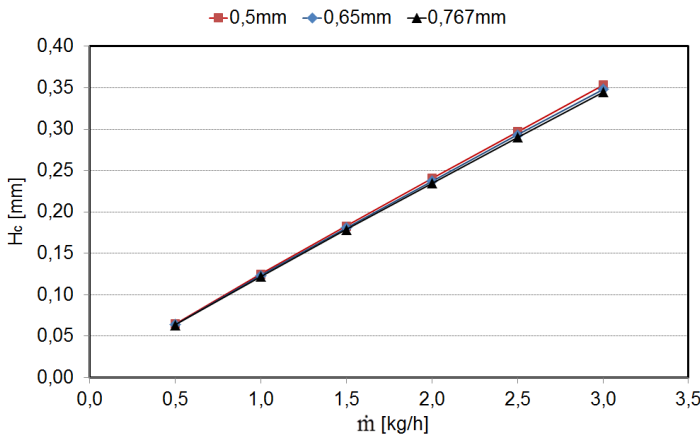


Figura 2.12 – Correlação entre H_c e vazão mássica.

2.5 Transição tubo capilar-evaporador

Em um refrigerador típico, a extremidade final do tubo capilar é inserida em uma tubulação de transição ao evaporador, que, em geral,

apresenta diâmetro igual ao diâmetro da tubulação do evaporador (Figura 2.13a). Em outras situações, o tubo capilar é inserido em uma peça denominada ponteira (Figura 2.13b), que, por sua vez, será conectada à entrada do evaporador.

Esta ponteira apresenta uma seção cilíndrica curta, cujo diâmetro interno é ligeiramente superior ao diâmetro externo do capilar, e uma segunda seção cilíndrica, com diâmetro equivalente ao diâmetro da tubulação do evaporador. Conectando as duas seções cilíndricas, há uma seção cônica. No processo de fabricação, a ponta do tubo capilar é manualmente inserida na seção menor da ponteira, e soldada. Esta inserção da ponta do tubo capilar para dentro da ponteira é necessária para evitar que fluxos de solda, ou mesmo metal derretido, originados da operação de soldagem, possam penetrar no tubo capilar, obstruindo-o. O processo manual de fabricação garante uma incerteza na posição da ponta do capilar em relação à extremidade da ponteira de ± 2 mm.

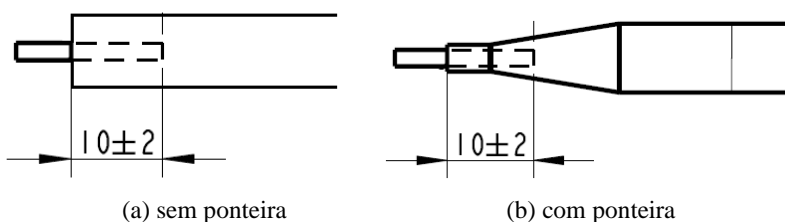


Figura 2.13 – Geometria típica da seção de descarga de um tubo capilar

Como o diâmetro interno dos tubos capilares utilizados em refrigeradores domésticos assume valores na faixa de 0,50 a 0,83 mm, a relação entre o diâmetro interno do capilar e diâmetro da ponteira é da ordem de 0,09 a 0,15 (relação entre as áreas da ordem de 0,008 a 0,024), caracterizando-se como uma expansão abrupta. Para condições típicas de escoamento em bloqueio de R-600a em tubo capilar, o número de Reynolds na extremidade de saída do tubo capilar atinge valores superiores a 10.000, indicando que o escoamento após a saída do capilar caracteriza-se como um jato estreito (WHITE, 1991).

2.5.1 Escoamento em jato

Um escoamento em jato consiste em uma corrente de fluido sendo descarregada em um meio quiescente, ou com velocidade muito menor do que a velocidade do jato. Enquadra-se no campo de estudo dos escoamentos turbulentos livres, ou seja, assume-se que as estruturas

fundamentais do escoamento encontram-se suficientemente distantes de superfícies sólidas, de forma que não são afetadas pelos mecanismos de turbulência provocada por superfícies.

Na origem do jato (boca de ejeção), o escoamento apresenta, ao longo de sua seção transversal, uma velocidade aproximadamente homogênea, à semelhança de um escoamento potencial (Figura 2.14). Após ser ejetado, o limite externo do jato entra em contato com o fluido circundante, arrastando-o e formando uma camada cisalhante. O escoamento fortemente cisalhante nesta região dá origem a instabilidades de Kelvin-Helmholtz, que por sua vez dão origem aos turbilhões (*eddies*). A região interna do jato permanece essencialmente irrotacional, sendo por isso chamada de núcleo potencial. A região onde os turbilhões se formam é denominada camada misturadora turbulenta, que cresce até alcançar o eixo de simetria do jato. Consequentemente, o núcleo potencial vai sendo reduzido, e desaparece a uma determinada distância do bocal de ejeção. Esta região do jato é geralmente referenciada como a região misturadora. Após a extinção do núcleo potencial, o jato sobrevive essencialmente como um escoamento turbulento, cuja energia vai sendo progressivamente dissipada.

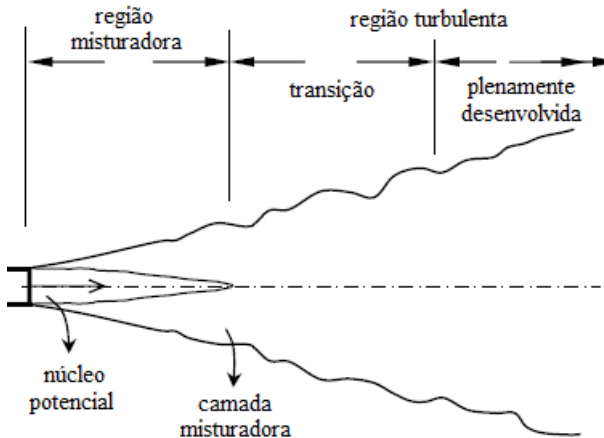


Figura 2.14 – Estrutura de um jato.

Em escoamentos gasosos, quando o escoamento se encontra em bloqueio, e a pressão à jusante do jato é mais baixa do que a pressão crítica na origem, o jato é dito sub-expandido. Nesta condição, a pressão do escoamento tem que se ajustar à pressão à jusante. Este ajuste se dá pela formação de ondas de expansão, ondas de compressão, e ondas de

choque (NORMAN; WINKLER, 1985). A estrutura do jato é indicada (de maneira aproximada) na Figura 2.15.

Como o escoamento na boca do jato se encontra a uma pressão superior à pressão externa ao jato, e vê-se subitamente livre da influência da parede do tubo, expande-se por meio de ondas de expansão, o que o faz defletir-se para longe da linha de centro e acelerar, atingindo valores de Mach superiores a 1 no núcleo do jato. A aceleração do escoamento no interior do jato aumenta o cisalhamento em relação ao fluido externo ao jato. No núcleo, a pressão do escoamento pode atingir valores inferiores à pressão externa ao jato, levando ao surgimento de ondas de compressão, para que a pressão possa se ajustar. Quando estas ondas de compressão coalescem, formam uma onda de choque oblíqua em relação ao eixo do jato. Mais próximo ao eixo do jato, o escoamento não chega a se defletir tanto e, ao expandir, pode formar uma onda de choque quase plana e perpendicular ao eixo, denominada disco de Mach.

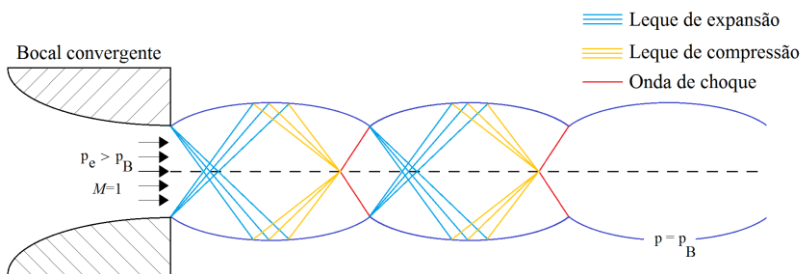


Figura 2.15 – Estrutura de um jato supersônico sub-expandido (CAETANO, 2016).

As ondas de choque oblíquas e os discos de Mach desaceleram o escoamento e recuperam a pressão, restabelecendo a configuração estrutural inicial do escoamento, e fazendo reiniciar o processo. Dependendo da energia disponível, este padrão poderá se repetir algumas vezes, com intensidade cada vez menor, devido à dissipação de energia nos choques. A região entre dois discos de Mach consecutivos é comumente denominada de célula de choque, e seu comprimento (a distância entre dois choques planos sucessivos) tem influência marcante sobre o espectro da excitação acústica gerada pelo jato.

Jatos supersônicos reais não apresentam fronteiras nítidas e estáveis, mas fortes camadas misturadoras turbulentas onde o fluido do jato mistura-se com o fluido externo. Como o crescimento da camada mistu-

radora vai progressivamente reduzindo o núcleo potencial, as células de choque também vão progressivamente diminuindo de tamanho e intensidade. No jato supersônico gasoso, a região misturadora, ou seja, a distância para que a camada misturadora preencha completamente o jato, é maior, em torno de 5 a 6 vezes o diâmetro do jato (enquanto em um jato subsônico esta distância é usualmente de 4 vezes). Quando a camada misturadora atinge o eixo de simetria do jato, o escoamento resulta totalmente subsônico e turbulento. O jato fica, assim, susceptível a movimentos de torção e dobramento (*flapping*), como um jato subsônico normal.

Em resumo, o ajustamento da pressão do escoamento à pressão à jusante se dá pela forte dissipação de energia nas diversas estruturas características do jato turbulento (camada limite cisalhante, arrastamento de fluido externo, ondas de Prandtl-Meyer e choques). Uma fração desta energia dissipada constitui-se em energia acústica, ou, em outras palavras, as oscilações de pressão que caracterizam o campo acústico propagado para o meio externo ao jato adquirem sua energia das estruturas turbulentas do jato, e de sua interação com os choques. Assim, reduções cada vez maiores da pressão externa ao jato provocam uma maior aceleração do jato, maior dissipação de energia, e maior intensidade de excitação acústica.

Cabe observar que as estruturas ilustradas na Figura 2.15 são bastante instáveis, e quaisquer oscilações na origem do jato podem modificá-las consideravelmente.

2.5.2 Geração de excitação acústica em jatos

Em qualquer escoamento em jato, assim como qualquer escoamento cisalhante, a fonte primária de excitação acústica é a turbulência gerada quando a corrente em alta velocidade interage com o meio circundante (REETHOF, 1978; DOWLING; FLOWCS-WILLIAMS, 1983). As oscilações de velocidade características das estruturas turbulentas típicas (os turbilhões, ou *eddies*) que se formam na camada limite de mistura do jato são a principal grandeza física originada pela turbulência relacionada à geração de excitação acústica, de acordo com a teoria pioneira de Lighthill (1952, 1954). Lighthill demonstrou que, derivando-se a equação de propagação sonora a partir da forma completa da equação da conservação da quantidade de movimento (desprezando-se apenas forças gravitacionais e outras forças de corpo), obtém-se:

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 \rho'}{\partial x_i \partial x_i} = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} \quad (2.1)$$

onde ρ' representa a oscilação de densidade da excitação acústica ($\rho = \bar{\rho} + \rho'$), e T_{ij} representa o que ficou conhecido como o tensor tensão de Lighthill,

$$T_{ij} = \rho u_i u_j + p_{ij} - c^2 \rho' \delta_{ij} \quad (2.2)$$

onde $\rho u_i u_j$ representa o clássico tensor de inércia turbulento de Reynolds (WHITE, 1991), e $p_{ij} = p' \delta_{ij} - \tau_{ij}$, onde p' indica a pressão normal, δ_{ij} representa a função delta de Kronecker e τ_{ij} é o tensor tensão viscosa. A interpretação da formulação de Lighthill é a de que o movimento ondulatório de um fluido real pode ser entendido como um campo acústico onde as ondas se propagam com velocidade constante c , e o termo fonte do lado direito da eq. (2.2) representa um campo de fonte sonora para estas ondas. Se o escoamento é invíscido, e as aproximações de linearização são consideradas, o tensor de Lighthill se anula (o tensor de Reynolds $\rho u_i u_j$ representa o produto de flutuações pequenas, $\tau_{ij} \cong 0$, e $p' = c^2 \rho'$), e a equação de propagação da onda sonora linear é recuperada. Entretanto, quando o escoamento é turbulento, o tensor de Reynolds não pode ser considerado nulo (é justamente a quantidade que caracteriza a turbulência), e o tensor de Lighthill não se anula. Assim, as regiões de escoamento turbulento podem ser consideradas fontes sonoras com distribuição típica do tipo quadrupolo (DOWLING; FLOWCS-WILLIAMS, 1983). A forma tradicional de solução do problema acústico consiste em, a partir da solução do campo fluidodinâmico, calcular a contribuição, em uma dada posição do domínio físico, da excitação acústica gerada em cada ponto do subdomínio onde a fonte (qual seja, o tensor de Lighthill) apresente magnitude relevante (ou seja, as regiões de maior intensidade de turbulência – PROUDMAN, 1952).

Desta forma, um campo acústico de amplo espectro de frequências será gerado, devido à complexidade das fontes acústicas. Turbilhões de pequena escala dominarão a geração de energia acústica em altas frequências, ao passo que escalas de turbulência maiores dominarão a geração em baixas frequências. Assim, na região misturadora, o espectro da excitação acústica apresenta maiores intensidades na faixa de alta frequência, em função das menores escalas das estruturas turbulentas.

Como o tamanho dos turbilhões cresce com a distância da boca do jato, na transição para a região plenamente turbulenta, ruído de baixa frequência passa a ser significativo, acompanhando este crescimento das escalas de turbulência. Esta estrutura é tradicionalmente denominada na literatura como ruído de misturamento turbulento (*turbulent mixing noise*) ou ruído de misturamento de jato puro (FISHER; LUSH; HARPER-BOURNE, 1973). De acordo com a abordagem de Lighthill, considerando as regiões de geração acústica como relativamente compactas quando comparadas às dimensões do meio, a irradiação de energia acústica resulta tridimensional, e a característica espectral do ruído gerado pelo jato é geralmente o de um ruído de amplo espectro, com marcante direcionalidade, ou seja, a magnitude e a distribuição espectral da energia acústica é dependente da posição do observador em relação ao eixo do jato. Esta direcionalidade tem correlação não só com a característica intrínseca das fontes tipo quadrupolo, mas também com o efeito Doppler resultante do deslocamento dos turbilhões na direção do escoamento, arrastados pelo movimento do núcleo potencial do jato (deslocamento convectivo dos turbilhões).

Em condição de escoamento em bloqueio na boca de ejeção, o jato se torna supersônico sub-expandido, e passa a apresentar fenômenos típicos, conforme apresentado na seção anterior. Desta forma, as características da geração acústica de um jato supersônico são mais complexas que as do jato subsônico.

Em um jato supersônico, os turbilhões, transportados convectivamente na camada limite misturadora, interagem com as ondas de choque, sendo fortemente afetados pelo salto de pressão característico do choque, o que aumenta a intensidade da turbulência, modificando o espectro e a intensidade do ruído gerado, notadamente nas altas frequências. Reciprocamente, a camada limite misturadora turbulenta opera de maneira a atenuar o efeito dos choques.

Assim, o espaçamento entre os sucessivos choques (os limites das células de choque) tem influência significativa sobre o espectro de frequências das fontes sonoras turbulentas. O ruído associado ao choque tem também característica de amplo espectro, porém apresenta um pico forte, cuja frequência é relacionada ao deslocamento convectivo dos turbilhões e à intersecção/interação destes com os discos de Mach e choques oblíquos. Ou seja, sendo o jato suficientemente estável, de forma que as estruturas mostradas na Figura 2.15 mantenham-se estáveis, o espectro da excitação acústica tipicamente apresentará picos em frequências definidas pelo espaçamento entre as células de choque e pela velocidade convectiva dos turbilhões. A característica espectral continua

a apresentar forte direcionalidade, devido à influência do movimento convectivo dos turbilhões.

Após a região onde ocorrem as células de choque, o jato se comporta de maneira similar ao jato subsônico, apresentando o típico processo de misturamento turbulento. Então, os dois mecanismos (ruído de misturamento turbulento e ruído associado aos choques) se somam, gerando maior intensidade de excitação acústica em relação ao jato subsônico.

Powell (1953a, 1953b) foi um dos pioneiros em identificar outra característica marcante do jato supersônico sub-expandido: a presença de um tom bastante elevado em uma ou mais frequências bem definidas, gerando um som com uma característica típica qualificada como de um silvo ou grito (*whistling* ou *screeching*). A partir de experimentos que permitiram visualizar diversas características deste tipo de escoamento, Powell postulou que a passagem dos turbilhões através da onda de choque gera a excitação acústica, que é irradiada de maneira muito intensa à montante do ponto onde ocorre a interceptação. Quando esta excitação atinge a região próxima ao bocal do jato, dá origem a perturbações embrionárias que são amplificadas à medida que se deslocam à jusante, arrastadas pela camada limite do jato, aumentando a intensidade dos turbilhões e, desta forma, aumentando a intensidade da excitação-fonte, ou seja, realimentando o processo. Para que o processo seja mantido, algumas condições de ganho e de fase do processo de realimentação precisam ser atendidas. Então, trata-se de uma condição de ressonância em um mecanismo de realimentação.

Outra característica observada pioneiramente por Powell foram as descontinuidades ou saltos de frequência fundamental da excitação, à medida que intensidade do jato (razão de pressão ou velocidade de efluxo) era aumentada ou reduzida. Powell relacionou estas mudanças súbitas a mudanças nos parâmetros de ganho e fase do processo de realimentação.

A evolução subsequente do entendimento do processo de geração acústica em jatos confirmou as observações pioneiras de Powell. Raman (1999) apresenta uma revisão abrangente do desenvolvimento do entendimento dos fenômenos, mostrando, entre outros, a identificação de distintos regimes do jato, a saber, desenvolvimento axissimétrico, helicoidal, e oscilante (*flapping*), tendo sido demonstrado que estas alterações na estrutura tridimensional do jato são relacionadas às mudanças súbitas nas frequências de excitação. O entendimento dos mecanismos de realimentação acústica associados ao *screech* também evoluiu. Entretanto, apesar de todos os avanços nas técnicas experimentais e computa-

cionais, a capacidade de prever a amplitude da excitação *screech* ainda é limitada, e vários detalhes dos mecanismos físicos ainda não são plenamente entendidos, demonstrando a complexidade inerente ao fenômeno.

Em resumo, em um jato supersônico, a excitação acústica total gerada é o resultado de 3 componentes: (a) a excitação devido ao misturamento turbulento (*turbulent mixing noise*); (b) a excitação de amplo espectro associada aos choques (*broadband shock-associated noise*); (c) a excitação *screech*. A Figura 2.16 apresenta um espectro de campo distante típico da excitação acústica gerada por um jato supersônico livre, medido em uma direção à montante do jato, mostrando as contribuições qualitativas de cada componente (TAM, 1995). Observa-se que a excitação de misturamento turbulento manifesta-se nas frequências mais baixas, em função da predominância das escalas de turbulência de maior magnitude, ao passo que a excitação associada ao choque aparece em frequências mais altas, devido à maior importância das menores escalas de turbulência, visto que são estas que mais são afetadas pela interação com os choques. A excitação *screech* manifesta-se, em geral, em frequências inferiores às frequências de pico típicas da excitação associada aos choques. Todas as três componentes apresentam forte direcionalidade.

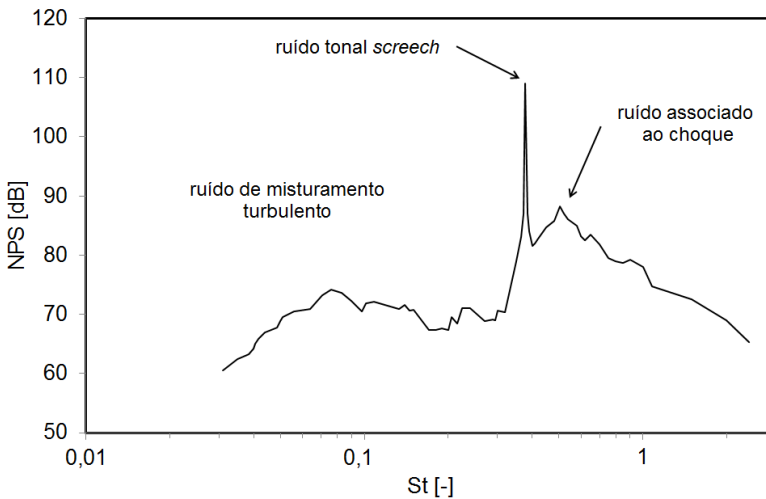


Figura 2.16 – Espectro (de campo distante) típico da excitação acústica gerada por um jato supersônico (adaptado de TAM, 1995).

As características até aqui apresentadas são típicas de jatos livres. Entretanto, sendo o jato descarregado dentro de uma tubulação, além das alterações na estrutura do jato, os mecanismos geradores de excitação acústica também são modificados.

Segundo Ffowcs-Williams e Hawkings (1969), a interação entre a turbulência e uma superfície gera uma excitação acústica com característica de fonte do tipo dipolo, que apresenta maior eficiência irradiativa quando comparada à fonte do tipo quadrupolo, típica de estruturas turbulentas em escoamento livre. Entretanto, Davies e Ffowcs-Williams (1968) afirmam que tubos longos com paredes acusticamente refletoras agem como um refletor acústico somente, e não como uma fonte sonora do tipo dipolo (uma vez que a integração dos termos fonte do tipo dipolo ao longo da superfície resultaria nula). Mesmo com superfícies vibrantes (sendo excitadas em sua frequência natural) apenas a fase da fonte dipolo é modificada. Ou seja, mesmo dentro de dutos, a natureza de uma fonte quadrupolo típica de jato é mantida, e este fato é demonstrado em experimentos com orifícios em tubulações.

Já Reethof e Ward (1986) afirmam que pesquisas com orifícios simples e válvulas, seguidos por seções de tubos retos, mostraram que o processo de geração de ruído é dominado por fontes acústicas do tipo dipolo, por conta da natureza das superfícies radiantes internas e da maior eficiência dos irradiadores dipolo comparadas com os quadrupolos (que são os dominantes em ruído de jato livre).

Há que considerar que estes modelos levam em consideração um jato gasoso monofásico (quase sempre, ar) livre, com efluxo estável. Tal situação idealizada é bastante diferente da observada na descarga do tubo capilar, onde o jato bifásico confinado apresenta-se muito mais instável, o que irá gerar uma excitação acústica transiente e instável, com intensidade e distribuição espectral variável no tempo. Desta forma, a medição experimental destas características do jato se torna bastante difícil.

2.5.3 Potência acústica global gerada no escoamento em jato

A fonte sonora mais elementar surge quando há um volume flutuante de matéria. Um exemplo seria uma esfera pulsante imersa em um fluido, que ao se expandir radialmente empurra o fluido adjacente e, quando se contrai, permite que o fluido retorne, induzindo assim uma flutuação de massa no fluido. Flutuações de pressão e velocidade são proporcionais à taxa de flutuação da massa. Uma fonte sonora deste tipo é caracterizada como uma fonte monopolo. Duas fontes monopolo pró-

ximas, com flutuação alternada (uma se expande enquanto a outra se contrai), caracterizam a fonte dipolo, e duas fontes dipolo próximas e alternadas caracterizam uma fonte quadrupolo. Em resumo, quaisquer fontes sonoras, por mais complexas que sejam, podem ser matematicamente modeladas como associação destas fontes idealizadas.

Partindo da teoria original de Lighthill, usando o conceito de similaridade hidrodinâmica, Powell (1959) demonstra que, para uma fonte sonora do tipo quadrupolo, a taxa de transporte da energia sonora (potência sonora irradiada) pode ser aproximada por:

$$W_{a,quad} \sim \rho U^8 D^2 c^{-5} \sim \rho U^3 D^2 (U/c)^5 \quad (2.3)$$

onde U e D são a velocidade e dimensão típicas do sistema, e ρ a densidade e c a velocidade de propagação acústica no meio. A grandeza U/c indica o número de Mach característico do escoamento. Já para uma fonte do tipo dipolo,

$$W_{a,dip} \sim \rho U^6 D^2 c^{-3} \sim \rho U^3 D^2 (U/c)^3 \quad (2.4)$$

Nas equações anteriores, a parcela $\rho U^3 D^2$ é proporcional à taxa de transferência de energia mecânica do escoamento (potência de fluxo ou potência mecânica do escoamento). Desta forma, a parcela $(U/c)^n$ pode ser interpretada como uma eficiência de conversão da energia mecânica em energia acústica. Desta forma, para $U/c < 1$, constata-se que as fontes do tipo dipolo apresentam eficiência irradiativa superior às fontes tipo quadrupolo.

As fontes dipolo e quadrupolo apresentam forte direcionalidade, isto é, a energia acústica medida é dependente da posição em relação à fonte. Entretanto, no jato confinado, admitindo-se que as superfícies internas da tubulação apresentem-se como refletoras quase perfeitas, a direcionalidade da geração acústica deixa de influenciar o processo, porque praticamente toda a energia acústica gerada segue à jusante na tubulação. Isto equivale a considerar que a parcela da energia acústica gerada pelo jato que é transmitida à tubulação, nesta dissipada, ou transmitida para o meio exterior, é muito pequena em comparação com o que é refletido.

Para a parcela de excitação acústica produzida pelo misturamento turbulento (onde o mecanismo de geração são as estruturas turbulentas, cuja característica é a de uma fonte tipo quadrupolo), assumindo como velocidade característica do escoamento a velocidade de efluxo do jato,

(U_e) e como dimensão característica o diâmetro de efluxo do jato (D_e), da eq. (2.3), obtém-se:

$$W_a \sim \rho U_e^8 D_e^2 c^{-5} \sim \rho U_e^3 D_e^2 (U_e / c)^5 \quad (2.5)$$

Conhecida a vazão mássica do jato, pode-se definir a taxa de transporte de energia mecânica do escoamento (potência mecânica de fluxo), W_m , como:

$$W_m = \frac{\dot{m} U_e^2}{2} = (\rho_e U_e A_e) \frac{U_e^2}{2} \cong \frac{\rho_e U_e^3 D_e^2}{2} \quad (2.6)$$

Desta forma, pode-se reescrever a eq. (2.5) como

$$W_a \sim W_m U_e^5 c^{-5} \quad (2.7)$$

onde $U_e^5 \cdot c^{-5} = M_e^5$ representa o número de Mach da velocidade de efluxo em relação à velocidade de propagação acústica no meio onde o jato é descarregado.

Em relação à parcela da excitação acústica associada aos choques, diversos estudos (p. ex., FISHER; LUSH; HARPER-BOURNE, 1973) mostram que a potência acústica gerada medida experimentalmente é superior aos valores calculados segundo o modelo de quadrupolo. Por sua vez, Reethof e Ward (1986) afirmam que o processo de geração de ruído é dominado por fontes acústicas do tipo dipolo. Assim, para esta parcela:

$$W_a \sim W_m U_e^3 c^{-3} \quad (2.8)$$

Por sua vez, a capacidade de determinação da intensidade da excitação *screech* ainda é bastante limitada (RAMAN, 1999). Como a geração de energia acústica no jato supersônico sub-expandido inclui três componentes (Seção 2.5.2), a maior ou menor contribuição de cada componente será fortemente dependente de cada geometria e regime de escoamento, em consequência da complexidade do próprio escoamento turbulento e dos mecanismos de geração acústica. Assim, a determinação quantitativa da potência acústica global gerada é ainda fortemente dependente de modelos empíricos.

Em síntese, a proporcionalidade da conversão da energia mecânica em energia acústica pode ser definida por um coeficiente de eficiência, η , de maneira que

$$W_a = \eta W_m \quad (2.9)$$

Assim, uma investigação experimental que permita a medição das propriedades mecânicas do escoamento e da energia acústica gerada, pode ser utilizada para definir, tanto qualitativa quanto quantitativamente, as características do processo de conversão acústica de um escoamento específico.

2.5.4 Conteúdo espectral da excitação acústica gerada no escoamento em jato

A distribuição espectral da excitação acústica gerada no escoamento em jato é também de difícil previsão. Conforme discutido, as fontes do tipo dipolo e quadrupolo caracterizam-se por forte direcionalidade, em função dos mecanismos físicos específicos.

O mecanismo de misturamento turbulento é, de certa forma, o mais previsível, uma vez que é diretamente relacionado às oscilações de velocidade característicos da turbulência (LIGHTHILL, 1952, 1954; PROUDMAN, 1952). Ainda assim, dado que a própria modelação da turbulência ainda é um tema complexo e incerto, a determinação da dependência espectral ainda apresenta elevado nível de incerteza.

As frequências de pico de cada componente de geração acústica são o principal parâmetro a ser determinado, pois grande parte da energia acústica global gerada estará concentrada nas bandas em torno destas frequências, que também em geral definem qualitativamente o som gerado. Além disso, as superfícies próximas às fontes sonoras serão mais fortemente excitadas nestas bandas de frequência e, se ocorrer coincidência com as frequências naturais destas superfícies, fortes vibrações podem ser induzidas.

O número de Strouhal (St) indica, qualitativamente, a razão entre forças inerciais devidas à instabilidade do escoamento (oscilações no escoamento) e forças inerciais devido a variações espaciais de velocidade. No caso do escoamento em jato, é dado por

$$St = \frac{f \cdot D}{U} \quad (2.10)$$

onde D e U são a dimensão e velocidade características do jato, e f indica a frequência predominante (de pico). Para a parcela da excitação devida ao misturamento turbulento, o número de Strouhal medido em uma determinada posição no campo livre (St_m) será dado por

$$St_m = St(1 - Ma_c \cos\theta) \quad (2.11)$$

onde Ma_c é o número de Mach convectivo, baseado na velocidade de deslocamento dos turbilhões, U_c , relativamente à velocidade de propagação acústica local, e θ o ângulo formado entre o ponto de medição e o eixo do jato. A eq. (2.11) evidencia a característica de direcionalidade da fonte dependente do efeito Doppler ($1 - Ma_c \cos\theta$). O número de Strouhal da fonte é fortemente dependente do número de Mach do jato, Ma_j , por sua vez dependente da configuração geral do escoamento, sendo a temperatura do jato um dos fatores de mais forte influência. Tam (1995) mostra que, para jatos frios, ou seja, onde a temperatura do fluido no jato não difere muito da temperatura do meio onde é descarregado, as estruturas turbulentas de maior magnitude são relativamente inefetivas, e a geração é dominada pelas estruturas mais finas. Já para jatos quentes, as estruturas de maior magnitude predominam sobre as de menor escala.

Estes resultados são aplicáveis a jatos de ar, normalmente descarregados livremente em pressão ambiente, o que é uma situação bastante diferente da do presente trabalho. Reethof e Ward (1986), para escoamento em válvulas descarregando em tubos, afirmam que, para o ruído dominado pelo misturamento turbulento (*turbulent mixing dominated noise*), a amplitude de pico ocorre para $St_p = 0,2$.

2.5.5 Jatos bifásicos

Quando o escoamento é bifásico, a dinâmica do jato muda consideravelmente. A bibliografia de jatos bifásicos mostra que uma fase dispersa modifica significativamente as estruturas turbulentas típicas do escoamento. Danon, Wolfshtein e Hetsroni (1977) mostram que uma fase dispersa sólida reduz o nível de energia cinética de turbulência. A largura do jato e o comprimento do núcleo potencial também são reduzidos, e a queda de velocidade no eixo central é aumentada com o aumento da concentração da fase dispersa. Além da intrínseca dissipação de energia em torno das partículas, os autores afirmam que as partículas afetam os mecanismos de desenvolvimento dos turbilhões (*eddies*). Al Taweel e Landau (1977) fizeram uma análise de distribuição espectral de energia em jatos bifásicos e mostraram uma redução na intensidade

da turbulência na fase contínua, com a presença da fase dispersa aumentando a dissipação da energia cinética de turbulência preferencialmente sobre as flutuações (turbilhões) de alta frequência.

Polanco et al. (2010) descrevem que, quando um escoamento bifásico emerge na forma de um jato, a depressurização do escoamento quebra a película ou filme de líquido em gotas, ocorrendo simultaneamente a vaporização do líquido, gerando um jato bastante instável. Este tipicamente apresentará duas regiões, conforme mostrado na Figura 2.17: a primeira seção, chamada de região de expansão, é caracterizada pela contínua evaporação e desagregação de gotas de líquido em gotas menores; na segunda seção, a velocidade das gotas diminui, devido ao arrastamento de fluido externo ao jato. Esta segunda seção é chamada de região de arrastamento, e se inicia aproximadamente a partir do ponto em que a pressão interna do jato iguala-se à pressão externa.

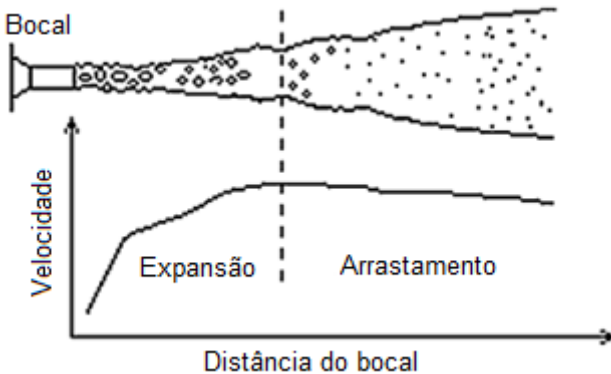


Figura 2.17 – Regiões típicas do jato bifásico (POLANCO et al., 2010).

Mostafa e Elghobashi (1985, 1986) estudaram *sprays* de líquidos voláteis (fluido refrigerante R11 e metanol) descarregados de uma tubeira redonda, verificando significativa redução das tensões de cisalhamento e da energia cinética de turbulência da fase contínua (gasosa) devido à presença das gotas de líquido, e que esta redução apresenta uma relação não-linear com a quantidade de massa da fase dispersa. Quanto maior a fração mássica da fase dispersa, menor é o crescimento radial do jato, menor é a intensidade da turbulência ao longo da seção transversal, e menor o valor máximo de intensidade de turbulência ao longo do eixo do jato.

Quanto menor o diâmetro das gotas da fase líquida, menor é a velocidade relativa entre as fases, e maior a difusividade turbulenta, o que faz com que a velocidade do jato seja mais homogênea ao longo de uma seção transversal (redução da variação radial de velocidade).

A distribuição radial de diâmetros das gotas mostra uma contínua redução acompanhada de um estreitamento da extensão radial da fase dispersa. A taxa de espalhamento do jato é afetada significativamente pela taxa de evaporação. Próximo ao bocal de ejeção do jato, a taxa de espalhamento do jato é muito menor do que a do jato monofásico. Mais à jusante, esta diferença diminui.

Para um mesmo valor de fluxo mássico, a velocidade axial no jato bifásico inicialmente é menor do que no caso monofásico, mas imediatamente após a boca do jato, devido à expansão (e vaporização da fase líquida), a velocidade aumenta, atingindo um pico, e caindo em seguida (como indicado na Figura 2.17), mas se mantendo sempre superior ao caso monofásico, ao longo de uma significativa distância a partir do plano de ejeção.

Park e Lee (1994), em um estudo experimental, identificaram que o padrão de escoamento bifásico na tubulação de ejeção do jato governa o comportamento deste (Figura 2.18). Na medida em que o padrão de escoamento evolui de bolhas isoladas para *slug* e para anular, as gotas de líquido no jato tornam-se menores e mais uniformes. No padrão *slug*, quando o tampão de líquido que separa duas bolhas consecutivas é descarregado, é quebrado em fibras de líquido alongadas, que subsequentemente se desintegram em pequenas bolhas. No padrão anular, ao ser ejetado, o filme líquido junto à parede é desintegrado em gotas bem pequenas, que se distribuem por toda a seção transversal. A velocidade da fase gasosa no núcleo do jato é bem maior neste último caso, corroborando as observações de Mostafa e Elghobashi (1985, 1986).

Cioncolini e Thome (2012) mostram que, no padrão anular, o aumento da velocidade da fase gasosa resulta em maior fração de líquido arrastada pelo núcleo de vapor. Então, quando ejetado, o núcleo do jato já contém uma certa quantidade de gotas, às quais se somam as gotas oriundas da desintegração do filme líquido.

Em resumo, em um escoamento bifásico líquido-vapor em jato, a maior parte do volume do jato é ocupado pela fase gasosa, formando uma fase contínua, e a fase líquida distribui-se em gotas que são arrastadas pela fase contínua. A velocidade média do jato aumenta bastante após a ejeção. A expansão do jato induz a vaporização da fase líquida. O desenvolvimento das estruturas turbulentas é fortemente influenciado pela presença da fase dispersa, pelo tamanho e distribuição das gotas de

líquido, e pela velocidade relativa entre as fases. Todas estas características reduzem a energia disponível para o desenvolvimento dos turbilhões, reduzindo desta forma a geração de energia acústica devido ao misturamento turbulento, sendo esta redução mais notável nas altas frequências. Devido à velocidade relativa entre as fases, microescoamentos em esteira são gerados em torno das gotas, alterando completamente as escalas e intensidades dos turbilhões.

Todas estas características são observadas nos dados de Singh et al. (1999), onde a redução da fração mássica de vapor (e consequente aumento da fração mássica de líquido) do escoamento na descarga do dispositivo de expansão provoca redução dos níveis de pressão acústica, exatamente nas frequências mais altas.

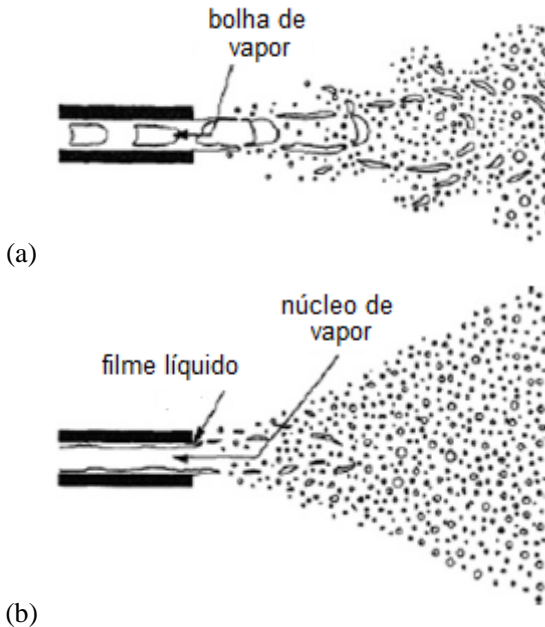


Figura 2.18 – Tipos de jato em função do padrão de escoamento bifásico na tubulação: a) *slug*; b) anular (POLANCO et al., 2010).

O aumento da velocidade da fase de vapor coloca a possibilidade de ocorrência de um choque localizado no núcleo do jato. Por sua vez, o choque tem uma forte influência sobre a dinâmica da fase dispersa (BRENNEN, 2005) o que torna os mecanismos ainda mais complexos, e de difícil previsão.

Por fim, na geometria típica da transição de descarga de um tubo capilar (Figura 2.13), há uma pequena quantidade de fluido que fica aprisionada em regiões de recirculação à montante do plano de ejeção. Quando este fluido é arrastado para dentro do jato, ocorre uma redução de pressão na região de recirculação, que acaba por induzir uma reversão do escoamento, devolvendo fluido à região de recirculação, de forma a manter a pressão estável. Esta reversão tem como consequência facilitar a expansão da camada limite misturadora na direção radial. Este movimento da camada misturadora, por sua vez, pode permitir ao núcleo gasoso do jato acelerar ainda mais, ampliando a possibilidade de gerar um choque.

Polanco et al. (2010) afirmam que o estágio do conhecimento dos fenômenos que envolvem o jato bifásico em evaporação sugere ser ainda muito difícil prever seu comportamento. Mas os diversos estudos experimentais possibilitam inferir, ao menos qualitativamente, seu comportamento.

A análise desta seção reforça a conclusão que os modelos tradicionais utilizados para o estudo de jatos subsônicos e supersônicos de gases não podem ser aplicados diretamente ao escoamento na descarga do tubo capilar. Do conhecimento do autor, à exceção do trabalho de Singh et al. (1999), não há trabalhos abordando os aspectos acústicos de jatos bifásicos de fluidos refrigerantes em vaporização, nas condições observadas em sistemas de refrigeração. Assim, os dados experimentais obtidos no presente trabalho serão importantes no sentido de fornecer novas evidências experimentais.

2.5.6 Padrão de escoamento bifásico na transição tubo capilar- evaporador

O escoamento na transição para o evaporador é bifásico. Portanto, sua distribuição espacial (padrão de escoamento) pode ter significativa influência sobre o comportamento do escoamento em jato.

Conforme apresentado na Seção 2.2, mapas de padrões de escoamento bifásico são utilizados para prever o padrão local em um duto, baseado em certas variáveis termo-fluidodinâmicas do escoamento.

Para o escoamento em tubos horizontais com ebulição, um dos mapas mais bem elaborados disponíveis na literatura é o mapa Wojtan-Ursenbacher-Thome (WOJTAN et al., 2005). Este mapa é uma evolução de trabalho anterior (KATTAN et al., 1998), resultado da aplicação de novas técnicas apuradas de medição de fração de vazio, que permitiram incrementar significativamente a precisão do método anterior, na previ-

são de regimes típicos de escoamento em ebulição em tubos horizontais. Os mapas são baseados em modelos analíticos bem fundamentados para o problema da transferência de calor, e validados por um amplo banco de dados experimentais obtidos com diversos fluidos refrigerantes. Além disso, o mapa Wojtan-Ursenbacher-Thome apresenta a vantagem de não exigir processos de cálculo iterativos, sendo de fácil e imediata utilização para a identificação dos padrões de escoamento para uma determinada situação física.

A Figura 2.19a apresenta o mapa de Wojtan-Ursenbacher-Thome calculado para uma condição de escoamento em um evaporador (tubulação de $3/8''$, diâmetro interno de 7,94 mm) com um fluxo de massa da ordem de 15 kg/s.m^2 , e temperatura de evaporação de -25°C , condições típicas de refrigeradores *no-frost*, com evaporador por convecção forçada. A região S indica um padrão estratificado com superfície lisa, SW um padrão estratificado-ondulado, I um padrão intermitente (segundo os autores, equivalente a um padrão *plug*), e A indica o padrão anular. Observa-se que, na faixa de fração mássica considerada, o processo de ebulição resulta em um padrão de escoamento tipicamente estratificado, inicialmente com uma interface suave (S), ocorrendo, a partir de uma fração mássica de aproximadamente 0,28, a transição para um padrão estratificado-ondulado (SW), em função do aumento de velocidade da fase gasosa.

A Figura 2.19b apresenta o mapa calculado para as mesmas condições de temperatura de evaporação e vazão mássica, mas para uma tubulação de diâmetro menor (tubulação de $1/4''$, diâmetro interno aprox. de 4,77 mm), com o que o fluxo de massa passa a ser da ordem de 43 kg/s.m^2 . Observa-se que, neste caso, o escoamento caracteriza-se como uma combinação dos padrões estratificado-ondulado (SW) e *slug*. A partir de uma fração mássica de aproximadamente 0,17, o padrão *slug* não é mais observado, devido ao aumento de velocidade da fase gasosa, mantendo-se apenas o padrão estratificado-ondulado.

Observa-se então que, para condições típicas de escoamento horizontal na entrada do evaporador, o padrão de escoamento bifásico predominante é estratificado. Ou seja, dada a geometria típica da transição entre o tubo capilar e o evaporador, o jato é descarregado em uma região com uma superfície líquido-vapor bem definida e predominantemente ocupada pelo vapor saturado do fluido refrigerante. A elevada velocidade do jato pode gerar ondulações na superfície do líquido.

A redução do diâmetro pode resultar em padrão intermitente (*slug*), o que tem implicações importantes sobre os fenômenos fluido-acústicos. A obstrução da seção transversal pelo líquido, característica

do padrão *slug*, produziria um forte efeito sobre o jato, enclausurando a excitação acústica e podendo gerar fortes efeitos de ressonância. Conclui-se então que, quanto maior o diâmetro interno desta tubulação de transição, menor a possibilidade de efeitos acústicos anômalos.

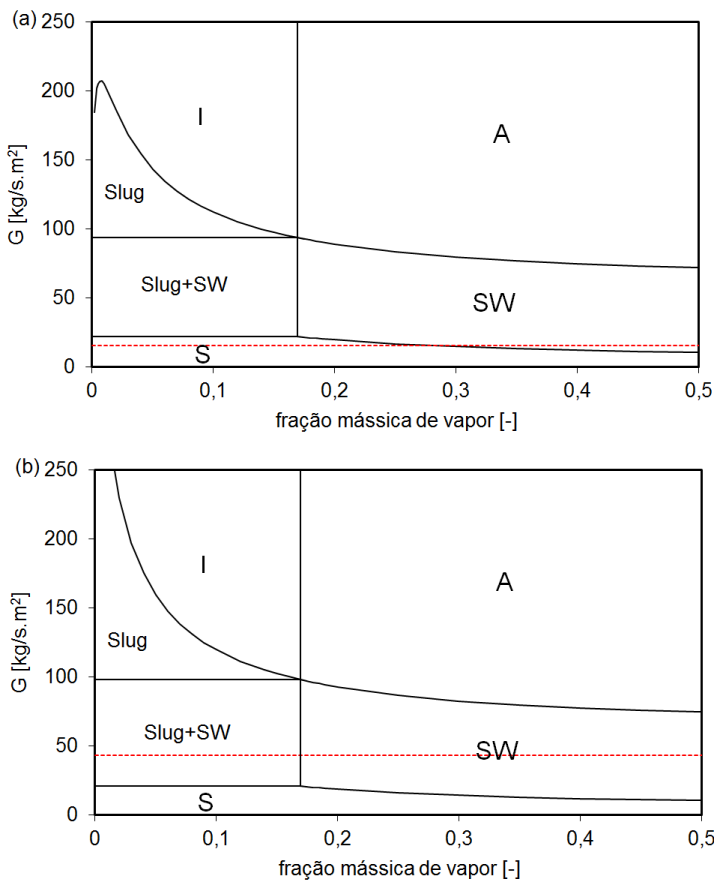


Figura 2.19 – Mapa de Wojtan-Ursenbacher-Thome para R-600a: a) $D = 7,94\text{mm}$, $G = 15\text{ kg/m}^2.\text{s}$; b) $D = 4,77\text{ mm}$, $G = 43\text{ kg/m}^2.\text{s}$.

2.6 Comportamento dinâmico de bolhas

Um dos principais efeitos acústicos associados ao dispositivo de expansão está relacionado ao comportamento das bolhas de vapor no escoamento ao longo do tubo capilar. O objetivo desta seção é a análise

deste comportamento, visando o entendimento dos mecanismos e fatores associados à geração de excitação acústica produzida por uma bolha gasosa em meio líquido.

2.6.1 Equação de Rayleigh-Plesset

Considerando uma bolha esférica de raio $R(t)$ em um domínio suficientemente grande preenchido de líquido, cuja temperatura e pressão longe da bolha sejam T_∞ e $p_\infty(t)$. Assumindo-se a temperatura constante, e desconsiderando-se gradientes de temperatura, a pressão no líquido é a variável que controlará o crescimento ou colapso da bolha.

Desconsiderando a compressibilidade do líquido, que então apresenta densidade ρ_L constante, assumindo viscosidade dinâmica do líquido μ_L também constante e uniforme, assumindo que o conteúdo da bolha é homogêneo, e que a temperatura $T_B(t)$ e pressão $p_B(t)$ no interior da bolha são sempre uniformes, o raio da bolha será governado pela equação generalizada de Rayleigh-Plesset (BRENNEN, 2005),

$$\begin{aligned}
 & \text{(1)} \qquad \qquad \qquad \text{(2)} \qquad \qquad \qquad \text{(3)} \\
 & \frac{p_V(T_\infty) - p_\infty(t)}{\rho_L} + \frac{p_V(T_B) - p_V(T_\infty)}{\rho_L} + \frac{p_{G0}}{\rho_L} \left(\frac{T_B}{T_\infty} \right) \left(\frac{R_0}{R} \right)^3 = \\
 & = R \frac{d^2R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + \frac{4\nu_L}{R} \frac{dR}{dt} + \frac{2\sigma}{\rho_L R}
 \end{aligned} \tag{2.12}$$

$$\begin{aligned}
 & \text{(4)} \qquad \qquad \qquad \text{(5)} \qquad \qquad \qquad \text{(6)}
 \end{aligned}$$

Observa-se que o comportamento da bolha será, em essência, governado pela diferença entre a pressão interna da bolha e a pressão e temperatura no líquido (termos 1 e 2, que tem características de termos-fonte da equação diferencial). O termo (1) (termo de pressão) indica a tensão instantânea a que a bolha está submetida devido à pressão no líquido, enquanto o termo (2) (termo térmico) reflete a influência das características de transferência de calor entre a bolha e o líquido (indicada pela diferença entre T_B e T_∞). A viscosidade do líquido (termo 5) e a tensão interfacial líquido-vapor (termo 6) impõem resistência à movimentação da interface, influenciando sua dinâmica (termos 4).

A equação é válida para o caso idealizado de não haver transporte de massa através da interface da bolha, que não obstante é uma boa

aproximação mesmo quando evaporação ou condensação estão ocorrendo na interface, desde que a densidade do vapor seja muito menor do que a densidade do líquido (situação que é observada com o R-600a).

O termo (3) surge ao se admitir que a bolha contenha, além de vapor da mesma espécie química do líquido, alguma quantidade de gás não-condensável, cuja pressão parcial é p_{G0} em um determinado tamanho de referência R_0 e temperatura T_∞ , e em não havendo transferência de massa do gás de/para o líquido. Observa-se então que a presença de um gás não-condensável altera substancialmente a dinâmica da bolha, devido à dependência da pressão com R^3 . O termo (3) demonstra ainda que a pressão percebida pelo vapor no interior da bolha é menor do que sua pressão real, o que exigirá que o conteúdo gasoso da bolha atinja temperaturas mais baixas para que a condensação do vapor contido na bolha possa ocorrer. Isto explica os efeitos observados pela presença destes gases em sistemas de refrigeração (ESPÍNDOLA, 2014), inclusive efeitos acústicos.

Para a solução do problema, permanece a necessidade de definir a temperatura interna da bolha. Em algumas situações, a diferença entre T_B e T_∞ não é significativa, mas em outras condições, é esta diferença quem domina a dinâmica da bolha, em função da influência sobre o termo fonte (2). Esta diferença será determinada pelo balanço energético da bolha. Por sua vez, o fluxo de calor de ou para a bolha depende da determinação do gradiente de temperatura no líquido, junto à interface, que exige a solução da equação de difusão do calor no líquido, para a qual não existe uma solução analítica.

Em processos onde a variação das condições no líquido é relativamente suave, os termos de pressão e térmico (termos 1 e 2 na eq. 2.12) apresentam ordem de magnitude muito maiores do que os termos de inércia (termos 4 na eq. 2.12). Assim, se a tensão ($p_V - p_\infty$) permanecer constante, uma solução para o raio da bolha pode ser dada por uma equação algébrica (BRENNEN 2005). Entretanto, se o crescimento da bolha é influenciado também pela variação de pressão no líquido, de forma que p_∞ muda substancialmente durante o crescimento, as soluções algébricas aproximadas não são mais válidas, e a análise resulta muito mais complexa. Torna-se necessário solucionar, simultaneamente, a equação de difusão térmica, a equação de conservação de energia na bolha e a equação de Rayleigh-Plesset.

2.6.2 Comportamento da bolha no tubo capilar

Uma vez ingerida, o deslocamento da bolha através do tubo capilar faz com que esta esteja submetida a uma progressiva descompressão, provocando seu crescimento, que também é resultado da vaporização (transferência de massa através da interface). Desta forma, nos trechos do tubo capilar fora do trocador de calor, o comportamento da bolha é governado pelo termo de pressão, admitindo-se que a diferença de temperatura entre a bolha e o líquido seja mínima.

Entretanto, ao adentrar o trocador de calor, o líquido passa a ser resfriado, o que faz com que o termo térmico adquira significância, causando uma súbita mudança de regime da bolha, que passa a ser descomprimida e resfriada simultaneamente.

Então, a análise do comportamento da bolha ao longo do tubo capilar torna-se complexa, não existindo uma solução analítica. Por sua vez, uma solução computacional numérica mostrou-se de difícil implementação, em função da relativa simplicidade do modelo para o escoamento utilizado no presente trabalho. Desta forma, optou-se por uma análise paramétrica simplificada, aliás, bastante comum no estudo do escoamento bifásico.

Florschuetz e Chao (1965) desenvolveram uma análise do processo de colapso de bolhas, ou seja, da contração (redução de volume) de uma bolha quando submetida a um processo de resfriamento pelo líquido ou de aumento de pressão no líquido. O objetivo da análise era determinar em que condições o comportamento da bolha é governado pela pressão ou pela transferência de calor, e quais parâmetros controlam este comportamento. A análise parte da equação de Rayleigh-Plesset, desconsiderando-se os efeitos da viscosidade e da tensão interfacial, visto que estes termos só adquirem importância quando a bolha é muito pequena, ou seja, próximo ao ponto de colapso completo. Para a solução do problema da transferência de calor entre a bolha e o líquido, é empregada a solução de Zwick e Plesset (1955).

Segundo os autores, quando a variação da pressão no líquido controla o fenômeno, o parâmetro que governa o problema é

$$C = \frac{R_0^2 \Delta p}{\rho_L \alpha_{H,L}} \quad (2.13)$$

onde R_0 é o raio inicial da bolha, ρ_L a densidade do líquido, $\alpha_{H,L}$ é a difusividade térmica do líquido, e o diferencial de pressão é dado por

$$\Delta p = p_{\infty}^* - p_{v,0} \quad (2.14)$$

onde p_{∞}^* é a pressão final do sistema (admitindo-se um pulso de pressão positivo no líquido, de forma a fazer a bolha colapsar, ou seja, a bolha encontra-se em equilíbrio na pressão de vapor inicial $p_{v,0}$ e subitamente no líquido é gerada uma pressão superior). Assim, definindo-se τ_I como um tempo adimensional característico do colapso controlado pela pressão do líquido, este é dado por

$$\tau_I = \left(\frac{2}{3} C \right)^{1/2} \tau = \frac{t}{R_0} \left(\frac{2}{3} \frac{\Delta p}{\rho_L} \right) \quad (2.15)$$

onde τ ($= \alpha_{H,L} t / R_0^2$) é o tempo adimensional característico do problema.

Quando a transferência de calor da bolha para o líquido controla o fenômeno, o parâmetro que governa o problema é o número de Jakob, definido da seguinte forma,

$$Ja = \frac{\rho_L c_{p,L} \Delta T}{\rho_{v,ref} \dot{I}_{LV}} \quad (2.16)$$

onde $\rho_{v,ref}$ é um valor de referência característico da densidade de equilíbrio do vapor, e a diferença de temperatura $\Delta T = (T_{sat} - T_{\infty})$, sendo T_{sat} a temperatura de saturação do vapor na bolha, e T_{∞} a temperatura no líquido distante da bolha, representa o potencial de resfriamento da bolha. Definindo-se τ_H como o tempo adimensional característico do colapso, este é dado por

$$\tau_H = \frac{4}{\pi} Ja^2 \tau = \frac{4}{\pi} Ja^2 \frac{\alpha_{H,L} t}{R_0^2} \quad (2.17)$$

Quando as equações governantes do problema são adimensionalizadas e reescritas em termos do tempo adimensional τ_H , obtém-se:

$$B^2 \left(\gamma \ddot{\gamma} + \frac{3}{2} \dot{\gamma}^2 \right) = \left(\frac{\pi}{4} \right)^2 \left[\pi_v(\theta_w) - \pi_{\infty}(\tau_H) \right] \quad (2.18)$$

onde $\gamma (= R/R_0)$ é o raio adimensional da bolha, e as variáveis π representam razões de pressão:

$$\pi_v(\theta_w) = \frac{p_v(\theta_w) - p_{v,0}}{p_\infty^* - p_{v,0}} \quad (2.19)$$

$$\pi_\infty(\tau_H) = \frac{p_\infty(\tau_H) - p_{v,0}}{p_\infty^* - p_{v,0}}$$

sendo $\theta_w = (T_w - T_\infty)/(T_{\text{sat}} - T_\infty)$ a temperatura adimensional equivalente à temperatura da superfície da bolha (T_w) (sendo T_{sat} a temperatura de saturação na pressão final do sistema, p_∞^*), e onde as derivadas do raio adimensional da bolha γ são em relação ao tempo adimensional τ_H .

Com a equação governante do problema escrita desta forma, o número de Jakob e o número C aparecem como um único grupo adimensional B:

$$B = \frac{Ja^2}{\sqrt{C}} = \left[\frac{\rho_L c_{p,L} \Delta T}{\rho_{v,\text{ref}} i_{LV}} \right]^2 \frac{\alpha_{H,L}}{R_0} \left(\frac{\rho_L}{\Delta p} \right)^{1/2} \quad (2.20)$$

Pode-se constatar que $B \cong \tau_H/\tau_l$. Assim, quando B é suficientemente pequeno, a pressão do vapor mantém-se aproximadamente igual à pressão do líquido. É a situação em que a transferência de calor controla o problema.

Quando as equações governantes do problema são reescritas em função do tempo adimensional τ_l , novamente o grupo B aparece, e neste caso, quando B é suficientemente grande, a diferença de temperatura entre o vapor e o líquido torna-se insignificante, de forma que a pressão de vapor permanecerá próxima do seu valor inicial, e o colapso será essencialmente controlada pela variação de pressão do líquido. Assim, quando B decresce, o efeito da transferência de calor torna-se mais importante; quando B aumenta, a inércia do líquido terá um papel mais proeminente.

Para o caso geral, onde tanto o efeito da pressão no líquido quanto da transferência de calor são mantidos nas equações governantes, o problema se torna bem mais complexo. Os autores demonstram que, em diferentes situações, o crescimento dos valores de B leva a maiores oscilações no comportamento da bolha. Ou seja, a tendência da bolha é osci-

lar fortemente antes de atingir o valor de equilíbrio final imposto pela variação das condições no líquido (seja a variação da temperatura ou da pressão). Assim, o número B mostra-se, também, um indicador da intensidade de oscilação da bolha e, conseqüentemente, da intensidade de excitação acústica.

Desta forma, a combinação de valores mais altos do número de Jakob (que indicam maior efeito do resfriamento do líquido sobre a bolha) com valores mais altos do número B (que indicam maior tendência à oscilação) indicam um aumento da geração de energia acústica.

2.6.3 Pressão acústica gerada por uma bolha

Considerando uma bolha de formato esférico e raio de equilíbrio R_0 imersa em um líquido newtoniano com massa específica ρ_L e velocidade de propagação acústica c_L consideradas constantes, sendo as dimensões do meio líquido significativamente maiores do que R_0 (meio infinito), se esta bolha oscilar radialmente com frequência angular ω , configurar-se-á como uma fonte acústica do tipo monopolo (PIERCE, 1981; BLACKSTOCK, 2000).

A amplitude da pressão acústica (isto é, a oscilação de pressão em torno de um valor médio de pressão absoluta) sobre a superfície de uma bolha de raio R_0 será (Secord, 2001):

$$p_s = \frac{\rho_L c_L u_0 k R_0}{\sqrt{1 + k^2 R_0^2}} \quad (2.21)$$

onde u_0 indica a oscilação da velocidade superficial da bolha, e k é o número de onda ($k = \omega/c_L$). A intensidade acústica emitida por esta bolha será dada por

$$I_B = \frac{p_s^2}{2\rho_L c_L} \quad (2.22)$$

Observa-se então que a energia acústica emitida pela bolha (que é máxima na sua frequência de ressonância, ω_0), depende fundamentalmente da velocidade de oscilação da interface da bolha (u_0) nesta condição de ressonância. Desta forma, estabelece-se a relação entre os resultados fluidodinâmicos analisados na seção anterior e o fenômeno acústico. Concluiu-se que o aumento do número B está relacionado a um au-

mento da intensidade de oscilação da bolha, ou seja, da velocidade de oscilação de sua interface (u_0).

Da análise da bolha enquanto oscilador harmônico (Pierce, 1981), a frequência de ressonância na qual a bolha irá vibrar após submetida a uma força impulsiva, desprezando-se o efeito da tensão interfacial, será dada por

$$\omega_{0,M} = \frac{1}{R_0} \left(\frac{3\kappa p_0}{\rho_L} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.23)$$

onde p_0 indica a pressão estática (média) no líquido. Os efeitos térmicos são representados por κ , o expoente de expansão politrópico, onde $1 \leq \kappa \leq \gamma$, onde $\gamma = c_p/c_v$, a razão entre os calores específicos do gás/vapor contido na bolha. O valor $\kappa = 1$ implica temperatura constante da bolha (processo isotérmico), enquanto $\kappa = \gamma$ implica comportamento adiabático. Na maioria dos casos, κ assume um valor entre estes extremos. O comportamento do gás como adiabático ($\kappa = \gamma$), indica a frequência de ressonância de Minnaert (Secord, 2001; Devaud et al., 2008), resultado clássico da literatura.

Esta análise desconsidera efeitos de amortecimento. Porém, a bolha perde energia devido a efeitos viscosos (resistência do líquido ao deslocamento da interface da bolha), térmicos (influência da transferência de calor entre a bolha e o líquido sobre o comportamento térmico do gás ou vapor presente no líquido) e devido à própria radiação acústica (ou seja, a energia utilizada para o deslocamento do líquido na interface da bolha), e estes efeitos alteram a frequência de ressonância da bolha, da mesma forma que o amortecimento altera a frequência de oscilação de um oscilador harmônico. Secord (2001), baseado em Leighton (1994), apresenta um método de cálculo relativamente simples para a determinação do efeito do amortecimento sobre a frequência de ressonância, que passa a ser calculada por

$$\omega_{0,d} = \frac{1}{R_0} \left(\frac{3\kappa p_0}{\rho_L} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{g}{\alpha} \right)^{\frac{1}{2}} = \omega_{0,M} \sqrt{\frac{g}{\alpha}} \quad (2.24)$$

onde $\omega_{0,M}$ indica a frequência de Minnaert (eq. 2.23). O efeito da transferência de calor e da tensão interfacial são incorporados aos parâmetros adimensionais α e g , respectivamente. Análises realizadas para uma

bolha de fluido R-600a, nas condições típicas do escoamento através do tubo capilar, demonstraram que os efeitos dissipativos são muito pequenos, alterando minimamente a frequência de ressonância de Minnaert. Como exemplo, para valores de c_L típicos do R-600a no estado líquido (entre 760 a 1075 m/s na faixa de temperaturas entre 35 e -20°C), raios de bolha da ordem de 0,1 a 0,25mm e frequências inferiores a 20 kHz (limite da análise), a diferença entre os valores com ($\omega_{0,d}$) e sem ($\omega_{0,M}$) amortecimento é inferior a 0,2%.

Muito mais significativo é o efeito da não-esfericidade da bolha, que é a condição mais comum nos tubos capilares (Seção 2.2). Conforme mostraram Han, Jeong e Kim (2011), quando as bolhas assumem um formato alongado, as frequências de oscilação mostram-se bem mais baixas do que a previsão do modelo de Minnaert, e os autores apresentam uma correlação modificada para o cálculo da frequência natural:

$$\omega_0 = \frac{1}{L'} \left(\frac{3\kappa p_0}{\rho_L (L/L' - 1)} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.25)$$

onde L é a distância do centro da bolha ao centro do tampão de líquido entre duas bolhas, e L' representa a metade do comprimento da bolha. Obviamente, a determinação de L e L' só é possível a partir da visualização do escoamento.

2.7 Propagação acústica em escoamentos bifásicos

A propagação de ondas acústicas em dutos preenchidos com um meio homogêneo é abordada nos livros-texto clássicos da área de acústica (MORSE; INGARD, 1968; PIERCE, 1981; BLACKSTOCK, 2000). Por sua vez, quando o meio não é homogêneo a análise torna-se significativamente mais complexa. Entretanto, para diversas situações físicas, e dentro de certos limites de análise, pode-se demonstrar que algumas hipóteses simplificativas não representam um afastamento muito grande da realidade. Desta forma, análises a partir de modelos simplificados ainda são capazes de fornecer resultados válidos, tanto qualitativa quanto quantitativamente.

Então, por exemplo, no caso de escoamentos bifásicos, a abordagem tradicional consiste em se manter a análise tão simplificada quanto possível, introduzindo as complexidades inerentes ao sistema bifásico

através de correções das grandezas típicas do campo sonoro, como, por exemplo, a velocidade de propagação da onda sonora.

Relativamente à acústica de escoamentos bifásicos gás-líquido, há uma literatura razoavelmente extensa, sendo a maioria focada na propagação do som através de sistemas bifásicos dispersos (p. ex., bolhas de ar em água). Sistemas deste tipo apresentam efeitos de ressonância e de amortecimento significativos, principalmente quando a fase gasosa é a dispersa. Alguns estudos abordaram a acústica de escoamentos gás-líquido de topologia separada (HENRY; GROLMES; FAUSKE, 1971; MORIOKA; MATSUI, 1975; NGUYEN; WINTER; GREINER, 1981; SINAI, 1984; VAN DIJK, 2005), que mostram características bem diferentes neste tipo de escoamento.

Velocidade de propagação acústica em escoamentos separados

O escoamento separado é caracterizado por apresentar duas correntes contínuas (uma de cada fase), separadas por uma interface bem definida. Enquadram-se nesta categoria os padrões estratificado, estratificado-ondulado, e anular.

Para escoamentos de padrão estratificado, anular, ou *slug*, Van Dijk (2005) desenvolveu uma equação de onda linear (fluido em repouso), para cada fase separada, assumindo que: (i) cada fase, individualmente, encontra-se em equilíbrio termodinâmico, podendo entretanto apresentar temperaturas diferentes, uma vez que a difusão de calor através da interface é desprezada; (ii) o comprimento de onda é considerado suficientemente longo quando comparado ao diâmetro do duto (hipótese da onda plana), e por isso as pressões em cada fase devem ser as mesmas (hipótese do equilíbrio mecânico); desta forma, fica automaticamente satisfeita a condição de continuidade da pressão na interface; (iii) a área da seção transversal do tubo é constante; (iv) não há variação da composição do fluido ao longo do tubo, isto é, não há variação de fração mássica e fração de vazio na direção do eixo de simetria do tubo.

Dadas estas condições, a equação da onda, dada em função da flutuação de pressão, é:

$$\frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} = \frac{K}{\rho} \frac{\partial^2 p'}{\partial z^2} \quad (2.26)$$

onde K representa o módulo de elasticidade adiabático para o meio bifásico, dado por

$$\frac{1}{K} = \frac{\alpha}{K_V} + \frac{1-\alpha}{K_L} \quad (2.27)$$

em que $\alpha = A_V/A$, ou seja, corresponde à fração de vazio; $K_V (= \rho_V c_V^2)$ e $K_L (= \rho_L c_L^2)$ são os módulos de elasticidade adiabáticos para o vapor puro e o líquido puro, respectivamente, e ρ representa a densidade efetiva do meio bifásico, definida como:

$$\frac{1}{\rho} = \frac{\alpha}{\rho_V} + \frac{1-\alpha}{\rho_L} \quad (2.28)$$

Observa-se que a definição da densidade efetiva é distinta da definição de densidade de mistura (BRENNEN, 2005), indicando, então, que o modelo admite escorregamento entre as fases. Da eq. (2.26), evidencia-se que a velocidade de propagação para o meio bifásico é dada por $c^2 = K/\rho$. Expressando a velocidade em termos da fração de vazio, tem-se:

$$\frac{c^2}{c_V^2} = \frac{\alpha + (1-\alpha)/\rho_*}{\alpha + (1-\alpha)/K_*} \quad (2.29)$$

onde $\rho_* = \rho_L/\rho_V$ e onde $K_* = K_L/K_V$.

A Figura 2.20 mostra os valores para a velocidade efetiva de propagação acústica dada pela eq. (2.29), para o fluido refrigerante R-600a, em temperatura de saturação de -20°C (valor típico para a temperatura de evaporação), em função da fração de vazio. A velocidade efetiva é inicialmente (fração de vazio $\rightarrow 0$) igual à velocidade da fase líquida. Com o crescimento da fração de vazio, a velocidade cai rapidamente, tendendo ao valor da velocidade da fase gasosa, já para valores de fração de vazio bem baixos. Este resultado confirma a observação experimental (HENRY; GROLMES; FAUSKE, 1971), e também os resultados computacionais obtidos por Caetano (2013). Ou seja, devido à grande diferença entre as impedâncias de cada fase, a fase líquida acaba por aparecer, para a fase gasosa, como uma superfície rígida, e a velocidade de propagação de uma perturbação no sistema acaba sendo controlada pela propagação no meio menos rígido (qual seja, a fase de vapor).

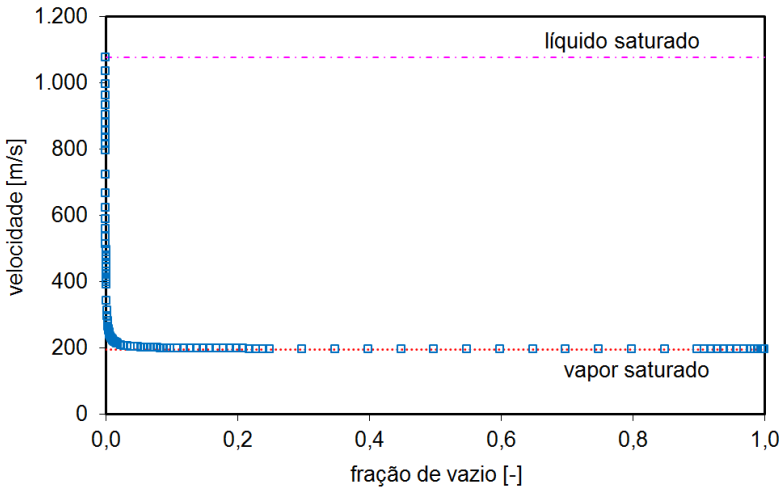


Figura 2.20 – Velocidade de propagação acústica em escoamento bifásico separado, modelo de Van Dijk (2005).

Conforme mostrado, os padrões de escoamento bifásico separado do tipo estratificado e estratificado-ondulado são os padrões observados no evaporador de um refrigerador típico. O fluido refrigerante descarregado pelo tubo capilar na entrada do evaporador apresenta sempre parcialmente vaporizado. Uma vez que mesmo um reduzido valor de fração mássica já corresponde a um valor de fração de vazio relativamente alto (p. ex., para condição de não-deslizamento, $x = 0,005$ já equivale a $\alpha \cong 0,60$), e dado que o modelo de velocidade efetiva de propagação sonora fornece, para frações de vazio acima de 0,03, valores bastante próximos à velocidade de propagação na fase gasosa, pode-se assumir que a velocidade de propagação sonora, para onda plana (longitudinal), na tubulação de transição entre o tubo capilar e o evaporador, seja equivalente à velocidade local de propagação no vapor saturado.

3 ESTUDO EXPERIMENTAL

Conforme apresentado na revisão bibliográfica, o fenômeno de excitação acústica gerada pelo processo de expansão ainda é pouco compreendido, devido a sua complexidade. Os poucos dados apresentados na literatura apresentam várias fontes de incerteza, e são relativamente limitados quanto a sua abrangência. Em função disto, concluiu-se pela necessidade de realização de um estudo experimental detalhado, com ênfase no fenômeno vibro-acústico.

Optou-se pelo estudo do problema diretamente em um refrigerador. A principal razão por trás desta abordagem consiste em possibilitar a observação dos fenômenos diretamente no produto em sua forma final, dispensando-se a utilização de arranjos experimentais especificamente projetados que, se por um lado permitem o isolamento do fenômeno físico, por outro, em geral, não são capazes de refletir a complexidade física real. Por meio de ensaios realizados com o sistema real, é possível relacionar diretamente as possíveis causas com o ruído gerado, exatamente como é percebido pelo consumidor. Ou seja, não são introduzidas simplificações, e a complexidade do fenômeno real é preservada. Da mesma forma, quaisquer possíveis soluções identificadas pela análise posterior das informações experimentais poderiam ser imediatamente aplicadas ao refrigerador, e experimentalmente avaliadas praticamente em sua forma final. O menor custo resultante da utilização do refrigerador em comparação com um arranjo experimental especializado também foi um parâmetro determinante para a escolha.

Por outro lado, conforme se constatou na revisão bibliográfica, análises baseadas na medição do ruído ambiente emitido pelo refrigerador são imprecisas, pois um mesmo fenômeno-fonte pode se manifestar em diferentes amplitudes e frequências. Em outras palavras, a transdução da energia gerada pelo mecanismo-fonte em som ambiente é intermediada pelas características de transmissão vibro-acústica do refrigerador (que são diferentes em cada modelo). Para evitar tais incertezas, o presente trabalho empregou a medição direta do fenômeno-fonte, qual seja, as oscilações de pressão (excitação acústica) presentes no escoamento do fluido refrigerante, por meio de sensores instalados diretamente em contato com o escoamento. Este tipo de medição é uma abordagem inovadora, que permitiu o desacoplamento entre o problema fluido-acústico e o vibro-acústico, ou seja, entre a fonte e seus efeitos.

Sendo a transmissão da excitação acústica da fonte através da estrutura do refrigerador o mecanismo fundamental da geração de ruído,

acelerações também foram medidas, em alguns pontos da estrutura, de forma a permitir um melhor entendimento do processo.

Temperaturas e pressões absolutas do sistema de refrigeração foram também medidas de forma a caracterizar o estado termodinâmico do fluido refrigerante, e permitir a correlação dos fenômenos acústicos com as características do escoamento.

O refrigerador utilizado no presente estudo (Figura A.1) é do tipo *frost-free* (degelo automático), *bottom-mount* (congelador situado na parte inferior), equipado com compressor recíproco de velocidade variável. O sistema emprega uma carga nominal de 56 g do fluido refrigerante R-600a (isobutano). O condensador é do tipo arame-sobre-tubo, e o evaporador é do tipo tubo aletado, em alumínio. O dispositivo de expansão é um tubo capilar dotado de trocador de calor com a linha de sucção do tipo concêntrico (tubo capilar inserido no interior da linha de sucção), ambos em cobre.

O estudo experimental foi concebido com os seguintes objetivos: /i/ o registro e análise do ciclo de operação termodinâmico do refrigerador; /ii/ a observação do escoamento no filtro secador (entrada do tubo capilar); /iii/ o registro e análise dos sinais fluido-acústicos e vibro-acústicos gerados pelo refrigerador; e /iv/ a identificação e o registro da ocorrência de ruídos anômalos. Na instrumentação do refrigerador, tomou-se o cuidado de alterá-lo o mínimo possível, tanto em termos estruturais quanto do funcionamento do sistema de refrigeração.

3.1 Descrição do aparato experimental

O arranjo físico da instrumentação, e detalhes de sua instalação, são apresentados no Apêndice A. O levantamento detalhado das incertezas de medição é apresentado no Apêndice B.

A análise da bibliografia demonstrou a necessidade de monitoramento da condição de escoamento na entrada do tubo capilar. Com esta finalidade, um filtro secador transparente foi instalado, em substituição ao filtro original, de forma a permitir a visualização do estado do escoamento na entrada do tubo capilar (Figura A.11). O escoamento foi continuamente monitorado utilizando-se uma câmera tipo *webcam*. A Figura A.12 mostra uma imagem típica obtida durante a realização de um ensaio. Além disso, filmagens empregando uma câmera de alta definição foram efetuadas, possibilitando registrar em detalhes as características do escoamento.

A aquisição dos dados apresentou um desafio extra, devido à necessidade de medição de grandezas físicas de categorias distintas. En-

quanto as grandezas termodinâmicas apresentam um tempo característico de resposta mais alto, as grandezas acústicas demandam uma frequência de aquisição muito elevada. Os sensores apresentam sensíveis diferenças operacionais. Enquanto os sinais fornecidos pelos sensores termodinâmicos consistem basicamente em um sinal de tensão de corrente contínua DC (DOEBELIN, 1990), os sensores vibro-acústicos exigem condicionamento e filtragem especiais, de forma a captar a oscilação de um sinal de tensão DC em torno de um valor médio (DOEBELIN, 1990; RASMUSSEN; RASMUSSEN, 2007). Desta forma, dois sistemas de aquisição distintos precisaram ser empregados: um para a medição de pressão absoluta, temperatura, e velocidade de rotação do compressor (DAQ 1), e outro para a medição de pressão acústica, aceleração e som (um analisador de sinais típico) (DAQ 2).

3.2 Procedimento de teste

O procedimento experimental consistiu em operar o refrigerador segundo seus parâmetros normais de operação, com exceção da velocidade de rotação do compressor, que era mantida em um valor constante, mediante o emprego do módulo de controle especial. Então, o refrigerador efetuava sucessivos ciclos de operação, de acordo com sua própria lógica de controle. Uma vez alcançada a estabilização da temperatura do ambiente de teste e do próprio refrigerador, as grandezas físicas e as imagens do filtro secador eram gravadas ao longo de todo o ciclo de operação seguinte (ou seja, desde a partida até o desligamento do compressor).

Previamente ao início dos testes, o valor de temperatura ambiente desejado para a sala era ajustado, e a rotação desejada para o compressor era definida no respectivo *software* de controle. O refrigerador era ligado na sequência. Verificada a estabilização da temperatura da sala, e após o refrigerador executar pelo menos dois ciclos de operação consecutivos nos mesmos patamares de pressão, o refrigerador era considerado estabilizado. Os DAQs e a filmagem do escoamento no filtro secador eram colocados em modo de gravação antes do início do ciclo de operação seguinte do compressor. A gravação era finalizada alguns minutos após o desligamento do compressor, de forma a captar a estabilização das pressões.

Nos ensaios padrão, apenas os valores de nível global e espectros em frequência dos sensores de pressão acústica são gravados. A gravação do registro temporal dos sinais ficou inviabilizada devido ao enorme volume de dados gerado e espaço de armazenamento que demandaria.

3.3 Processamento de dados

Pelas características do sistema de aquisição e quantidade de instrumentação instalada, os dados termodinâmicos são registrados a cada 7 a 8 segundos, aproximadamente. Em relação aos dados acústicos, o sistema de aquisição efetua a transformada rápida de Fourier (PIERSOL, 2007; HAVELOCK; KUWANO; VORLÄNDER, 2008) e registra a distribuição espectral de cada sinal acústico e o nível global do sinal a cada 0,78 segundos. O nível global dos sinais acústicos é obtido a partir do valor *rms* das flutuações instantâneas do sinal, obtido no mesmo intervalo de tempo da transformada de Fourier, e referenciados aos valores padrão (2×10^{-5} Pa para pressão e 1 m/s^2 para a aceleração).

Para auxiliar na identificação de excitações anômalas, empregou-se a técnica de sonificação (HERMANN, 2008; McGEE, 2009), que compreende o uso de áudio para transmitir informação. Mais especificamente, a sonificação é a transformação de relações entre dados em relações perceptíveis em um sinal acústico, com o propósito de facilitar sua comunicação ou interpretação (HERMANN, 2008). Trata-se de uma técnica correspondente à visualização. Enquanto que no processo de visualização, uma ideia ou um conjunto de dados é transformado em imagens (gráficos, animações ou alguma outra forma de representação visual), na sonificação o conjunto de dados é transformado em som.

Neste sentido, sinais associados a fenômenos vibro-acústicos (pressão, deslocamento, aceleração) podem ser processados de forma a gerar um resultado audível. No presente caso, a sonificação compreendeu o processamento do sinal elétrico originário do sensor, transformando-o em um sinal sonoro audível, capaz de ser qualitativamente monitorado com o emprego de um fone de ouvido ou uma caixa acústica.

Então, o sinal captado por um acelerômetro extra instalado na entrada do evaporador (mesma posição do acelerômetro A1 – Figura A.4) foi sonificado, possibilitando uma avaliação sonora qualitativa do sinal. Em alguns casos, o sinal do sensor de pressão acústica instalado no mesmo ponto (P5), e o sinal do acelerômetro instalado no gabinete (A6) também foram sonificados.

Desta forma, cada ensaio foi analisado individualmente, desde alguns minutos antes da partida do compressor até alguns minutos após seu desligamento, mediante a observação dos gráficos da evolução temporal dos sinais físicos, da imagem em vídeo do escoamento no filtro secador, e da audição dos sinais sonificados, todos devidamente sincronizados. Tanto os efeitos sonoros quanto os detalhes do escoamento no filtro secador eram manualmente anotados, junto com o tempo. Isto

permitiu a identificação dos principais eventos relacionados ao escoamento (descritos no Apêndice C) e das anomalias vibro-acústicas, que eram posteriormente registradas sobre os gráficos da evolução temporal dos sinais físicos. Programas computacionais especificamente desenvolvidos para o tratamento dos dados acústicos geravam um espectrograma, indicando a evolução temporal da distribuição espectral do sinal, para cada sensor acústico. Uma amostra da distribuição espectral, obtido para um tempo 10 minutos após o ligamento do compressor, era também gerada para cada sensor. Um dossiê com a síntese de todas estas informações era montado para cada ensaio considerado válido.

Como consequência da necessidade de utilização de dois sistemas de aquisição distintos, consequência, por sua vez, das características dinâmicas distintas e diferentes escalas de tempo dos dois universos de medição, uma análise estatística dos dados se mostrou necessária, de forma a permitir a avaliação da interdependência entre as variáveis termodinâmicas e acústicas.

Assim, a análise fatorial baseou-se em médias obtidas de amostras de valores dos sinais extraídas ao longo de um período de aproximadamente dois minutos. Uma vez que cada condição de teste apresenta uma duração de tempo distinta (consequência dos diferentes valores de temperatura ambiente, carga de fluido refrigerante e velocidade do compressor), o intervalo de amostragem era definido dentro do período de maior estabilização dos sinais de pressão absoluta do sistema de refrigeração, o que foi aferido *a posteriori* mediante a análise da variância observada na amostra. O grau de estabilização dos sinais acústicos e de temperaturas do sistema de refrigeração também era inspecionado para se definir o intervalo de amostragem ótimo.

Assim, quanto às variáveis termodinâmicas, a amostra totalizava 17 observações para cada sensor, em cada ensaio. No tratamento estatístico característico da análise fatorial, isto corresponde a 17 repetições para cada condição de teste. Em relação às variáveis acústicas, a amostra totalizava 154 observações para cada sensor, em cada ensaio, correspondente a 154 repetições para cada condição de teste. Por se tratarem de variáveis dinâmicas, medidas em um sistema em funcionamento, a variância destas repetições indica o grau de estabilidade da grandeza. Então, p. ex., para os sinais de pressão acústica dos sensores P4 e P5 a variância observada mostrou-se bastante superior à observada para os sensores P1, P2 e P3.

3.4 Planejamento experimental

A análise experimental fatorial (MONTGOMERY, 1991; BOX, HUNTER, HUNTER, 2005) é uma técnica estatística que permite a avaliação dos efeitos individuais de variáveis independentes (os fatores) sobre as variáveis dependentes em um processo ou fenômeno físico, de maneira sistemática e estatisticamente validada.

No presente estudo, em função da relativa complexidade dos fenômenos investigados e do precário conhecimento com relação a seu comportamento e características, a análise experimental fatorial foi empregada com o objetivo de gerar a maior quantidade de informação possível, dentro do horizonte de tempo e de recursos disponível. Os dados experimentais foram processados utilizando-se um aplicativo computacional comercial de análise estatística.

Para a análise fatorial, faz-se necessário inicialmente selecionar as variáveis independentes (fatores) que serão controlados na execução dos ensaios experimentais. Por serem de mais fácil controle em experimentos com refrigeradores, e apresentarem forte influência sobre o funcionamento do sistema, foram selecionados, como fatores: o diâmetro interno do capilar, a rotação do compressor, a temperatura ambiente, e a carga de fluido refrigerante. A variação da rotação do compressor reproduz a estratégia de controle em sistemas de refrigeração com compressores de velocidade variável. A temperatura ambiente apresenta influência considerável sobre o funcionamento do refrigerador (BOABAID NETO, 2013), e sua variação reproduz uma das principais excitações a que o refrigerador está sujeito em campo. A carga de fluido refrigerante é um parâmetro de projeto que pode ser facilmente modificado, com pequeno impacto sobre o custo, não demandando modificações de monta no processo produtivo. O diâmetro interno de um tubo capilar tem forte influência sobre seu desempenho e, conseqüentemente, sobre o funcionamento do sistema de refrigeração. Devido a esta influência, decidiu-se testar este fator em 3 níveis, enquanto os demais fatores foram testados em dois níveis, indicados na Tabela 3.1.

Tabela 3.1 – Fatores e níveis para a análise fatorial.

Fator	Nível			Unidade
	inferior	médio	superior	
diâmetro interno	0,520	0,643	0,767	[mm]
carga de fluido	56		71	[g]
temperatura ambiente	20		25	[°C]
rotação	1600		3500	[rpm]

O valor de diâmetro interno do tubo capilar indicado na tabela é o valor medido pelo método de vazão de nitrogênio (ASHRAE Standard 28; ASHRAE, 1996). O tubo capilar original do refrigerador testado apresentava diâmetro interno de 0,643mm, tendo sido este definido como o nível intermediário, selecionando-se então os diâmetros nominais imediatamente acima e abaixo do diâmetro original, respectivamente como nível superior e inferior. O comprimento do capilar, e o comprimento e posição relativa do trocador de calor com a linha de sucção foram mantidos idênticos nas 3 configurações.

A carga de fluido refrigerante original do refrigerador testado era de 56g, escolhido como nível inferior. O nível superior foi definido com uma carga adicional de 15g (aproximadamente 26,7% superior), por sugestão do fabricante (BOENG, 2012b).

Em relação à frequência de rotação do motor do compressor, estabeleceu-se como nível superior a rotação padrão de compressores operando na frequência da tensão elétrica mais comum no Brasil (60 Hz), visto que os compressores de velocidade fixa operam nesta rotação. Como nível inferior, foi estabelecido um valor típico de rotação mínima de compressores de velocidade variável quando em regime de carga parcial (SANTOS, 2013).

Por fim, a escolha dos níveis inferior e superior da temperatura ambiente foi condicionada pela capacidade de controle do ambiente de teste (Apêndice A). Embora não tenha se mostrado possível aumentá-la, a faixa de variação empregada mostrou-se capaz de induzir variação significativa das condições de operação do sistema de refrigeração.

Cabe observar que a adição e variação de carga térmica no gabinete (por meio da utilização de dissipadores de calor), técnica também utilizada para produzir variações nas condições de operação do sistema de refrigeração, chegou a ser testada (BOABAID NETO, 2013), mas não produziu resultados satisfatórios. A principal contribuição da técnica de controle da carga térmica é no sentido de estabelecer um regime permanente para o sistema de refrigeração, ou seja, equalizar a carga térmica à potência de refrigeração, necessário para medições de consumo e eficiência energética do ciclo. Em termos das variáveis vibroacústicas e da influência das variáveis termodinâmicas sobre aquelas, os ensaios em regime permanente, quando comparados aos dados obtidos pela metodologia empregada no presente trabalho (Seção 3.3) demonstraram diferença muito pequena, visto que o ciclo de refrigeração consegue alcançar um regime aproximadamente estável. Além disso, constatou-se que as anomalias ocorriam justamente nos períodos de maior variação das condições ao longo do ciclo.

Fazendo-se a combinação dos fatores nos níveis escolhidos, a matriz de ensaios resultante é apresentada na Tabela A.8. Como o diâmetro de 0,643mm era o original do refrigerador, é o diâmetro do bloco de testes inicial (ensaios 1 a 8). Devido à necessidade de desmontagem do refrigerador para substituição do conjunto tubo capilar-linha de sucção (Apêndice A), um dos princípios da técnica de planejamento experimental, a aleatoriedade na ordem de realização dos ensaios previstos na matriz, não pode ser observada globalmente, mas apenas no âmbito de cada bloco.

Além destes ensaios, outras condições, indicadas na Tabela A.9a, também foram testadas, de forma a observar tendências específicas da dependência das variáveis dependentes em relação aos fatores. Os ensaios com frequência de rotação de 2500 rpm foram adicionados para verificar a linearidade da resposta do sistema em relação a este fator. Os ensaios com frequência de rotação de 4000 rpm foram adicionados para verificar a resposta do sistema nesta condição extrema, típica de compressores de velocidade variável nos primeiros minutos de operação, período de tempo que se mostrou particularmente crítico quanto às variáveis acústicas. Em relação ao tubo capilar de menor diâmetro interno, foram realizados ensaios com carga de fluido refrigerante reduzida, no sentido de ampliar a faixa de condições de operação testadas. O critério para estabelecer o valor da carga reduzida foi o de se aplicar a mesma diferença utilizada para estabelecer o valor do nível superior de carga na matriz principal, ou seja, uma redução de 15g em relação ao valor da carga de fluido original do sistema, de 56g (obtendo-se o valor de 41g).

Nos ensaios iniciais, observou-se uma maior incidência de excitação acústica, e também de excitações anômalas, nos ciclos de operação após uma operação de degelo. Durante esta operação, o evaporador é fortemente aquecido mediante o uso de um aquecedor elétrico resistivo encapsulado, montado diretamente sobre o evaporador. Assim, quando o ciclo de operação subsequente é acionado, as condições do sistema de refrigeração são bastante diferentes das de um ciclo de operação normal, o que influencia significativamente alguns parâmetros. Desta forma, os ensaios nas condições 9 a 37 das Tabelas A.8 e A.9a foram repetidos, medindo-se o ciclo de operação do refrigerador imediatamente subsequente a uma operação de degelo (Tabela A.9b). Desta forma, o estudo experimental totalizou 66 ensaios.

3.5 Resultados experimentais

3.5.1 Caracterização do escoamento no filtro secador e na entrada do tubo capilar

Conforme previsto no Cap. 2, a separação entre as fases e a formação de uma interface líquido-vapor no filtro secador foi de fato observada, em todos os ensaios. No modelo de refrigerador testado, quando o compressor é desligado, o fluido refrigerante migra para o evaporador, em função de sua configuração (Figura A.2b), com a entrada e saída do escoamento pela parte superior. Assim, o filtro secador mantém-se preenchido apenas por vapor. Quando o compressor é acionado, a pressão no filtro secador rapidamente se eleva, e observa-se que o fluido refrigerante presente no filtro começa a condensar. Após alguns segundos, golfadas de líquido começam a chegar ao filtro, e o líquido concentra-se em sua porção inferior. O nível de líquido no filtro eleva-se progressivamente e, em determinado instante, a interface líquido-vapor ultrapassa o nível da ponta do tubo capilar. Neste instante, o tubo capilar começa a ingerir refrigerante no estado líquido, o que altera a configuração do escoamento dentro deste dispositivo e, conseqüentemente, a vazão de fluido refrigerante através dele.

A partir deste momento, a quantidade de fluido refrigerante no estado líquido presente no filtro secador passa a ser governada pelo balanço entre a vazão mássica de fluido refrigerante proveniente do condensador e a vazão mássica admitida pelo tubo capilar. Em condições de operação que permitam uma elevada taxa de condensação (por exemplo, maior velocidade de rotação do compressor, menor temperatura ambiente), a quantidade de líquido proveniente do condensador é maior, e o nível de líquido no filtro secador aumenta, podendo o filtro chegar a ficar completamente preenchido com líquido. Ao aumento da taxa de condensação também está associada uma elevação no grau de sub-resfriamento do refrigerante líquido, o que permite maior vazão mássica no capilar. A partir do momento em que a vazão admitida pelo tubo capilar supera a vazão proveniente do condensador, o nível de líquido começa a baixar, e a interface líquido-vapor volta a se aproximar da ponta do tubo capilar (Figura 3.1a). Em determinado instante, devido ao efeito de aceleração no fluido gerado por sua sucção para dentro do tubo capilar, ocorre a formação de um vórtice (Figura 3.1b), que permite que o tubo capilar passe a ingerir vapor misturado ao líquido. Isto modifica o regime de escoamento através do tubo capilar, que, devido à ingestão de vapor, passa a apresentar maior restrição ao escoamento.

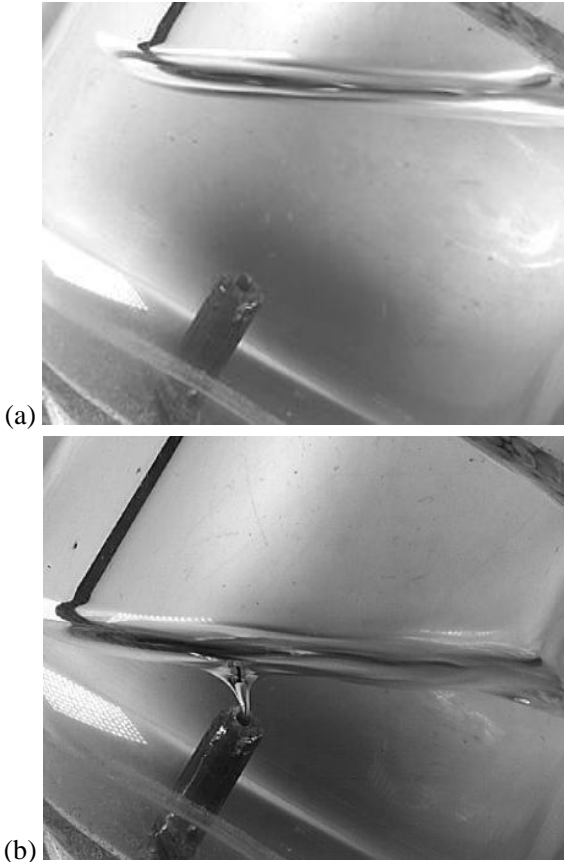


Figura 3.1 – Condição na entrada do filtro secador: a) sem vórtice; b) com vórtice (ensaio: condição 8) (PIANOVSKI, 2014).

Então, a partir do momento de criação do vórtice, duas condições são observáveis. Quando a vazão proveniente do condensador é relativamente alta, a redução da vazão no tubo capilar, provocada pelo engolimento de vapor, faz com que o nível de líquido no filtro secador volte a subir, interrompendo a formação do vórtice e o engolimento de vapor (Figura 3.2). Consequentemente, o tubo capilar volta a ingerir apenas líquido e a vazão através deste volta a aumentar, provocando novamente o abaixamento do nível de líquido no filtro secador e reiniciando o processo. Portanto, o regime de escoamento pode se estabilizar em um padrão intermitente, com o vórtice sendo continuamente criado e inter-

rompido, e o tubo capilar ingerindo, alternadamente, vapor misturado a líquido, ou apenas líquido.

Porém, se a vazão proveniente do condensador é comparativamente menor, o comportamento intermitente do vórtice não ocorre. O vórtice permanece praticamente constante (ou seja, não há a interrupção do engolimento de vapor), e com pouca oscilação de tamanho (altura), indicando que a vazão estabelecida no tubo capilar praticamente se iguala àquela proveniente do condensador.

As observações experimentais confirmam o comportamento deste tipo de geometria de escoamento conforme discutido na Seção 2.4, e são também muito semelhantes ao comportamento verificado por McLevige, Muka e Miller (2003). A Figura 3.3 ilustra diferentes condições de formação de vórtice possíveis.

Quando a vazão através do tubo capilar é suficientemente alta, de forma a induzir uma elevada velocidade de sucção (adução), o vórtice já é capaz de se formar quando o nível de líquido ainda se encontra elevado em relação à ponta do tubo capilar (conforme Seção 2.4), formando um vórtice longo (Figura 3.3a).

Este vórtice é bastante instável, e é frequentemente interrompido, caracterizando o regime de vórtice intermitente. A interrupção permite que o tubo capilar ingira líquido, mantendo elevada a velocidade de sucção, o que permite formar novamente o vórtice. Conforme afirmado, a vazão proveniente do condensador irá definir se o nível de líquido irá diminuir ou se manter.

A Figura 3.3c ilustra a situação em que a vazão proveniente do condensador é baixa e, desta forma, formando um vórtice baixo. Esta configuração, por sua vez, é bastante estável, ou seja, o vórtice se mantém praticamente sem interrupção (o que caracteriza o regime de vórtice contínuo). Isto indica que há um equilíbrio entre a vazão admitida pelo tubo capilar e a proveniente do condensador.

Por fim, a Figura 3.3b ilustra uma condição intermediária entre o vórtice longo e o vórtice curto. Pode resultar em um vórtice contínuo ou intermitente.

A Tabela C.11 apresenta uma síntese da observação de ocorrência de formação de vórtice, em termos dos fatores independentes do estudo experimental. Coerentemente com as observações acima enunciadas, nos ensaios com o tubo capilar de menor diâmetro (0,52 mm), que apresenta maior restrição ao escoamento, a formação de vórtice raramente se observou, tendo o filtro secador se mantido preenchido de líquido durante todo o ciclo de operação em quase todas as condições.

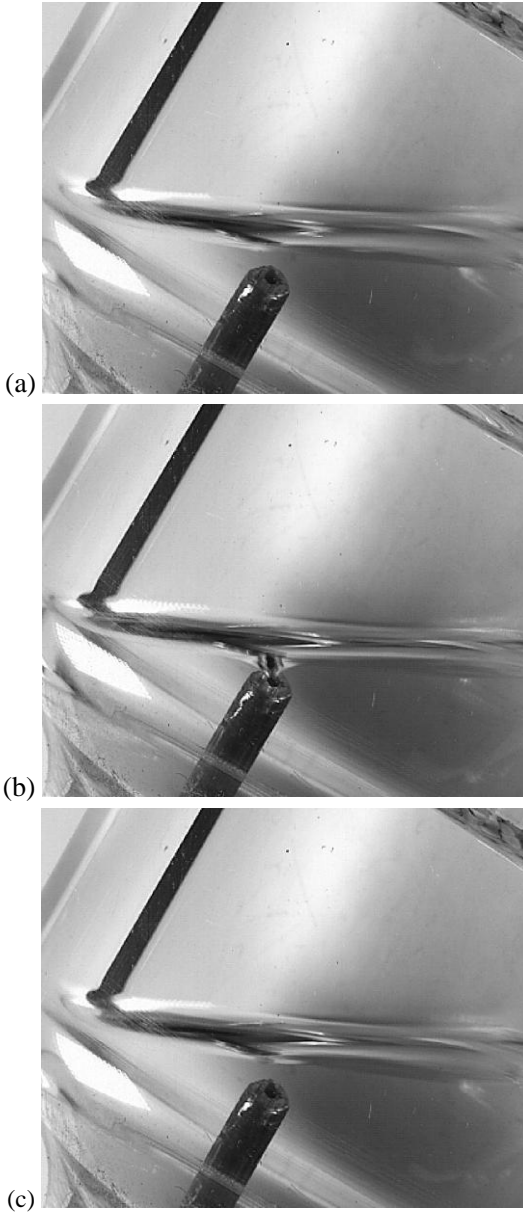


Figura 3.2 – Sequência de formação e interrupção do vórtice: a) abaixamento do nível de líquido; b) formação do vórtice; c) interrupção do vórtice (Ensaio: condição 5) (PIANOVSKI, 2014).

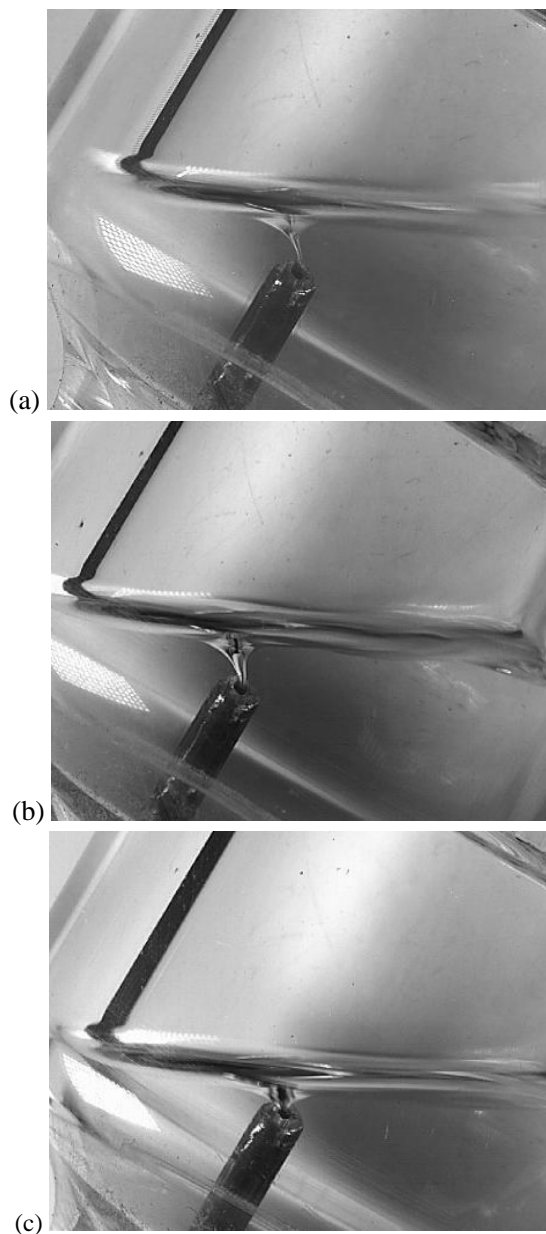


Figura 3.3 – Regimes de formação de vórtice: a) vórtice longo (condição 4); b) vórtice médio (condição 8); c) vórtice curto (condição 5) (PIA-NOVSKI, 2014).

Já nos ensaios com os tubos capilares de maior diâmetro, uma vez iniciada a formação do vórtice, este regime perdura até o momento do desligamento do compressor. Para o tubo capilar de 0,767 mm, que apresenta menor restrição e permite maior vazão mássica, predominou o regime de vórtice contínuo, enquanto que, para o tubo capilar de 0,643mm (que, comparativamente ao tubo de 0,767 mm, apresenta mais restrição), a condição de vórtice intermitente foi predominante.

Quando a velocidade de rotação do compressor é reduzida, a elevação do nível de líquido acima da ponta do tubo capilar não chega a acontecer. Desde o momento em que o nível de líquido atinge a ponta do capilar, o escoamento já se estabiliza no regime de formação de vórtice, geralmente um vórtice curto e contínuo. A velocidade de rotação do compressor tem forte influência sobre a pressão de condensação e, desta forma, sobre a capacidade de condensação (capacidade de troca de calor no condensador) do sistema. Assim, velocidade de rotação reduzida implicará em menor pressão de condensação e menor capacidade de condensação, reduzindo a quantidade de fluido líquido chegando ao filtro secador.

3.5.2 Análise do comportamento do ciclo de refrigeração

Como subsídio para análises posteriores, apresenta-se nesta seção uma descrição do funcionamento típico do sistema de refrigeração do refrigerador. As figuras a seguir apresentam uma comparação entre um ciclo de operação regular (estabilizado) e um ciclo pós-degelo, nas mesmas condições de operação. O ponto destacado sobre as curvas indica o momento de formação de vórtice.

Em um ciclo regular, encontrando-se o sistema estabilizado na pressão de equalização (geralmente inferior a 1,0 bar), observa-se (Figura 3.4), imediatamente após a partida do compressor, uma rápida elevação da pressão de condensação, acompanhada da queda da pressão de evaporação, resultando uma rápida elevação da razão de pressão. A pressão de evaporação já apresenta certa estabilização por volta de 3min após a partida do compressor, ao passo que a pressão de condensação continua a aumentar, atingindo uma estabilização apenas após cerca de 5min no presente caso.

Pode-se constatar que o comportamento das pressões é bastante alterado no ciclo pós-degelo, principalmente nos primeiros minutos de operação. O processo de degelo provoca um forte aquecimento no evaporador, que chega a atingir temperaturas por volta de 15°C.

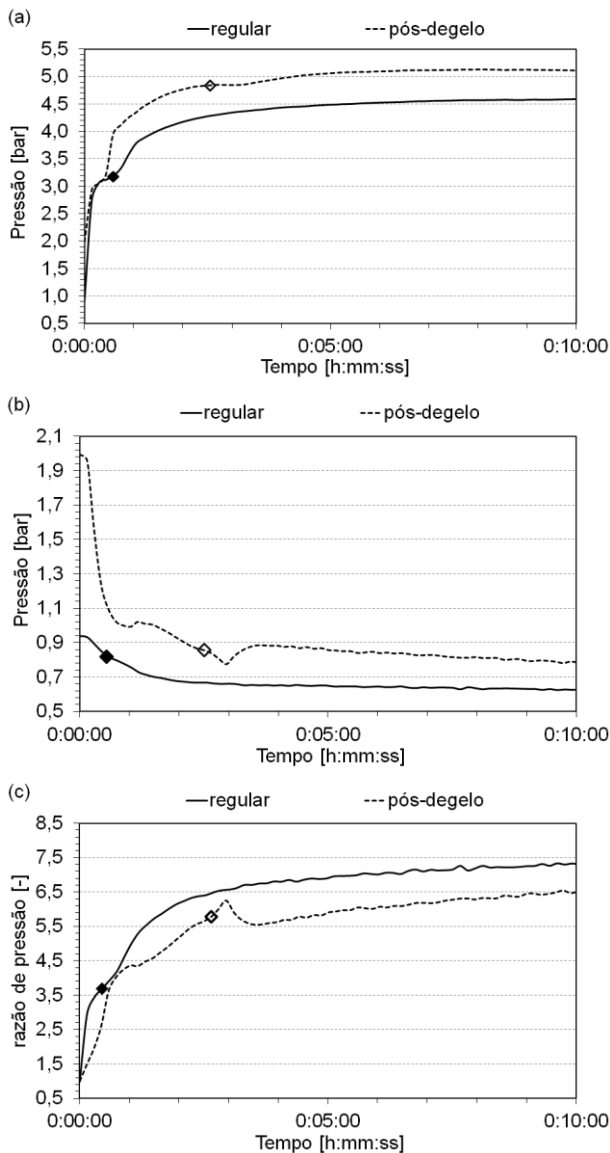


Figura 3.4 – Comparação entre ciclo regular e pós-degelo: a) pressão de condensação (P_{t3}); b) pressão de evaporação (P_{t4}); c) razão de pressão sobre o tubo capilar (pr_c) (ensaio: condições 10 e 10D).

Como grande parte do fluido refrigerante fica retido no evaporador, o aquecimento provoca vaporização do líquido (inclusive gerando ruído de borbulhamento típico de ebulição), e conseqüentemente a pressão de estabilização do sistema aumenta. Assim, observa-se na Figura 3.4b que, enquanto em um ciclo normal a pressão de estabilização do sistema é de aproximadamente 0,92 bar, após o degelo esta pressão atinge 2,0 bar. Desta forma, a taxa de redução da pressão de evaporação é muito maior no ensaio pós-degelo. Consta-se, entretanto, que não há uma alteração substancial na evolução da razão de pressão (Figura 3.4c), visto que esta depende basicamente do compressor.

O grau de sub-resfriamento, em geral, apresenta um pequeno pico inicial, mas rapidamente se estabiliza, mantendo-se razoavelmente estabilizado até o final do ciclo. Quando o valor do grau de sub-resfriamento é baixo, a visualização do escoamento no filtro secador indica a ocorrência de regime de formação de vórtice. Na condição indicada na Figura 3.5a, no ensaio regular, a formação de vórtice se dá logo a cerca de 27s, observando-se que a indicação do grau de sub-resfriamento é negativa. Após algum tempo, a indicação permanece em um valor bem baixo.

Já no ciclo pós-degelo, o grau de sub-resfriamento se eleva muito mais rapidamente, e atinge um pico pouco após a partida do compressor, caindo rapidamente em seguida, para se estabilizar aproximadamente no mesmo valor observado no ciclo regular. Isto se reflete no tempo de formação do vórtice, que ocorre apenas 2min26s após a partida do compressor.

No ciclo regular, o grau de superaquecimento (Figura 3.5b), tipicamente, eleva-se durante os instantes iniciais, quando a carga térmica sobre o evaporador é maior. À medida que a temperatura do gabinete *fresh-food* e do congelador vai sendo reduzida, também é reduzido o grau de superaquecimento. Em alguns casos, nos instantes finais do ciclo, observa-se uma forte oscilação, que é considerada uma consequência da intermitência do escoamento bifásico observado no evaporador (LIANG et al., 2010).

No ciclo pós-degelo, observa-se que o grau de superaquecimento sofre uma elevação muito mais significativa, consequência da rápida redução da pressão de evaporação e da forte carga térmica sobre o evaporador.

A diferença de temperatura entre a entrada do tubo capilar (T_7) e a saída do evaporador (T_{10}), ΔT_1 (Figura 3.5c) é bem menor no ciclo pós-degelo, como consequência do valor mais elevado da temperatura na saída do evaporador.

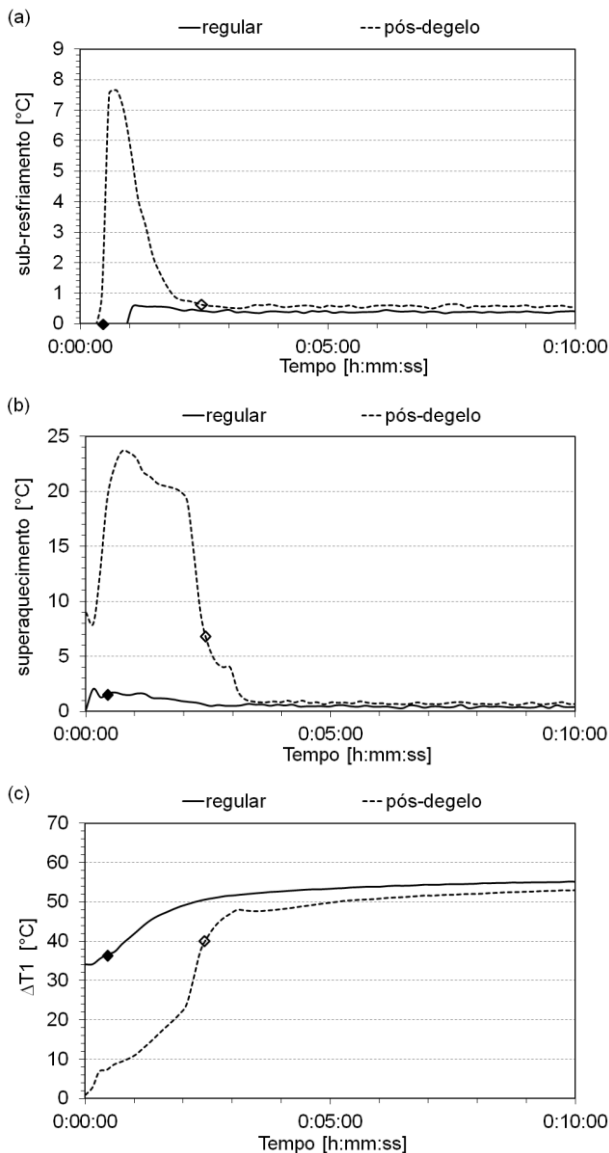


Figura 3.5 – Comparação entre ciclo regular e pós-degelo: a) grau de sub-resfriamento; b) grau de superaquecimento; c) diferença de temperatura entre a entrada do tubo capilar e saída do evaporador ($\Delta T1$) (ensaios: condições 10 e 10D).

Como estas temperaturas indicam, aproximadamente, as temperaturas das duas correntes de fluido que adentram o trocador de calor, conclui-se que a eficácia da troca de calor entre tubo capilar e linha de sucção é fortemente reduzida nos primeiros instantes do ciclo de operação pós-degelo.

Esta diferença de comportamento influencia bastante o comportamento acústico do jato de descarga, como ficará evidente na sequência do trabalho.

Cabe observar que as portas do refrigerador não eram abertas durante os ensaios, de forma que a carga de umidade sobre o sistema de refrigeração era muito reduzida. Assim, a quantidade de gelo formada antes de cada processo de degelo era muito pequena, fazendo com que o efeito do processo de degelo tenha resultado anormalmente elevado. Ou seja, o aquecimento sofrido pelo evaporador era mais intenso do que em um refrigerador sob operação normal.

3.5.3 Análise do comportamento das variáveis acústicas

Apresenta-se nesta seção uma descrição do comportamento das variáveis acústicas medidas durante o funcionamento típico do sistema de refrigeração. Nas figuras apresentadas no presente capítulo, as grandezas físicas medidas são indicadas de acordo com a nomenclatura apresentada no Anexo A (Tabelas A.1 a A.4 e Figura A.4).

Registros de nível global

O nível global das medições acústicas foi a principal grandeza monitorada ao longo dos ensaios. A Figura 3.6 apresenta a evolução do nível global das variáveis acústicas, em um ensaio com condição estabilizada. A linha vertical indica o momento de início do vórtice.

Pode-se constatar que os valores de pressão acústica na sucção (P1) e descarga (P2) do compressor apresentam os valores mais elevados, consequência das pulsações induzidas pelo funcionamento do compressor. Por conta disto, o sinal se mostra bastante estável, praticamente sem oscilações. O valor da pressão acústica na entrada do condensador (P3) segue o comportamento da descarga do compressor, porém atenuado; além disso, observa-se que esta atenuação varia ao longo do tempo.

Na linha de líquido, antes da entrada do filtro secador (P4), o sinal mostra-se em um nível bem mais baixo, porém com mais oscilação. Dado o reduzido valor do grau de sub-resfriamento observado neste ensaio, e a condição de formação de vórtice, conclui-se que esta oscila-

ção seja consequência da presença de bolhas de vapor residual neste ponto do sistema.

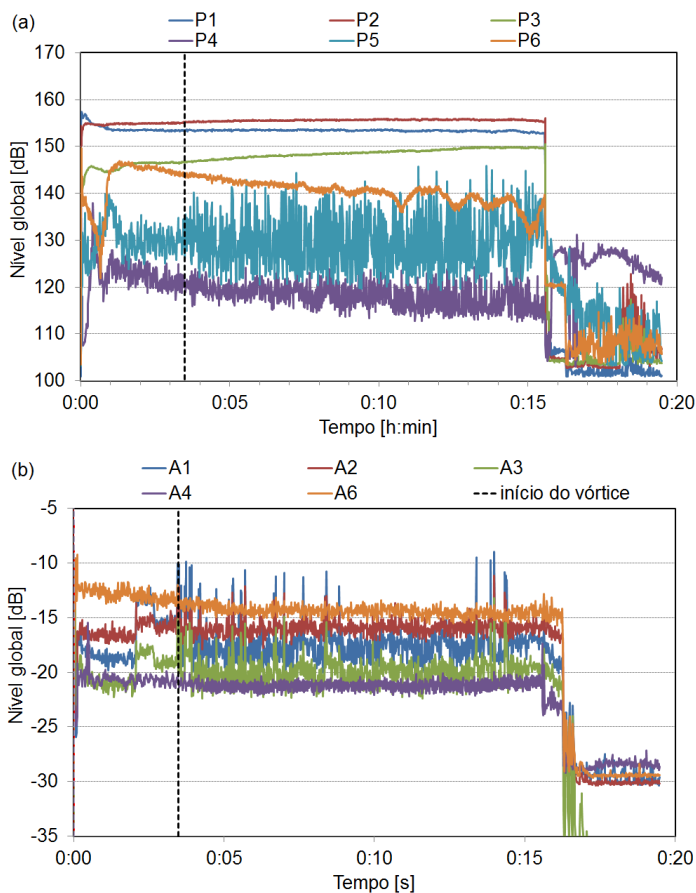


Figura 3.6 – Evolução das variáveis acústicas: a) pressões; b) acelerações (ensaio: condição 2).

Na entrada do evaporador (P5), o sinal mostra valores absolutos inferiores aos sinais observados na seção de escoamento de vapor puro (P1, P2 e P3), porém apresenta-se fortemente oscilante, cuja amplitude de oscilação (distância pico a pico) fica ainda maior após o início da formação de vórtice. Esta oscilação está relacionada ao padrão de escoamento bifásico no tubo capilar (analisado no Cap. 4).

Por fim, na saída do evaporador (P6), o sinal apresenta magnitude superior ao da entrada do evaporador, mas com muito menor oscilação do que os sinais P4 e P5. De fato, assemelha-se muito mais aos sinais observados na seção de escoamento de vapor puro (P1, P2, P3). Este resultado é condizente com o fato de que, neste ponto, o escoamento também se encontrar na forma de vapor superaquecido puro, tratando-se, portanto, de excitação acústica gerada basicamente pela turbulência do escoamento, embora tenha se constatado que as pulsações induzidas pelo compressor também conseguem atingir este ponto do circuito (BOABAID NETO, 2013).

A Figura 3.6b mostra como o sinal de aceleração medido na entrada do evaporador (A1) apresenta uma relação forte com o sinal de pressão acústica no mesmo ponto (P5), podendo-se observar que, no momento de início de formação do vórtice, ambos os sinais passam a apresentar maior amplitude de oscilação. O sinal de aceleração na saída do evaporador (A3) apresenta um padrão semelhante, apesar da pressão acústica neste ponto (P6) não apresentar oscilações. Como a tubulação de entrada e saída do evaporador estão lado a lado (Figura A.10), e estão estruturalmente ligadas, o sinal de A3 demonstra como a excitação gerada pelo escoamento na descarga do tubo capilar (P5) é capaz de se propagar facilmente através da estrutura. Por outro lado, o sinal de aceleração no meio do evaporador (A2) apresenta-se mais alto, porém sem as oscilações detectadas em A1 e A3. Da mesma forma, o sinal de aceleração no gabinete (A6) também não apresenta oscilações, demonstrando a complexa interação entre as diversas fontes e as características de transmissão da estrutura. Por fim, o sinal de aceleração medido na linha de líquido anterior ao filtro secador (A4) apresenta intensidade mais baixa, coerente com a menor pressão acústica do escoamento detectada neste ponto (P4).

Na Figura 3.7 apresenta-se um comparativo da pressão acústica na entrada (P5) e saída (P6) do evaporador, entre um ciclo regular e um ciclo pós-degelo, na mesma condição de operação (ensaios 10 e 10D). Na Figura 3.7a, pode-se perceber claramente como, nos instantes iniciais do ciclo, a excitação acústica no ciclo pós-degelo é bem maior, coerente com a maior vazão mássica decorrente do maior grau de sub-resfriamento (Figura 3.5a). Após a formação do vórtice, constata-se que o nível médio da pressão acústica se estabiliza praticamente no mesmo valor nas duas condições, embora no ensaio pós-degelo se observe uma maior oscilação do sinal, apesar de ambos os ensaios apresentarem condição de vórtice intermitente. Na Figura 3.7b, por sua vez, é possível observar como a pressão P6 no ensaio pós-degelo é sempre maior, coe-

rentemente com o maior grau de superaquecimento (Figura 3.5b) e maior vazão mássica observado neste ciclo, e corroborando a hipótese de que a turbulência do escoamento é um fator significativo para a pressão acústica neste ponto.

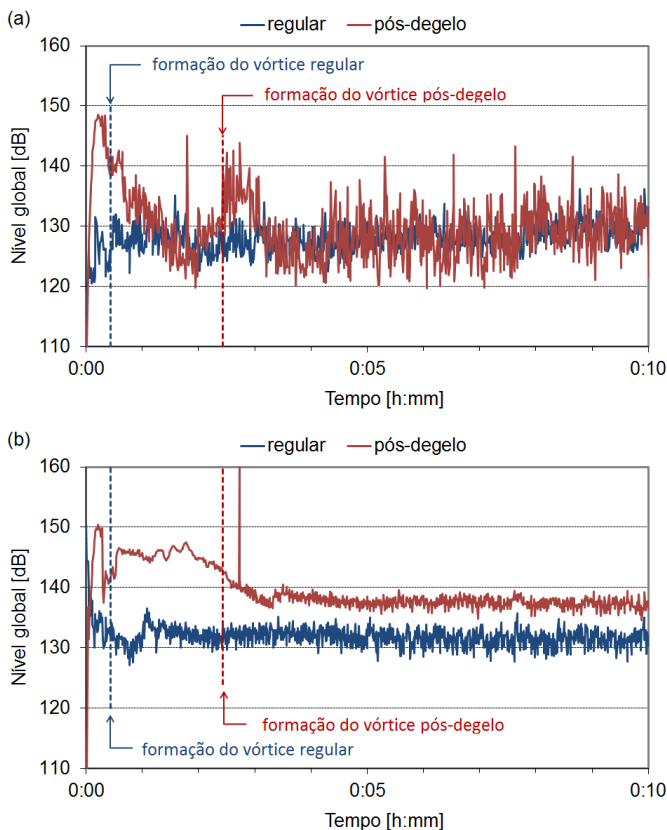


Figura 3.7 – Comparação entre os ciclos regular e pós-degelo: a) P5; b) P6 (ensaios: condições 10 e 10D)

Na Figura 3.8 é apresentado o comparativo das acelerações na entrada (A1) e saída (A3) do evaporador, entre os mesmos ensaios da figura anterior (ensaios 10 e 10D – regular e pós-degelo). Pode-se constatar, no ensaio pós-degelo, a ocorrência de uma anomalia, instantes antes do início de formação de vórtice. Esta anomalia será abordada no Cap. 5.

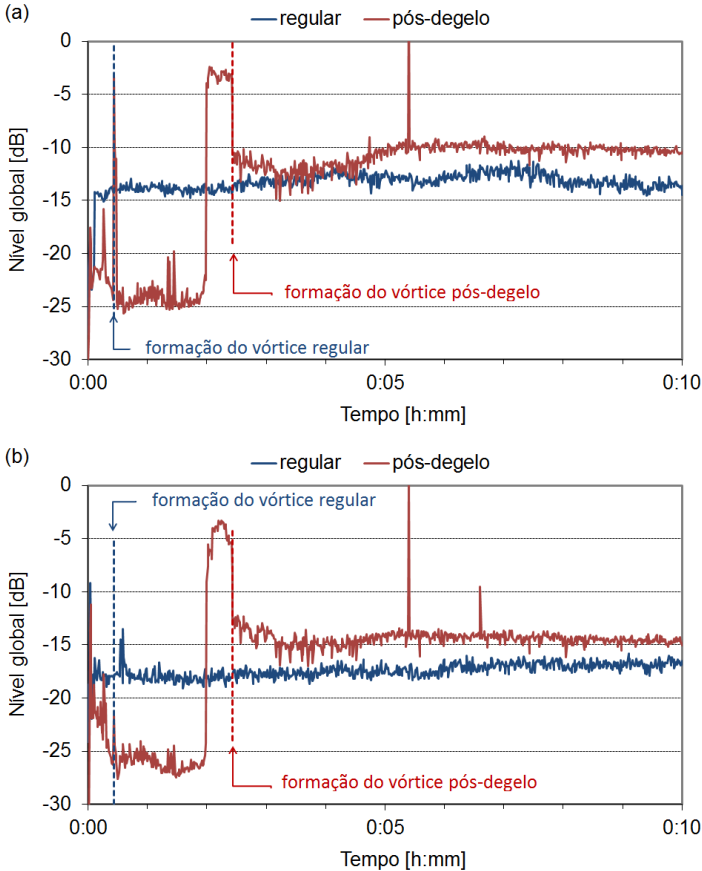


Figura 3.8 – Comparação entre os ciclos regular e pós-degelo: a) A1; b) A3 (ensaios: condições 10 e 10D)

Além disso, pode-se constatar que o valor das acelerações A1 e A3 apresentam um comportamento geral bem semelhante, e que o nível de A3 é sempre inferior ao de A1. Isto contrasta com o que é verificado no sinal de pressão acústica, onde o nível do sinal na saída do evaporador mostrou-se quase sempre de magnitude superior ao do sinal na entrada. Disto se conclui que a transmissão da excitação acústica para a tubulação se dá de maneira diferente em cada caso, influenciada pela característica espectral de cada sinal de pressão acústica. De fato, na Figura 3.12 pode-se constatar a diferença entre a distribuição espectral de cada grandeza, confirmando que a tubulação, estruturalmente, res-

ponde diferentemente de acordo com o conteúdo espectral da fonte (a pressão acústica no interior da tubulação), confirmando o que foi observado por Singh et al. (1999).

Na Figura 3.9 apresenta-se um comparativo da pressão acústica P5 entre um ciclo com regime de vórtice intermitente e com vórtice contínuo. Ambos os ensaios apresentam o mesmo nível de rotação (3500 rpm) e temperatura ambiente (20°C). Pode-se constatar que, no regime de formação de vórtice intermitente, o sinal do sensor P5 apresenta uma amplitude de oscilação muito maior.

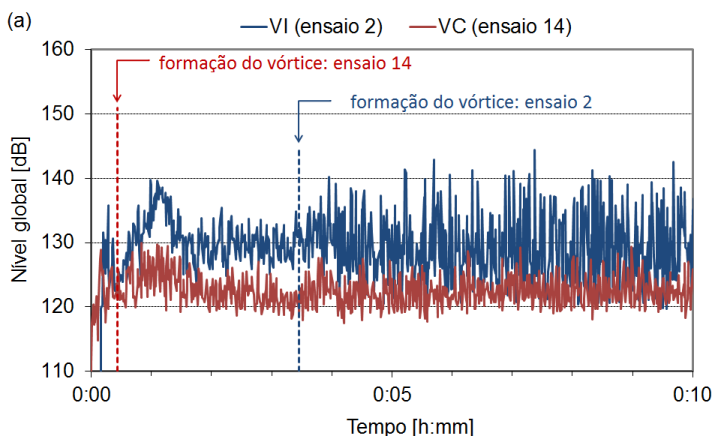


Figura 3.9 – Sinal de P5: comparação entre regimes de vórtice (ensaios: condições 2 e 14)

A Figura 3.10 apresenta outro comparativo de P5, entre um ciclo com regime de vórtice intermitente e com vórtice contínuo. Neste caso, a condição de operação é a mesma, porém o ensaio 25D é um ciclo pós-degelo. Novamente, constata-se a maior amplitude de oscilação no regime de vórtice intermitente, e um nível mais alto nos instantes iniciais do ciclo.

A Figura 3.11 apresenta um comparativo de P5 entre uma condição sem formação de vórtice, e com formação de vórtice intermitente. Neste caso, a condição de operação é bastante semelhante, porém no ensaio 21 a formação de vórtice ocorre apenas próximo ao final do ciclo de operação. Observa-se não haver diferença significativa na amplitude de oscilação do sinal. Inclusive, no caso do ensaio 23, também não há diferença nítida entre a amplitude do sinal antes e depois do momento de formação de vórtice. Na condição de operação do ensaio 21, apesar de

não ocorrer formação de vórtice, o grau de sub-resfriamento do líquido na entrada do tubo capilar é baixo, de forma que a vaporização já se inicia logo em seguida à entrada. A simulação do escoamento mostra que, no ensaio 21, ocorre recondensação do escoamento ao longo do trocador de calor, evidenciando-se que oscilações no escoamento ao longo do tubo capilar também são capazes de originar um padrão oscilante de escoamento no jato.

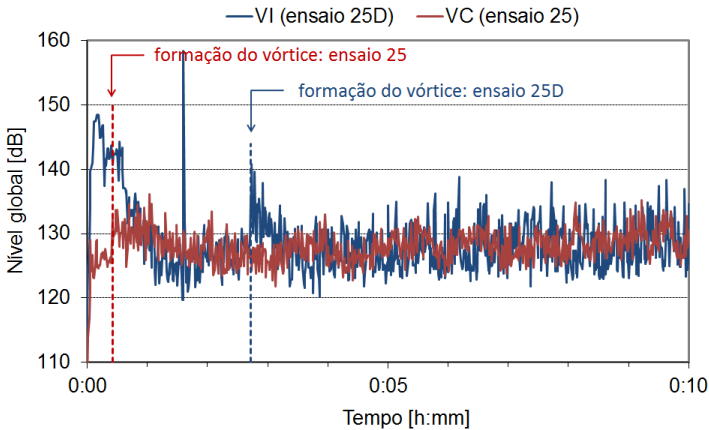


Figura 3.10 – Sinal de P5: comparação entre regimes de vórtice (ensaios: condição 25 e 25D)

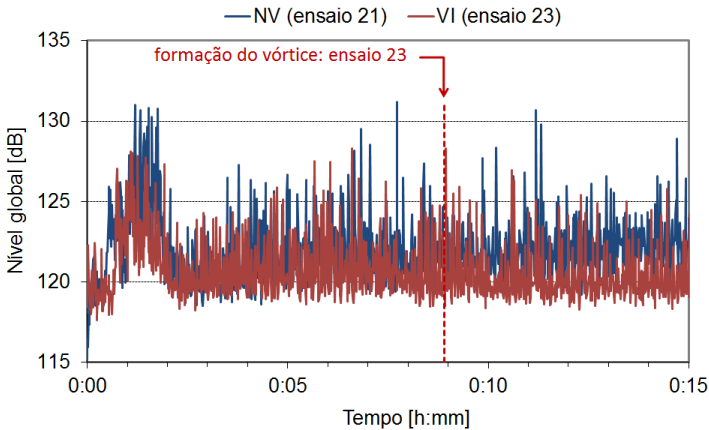


Figura 3.11 – Comparação entre regimes de vórtice: a) P5; b) A1 (ensaios: condição 21 e 23)

Análise espectral

A avaliação do conteúdo espectral dos sinais vibro-acústicos é necessária como auxílio à sua análise e qualificação.

Ao longo de um ciclo de operação completo do sistema de refrigeração, os sinais mostraram-se claramente não-estacionários. As Figuras C.1 e C.2 apresentam espectrogramas típicos dos sinais de pressão acústica (P5) e aceleração (A1) na entrada do evaporador, ao longo de um ciclo de operação completo. Constata-se que o conteúdo espectral dos sinais varia continuamente, notadamente no sinal da pressão acústica P5, coerentemente à oscilação de intensidade do nível global do sinal. Fica evidente a dificuldade de caracterização quantitativa da excitação ruído associada à expansão.

As figuras a seguir apresentam a distribuição espectral típica de algumas das variáveis acústicas medidas, em banda estreita, na faixa de 10 Hz a 10 kHz, registradas 10 minutos após a partida do compressor, indicando desta forma a característica espectral do sinal com o ciclo termodinamicamente já estabilizado.

Na Figura 3.12, é apresentada a distribuição espectral típica da pressão acústica na entrada (P5) e saída (P6) do evaporador. Observa-se como a excitação P5 apresenta-se qualitativamente como um ruído rosa, ou seja, com a intensidade inversamente proporcional à frequência. Não se observam excitações tonais. Esta distribuição espectral é típica de jatos (Tam, 1995), e mostra-se muito semelhante aos resultados de Singh et al. (1999) para a situação em que o escoamento na descarga do tubo capilar é bifásico, confirmando a hipótese de que o escoamento em jato é o mecanismo físico dominante quanto à geração de excitação acústica neste ponto.

Por sua vez, observa-se que, na saída do evaporador, harmônicos típicos das pulsações induzidas pelo compressor estão presentes (BOA-BAID NETO, 2013). Como o escoamento na linha de sucção, desde a saída do evaporador até o compressor, encontra-se sempre no estado gasoso, a distribuição espectral de P6 demonstra que a atenuação da excitação acústica não é tão significativa abaixo de 400 Hz.

A comparação entre os espectros de P5 e P6 evidencia que as excitações devido às pulsações induzidas pelo compressor não atingem a entrada do evaporador, não tendo, desta forma, influência sobre a excitação acústica neste ponto. Esta atenuação das pulsações é consequência tanto da geometria da tubulação do evaporador (com dezenas de segmentos retos conectados por curvas em “U”) quanto do escoamento bifásico. Embora tenha sido observado um padrão de escoamento bifási-

co estratificado na entrada do evaporador (Seção 4.1), é razoável supor (conforme Oliveira e Barbosa, 2014) que, nas curvas em “U”, a seção transversal possa ser totalmente ocupada por líquido, o que caracterizaria um padrão de escoamento tamponado (*plug flow*) nestes segmentos, condição esta que é bastante eficiente na atenuação da propagação acústica, em função da grande diferença de impedância acústica entre o líquido e o vapor saturado.

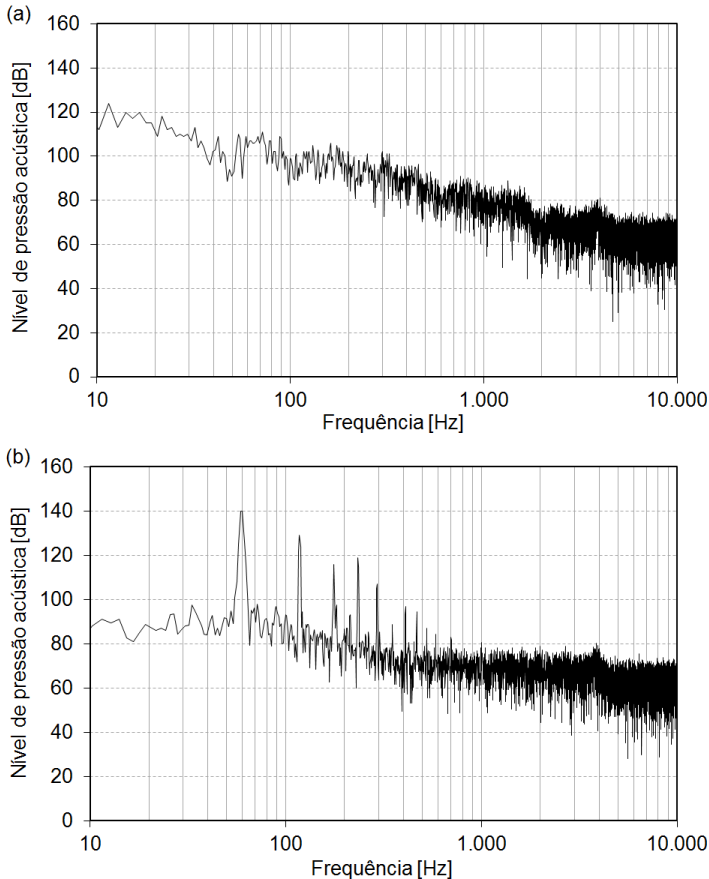


Figura 3.12 – Distribuição espectral típica de: a) P5; b) P6 (ensaio: condição 4).

A Figura 3.13 apresenta a distribuição espectral da pressão acústica P5, em função do n^o de Strouhal, para uma condição de operação típica. A dimensão e velocidade característicos do jato foram tomados

respectivamente como o diâmetro interno do tubo capilar ($D_{c,i}$) e a velocidade de efluxo do escoamento (U_o , Cap. 4), ou seja,

$$St = \frac{f \cdot D_{c,i}}{U_o} \quad (3.1)$$

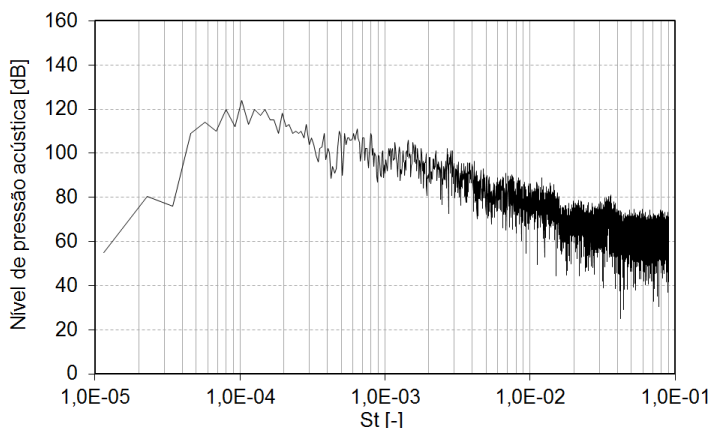


Figura 3.13 – Intensidade da pressão acústica P5 em função do número de Strouhal (condição 4).

Comparando-se a Figura 3.13 com a Figura 2.16, observa-se que a excitação acústica P5 apresenta uma característica de excitação gerada por misturamento turbulento, não apresentando (ao menos na faixa de frequência - 10 Hz a 10 kHz - e de número de Strouhal medidos) o aumento do nível de excitação característico da excitação associada ao choque.

Pode-se constatar ainda que os valores do número de Strouhal medidos são bem mais baixos do que os normalmente observados em jatos aerodinâmicos livres, e também bastante inferiores aos resultados obtidos por Reethof e Ward (1986) (ruído associado ao misturamento turbulento em jatos gerados em válvulas de ar comprimido, descarregados dentro de tubulações), que indicaram um valor de pico (St_p) de 0,2.

Na Figura 3.13 observa-se um valor de pico em torno de 10^{-4} . O valor de pico de 0,2 resultaria, para a configuração do jato no presente trabalho, frequências da ordem de 10,4 a 29,2 kHz, acima, portanto, da faixa de medição empregada.

Então, em princípio, existiria a possibilidade de que o ruído associado ao choque não esteja sendo captado pela medição experimental. Entretanto, analisando a distribuição espectral típica apresentada na Figura 2.16, constata-se que, para o jato de ar, as menores frequências indicam número de Strouhal de aproximadamente 0,03, com o ruído associado ao choque passando a dominar a partir de número de Strouhal de 0,4-0,5, e com o ruído tipo *screech* dominando em aproximadamente 0,35-0,4. Ou seja, os fenômenos associados ao choque passam a ser observados em valores de número de Strouhal apenas uma ordem de magnitude (10 vezes) superior aos valores do misturamento turbulento. Já os presentes dados estendem-se por uma faixa de St de 10^{-4} a 10^{-1} , ou seja, 3 ordens de magnitude (1000 vezes). Isto permite concluir que, de fato, a excitação observada no escoamento em jato na descarga do tubo capilar seja dominada pelo mecanismo de misturamento turbulento.

As características do escoamento corroboram esta conclusão. Como analisado na Seção 2.5.5, no jato em vaporização a mudança de fase e a presença da fase dispersa reduzem a geração de energia acústica devido ao misturamento turbulento, sendo esta redução mais notável nas altas frequências.

Além disso, como será abordado no Cap. 4, as velocidades de ejeção do jato resultaram sempre bastante inferiores à velocidade de propagação acústica do vapor saturado na transição para o evaporador, indicando um jato subsônico. Por outro lado, a velocidade do escoamento no tubo capilar é determinada pelo modelo homogêneo. Entretanto, o cálculo do padrão bifásico observado na extremidade do tubo capilar sugere a ocorrência de padrão anular, que admite escorregamento entre as fases, o que poderia sugerir a hipótese de que a fase de vapor possa apresentar uma velocidade maior do que a velocidade fornecida pelo modelo homogêneo. Entretanto, simulações admitindo razões de escorregamento (razão entre as velocidades da fase gasosa e da fase líquida) de até 2 mostraram que, ainda assim, as velocidades de ejeção do jato não atingem número de Mach 1.

Lew, Mongeau e Lyrantzis (2010) apresentaram um estudo computacional da geração de excitação acústica por jatos circulares turbulentos subsônicos, descarregados em tubos. Mediante o emprego do método Lattice-Boltzmann (LBM), obteve-se a distribuição espectral das pressões a diferentes distâncias da boca do jato. A comparação da densidade espectral de potência (proporcional a $P5^2$) obtida experimentalmente mostra uma boa concordância com as tendências obtidas por estes autores, como indicado na Figura 3.14.

Com efeito, Lessa (2016) realizou um estudo teórico de simulação baseado em metodologia CFD, empregando um modelo tridimensional transiente para um escoamento de vapor de R-600a, em uma geometria semelhante à indicada na Figura 2.13b, em condições de velocidade e pressão tais que o escoamento apresenta número de Mach próximo de 1 na extremidade de saída do tubo capilar. As simulações indicaram a ocorrência de choques tridimensionais bem definidos; apesar disso, os campos de intensidade de turbulência (e os campos de excitação acústica dela derivados) são mais altos na região pós-choques, confirmando a predominância da excitação gerada pelo misturamento turbulento.

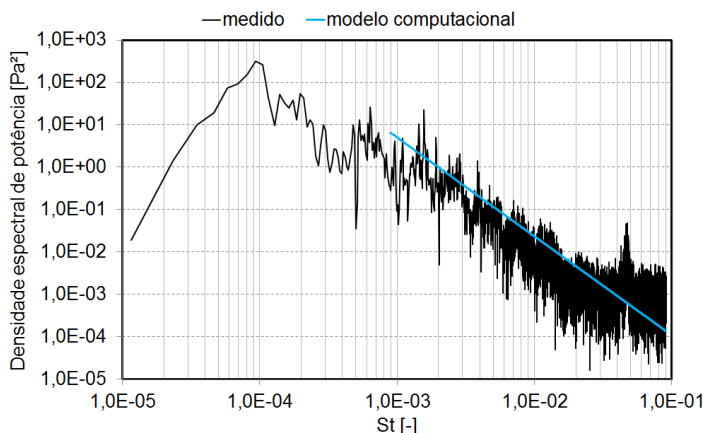


Figura 3.14 – Densidade espectral de potência em função do número de Strouhal (condição 2).

Em conclusão, todas as evidências apontam para um jato subsônico, com o sinal de pressão acústica gerada pelo jato de descarga do tubo capilar sendo nitidamente dominado pela excitação de misturamento turbulento, com um pico nas frequências mais baixas, indicando a predominância de escalas de turbulência maiores, observadas na região de escoamento puramente turbulento.

Os dados experimentais permitem confirmar que o comportamento do jato bifásico apresenta características bem diferentes em termos de geração de excitação acústica, em comparação ao escoamento puramente gasoso.

3.5.4 Síntese dos resultados

Nas Tabelas C.4 a C.9 do Apêndice C são apresentados os resultados para as grandezas experimentais, obtidas segundo a metodologia descrita na Seção 3.3. No total, obteve-se um conjunto de 66 ensaios considerados válidos: 24 ensaios na matriz experimental fatorial, 13 ensaios adicionais e 29 ensaios na condição pós-degelo.

O diagrama da Figura 3.15 permite uma análise comparativa da magnitude dos efeitos principais dos fatores sobre a pressão acústica P5. Como o diâmetro interno foi testado em 3 níveis, a relação entre a variável dependente e o fator é dada por uma relação quadrática. Os efeitos inferiores a ± 2 Pa não apresentaram significância estatística, quando normalizados.

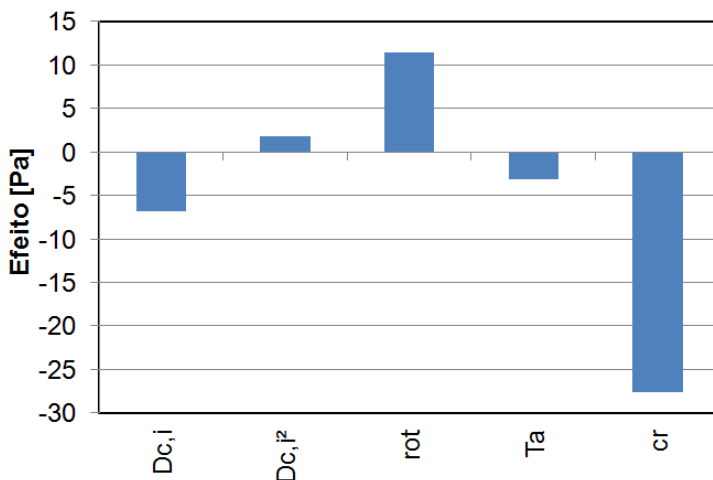


Figura 3.15 – Pressão acústica P5: magnitude dos efeitos.

Na Figura 3.16 apresenta-se a comparação entre os valores médios de pressão acústica para os ciclos normais e para o ciclo pós-degelo. Nesta análise, foram utilizados os dados dos ensaios 9 a 24 da Tabela C.7, e 9D a 24D da Tabela C.9, de forma que o conjunto de dados resulte simétrico em relação ao fator degelo. Cabe lembrar que, em ambos os casos, o valor da pressão acústica é o valor médio para o período mais estabilizado do ciclo. As barras de erro indicam os intervalos de confiança definidos para $p = 0,95$. Evidencia-se como o primeiro ciclo de operação pós-degelo apresenta maior excitação acústica ao longo do ciclo de operação.

O fenômeno da formação de vórtice mostrou-se um fator significativo no desempenho do sistema de refrigeração, embora não tenha sido um fator controlado do experimento. Das tabelas, pode-se constatar que praticamente todos os ensaios com os tubos capilares de maior diâmetro (0,643mm e 0,767mm) apresentaram formação de vórtice, com apenas uma exceção, ao passo que o tubo capilar de menor diâmetro não apresentou formação de vórtice em quase todas as condições. Desta forma, a influência do fator formação de vórtice se confunde com a do diâmetro interno do tubo capilar.

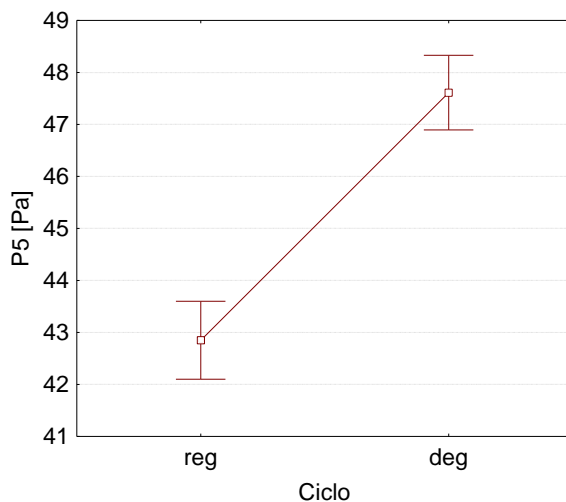


Figura 3.16 – Influência sobre P5: regime do ciclo.

A Figura 3.17 apresenta a correlação entre os valores de P5 (valor médio) e o respectivo desvio padrão da amostra, em função do regime de formação de vórtice. Observa-se uma relação direta entre a magnitude do sinal e o seu desvio padrão. Os ensaios com vórtice contínuo e sem formação de vórtice apresentam essencialmente a mesma tendência de correlação, porém os ensaios com regime de vórtice intermitente apresentam uma oscilação muito maior do sinal.

Os resultados demonstram a complexidade das interações entre as variáveis governantes do fenômeno. Desta forma, o entendimento da relação entre os fatores e a pressão acústica em P5 passa pelo entendimento dos mecanismos de geração acústica pelo escoamento em jato na descarga do tubo capilar e, desta forma, pelo entendimento da influência

dos fatores sobre as características do escoamento, que será abordado em maior detalhe no Cap. 4.

Conforme afirmado, o tubo capilar de diâmetro interno 0,643mm era o original do refrigerador e, para os ensaios com os outros dois valores de diâmetro interno, uma significativa intervenção se fez necessária (Apêndice A) para a substituição do conjunto tubo capilar-linha de sucção. A análise dos resultados das acelerações indicou uma tendência anômala, evidenciando que a resposta vibracional do sistema foi alterada com a intervenção. Desta forma, a análise da correlação entre a pressão acústica e a aceleração ficou prejudicada, não tendo sido possível estabelecer uma relação consistente e confiável entre a excitação no escoamento e a excitação estrutural, embora tendências gerais puderam ser identificadas.

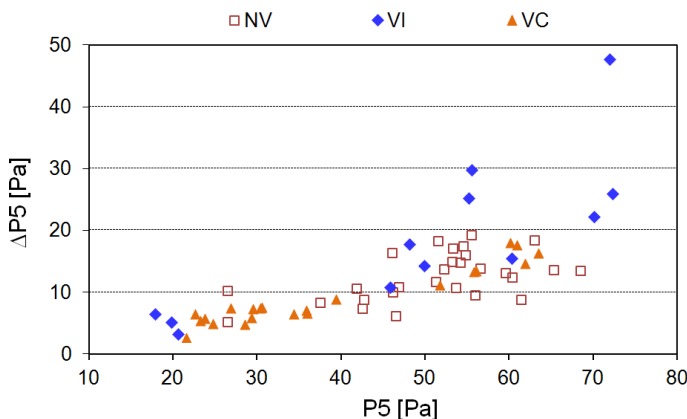


Figura 3.17 – Pressão acústica P5: correlação entre o desvio padrão e o valor médio da amostra do sinal.

3.6 Conclusões

Mediante a visualização do escoamento na entrada do tubo capilar, pôde-se constatar que, em uma ampla faixa de condições de operação, a quantidade de fluido refrigerante no estado líquido presente no filtro secador é pequena, o que provoca a formação de um vórtice na entrada do tubo capilar, que tem por consequência permitir que o tubo capilar succione fluido refrigerante na forma de vapor, misturado ao líquido. Além disso, por vezes o vórtice ocorre de maneira intermitente, fazendo com que o tubo capilar succione, alternadamente, líquido puro,

ou vapor misturado ao líquido. Isto tem como consequência produzir maior oscilação no regime do escoamento, pois altera continuamente a distribuição do vapor ao longo do tubo capilar.

A medição direta da excitação acústica presente no escoamento do fluido refrigerante, o aspecto mais inovador da abordagem experimental proposta, revelou-se bem sucedida. Registros da pressão acústica em diversos pontos do sistema de refrigeração foram obtidos, em uma ampla faixa de condições de operação.

Por outro lado, as medições de aceleração, mais fáceis de implementar e, por isso, de emprego mais comum na análise vibro-acústica de refrigeradores, mostraram-se erráticas, sendo bastante influenciadas por praticamente quaisquer alterações estruturais a que o refrigerador é submetido. Desta forma, não foi possível estabelecer uma relação consistente e confiável entre a excitação no escoamento e a excitação estrutural. Não obstante, pôde-se inferir uma relação direta entre a excitação acústica no escoamento e a aceleração na parede do tubo.

Os resultados experimentais mostraram que, quanto à excitação acústica gerada pelo escoamento em jato na descarga do tubo capilar, embora sua magnitude, comparativamente a outros pontos do sistema de refrigeração, não se mostre tão elevada, apresenta-se fortemente oscilante, com uma amplitude de oscilação (pico a pico) chegando a mais de 40 dB (razão entre máximo e mínimo maior que 100), o que mostra coerência com a oscilação do escoamento. De fato, esta amplitude de oscilação é maior quando se inicia a formação de vórtice na entrada do tubo capilar. Comparativamente, a pressão acústica medida na sucção e descarga do compressor, na entrada do condensador, e na saída do evaporador mostram maior magnitude, mas oscilação muito menor, visto que são medidas em pontos onde o escoamento é monofásico - vapor superaquecido - e fortemente turbulento.

Devido à oscilação, a distribuição espectral da excitação mostra-se também não-estacionária, porém, com uma distribuição espectral típica (intensidade inversamente proporcional à frequência).

Os resultados experimentais mostraram que a excitação acústica gerada pelo escoamento em jato transmite-se para as tubulações, e daí para o gabinete, sendo capaz de gerar ruído audível. Devido ao caráter oscilatório do escoamento, a excitação acústica e o ruído associado ao processo de expansão varia muito em intensidade e distribuição espectral ao longo do ciclo de operação do sistema de refrigeração. Diferentes qualidades de som são possíveis de ocorrer, visto que são o resultado do processo de transdução, ou seja, da transformação do sinal fonte (a excitação gerada no escoamento do fluido refrigerante) em ruído ambiente.

Optou-se por utilizar o refrigerador como bancada de teste como forma de possibilitar a identificação dos ruídos de forma qualitativamente a mais similar possível ao experimentado pelo consumidor real. Esta abordagem, entretanto, não permitiu um controle preciso sobre as condições de funcionamento do sistema de refrigeração, e restringiu a obtenção de dados experimentais em uma faixa mais ampla de valores das variáveis. Também não possibilitou a medição em tempo real da vazão mássica através do tubo capilar, grandeza fundamental para a análise do fenômeno.

Desta forma, para o aprofundamento do estudo, sugere-se a construção de um aparato experimental especialmente concebido, que permitisse: /a/ um controle preciso sobre as condições de operação do ciclo de refrigeração, capaz de manter uma condição a mais estabilizada possível; /b/ a medição da vazão mássica instantânea através do tubo capilar; /c/ a medição da vazão mássica instantânea antes do filtro secador; /d/ controle independente da temperatura e medição da vazão mássica do escoamento no trocador de calor pelo lado da linha de sucção; /e/ a visualização e medição do escoamento bifásico no interior do tubo capilar, que permitisse a determinação da velocidade instantânea das fases, da fração de vazio ou do tamanho das bolhas, ou a averiguação da possibilidade de ocorrência de condição de escoamento metaestável e formação de ondas de evaporação; /f/ a visualização e medição do escoamento em jato na descarga do tubo capilar, que permitisse a determinação da velocidade instantânea das fases, do tamanho das gotas, e de eventuais fenômenos de choque; /g/ controle adequado sobre a propagação da excitação acústica gerada no jato ao longo da tubulação à jusante, de forma a eliminar ou quantificar a possibilidade de interferência de padrões de ressonância acústica; /h/ medição mais precisa sobre a transmissão da energia acústica para a tubulação.

Cada aspecto sugerido permitiria, isoladamente, um incremento gradual na capacidade de análise do problema físico;

Dada a relevância do fenômeno em sistemas de refrigeração, não só com tubos capilares mas também com outros dispositivos de expansão, como tubos de orifício e válvulas, sugere-se que o aparato experimental permitisse o estudo do fenômeno com qualquer destes dispositivos.

4 ANÁLISE DOS DADOS EXPERIMENTAIS

Neste capítulo, modelos matemáticos para a descrição dos fenômenos apresentados no Cap. 2 são implementados e utilizados para a análise do escoamento e dos fenômenos acústicos relacionados, a partir dos dados obtidos no trabalho experimental.

4.1 Modelos matemáticos de análise

4.1.1 Escoamento no tubo capilar com trocador de calor

Para a análise do escoamento em tubos capilares, três classes de modelos são comumente utilizadas: (i) empíricos; (ii) de parâmetros concentrados; e (iii) de parâmetros distribuídos. Os modelos distribuídos são baseados na solução das equações de conservação de massa, energia e quantidade de movimento, aplicadas a volumes de controle unidimensionais distribuídos ao longo do domínio, no caso, o comprimento do tubo capilar (MEZAVILA, MELO, 1996; SEIXLACK, PRATA, MELO, 1996), permitindo o cálculo pontual das propriedades físicas ao longo do tubo capilar.

Para a análise do fenômeno acústico em um tubo capilar, faz-se necessário poder determinar, entre outros, a vazão mássica através do tubo capilar, a velocidade média do escoamento, a condição na extremidade de saída, além de perfis de pressão, temperatura e fração mássica. Por este motivo, um modelo distribuído precisou ser adotado.

Utilizou-se neste trabalho o modelo desenvolvido por Hermes et al. (2008). Este modelo apresenta diversas características que o tornam significativamente robusto, eliminando problemas de convergência típicos desta classe de modelo (NEGRÃO, MELO, 1999), e garantindo ao mesmo tempo reduzido tempo de computação.

Características do modelo.

O modelo do escoamento no tubo capilar assume as seguintes condições e hipóteses simplificativas: (a) o tubo capilar é considerado reto e horizontal, com área da seção transversal constante; (b) o fluido é considerado puro (isento de óleo); (c) o escoamento é considerado unidimensional, e em regime permanente; (d) a queda de pressão ao longo da linha de sucção é desprezada; (e) em relação à transferência de calor, a hipótese simplificada de uni-dimensionalidade exige que as paredes das tubulações, tanto do tubo capilar quanto da linha de sucção, sejam consideradas isotérmicas no plano ortogonal à direção axial do escoamento.

mento, ou seja, nas direções radial e circunferencial; (f) a difusão de calor no sentido axial é considerada insignificante, tanto no fluido quanto nas tubulações; (g) a linha de sucção é considerada perfeitamente isolada em sua face externa.

A ocorrência de escoamento metaestável não é considerada, devido a sua inerente imprevisibilidade (GONÇALVES, 1994; MELO et al., 1998a).

O escoamento bifásico no tubo capilar é considerado como disperso, do tipo homogêneo. Assim, apresenta as seguintes premissas básicas: (i) velocidades iguais para as fases (condição de não-escorregamento); (ii) equilíbrio termodinâmico entre as fases; e (iii) emprego de um fator de atrito definido de maneira similar a um escoamento monofásico. Ou seja, o escoamento bifásico é modelado como um escoamento monofásico de um pseudo-fluido cujas propriedades são calculadas como a média ponderada das propriedades de cada fase.

A análise dos padrões de escoamento bifásico (Seção 2.2) mostra a possibilidade da ocorrência de padrões *slug* e anular, que não atendem as premissas do escoamento do tipo homogêneo. Embora modelos utilizando uma formulação para padrão de escoamento bifásico separado, do tipo dois fluidos, tenham sido propostos, tanto para tubos capilares adiabáticos (SEIXLACK, 1996; WONGWISES et al., 2000) quanto não-adiabáticos (SEIXLACK, BARBAZELLI, 2009), com sucesso, acredita-se que esta classe de modelo, por acrescentar diversos parâmetros físicos adicionais, cuja modelação é complexa e controversa, acrescenta graus de incerteza adicionais. Além disso, a comparação entre os modelos (SEIXLACK, BARBAZELLI, 2009) demonstra que, para condições típicas de escoamento em tubos capilares com TCLS, a diferença entre os resultados dos dois tipos de modelos é muito pequena, o que reforça a opção pelo modelo homogêneo, dada sua maior simplicidade e rapidez de solução.

Além disso, o modelo adotado foi validado em relação a uma ampla base de dados experimentais de escoamento em tubos capilares adiabáticos e diabáticos com TCLS, e para diversos fluidos refrigerantes. Especificamente em relação ao fluido refrigerante R-600a, a base de dados experimentais abrangeu tubos capilares diabáticos com TCLS (MELO, VIEIRA, PEREIRA, 2002), com diâmetros entre 0,553mm e 0,766mm, que coincide com os diâmetros internos empregados no presente estudo (0,520 a 0,767mm).

A opção por um modelo em regime permanente é justificada por Hermes et al. (2000), que demonstraram que simulações quase-estáticas apresentam resultados praticamente idênticos a modelos transientes,

indicando que os termos transientes tem uma influência mínima sobre as características do escoamento, inclusive para capilares não-adiabáticos.

Em resumo, com base nas observações acima, e observando também as restrições do trabalho experimental quanto à instrumentação empregada e forma de ensaio, concluiu-se que o modelo proposto consistiu na opção mais confiável para a estimação e análise do escoamento.

As equações governantes do escoamento (conservação da massa, quantidade de movimento na direção axial do tubo, e energia), aplicando-se as hipóteses simplificativas enunciadas, resultam nas seguintes equações diferenciais ordinárias:

$$G^2 dv + dp + 4\tau \frac{dz}{D_{c,i}} = 0 \quad (4.1)$$

$$dh + G^2 v dv - 4q \frac{dz}{GD_{c,i}} = 0 \quad (4.2)$$

onde z representa a dimensão linear na direção do eixo geométrico do tubo, h a entalpia específica, v o volume específico, G ($= \dot{m}/A = U/v$) o fluxo de massa, τ ($= fG^2v/8$) a tensão de cisalhamento junto à parede interna do tubo, onde f é o fator de atrito de Darcy, $q = U_H(T_s - T_c)$ o fluxo de calor entre a linha de sucção e o tubo capilar, U_H o coeficiente global de transferência de calor, T_s e T_c as temperaturas do fluido na linha de sucção e no tubo capilar, respectivamente. O volume específico é função da pressão e da entalpia do fluido; assim,

$$dv = \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_h dp + \left(\frac{\partial v}{\partial h} \right)_p dh \quad (4.3)$$

Para um dado G , e utilizando a pressão como domínio de integração, as equações (4.1) a (4.3) podem ser rearranjadas como segue:

$$\frac{dz}{dp} = - \frac{D_{c,i}}{4} \frac{1 + G^2 [v(\partial v/\partial h)_p + (\partial v/\partial p)_h]}{\tau + [1 + G^2 v(\partial v/\partial h)_p] + qG(\partial v/\partial h)_p} \quad (4.4)$$

$$\frac{dh}{dp} = -\frac{\tau[G^2(\partial v/\partial h)_h] + qG^{-1}[1 + G^2(\partial v/\partial h)_h]}{\tau[1 + G^2v(\partial v/\partial h)_p] + qG(\partial v/\partial h)_p} \quad (4.5)$$

A escolha da pressão como variável de integração permite que a discretização espacial do domínio de solução torne-se auto-adaptativa, gerando uma discretização mais fina (intervalos de integração menores) nos trechos onde o gradiente de pressão (e das demais variáveis) é maior.

Para a determinação da condição crítica do escoamento (compressível) é utilizado o critério de Fauske (1962), segundo o qual o escoamento atinge condição crítica quando $dp/dz \rightarrow -\infty$, o que é equivalente à $dz/dp \rightarrow 0$. De fato, reescrevendo-se a eq. (4.1) em termos de massa específica, e como $G = U\rho$,

$$-U^2 dp + dp + 4\tau \frac{dz}{D_{c,i}} = 0 \quad (4.6)$$

Assim,

$$\frac{4\tau}{D_{c,i}} \frac{dz}{dp} = U^2 \frac{dp}{dp} - 1 \quad (4.7)$$

Se $dz/dp \rightarrow 0$, e admitindo-se que na porção final do tubo capilar não há troca de calor entre o tubo capilar e o ambiente (o que equivale a um escoamento isentrópico), da eq. (4.7) tem-se que

$$U^2 = \left(\frac{dp}{dp} \right)_s \quad (4.8)$$

ou seja, a velocidade do escoamento para esta condição é equivalente à definição de velocidade de propagação da perturbação acústica (MORSE E INGARD, 1968; PIERCE, 1981).

O emprego da pressão como variável de integração elimina a singularidade ($dp/dz \rightarrow -\infty$) do conjunto de equações, eliminando problemas de convergência e facilitando a solução numérica.

Conforme a Figura 2.2, o domínio de solução envolve três regiões distintas: a região de entrada (L_e), região do trocador de calor (L_{tc}) e região de saída (L_s). Nas regiões de entrada e saída, conforme comenta-

do, o escoamento pode ser considerado adiabático. Na região do trocador de calor, assume-se que o efeito de variação de energia mecânica é insignificante, quando comparado ao efeito da troca de calor. Desta forma, a equação de conservação de energia pode ser reescrita como:

$$Gdh = 4qdz / D_{c,i} \quad (4.9)$$

Esta equação pode ser solucionada analiticamente ao se assumir um fluxo de calor uniforme ao longo da região do trocador de calor, do que resulta um perfil de entalpia linear, conforme indicado na Figura 4.1:

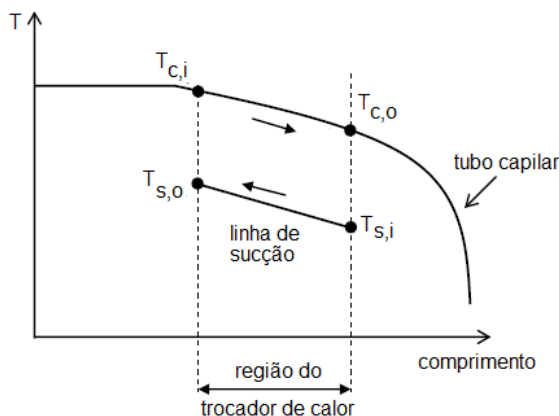


Figura 4.1 – Perfis de temperatura ao longo do trocador de calor

$$h(z) = h_{c,e} + \frac{4q}{GD_{c,i}} (z - L_e) \quad (4.10)$$

onde $h_{c,e}$ indica a entalpia do escoamento na entrada do tubo capilar. Da mesma forma, a eq. (4.5) é também simplificada e pode ser integrada,

$$L = -\frac{D_{c,i}}{4} \int_{P_{c,i}}^{P_{c,o}} \frac{1 + G^2 (\partial v / \partial p)_h}{\tau + qG (\partial v / \partial h)_p} dp \quad (4.11)$$

permitindo-se obter o comprimento do tubo capilar para uma determinada diferença de pressão ($p_{c,i} - p_{c,o}$). Uma vez que o fluxo de calor é assumido uniforme, tanto o fluxo de calor quanto a temperatura de saída da linha de sucção, $T_{s,o}$ (Figura 4.1) podem ser calculados utilizando-se o conceito de efetividade de troca de calor, ε (HOLMAN, 1983):

$$q = \varepsilon c_{p,s} G (T_{c,i} - T_{s,i}) D_{c,i} / 4L_{tc} \quad (4.12)$$

$$T_{s,o} = T_{s,i} + \varepsilon (T_{c,i} - T_{s,i}) \quad (4.13)$$

onde $T_{s,i}$ e $T_{c,i}$ são, respectivamente, as temperaturas do fluido refrigerante na entrada do trocador de calor, pelo lado da linha de sucção, e pelo lado do tubo capilar, e $c_{p,s}$ o calor específico do fluido refrigerante na linha de sucção, que se encontra no estado de vapor superaquecido.

Assumindo-se que os perfis de temperatura são aproximadamente paralelos, a efetividade para o trocador de calor em contracorrente pode ser calculada por

$$\varepsilon = NTU / (NTU + 1) \quad (4.14)$$

onde NTU representa o conceito de número de unidades de transferência de calor, dado por

$$NTU = \frac{4U_H L_{tc}}{c_{p,s} G D_{c,i}} \quad (4.15)$$

onde U_H é o coeficiente global de transferência de calor entre as duas correntes de fluido. Desprezando-se a resistência térmica de condução através das paredes do tubo capilar, e tomando como dimensão de referência o diâmetro interno do tubo capilar,

$$\frac{1}{U_H} = \frac{1}{h_{H,c}} + \frac{1}{h_{H,s}} \frac{D_{c,i}}{\chi_s} \quad (4.16)$$

sendo $h_{H,c}$ e $h_{H,s}$ indicam os coeficientes de transferência de calor por convecção no escoamento no tubo capilar e na linha de sucção, respectivamente, e χ_s é o diâmetro representativo da superfície de troca de calor no lado da linha de sucção. Se a montagem do tubo capilar é concêntri-

ca, $\chi_s = D_{c,e}$ (diâmetro externo do tubo capilar), e se a montagem do tubo capilar é lateral, $\chi_s = D_{s,i}$ (diâmetro interno da linha de sucção) (Figura 2.2). Uma análise de ordem de magnitude mostra que o primeiro termo do lado direito da eq. (4.16) é muito pouco significativo em relação ao segundo. Desta forma, $U \cong h_{H,s}\chi_s/D_{c,i}$.

Cabe observar que, na montagem lateral, se o tubo capilar não for soldado à linha de sucção, haverá uma resistência térmica de contato de valor significativo entre os dois tubos e, desta forma, torna-se necessário acrescentar uma resistência adicional na eq. (4.16).

O coeficiente de transferência de calor por convecção na linha de sucção é estimado por meio da correlação proposta por Gnielinski (1976), que propõe a seguinte correlação para o número de Nusselt,

$$Nu = \frac{(f/8)(Re-1000)Pr}{\left(1 + 12,7\sqrt{f/8}\right)\left(Pr^{\frac{2}{3}} - 1\right)} \quad (4.17)$$

onde $f = 0,3164(Re^{-0,25})$, e com o número de Reynolds ($Re = G.D'/\nu$) e o coeficiente de convecção ($h_{h,s} = Nu.k_{H,s}/D'$) baseados no diâmetro interno da linha de sucção ($D' = D_{s,i}$), no caso da configuração lateral, ou no diâmetro laminar equivalente para escoamento em anulo ($D' = D_{eq,lam}$) (Kakaç *et al.*, 1987), no caso da configuração concêntrica,

$$D_{eq,lam} = D_h \left(\frac{1 + \beta^2 + \frac{1 - \beta^2}{\ln(\beta)}}{(1 - \beta)^2} \right) \quad (4.18)$$

com $D_h = (D_{s,i} - D_{c,e})$ e $\beta = D_{c,e}/D_{s,i}$. Finalmente, a definição do coeficiente de transferência de calor também utiliza a dimensão D' , conforme acima definido,

$$h_{H,s} = \frac{Nu \cdot k_{H,s}}{D'} \quad (4.19)$$

onde $k_{H,s}$ indica a condutividade térmica do vapor superaquecido na linha de sucção. Todas as propriedades termofísicas são avaliadas à temperatura de entrada da linha de sucção, $T_{s,i}$.

Para a determinação do fator de atrito de Darcy, necessário para o cálculo da dissipação viscosa junto à parede interna do tubo capilar, é utilizada a correlação de Churchill (1977),

$$f = 8 \left[\left(\frac{8}{\text{Re}} \right)^{12} + \frac{1}{(A_f + B_f)^{1,5}} \right]^{\frac{1}{12}} \quad (4.20)$$

$$A_f = \left[2,457 \ln \frac{1}{\left(\frac{7}{\text{Re}} \right)^{0,9} + 0,27 \frac{\varepsilon_r}{D_c}} \right]^{16} \quad (4.21)$$

$$B_f = \left(\frac{37530}{\text{Re}} \right)^{16} \quad (4.22)$$

onde ε_r indica a rugosidade superficial absoluta da parede interna do tubo capilar, e o número de Reynolds ($\text{Re} = G.D_{c,i}/\mu$) é baseado no diâmetro interno do tubo capilar. A equação de Churchill é válida para toda a faixa de regimes de escoamento (laminar, transicional e turbulento), e tem a vantagem de ser definida de maneira explícita, dispensando cálculos iterativos necessários em outros modelos.

A correlação é utilizada tanto para a condição de escoamento monofásico quanto bifásico. Na condição bifásica, a viscosidade é determinada segundo o modelo de viscosidade bifásica de Cicchitti et al. (1960),

$$\mu_{\text{bif}} = x\mu_V + (1-x)\mu_L \quad (4.23)$$

onde μ_L e μ_V indicam respectivamente as viscosidades absolutas do líquido e do vapor saturado, calculadas à temperatura de saturação do escoamento, e x indica a fração mássica de vapor do escoamento. Esta, por sua vez, é definida, na região de escoamento bifásico, por

$$x = \frac{h_c(j) - h_L}{h_V - h_L} \quad (4.24)$$

onde h_L e h_V são as entalpias do líquido e do vapor saturado, respectivamente, calculadas a partir da temperatura do escoamento no volume de integração, $T_c(j)$, e a entalpia do escoamento $h_c(j)$ é determinada pela eq. (4.10).

O cálculo das propriedades termodinâmicas e termofísicas segue o padrão da base de dados REFPROP Versão 8.0 (LEMMON et al., 2007), e é implementado mediante equações polinomiais, o que reduz significativamente o tempo de execução. As propriedades de saturação são calculadas em função da temperatura de saturação, sendo esta calculada a partir da pressão. As propriedades do líquido sub-resfriado são aproximadas pelas propriedades do líquido saturado, à mesma temperatura. As propriedades do vapor superaquecido são calculadas como função da pressão e da temperatura.

Assim, quando o fluido refrigerante se encontra sub-resfriado, o volume específico é aproximado pelo valor do volume específico do líquido saturado na mesma temperatura, e os termos $(\partial v / \partial p)_h$ e $(\partial v / \partial h)_p$ tornam-se insignificantes. Para a região de escoamento bifásico, o volume específico é calculado segundo o modelo proposto por Yilmaz e Unal (1996), que se mostrou válido para uma ampla gama de fluidos refrigerantes, tanto puros como misturas, incluindo o R-600a. O modelo proposto expressa o volume específico como uma função da pressão, para um processo isentálpico, da seguinte forma:

$$v = v_f (1 - \kappa) + \kappa \frac{v_f p_f}{p} \quad (4.25)$$

onde v_f e p_f indicam respectivamente o volume específico do líquido saturado e a pressão de saturação do fluido no ponto de fulgor (*flash point*) do escoamento, e

$$\kappa = 2,62 \cdot 10^5 p_f^{-0,75} \quad (4.26)$$

onde p_f deve ser expressa em [Pa]. Então, da eq. (4.25), a derivada parcial da eq. (4.11) pode ser calculada como

$$\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_h = -\kappa \frac{v_f p_f}{p^2} \quad (4.27)$$

A outra derivada parcial da eq. (4.11) pode ser calculada como

$$\left(\frac{\partial v}{\partial h}\right)_p = \frac{(v_v - v_L)}{(h_v - h_L)} \quad (4.28)$$

Metodologia de solução.

Três sub-domínios de solução são considerados (Figura 2.2): a região de entrada do tubo capilar (comprimento L_e), considerada adiabática (conforme contextualizado na Seção 2.1), a região do trocador de calor (comprimento L_{tc}) e a região de saída, também considerada adiabática.

Os dados de entrada (condições de contorno) do modelo são as pressões absolutas à montante e à jusante do tubo capilar (no presente caso, no filtro secador e na entrada do evaporador), a entalpia do fluido à montante do tubo capilar, e a temperatura na entrada da linha de sucção. A pressão na entrada da linha de sucção é considerada igual à pressão de evaporação. A temperatura na entrada da linha de sucção é tomada como igual à temperatura na saída do evaporador, ou seja, função do grau de superaquecimento neste ponto.

A partir das condições de contorno, o fluxo de massa G é inicialmente arbitrado, e recalculado iterativamente por um algoritmo de biseção (PRESS et al., 1995).

Ao se arbitrar um valor para o fluxo de massa, o modelo se caracteriza, essencialmente, como um problema de valor inicial. Para cada volume de controle, a partir das condições do escoamento na seção de entrada, a solução das equações fornece os valores das variáveis na seção de saída. O processo de integração segue na direção do escoamento, até a posição em que a condição crítica, ou a pressão de evaporação, for atingida.

Conforme afirmado, a pressão é tomada como a variável de integração (eq. 5.4, 5.5). Então, a discretização do domínio de solução é obtida arbitrando-se um incremento de pressão dp . A partir deste valor, o incremento de comprimento dz equivalente ao incremento de pressão é obtido a partir da eq. (4.11).

A integral da eq. (4.11) é calculada numericamente por um método de Runge-Kutta de segunda ordem (algoritmo de Heun) (PRESS *et al.*, 1995), da seguinte forma:

$$L = \frac{D_{c,i}}{8} \sum_{k=1}^n \left[I(p_k, h_k) + I(p_k + \Delta p, h_k + qG^{-1}\Delta p \cdot I_k) \right] \Delta p \quad (4.29)$$

onde a função $I(p, h)$ representa o integrando da eq. (4.11), empregando-se as definições (4.27) e (4.28),

$$I(p, h) = \frac{1 - G^2 \kappa v_f p_f / p^2}{Y} \quad (4.30)$$

e onde

$$Y = \frac{1}{8} f G^2 v_f \left[(1 - \kappa) + \frac{\kappa p_f}{p} \right] + qG \frac{(v_v - v_L)}{(h_v - h_L)} \quad (4.31)$$

O processo de integração segue até que a condição crítica, ou o valor de pressão de evaporação seja atingido, obtendo-se o comprimento do tubo capilar, que é comparado ao valor real. O valor do fluxo de massa é corrigido de acordo, e novo processo de integração é executado, até que o valor calculado do comprimento do tubo capilar atinja o valor real, com uma incerteza no valor do fluxo de massa inferior a 0,01 kg/s.m², correspondente a uma incerteza no cálculo do comprimento inferior a 10 mm. Cabe ressaltar que a adoção da incerteza no cálculo do comprimento como parâmetro de controle de convergência do método de bisseção produziu divergências no procedimento, originadas pelo procedimento de cálculo da pressão crítica e pelas incertezas associadas às rotinas de cálculo das propriedades termodinâmicas, razão pela qual utilizou-se o valor do fluxo de massa como parâmetro de convergência.

A temperatura de saída do trocador de calor pelo lado da linha de sucção, $T_{s,o}$, é calculada a partir da equação de efetividade do trocador de calor (eq. 4.13).

A solução do modelo fornece, ainda, os valores de pressão, temperatura, entalpia e fração mássica de vapor em cada ponto do domínio discretizado.

O fluxograma de informações do algoritmo de solução do modelo matemático é apresentado no Apêndice E.

Perda de carga na transição filtro secador-tubo capilar

Para a solução do modelo, é necessário estabelecer a condição do escoamento na entrada do primeiro volume de integração, que deve ser definida a partir da pressão e temperatura medidos à montante. Faz-se necessário avaliar a influência do filtro secador.

No corpo do filtro, a tela metálica e o conjunto de esferas de material dessecante apresentam resistência ao escoamento. Porém, como as velocidades do escoamento dentro do filtro são muito baixas, esta resistência pode ser considerada insignificante. Dinamicamente, o filtro secador acaba funcionando como um reservatório de fluido refrigerante. Assim, a principal perda de carga ocorre na transição entre o filtro e o tubo capilar.

Na bibliografia tradicional (STREETER; WYLIE, 1982; WHITE, 1994), a perda de carga localizada na entrada de uma tubulação, a partir de um reservatório, é dada por

$$\Delta p_{\text{local}} = K \frac{\rho U^2}{2} \quad (4.32)$$

onde a densidade e a velocidade são calculados para o escoamento dentro da tubulação. Desta forma,

$$p_{c,0} = p_{cd} - K \frac{\rho_0 U_0^2}{2} \quad (4.33)$$

onde ρ_0 , U_0 e $p_{c,0}$ indicam respectivamente a densidade, a velocidade média e a pressão absoluta na face de entrada do primeiro volume de integração do domínio da solução.

O coeficiente K é um parâmetro determinado empiricamente, sendo fortemente influenciado pela geometria do escoamento. Para tubos reentrantes, os valores de K variam entre 0,8 e 1,0 (STREETER; WYLIE, 1982), de forma que, para um escoamento monofásico líquido, a perda de carga é inferior a 1% do valor da pressão absoluta total do escoamento, sendo, por isto, pouco significativo. Por outro lado, Melo et al. (1998a) demonstraram que os valores de K podem ser maiores.

No presente trabalho, a geometria da transição do filtro secador para o tubo capilar apresenta uma configuração de escoamento peculiar (Figura A.12), diferente tanto das configurações típicas apresentadas na literatura quanto da configuração medida por Melo et al. (1998a). Desta

forma, o valor do coeficiente K adotado no presente trabalho foi arbitrado como igual a 1,0. Quando o grau de sub-resfriamento à montante do tubo capilar é igualado a zero, este valor para o coeficiente K resulta em um escoamento já bifásico na extremidade de entrada do tubo capilar, com uma fração mássica de vapor (estática) equivalente a uma bolha com aproximadamente 0,1 a 0,2 mm de diâmetro. Desta forma, este modelo para a perda de carga na contração do escoamento na entrada do tubo capilar foi considerado representativo da quantidade de vapor ingerida no vórtice.

Padrão de escoamento bifásico no tubo capilar

Conforme discutido na Seção 2.2, o mapa de padrões de escoamento bifásico proposto por Revellin (2006) mostra-se válido para a previsão dos padrões de escoamento observados em tubo capilar.

A partir dos valores de fluxo de massa e demais variáveis termodinâmicas, os valores de fração mássica de transição entre os padrões de escoamento (IB-CB, CB-A) podem ser determinados:

$$x_{\text{IB-CB}} = 0,763 \left(\frac{\text{Re}_{\text{LO}} \text{Bo}}{\text{We}_{\text{VO}}} \right)^{0,41} \quad (4.34)$$

$$x_{\text{CB-A}} = 0,00014 \text{Re}_{\text{LO}}^{1,47} \text{We}_{\text{LO}}^{-1,23} \quad (4.35)$$

onde $\text{Re}_{\text{LO}} (= \text{GD}_{\text{c},i}/\mu_{\text{L}})$ representa o número de Reynolds correspondente à situação em que a fase líquida escoava sozinha, isto é, ocupando toda a seção transversal do tubo, com o mesmo fluxo de massa total. Similarmente, os números de Weber $\text{We}_{\text{LO}} (= \text{GD}_{\text{c},i}/\rho_{\text{L}}\sigma)$ e $\text{We}_{\text{VO}} (= \text{GD}_{\text{c},i}/\rho_{\text{V}}\sigma)$ correspondem, respectivamente, às situações em que a fase líquida ou a fase de vapor escoam sozinhas, com o mesmo fluxo de massa total. Por fim, o número de ebulição $\text{Bo} (= q/h_{\text{LV}}G)$ é calculado a partir do fluxo de calor necessário para a vaporização isobárica da fração mássica de vapor observada no ponto. Desta forma, pode-se demonstrar que $\text{Bo} = x(j)D_{\text{c},i}/4z(j)$.

O valor da fração mássica de vapor calculada pelo modelo do escoamento (eq. 4.24) é comparado aos valores das transições, permitindo identificar o padrão bifásico esperado em cada ponto do domínio de solução.

4.1.2 Geração de excitação acústica no escoamento em jato na descarga do tubo capilar

Conforme apresentado no Cap. 1, Singh et al. (2000a, 2000b) apresentaram uma metodologia que utiliza como ponto de partida um método normalizado de predição da geração de ruído aeroacústico em válvulas de controle, empregadas em redes de transporte de gases industriais. Trata-se do método objeto da norma técnica ANSI/ISA-75.17-1989, desenvolvida a partir de princípios fundamentais da mecânica e da acústica, e dos trabalhos de Lighthill (1952, 1954, 1963), Powell (1953a,b), Ffowcs-Williams e Hawkings (1969), Baumann (1970, 1984, 1987), e Reethoff e Ward (1986). O método apresentado considera apenas o escoamento monofásico de fluidos gasosos, pois é baseado na lei dos gases perfeitos, e as incertezas do método tornam-se elevadas se o fluido se afastar da condição de gás perfeito.

Devido às características do processo de expansão em sistemas de refrigeração, o modelo da norma não é diretamente aplicável. Singh et al. (2000a, 2000b) propuseram que as condições no ponto de máxima velocidade do escoamento (principal parâmetro do modelo da norma) fossem obtidas assumindo-se escoamento bifásico de padrão homogêneo do fluido refrigerante, para condição isentrópica no caso das válvulas termostáticas, e isentálpica nos demais casos. Para os tubos capilares e tubos de orifício, propõem um modelo baseado em escoamento de Fanno (HODGE; KOENIG, 1995), ou seja, escoamento unidimensional compressível adiabático com atrito em um tubo de seção transversal constante. Conforme comentado no Cap. 1, a introdução destas modificações permitiu ao modelo de geração de ruído apresentar boa concordância com os dados experimentais obtidos pelos autores.

Esta solução não pode ser empregada no caso do tubo capilar com TCLS, devido ao efeito da troca de calor. Desta forma, fez-se necessário propor um novo modelo para avaliar o fenômeno acústico.

Detalhamento e implementação do modelo.

A utilização do modelo descrito na Seção 4.1.1 permite a obtenção das principais variáveis do escoamento. Tomando-se por base o modelo da potência acústica irradiada pelo jato (eq. 2.9), a potência mecânica do jato, W_m , é definida como:

$$W_m = \frac{\dot{m} \cdot U_o^2}{2} \quad (4.36)$$

onde a vazão mássica é calculada pelo modelo de simulação. A velocidade na extremidade do tubo capilar é definida segundo o modelo para padrão de escoamento homogêneo,

$$U_o = \frac{\dot{m}}{\rho_o \cdot A_{c,i}} = \frac{G}{\rho_o} = G \cdot v_o \quad (4.37)$$

onde G indica o fluxo de massa através do tubo capilar, e ρ_o a massa específica média do escoamento na extremidade do tubo capilar,

$$\frac{1}{\rho_o} = \frac{x_o}{\rho_{V,o}} + \frac{(1-x_o)}{\rho_{L,o}} \quad (4.38)$$

onde $\rho_{L,o}$ e $\rho_{V,o}$ são a massa específica do líquido e do vapor saturados à pressão da extremidade do tubo capilar (p_o).

Conforme discutido na Seção 2.5.4, no jato confinado, admitindo-se que as superfícies internas da tubulação apresentem-se como refletoras quase perfeitas, praticamente toda a energia acústica gerada segue à jusante da tubulação (para o ponto onde é realizada a medição). Assim, a potência acústica gerada pelo jato pode ser determinada por:

$$W_a = I_j \cdot A_{ev} \quad (4.39)$$

onde I_j indica a intensidade acústica gerada na região do jato, e A_{ev} indica a área de propagação acústica, que é dada pela área da seção transversal da tubulação neste ponto,

$$A_{ev} = \frac{\pi \cdot D_{ev,i}^2}{4} \quad (4.40)$$

Por sua vez, a intensidade acústica é relacionada à pressão acústica da seguinte forma:

$$I_j = \frac{p'^2}{(\rho c)_{ev}} \quad (4.41)$$

A pressão acústica logo após a descarga do tubo capilar é medida diretamente pelo sensor de pressão acústica P5 (Apêndice A). Assim, a potência acústica pode ser determinada experimentalmente:

$$W_a = \frac{P5^2}{(\rho c)_{ev}} \frac{\pi \cdot D_{ev,i}^2}{4} \quad (4.42)$$

Para a determinação das propriedades do fluido e do escoamento na entrada do evaporador (Figura 4.2), aplicam-se as equações de conservação entre a seção na extremidade de saída do tubo capilar (ponto “0”) e a tubulação de transição para o evaporador (ponto 2).

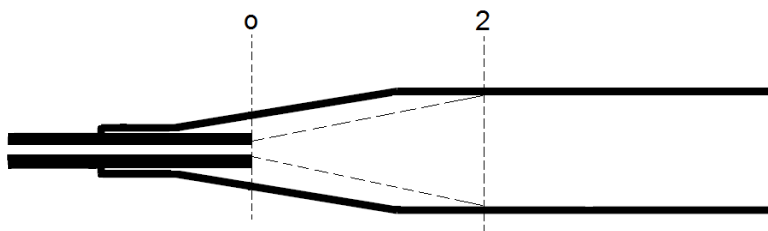


Figura 4.2 – Leiaute da região de descarga do jato

Assumindo um escoamento unidimensional, homogêneo, em regime permanente, o princípio da conservação da massa impõe que $\dot{m}_0 = \dot{m}_2$, e assim,

$$G_2 = G_0 \left(\frac{D_{c,i}}{D_{ev,i}} \right)^2 \quad (4.43)$$

O princípio da conservação da energia resulta em

$$h_2 + \frac{U_2^2}{2} = h_0 + \frac{U_0^2}{2} + \delta Q - \delta \tau \quad (4.44)$$

onde δQ indica a transferência de calor através da fronteira, e $\delta \tau$ representa as perdas viscosas. Desprezando-se as perdas viscosas e a transferência de calor (uma aproximação aceitável, visto que, neste caso, ambas se compensam), e uma vez que a pressão de evaporação (p_2) é conhecida, a velocidade média U_2 pode ser determinada iterativamente pela eq. (4.44), visto que o estado do fluido refrigerante no ponto 2 é de saturação; ou seja, arbitrando-se um valor inicial para U_2 , calcula-se h_2 e, como

$$h_2 = h_{L,2} + x_2 \cdot (h_{V,2} - h_{L,2}) \quad (4.45)$$

pode-se estimar a fração mássica de vapor do escoamento, x_2 , o que permite avaliar o volume específico médio em 2 e recalculer a velocidade de U_2 ,

$$U_2 = \frac{G_2}{\rho_2} \quad (4.46)$$

sendo

$$\frac{1}{\rho_2} = \frac{x_2}{\rho_{V,2}} + \frac{(1-x_2)}{\rho_{L,2}} \quad (4.47)$$

As entalpias do líquido e vapor saturado, $h_{L,2}$ e $h_{V,2}$, e respectivas massas específicas, $\rho_{L,2}$ e $\rho_{V,2}$, são calculadas à pressão de saturação no ponto 2 (qual seja, a pressão experimental Pt4).

A determinação da velocidade de propagação acústica no ponto 2 depende do padrão de escoamento bifásico existente.

Padrão de escoamento bifásico na entrada do evaporador.

A Figura 4.3 apresenta os resultados para o padrão de escoamento bifásico observado na entrada do evaporador, após a descarga do tubo capilar, calculado de acordo com o mapa Wojtan-Ursenbacher-Thome. (Wojtan et al., 2005). Como os valores das transições dependem do fluxo de massa do escoamento, para cada ensaio experimental, três valores são calculados: o fluxo de massa para a transição S-SW (regime estratificado para estratificado ondulado), para a transição SW-I/A (regime estratificado ondulado para regime intermitente ou anular), e para a transição I-A (regime intermitente para anular, que também delimita o

limite para ocorrência de regime *slug* - Figura 2.19). Os valores para as transições são apresentados juntamente com o valor do fluxo de massa observado experimentalmente.

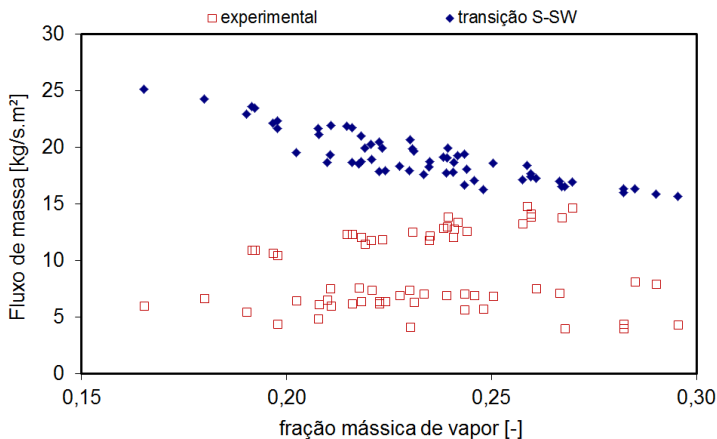


Figura 4.3 – Padrões de escoamento bifásico na região de entrada do evaporador.

Pode-se constatar que a totalidade dos ensaios apresentou fluxo de massa inferior ao valor para a transição S-SW, indicando condição de escoamento estratificado, com interface sem ondulação. A ocorrência de padrão de escoamento intermitente *slug* é improvável.

Velocidade de propagação acústica na entrada do evaporador.

Como o escoamento na região de descarga do jato mostra-se claramente estratificado, a velocidade de propagação acústica do sistema bifásico nesta região será definida pela velocidade de propagação na fase de menor impedância acústica, qual seja, a fase gasosa. Assim, a velocidade de propagação acústica no ponto 2 (c_2) é tomada como sendo igual à velocidade do vapor saturado na pressão no ponto 2. Em resumo, na eq. (4.42), $(\rho c)_{ev} = \rho_2 c_{V,2}$.

Definição da eficiência acústica.

Finalmente, comparando-se o valor da energia mecânica do escoamento (eq. 4.36) com a energia acústica gerada (eq. 4.42), pode-se obter o valor da eficiência acústica, ou seja, da eficiência de conversão de energia mecânica em acústica (eq. 2.9):

$$\eta(\text{exp}) = \frac{W_a}{W_m} \quad (4.48)$$

A determinação da velocidade de propagação acústica após a descarga do tubo capilar (Seção 2 na Figura 4.2) permite a definição do número de Mach do jato:

$$\text{Ma}_j = \frac{U_o}{c_{ev}} = \frac{U_o}{c_{v,2}} \quad (4.49)$$

O número de Reynolds na seção de saída do tubo capilar é definido como:

$$\text{Re}_o = \frac{\rho_o U_o D_{c,i}}{\mu_o} = \frac{G \cdot D_{c,i}}{\mu_o} \quad (4.50)$$

onde a viscosidade bifásica é calculada a partir da equação de McAdams (McADAMS; WOODS; BRYAN, 1942):

$$\mu_o = \left(\frac{x_o}{\mu_v} + \frac{(1-x_o)}{\mu_L} \right)^{-1} \quad (4.51)$$

Implementação computacional.

Os dados experimentais utilizados como dados de entrada para o modelo matemático-computacional são apresentados na Tabela D.1. Importante ressaltar que, quando o regime de formação de vórtice é observado, o valor do grau de sub-resfriamento é igualado a zero. Desta forma, o cálculo da perda de carga na contração do escoamento na entrada do tubo capilar já resulta em vaporização, e a fração mássica de vapor resultante é considerada representativa da quantidade de vapor ingerida no vórtice.

O modelo demanda a definição de um valor para a rugosidade superficial absoluta da superfície interna do tubo capilar. Este valor não foi medido nos tubos capilares utilizados no presente trabalho. Desta forma, um valor típico de 1 μm (MELO et al., 1998a) foi arbitrado para as três amostras, e utilizado em todos os cálculos.

Além disso, outros parâmetros de simulação devem ser fornecidos, como, por exemplo, o número de volumes de integração (ou seja, o número de *steps* de pressão), a condição de troca de calor no comprimento de entrada L_e (convecção natural com o ar ambiente, ou adiabático), e a configuração do trocador de calor (lateral ou concêntrico).

Objetivando reduzir a incerteza na determinação da pressão na extremidade de saída do tubo capilar, o número de volumes de integração foi definido sempre em torno de 100, resultando em *steps* de pressão da ordem de 0,03 a 0,05 bar.

Em função do pequeno comprimento da região de entrada nos tubos capilares utilizados (Apêndice A), e dada a pequena influência da troca de calor com o ar ambiente (visto que a temperatura neste segmento mostrou-se sempre muito próxima da temperatura ambiente), todas as simulações foram configuradas sem troca de calor na região de entrada.

4.1.3 Comportamento das bolhas de vapor no escoamento ao longo do tubo capilar

A revisão bibliográfica identificou que o processo de resfriamento das bolhas de vapor presentes no tubo capilar apresenta potencial para a geração de excitação acústica. A análise da Seção 2.6 permitiu correlacionar o comportamento de bolhas de vapor no escoamento do tubo capilar com alguns parâmetros adimensionais. Como, neste caso, não há uma medição experimental específica do fenômeno de oscilação das bolhas, a avaliação da excitação acústica é realizada mediante a análise dos parâmetros relacionados ao comportamento esperado da bolha.

Implementação computacional

A partir do modelo de simulação do escoamento no tubo capilar, o número de Jakob (eq. 2.16) em cada ponto do domínio de solução pode ser aproximado por

$$Ja = \frac{\rho_L(j) \cdot c_{p,L}(j) \cdot [T_c(j) - T_s(j)]}{\rho_V(j) \cdot i_{LV}(j)} \quad (4.52)$$

onde $\rho_L(j)$, $\rho_V(j)$, $c_{p,L}(j)$ e $i_{LV}(j)$ são calculados a partir da temperatura do escoamento calculada no ponto, $T_c(j)$, e $T_s(j)$ é a temperatura na linha de sucção na mesma posição do nó do domínio do tubo capilar. A temperatura na linha de sucção é determinada assumindo-se um perfil linear entre a entrada e a saída da linha de sucção,

$$T_s(j) = T_{s,o} + (z_c(j) - L_e) \cdot \frac{(T_{s,i} - T_{s,o})}{L_{tc}} \quad (4.53)$$

onde $T_{s,i}$ e $T_{s,o}$ são, respectivamente, as temperaturas de entrada e saída do trocador de calor pelo lado da linha de sucção. $T_{s,i}$ é assumida igual à temperatura na saída do evaporador (T10), e $T_{s,o}$ é calculada pelo modelo do escoamento no tubo capilar. Desta forma, o número de Jakob só é calculado para os pontos do domínio dentro do trocador de calor. A diferença de temperatura utilizada na eq. (4.52) representa o resfriamento máximo a que a bolha estaria sujeita, se o fluido no estado líquido fosse instantaneamente resfriado até a temperatura do vapor presente na linha de sucção, ou seja, assumindo-se que a resistência térmica entre a superfície da bolha de vapor e a corrente de vapor na linha de sucção é nula. Trata-se, evidentemente, de uma situação limite, mas que pode ser utilizada para análise comparativa entre as diferentes condições de operação.

Para a estimação do número C de Florschuetz e Chao (1965) (eq. 2.13), o gradiente de pressão a induzir o crescimento da bolha é dado pela diferença de pressão entre dois nós consecutivos da malha de integração. Como esta variação de pressão é, no modelo, pré-estabelecida no algoritmo de solução do escoamento, para que seja possível a análise comparativa entre diferentes condições, o termo Δp da eq. (2.13) é substituído por $\Delta p/\Delta z$, onde Δz é o comprimento entre os dois nós consecutivos. A difusividade térmica do líquido provém da definição do tempo adimensional; no escoamento, a escala de tempo relacionada ao deslocamento da bolha entre dois nós consecutivos da malha de integração é também proporcional a Δz , e à velocidade média do escoamento. Por fim, a influência do raio da bolha é substituída pelo diâmetro interno do tubo capilar, que de fato é o parâmetro geométrico de referência para a bolha esférica (regime de bolha isolada) ou alongada (regime de bolha coalescente) que deverão ocorrer no interior do tubo capilar (Seção 2.2). Desta forma, o número C é aproximado da seguinte maneira:

$$C = \frac{[p(j-1) - p(j)]}{[z(j) - z(j-1)]} \frac{D_{c,i}}{\rho_L(j)} \left(\frac{1}{U(j)} \right)^2 \quad (4.54)$$

A partir das definições das eq. (4.52) e (4.54), o número B é definido conforme a eq. (2.20) ($B = Ja^2 \cdot C^{-1/2}$).

Em resumo, o desempenho acústico de um tubo capilar é avaliado mediante os parâmetros relacionados aos dois fenômenos principais previamente identificados: o escoamento em jato na descarga do tubo capilar, e o comportamento das bolhas de vapor no escoamento.

4.2 Síntese dos resultados analíticos

Nas Tabelas D.3 a D.5, são apresentados os principais resultados obtidos com a simulação do escoamento, e variáveis derivadas (definidas na Seção 4.1). Nestas tabelas, a coluna “vórtice” indica a condição de escoamento na entrada do tubo capilar; as demais variáveis são especificadas na Tabela D.2. Os valores para o número de Jakob e número B são os valores máximos observados ao longo do trocador de calor. No total, obteve-se um conjunto de 62 ensaios considerados válidos.

4.2.1 Análise do escoamento no tubo capilar

São apresentados a seguir os resultados das principais grandezas resultantes da simulação do escoamento através do tubo capilar. Nos gráficos, os marcadores preenchidos indicam os dados para os ciclos normais, e os marcadores sem preenchimento indicam os dados para os ciclos pós-degelo.

A Figura 4.4a apresenta os resultados para a vazão mássica no tubo capilar em função da razão entre as pressões de condensação e evaporação, do diâmetro interno do tubo capilar, e do tipo de ciclo (normal ou pós-degelo). Pode-se observar que os ciclos pós-degelo seguem basicamente a mesma tendência dos ciclos normais e, no caso do diâmetro 0,767mm, geram uma vazão mássica ligeiramente superior. Observa-se que a influência da razão de pressão do sistema é pequena, visto que o escoamento no tubo capilar acaba por se ajustar em função de outras condições, notadamente o grau de sub-resfriamento.

A Figura 4.4b apresenta a influência do grau de sub-resfriamento sobre a fração mássica de vapor na saída do tubo capilar. Observa-se que, para os dois tubos capilares de maior diâmetro, o grau de sub-resfriamento foi sempre muito baixo (coerente com a formação de vórtice), donde resulta valores da fração mássica elevados. Como esperado, o aumento do grau de sub-resfriamento resulta em redução da fração mássica. Observou-se também como x_o é sempre um pouco maior nos ensaios pós-degelo. A condição de vórtice intermitente (predominante no tubo capilar de 0,643 mm) resulta em fração mássica de vapor um pouco mais alta do que a condição de vórtice contínuo.

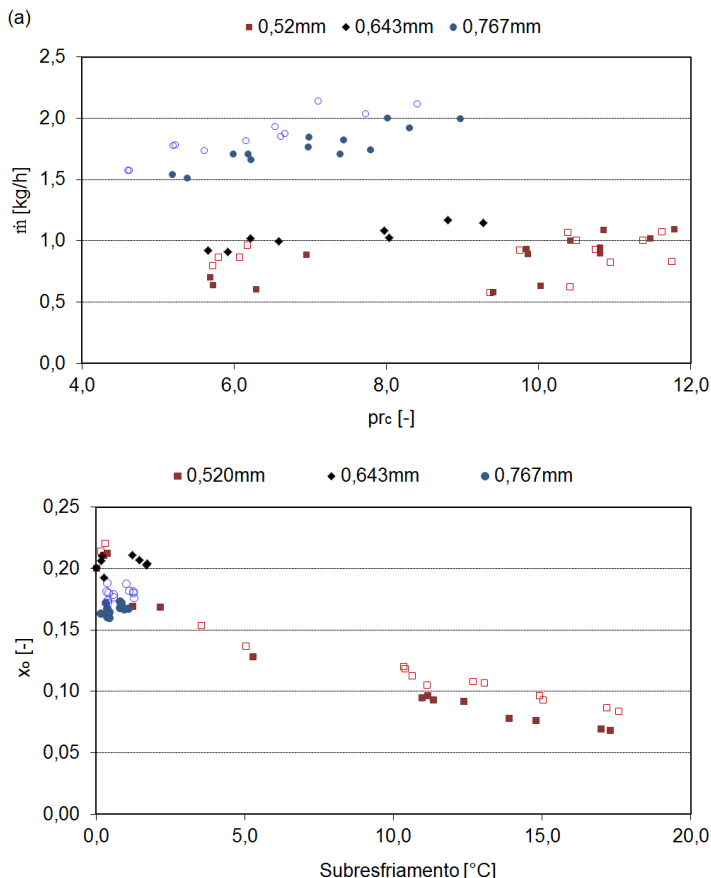


Figura 4.4 – Correlação entre: a) \dot{m} e pr_c ; b) x_o e o grau de sub-resfriamento.

Na Figura 4.5 observa-se como a velocidade de efluxo do tubo capilar é fortemente determinada pela fração mássica de vapor. Pode-se observar também como os ensaios pós-degelo fornecem sempre valores mais altos de velocidade de efluxo.

Na Figura 4.6a, pode-se constatar a relação direta entre a razão de expansão na descarga do tubo capilar (pr_j) e a razão de pressão total no tubo capilar (pr_c). De fato, quanto maior a razão entre as pressões de condensação e evaporação, maior é a vazão mássica e mais alta a pressão crítica do escoamento, do que resulta a maior razão de expansão na descarga. Pode-se constatar que, nas condições estabilizadas do ciclo de refrigeração, o jato está sempre sub-expandido ($pr_j > 1$), indicando a

condição de escoamento bloqueado. Já na Figura 4.6b, observa-se que (como esperado) os ensaios com maior grau de sub-resfriamento (ou seja, valores mais baixos de x_o) apresentam maior razão de expansão, visto que, nestas condições, a pressão crítica é mais alta. A Figura 4.6b apresenta ainda os resultados em função do regime de formação de vórtice observado, evidenciando como a formação de vórtice está associada a valores mais altos de x_o , por sua vez basicamente associados aos tubos capilares de maior diâmetro.

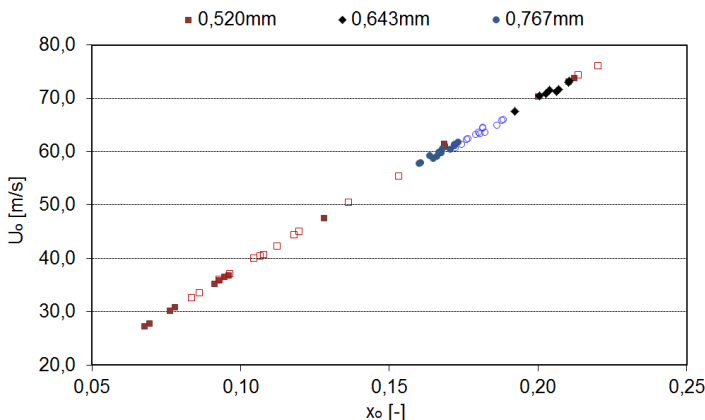


Figura 4.5 – Correlação entre a velocidade de efluxo e a fração mássica na saída do tubo capilar.

Observa-se nas Tabelas D.3 a D.5 como a faixa de variação do número de Mach do jato (Ma_j) resulta sempre bem inferior à unidade. Isto se explica pela própria definição desta variável (eq. 4.49).

A velocidade do jato na extremidade do tubo capilar, U_o , resulta do atingimento de condição crítica em um escoamento modelado como homogêneo. Este escoamento é descarregado em um espaço onde a velocidade de propagação acústica dominante é a do vapor saturado puro. Em todas as condições simuladas, o valor de U_o resultou sempre bastante inferior à velocidade de propagação acústica do vapor saturado, tanto na condição na extremidade de saída do tubo (ou seja, à pressão de saturação p_o) quanto na condição na transição para o evaporador (ou seja, à pressão p_2). Isto comprova que a definição da velocidade de propagação acústica em um escoamento bifásico do tipo homogêneo, baseada no critério de escoamento crítico de Fauske (1962), resulta em valores inferiores à velocidade de propagação na fase de vapor, conforme

demonstrado por Van Dijk (2005), Henry, Grolmes e Fauske (1971), entre outros.

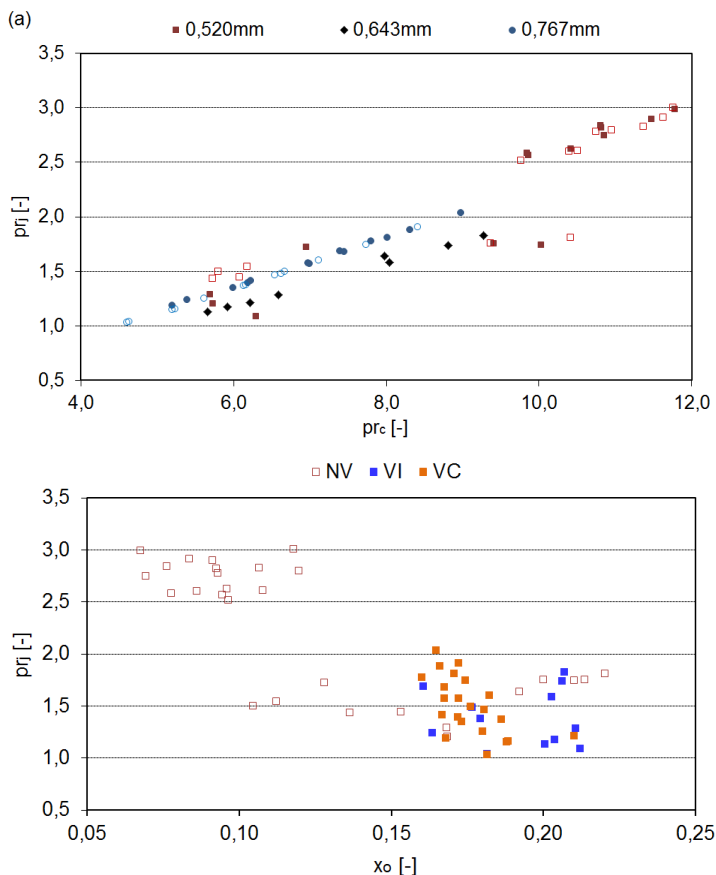


Figura 4.6 – Correlação de pr_j com: a) pr_c ; b) x_o .

Em síntese, o escoamento em jato na descarga do tubo capilar apresenta uma característica bastante específica, com um escoamento crítico gerando um jato sub-expandido (ou seja, com pressão à jusante inferior à pressão na boca do jato) que entretanto apresenta número de Mach inferior à unidade, devido ao padrão do escoamento bifásico na região de descarga do jato.

A variação entálpica do escoamento no tubo capilar, ao longo do trocador de calor, Δh_{TC} , mostra-se diretamente proporcional à diferença

de temperatura $\Delta T1$, como demonstra a Figura 4.7. Interessante observar também que os valores de $\Delta T1$ e de Δh_{TC} , são em média mais baixos nos ensaios pós-degelo. Observa-se ainda que os resultados para o tubo capilar de diâmetro interno 0,643mm apresentam nitidamente um valor médio menor, consequência do maior diâmetro interno na linha de sucção observado deste conjunto, em relação aos outros dois (Tabela A.7), do que resulta menor eficiência no trocador de calor, em função da redução da velocidade do escoamento na linha de sucção. Cabe lembrar que quando o escoamento já se encontra na condição bifásica ao entrar no trocador de calor, a variação entálpica ao longo deste estará diretamente relacionada à intensidade do resfriamento sofrido pelo escoamento e, conseqüentemente, à intensidade de oscilação das bolhas de vapor.

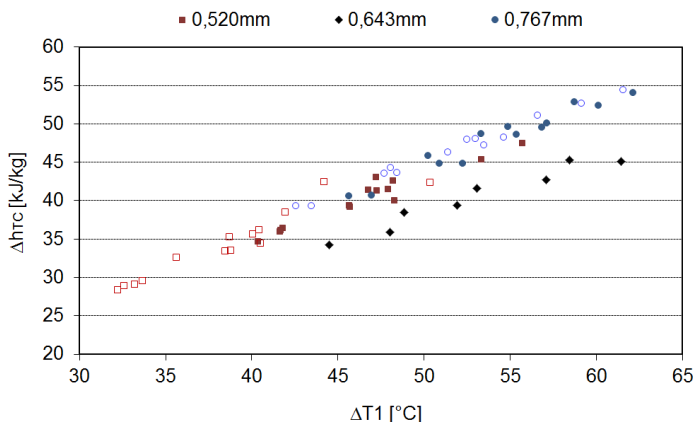


Figura 4.7 – Correlação entre Δh_{TC} e $\Delta T1$.

A Figura 4.8a apresenta a previsão do padrão de escoamento bifásico segundo o mapa de Revellin (2006), observado na extremidade de saída do tubo capilar. Como os valores de fração mássica de transição entre os padrões de escoamento dependem do valor do fluxo de massa do escoamento, a cada ensaio está associado um conjunto de 3 pontos: o valor da fração mássica calculado para a extremidade do tubo (x_0), e os valores da transição IB-CB (bolha isolada para bolha coalescente) e CB-A (bolha coalescente para anular). Pode-se observar que, para a totalidade dos ensaios, os valores de x_0 indicam a ocorrência de padrão de escoamento anular.

Com o padrão de escoamento anular, o jato formado na descarga do tubo capilar tipicamente apresentará um núcleo de vapor arrastando a

fase líquida na forma de gotas de diferentes tamanhos, configurando-se como um jato turbulento gasoso com uma fase dispersa líquida e evaporativa (POLANCO et al., 2010).

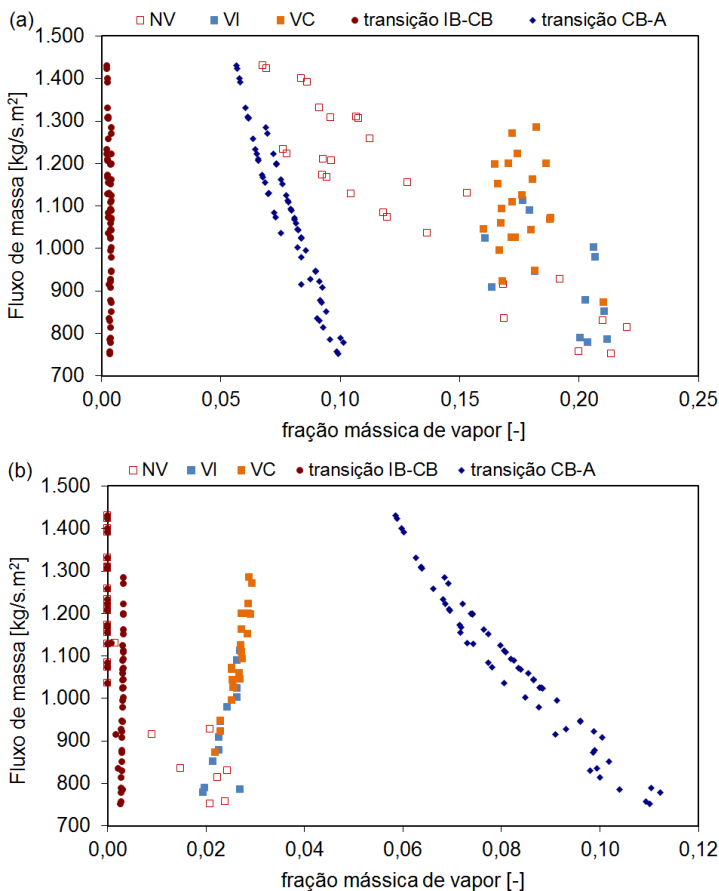


Figura 4.8 – Padrões de escoamento bifásico observados no tubo capilar: a) na extremidade de saída; b) na entrada do trocador de calor.

A Figura 4.8a mostra ainda que, quanto maior o fluxo de massa, menor é a fração mássica calculada na extremidade, aproximando-se desta forma do valor da transição CB-A. Conforme já afirmado, os valores de transição não representam limites precisos, mas um valor aproximado para a transição. É possível, portanto, a ocorrência do padrão de bolhas coalescentes nestas condições. Pode-se constatar que estas condi-

ções estão associadas aos ensaios sem formação de vórtice. Da Figura 4.6, pode-se constatar que estes ensaios que apresentaram menor fração mássica ($x_o < 0,15$) são exclusivamente os do tubo capilar de menor diâmetro interno. Em relação ao jato, o padrão de bolhas coalescentes vai produzir uma forte variação, em função da chegada à extremidade do tubo, alternadamente, do *plug* de líquido ou da bolha alongada. No último caso, a configuração é semelhante à do padrão anular; entretanto, quando o *plug* de líquido é descarregado, produz uma forte variação tanto da velocidade média do jato quanto da distribuição e concentração da fase líquida.

Estas conclusões, em princípio, apresentam-se em contradição às observações experimentais de Tannert e Hesse (2016). Estes autores afirmam que, quando o estado do fluido refrigerante na entrada do tubo capilar era 100% líquido, nos primeiros instantes de funcionamento do ciclo de refrigeração, o padrão de escoamento bifásico na saída era anular, descarregando um jato livre não perturbado, ao passo que, com a evolução do ciclo de refrigeração, quando o tubo capilar passava a ingerir vapor, o padrão de escoamento bifásico mudava para um padrão *plug* com a presença de bolhas de Taylor (bolhas alongadas), descarregando um jato livre descontínuo e oscilante.

Entretanto, o mapa de Revellin indica que a ocorrência do padrão *slug* está associado a valores baixos de fração mássica de vapor, ao passo que, quando existe engolimento de vapor já na entrada do tubo capilar, a tendência é que a fração mássica na saída seja maior. Entretanto, aqueles autores não apresentam as condições termodinâmicas e de escoamento em que se observaram os padrões, de forma que não é possível afirmar se as observações estariam de acordo com o mapa de Revellin. É possível, por exemplo, que no caso do tubo capilar estudado pelos autores, a estabilização do padrão de escoamento com engolimento de vapor na entrada do tubo capilar coincida com um significativo aumento na eficiência do trocador de calor com a linha de sucção, de forma que a taxa de vaporização ao longo do tubo capilar seja reduzida, contribuindo para gerar uma menor fração mássica de vapor e, conseqüentemente, o padrão bifásico *slug*, na saída do tubo capilar.

No escoamento anular, a diferença de velocidade entre as fases pode apresentar impacto sobre a determinação da condição crítica de escoamento, visto que esta depende da compressibilidade local do fluido. Em um escoamento bifásico em padrão anular, a velocidade da fase de vapor, que se desloca pela porção central da seção transversal do duto, é maior do que a velocidade da fase líquida, do que resulta um valor de número de Mach local (da fase vapor) maior do que se a velo-

cidade média do escoamento for considerada. Desta forma, ao se considerar a tridimensionalidade do escoamento, existe a possibilidade de ocorrência de um choque localizado, na corrente ocupada pela fase de vapor, mesmo que o número de Mach médio (baseado na velocidade média do escoamento) seja inferior à unidade.

A ocorrência de um padrão anular na extremidade final do tubo capilar teria o potencial de gerar um padrão de ressonância, visto que o padrão com bolhas coalescentes (equivalente ao padrão *slug*) e o padrão anular apresentam impedâncias acústicas bem distintas, com o “tampão” de líquido característico do padrão *slug* se apresentando como uma terminação praticamente rígida em relação à região de escoamento anular, onde a propagação da excitação acústica é governada pela fase gasosa. Entretanto, dado que os tampões de líquido estão permanentemente em movimento, o comprimento da região de ressonância, e suas frequências fundamentais, estariam variando rápida e constantemente, situação que não foi confirmada pelos dados experimentais.

A Figura 4.8b apresenta os padrões de escoamento bifásico observados no interior do tubo capilar, à entrada do trocador de calor. Neste caso, observa-se que, quando o escoamento atinge o trocador de calor já em condição de vaporização ($x \neq 0$) o padrão de escoamento predominante é, marcadamente, o de bolha coalescente (CB), o que confirma a susceptibilidade do escoamento neste ponto aos efeitos do resfriamento sobre as bolhas de vapor.

4.2.2 Análise da evolução temporal das principais variáveis

O comportamento transiente do ciclo de refrigeração demonstrou forte influência sobre os fenômenos acústicos. Esta seção apresenta uma descrição do comportamento das principais variáveis do escoamento durante o ciclo de operação do sistema de refrigeração.

As Figuras 4.9 a 4.11 apresentam uma comparação entre o ciclo normal e o ciclo de degelo, na mesma condição de operação. O ponto assinalado sobre cada curva indica o momento de início da formação do vórtice em cada ensaio.

Na Figura 4.9a, pode-se observar que, no ciclo normal, a vazão mássica cresce progressivamente, acompanhando a elevação da razão de pressão (Figura 3.4c). Já no ciclo pós-degelo, a vazão mássica atinge um pico nos instantes iniciais, consequência do forte aumento do grau de sub-resfriamento previamente ao instante de formação de vórtice (Figura 3.5a), e apesar do forte aumento no grau de superaquecimento (Figura 3.5b). Na Figura 4.9b, pode se constatar que este aumento do grau de

superaquecimento contribui para uma maior vaporização do fluido no tubo capilar, do que resulta o maior valor de fração mássica de vapor na descarga, no ciclo pós-degelo. A redução da eficácia do trocador de calor se reflete também em um nível de pressão crítica mais elevado no ciclo pós-degelo (Figura 4.9c).

A conjugação destas características tem impacto significativo sobre as características do escoamento descarregado pelo tubo capilar. Na Figura 4.10a pode-se constatar que a velocidade média do escoamento na saída do tubo capilar é maior no ensaio pós-degelo, atingindo um pico nos instantes iniciais, devido à forte correlação com a fração mássica de vapor. Consequentemente, o número de Mach do jato (Ma_j) também é maior no ciclo pós-degelo, com um comportamento fortemente influenciado pela velocidade de efluxo, visto que a velocidade de propagação acústica na entrada do evaporador (c_{ev}) apresenta proporcionalmente muito pouca variação, visto que a variação da pressão de evaporação é pequena (Figura 3.4b).

Desta forma, a potência mecânica total do escoamento, W_m (Figura 4.10b) também é significativamente maior no ensaio pós-degelo, apresentando também um pico nos instantes iniciais.

A Figura 4.10c mostra a evolução da razão de pressão de expansão do jato. Constata-se que, apesar da pressão crítica mais elevada no ensaio pós-degelo, a pressão de evaporação também é mais alta (Figura 3.4b), acabando por resultar em uma razão de pressão de expansão menor.

Assim, fica evidente que o ciclo pós-degelo, nos instantes iniciais, é capaz de gerar maior energia mecânica no jato de descarga, donde resultará maior potencial de geração de energia acústica (conforme se pôde constatar na Figura 3.7, que apresenta o comparativo entre as excitações acústicas nestes mesmos ensaios).

A Figura 4.11a apresenta a comparação da temperatura na linha de sucção na saída do trocador de calor, constatando-se que é bem mais alta no ciclo pós-degelo, consequência do valor mais elevado de pressão de evaporação. O pico inicial também está claramente vinculado ao grande aumento do grau de superaquecimento neste intervalo de tempo (Figura 3.5b), e apesar do aumento da vazão mássica (cuja influência seria a de reduzir $T_{s,o}$).

Como consequência da maior temperatura no trocador de calor, o número de Jakob é bem inferior ao longo do ensaio pós-degelo (Figura 4.11b), embora, coincidentemente, o valor do número de Jakob seja praticamente o mesmo no instante de início de formação de vórtice, nos dois casos.

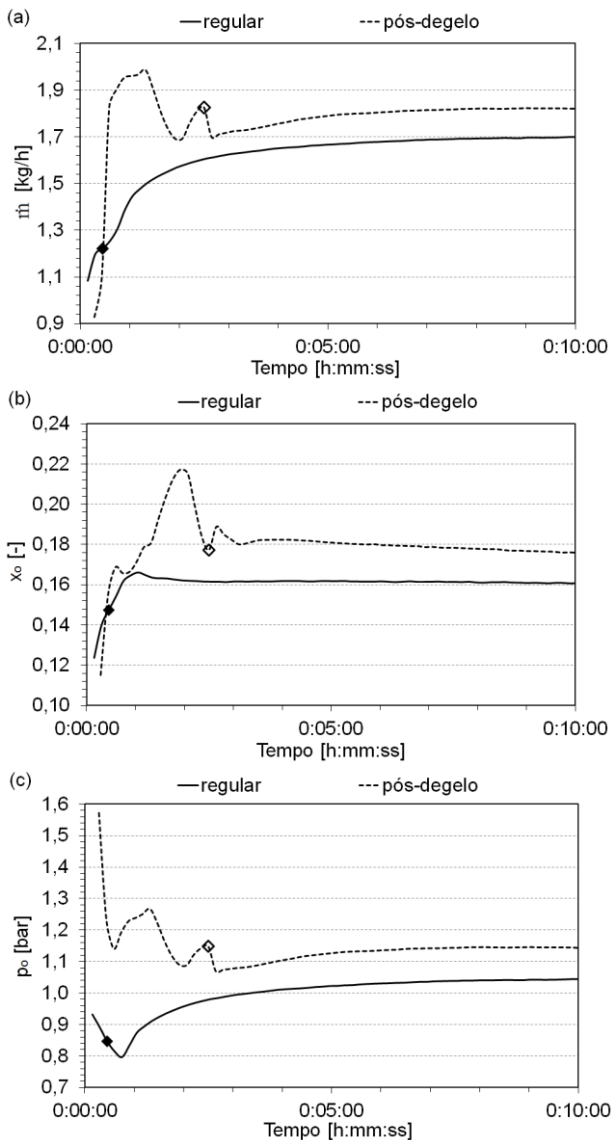


Figura 4.9 – Comparação entre ciclo regular e pós-degelo: a) \dot{m} ; b) x_o ; c) p_o (ensaios: condições 10 e 10D).

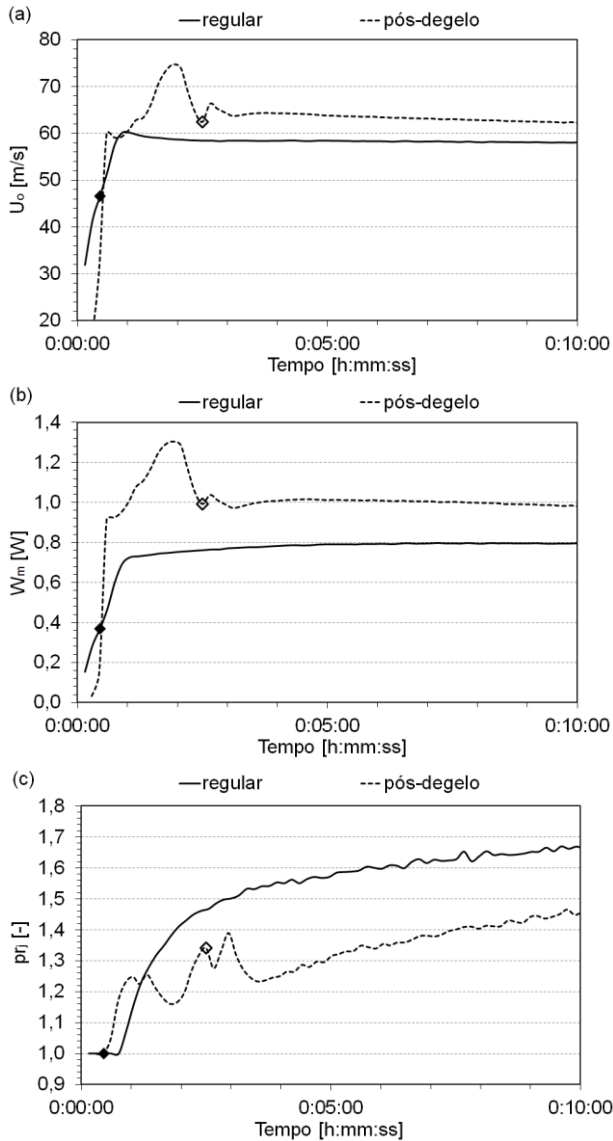


Figura 4.10 – Comparação entre ciclo regular e pós-degelo: a) U_o ; b) W_m ; c) pr_j (ensaios: condições 10 e 10D).

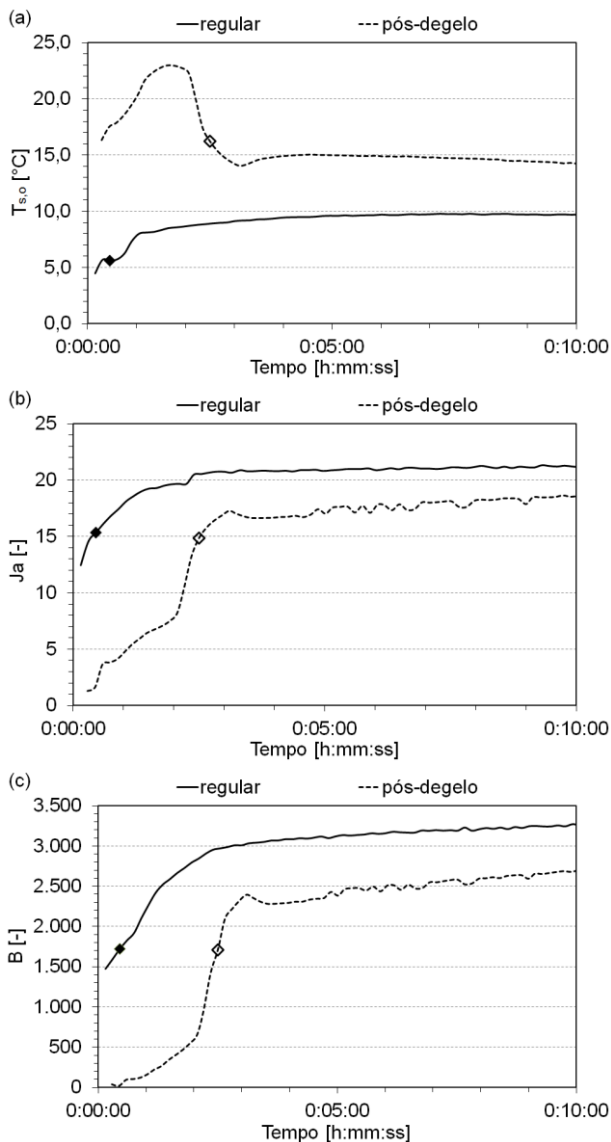


Figura 4.11 – Comparação entre ciclo regular e pós-degelo: a) $T_{s,o}$; b) Ja ; c) B (ensaios: condições 10 e 10D).

Na Figura 4.11c, fica evidente que o número B é fortemente influenciado pela magnitude do número de Jakob. Os resultados indicam

que os ensaios pós-degelo apresentam potencial bem menor de excitação das bolhas de vapor, no momento de início do vórtice, sendo, desta forma, menos propício à geração do fenômeno de explosão acústica.

Esta diferença de comportamento influencia bastante o comportamento acústico do jato de descarga, como ficará evidente na sequência do trabalho.

4.2.3 Análise da evolução das principais variáveis ao longo do tubo capilar

A Figura 4.12 apresenta a evolução da pressão e da temperatura para um típico ensaio onde se observa a formação de vórtice (intermitente, no caso). Como o escoamento no início do tubo capilar já se encontra em condição de saturação, as curvas de pressão/temperatura do escoamento e pressão/temperatura de saturação se sobrepõem, ao longo de todo o comprimento do tubo capilar.

Na Figura 4.12a, é indicada também a expansão adicional após a saída do tubo capilar, qual seja, a expansão que se verifica no jato de descarga (visto que a pressão de evaporação é inferior à pressão na extremidade do tubo capilar, p_0). Na Figura 4.12b, pode-se constatar a grande diferença de temperatura entre a entrada da linha de sucção e a entrada do tubo capilar, o que é capaz de manter o perfil de pressão/temperatura praticamente linear.

Na Figura 4.13a pode-se observar como a vaporização do fluido refrigerante chega a ser revertida, ou seja, apesar da queda de pressão, o fluido é parcialmente recondensado. A Figura 4.13a também indica o padrão de escoamento bifásico observado ao longo do tubo capilar. Pode-se constatar que o padrão de bolha isolada (IB) é observado apenas em um pequeno trecho no início do tubo capilar, quando a fração mássica de vapor ainda é baixa, e já em seguida o padrão de bolha coalescente (CB) passa a predominar, perdurando ao longo de quase todo o comprimento do tubo capilar, incluindo a região do trocador de calor. Finalmente, o padrão anular ocorre apenas em um curto segmento próximo à extremidade final do tubo capilar (aprox. 37mm), consequência do rápido aumento da fração de vapor após o trocador de calor.

Na Figura 4.13b, evidencia-se como a evolução da fração mássica produz uma forte aceleração do escoamento após o trocador de calor, de aprox. 2,5 para 71 m/s, em apenas 40cm de comprimento.

A Figura 4.14a apresenta a evolução do número de Jakob e do número C ao longo do escoamento. Como o número de Jakob é depen-

dente da temperatura da linha de sucção, só é calculado para a seção do trocador de calor.

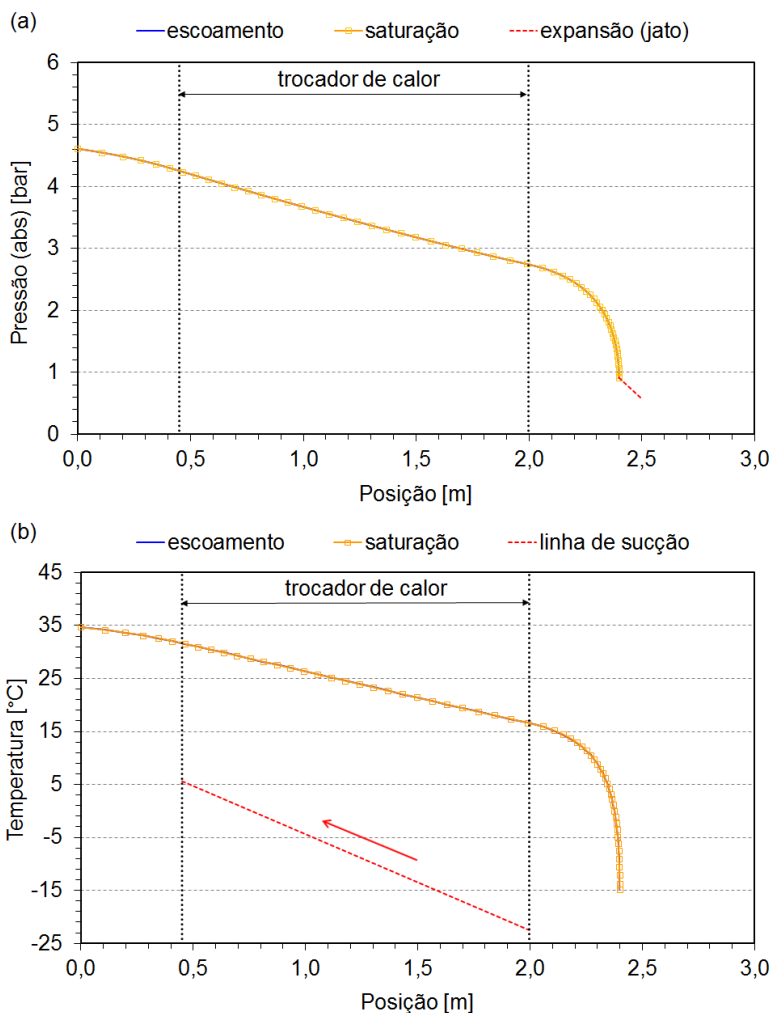


Figura 4.12 – Distribuição de propriedades ao longo do tubo capilar: a) pressões; b) temperaturas (ensaio: condição 2).

Pode-se constatar valores bem superiores à unidade, indicando uma forte tendência para a contração (colapso) da bolha. Cabe lembrar que o valor do número de Jakob calculado segundo a eq. (4.52) repre-

senta um valor limite, sendo o valor realisticamente esperado no escoamento, de menor magnitude.

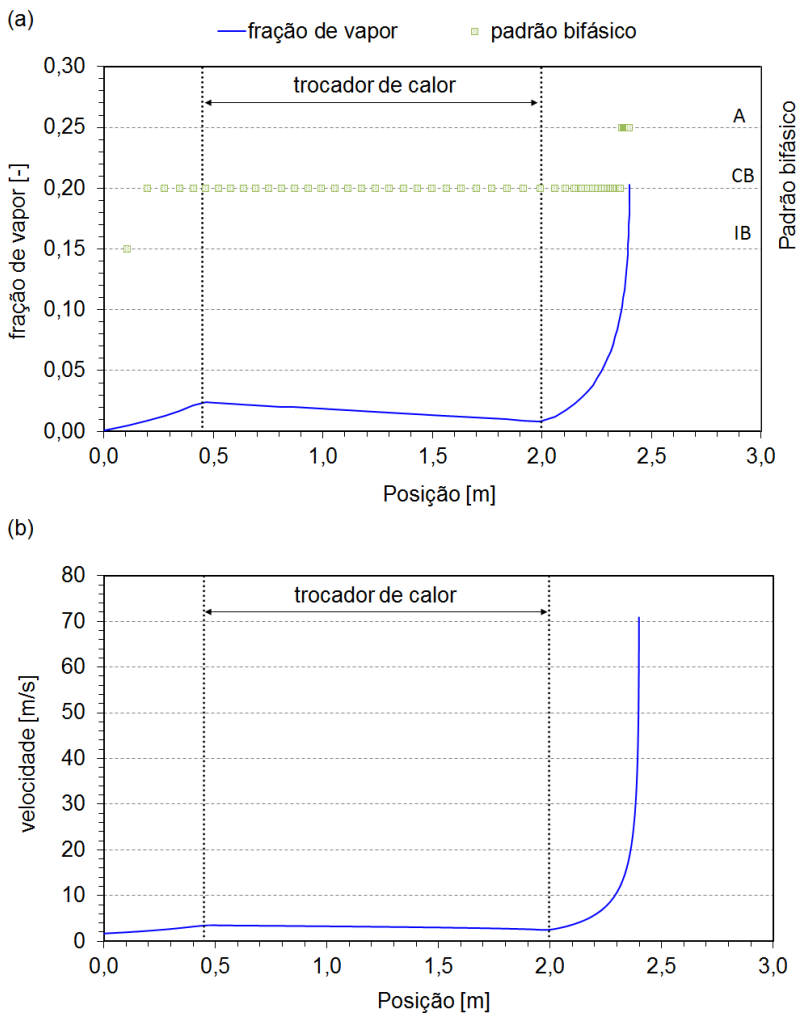


Figura 4.13 – Distribuição de propriedades ao longo do tubo capilar: a) fração mássica de vapor e padrão bifásico; b) velocidade média do escoamento (ensaio: condição 2).

Pode-se constatar ainda que o valor do número de Jakob aumenta de intensidade ao longo do trocador de calor, atingindo um valor máxi-

mo no final da seção, em função da redução da temperatura da linha de sucção neste sentido, e do aumento da diferença de temperatura entre o escoamento no tubo capilar e na linha de sucção (como se pode observar na Figura 4.12b).

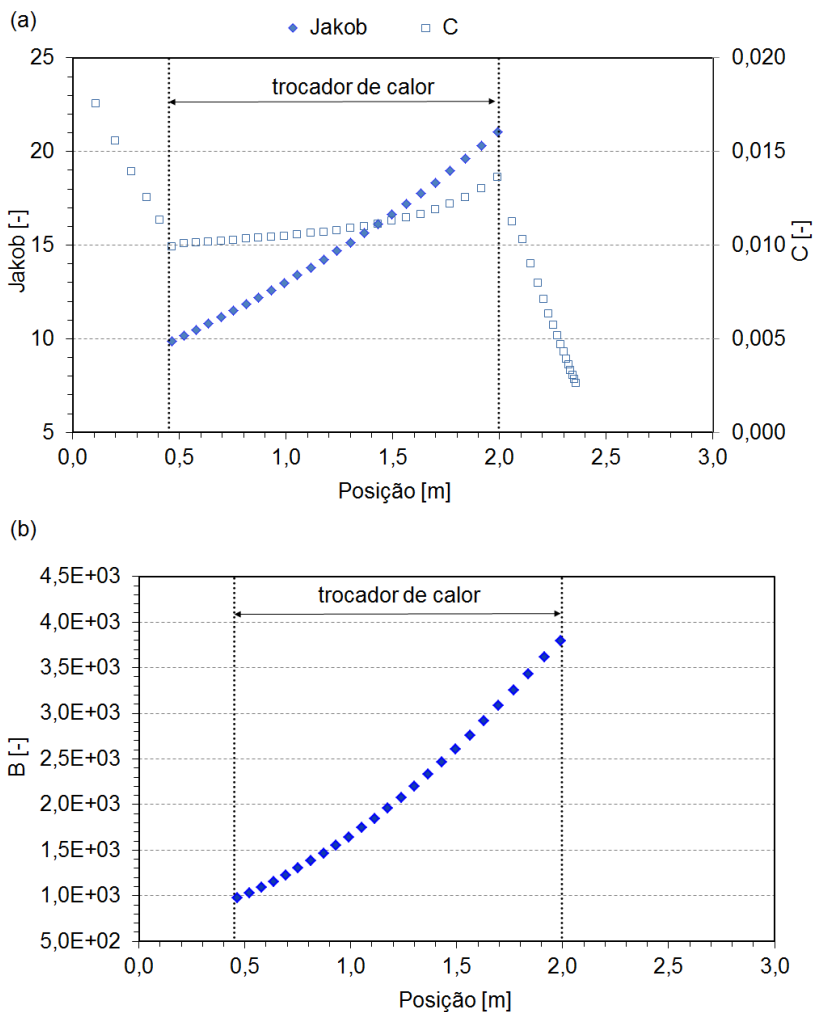


Figura 4.14 – Distribuição de propriedades ao longo do tubo capilar: a) número de Jakob e número C; b) número B (ensaio: condição 2).

Por sua vez, o número C indica uma tendência de queda nas seções adiabáticas, fora do trocador de calor. Este comportamento é resultante, principalmente, do efeito da redução de pressão sobre a densidade do líquido. Entretanto, quando o escoamento adentra o trocador de calor, observa-se uma inflexão da tendência, devido ao resfriamento do fluido líquido, resultando no crescimento do número C neste trecho.

A Figura 4.14b apresenta a evolução do número B ao longo do escoamento. Como a taxa de crescimento do número de Jakob é mais intensa do que a do número C, o número B também apresenta uma tendência de crescimento ao longo do trocador de calor, atingindo um valor máximo no final da seção. Assim, de acordo com a análise da Seção 2.6.2, o valor crescente de B indica o crescimento da intensidade das oscilações da bolha.

Em síntese, na condição de formação de vórtice, a bolha de vapor, já formada desde a entrada do tubo capilar, irá crescer devido à queda de pressão do escoamento, porém, ao adentrar o trocador de calor, a tendência é subitamente invertida, devido ao efeito de resfriamento do líquido, ocasionando um aumento da intensidade de oscilação da bolha e, conseqüentemente, da excitação acústica gerada.

A Figura 4.15 apresenta a evolução da pressão e da temperatura para um típico ensaio sem formação de vórtice, e com grau de sub-resfriamento elevado (cerca de 11°C). Neste caso, o escoamento ainda se encontra no estado líquido quando adentra o trocador de calor, e assim permanece até muito próximo da extremidade de saída. Pode-se observar que a expansão adicional após a saída do tubo capilar (Figura 4.15a) é maior do que na condição de entrada saturada (Figura 4.12a), indicando que maior dissipação de energia mecânica deve ocorrer no jato (o que é confirmado na Figura 4.24). Na Figura 4.15b, pode-se constatar que a diferença de temperatura entre a entrada da linha de sucção e a entrada do tubo capilar é menor do que na condição de entrada saturada.

A Figura 4.16a indica que a porção bifásica, que se inicia em aproximadamente 2,37m (o comprimento do tubo capilar é de 2,462m), já se apresenta no padrão de bolha coalescente (CB), transicionando para o padrão anular em um trecho final de apenas 1,6 mm de comprimento. A aceleração do escoamento (Figura 4.16b) é bastante intensa, de aproximadamente 2 m/s para 36,6 m/s em apenas 10,5cm.

A Figura 4.17a apresenta a evolução da temperatura em um ensaio onde se observa a possibilidade de recondensação completa do escoamento ao longo do trocador de calor. Neste caso (condição 21), o escoamento na entrada do tubo capilar apresenta-se líquido, mas com

reduzido grau de sub-resfriamento, fazendo com que a vaporização inici-se pouco antes do início do trocador de calor.

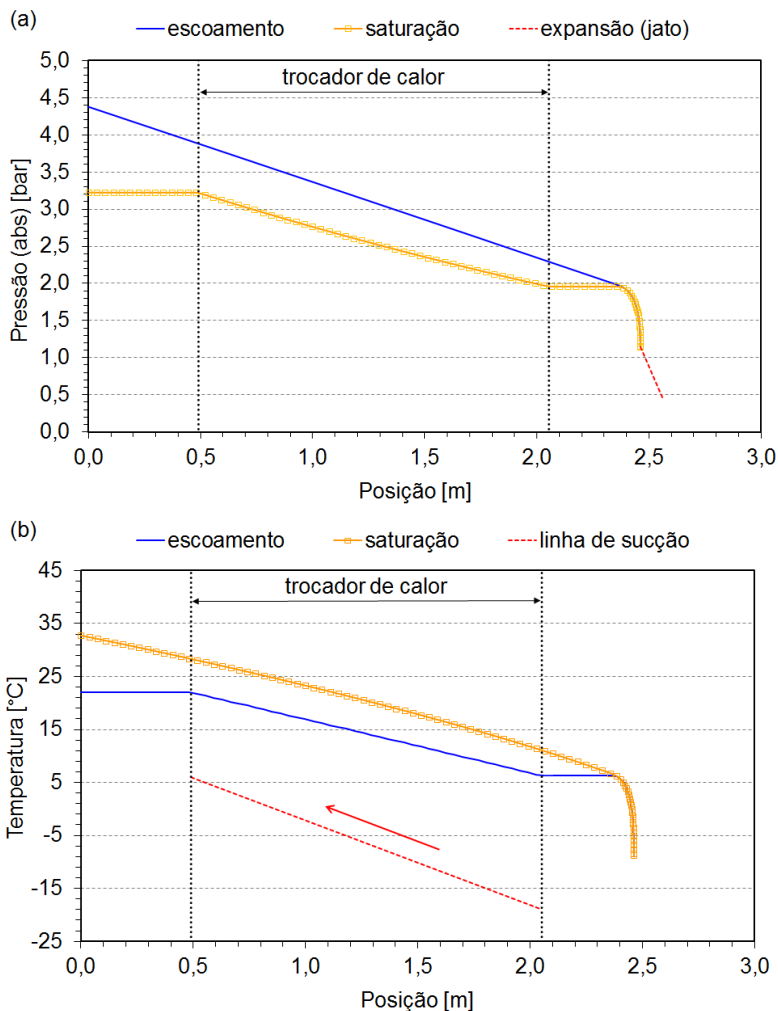


Figura 4.15 – Distribuição de propriedades ao longo do tubo capilar: a) pressões; b) temperaturas (ensaio: condição 18).

Em função da elevada taxa de resfriamento (observa-se na Figura 4.17a a elevada diferença de temperatura entre a entrada da linha de sucção e a entrada do tubo capilar), o escoamento acaba por recondensar

próximo ao final do trocador de calor (Figura 4.17b). Observa-se que o padrão de escoamento bifásico indicado é sempre o de bolha coalescente (CB), transicionando para anular apenas muito próximo da saída do tubo (15,5mm finais).

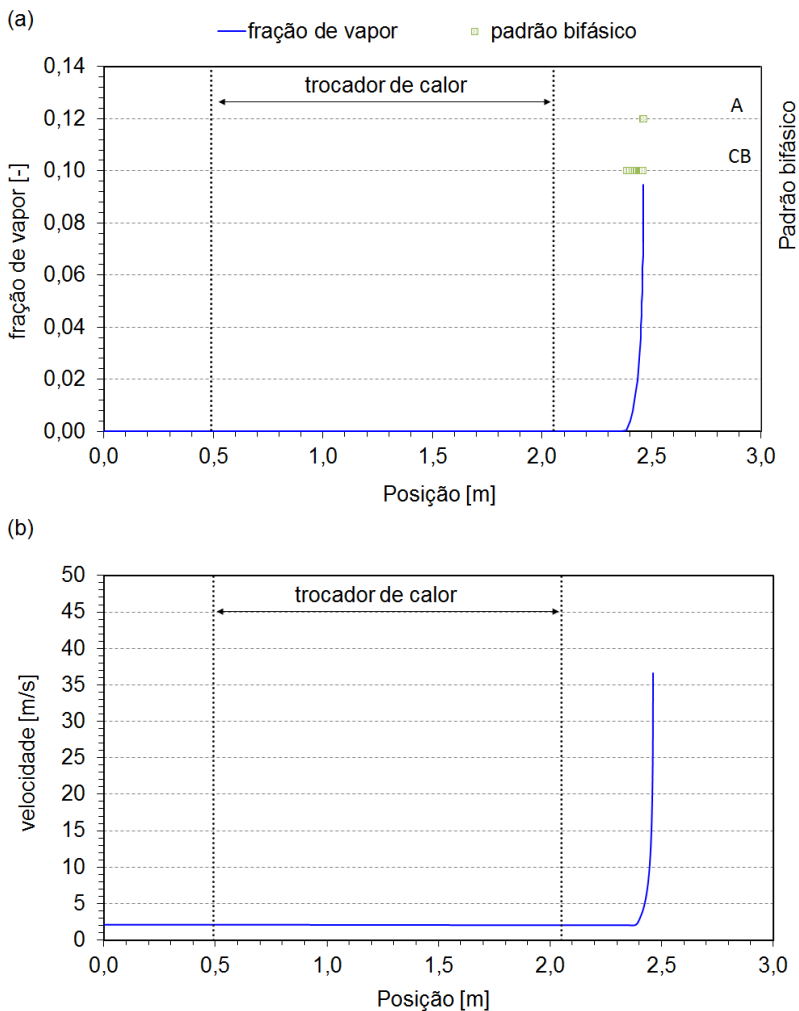


Figura 4.16 – Distribuição de propriedades ao longo do tubo capilar: a) fração mássica de vapor e padrão bifásico; b) velocidade média do escoamento (ensaio: condição 18).

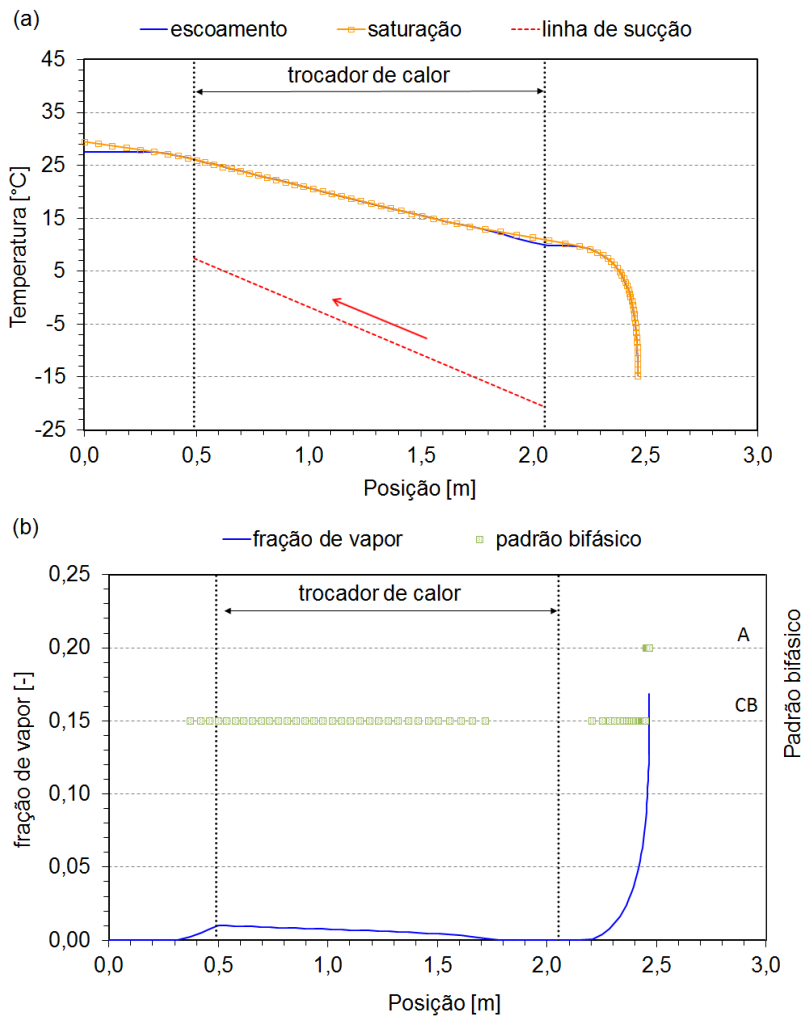


Figura 4.17 – Distribuição de propriedades ao longo do tubo capilar: a) temperaturas; b) fração mássica de vapor e padrão bifásico (ensaio: condição 21).

A Figura 4.18a apresenta os valores do número de Jakob e do número C para esta condição. Pode-se constatar que, em comparação ao ensaio na condição 2 (Figura 4.14a), o número C apresenta valores mais altos. Por outro lado, os valores para o número de Jakob são mais bai-

xos, do que resulta também valores mais baixos para o número B (Figura 4.18b).

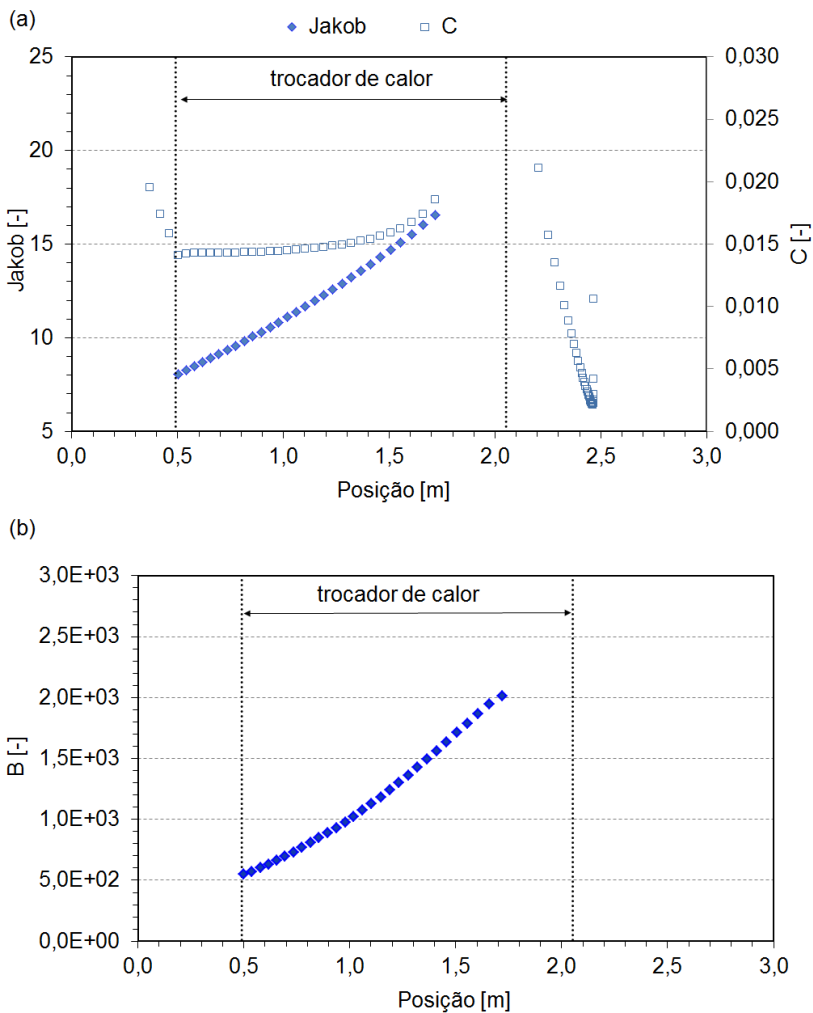


Figura 4.18 – Distribuição de propriedades ao longo do tubo capilar: a) número de Jakob e número C; b) número B (ensaio: condição 21).

Entretanto, conforme mostrado na Seção 2.6, quando o tamanho da bolha é reduzido, os efeitos da viscosidade e da tensão interfacial tornam-se mais significativos, tendo como principal influência reduzir a

velocidade de redução da bolha, devido ao aumento da pressão no interior da bolha em relação à pressão no líquido, o que passaria a exigir um sub-resfriamento cada vez maior do líquido para que a condensação do vapor pudesse continuar. Como a temperatura do líquido é controlada pela temperatura da linha de sucção, ou seja, há um limite de sub-resfriamento do líquido, impõe-se um limite à completa recondensação da bolha de vapor. Então, analisando isoladamente o problema térmico, não é possível fazer com que a bolha condense completamente com um sub-resfriamento finito. Por sua vez, a contínua queda de pressão no líquido também contribui para prevenir o completo colapso da bolha.

Esta conclusão parece ser confirmada por resultados de modelos mais complexos para o escoamento em tubo capilar não-adiabático, como, por exemplo, o modelo apresentado por Seixlack e Barbazelli (2009), onde é demonstrado que, em condições em que o modelo homogêneo produz uma recondensação no escoamento, um modelo mais complexo como o de dois fluidos (que permite a condição de não-equilíbrio térmico e de escorregamento entre as fases) previne a recondensação completa.

Por sua vez, da análise da Seção 2.6, conclui-se que a redução do raio da bolha irá resultar na queda do número C e, conseqüentemente, aumento do número B , do que resulta o aumento da intensidade de oscilação da superfície da bolha. Ou seja, esta condição de recondensação do escoamento prevista pelo modelo do escoamento é mais propícia à geração de excitação acústica. Entretanto, não foi observada diferença significativa na medição das acelerações, nos ensaios que apresentaram recondensação.

4.3 Geração acústica no jato de descarga do tubo capilar

Na Figura 4.19a ilustra-se a correlação entre a potência mecânica do escoamento do jato, W_m , e a vazão mássica. Pode-se observar que, para os tubos capilares de maior diâmetro, onde predominou a condição de formação de vórtice, há uma correlação direta, ao passo que para o tubo capilar de menor diâmetro, onde a formação de vórtice não ocorreu, a correlação é inversa. Isto se deve ao fato de que, na condição sem vórtice, a fração mássica de vapor na saída ser fortemente influenciada pelo grau de sub-resfriamento.

Na Figura 4.19b observa-se a forte dependência de W_m com a fração mássica, consequência da influência desta variável sobre a velocidade na extremidade do tubo capilar (Figura 4.5).

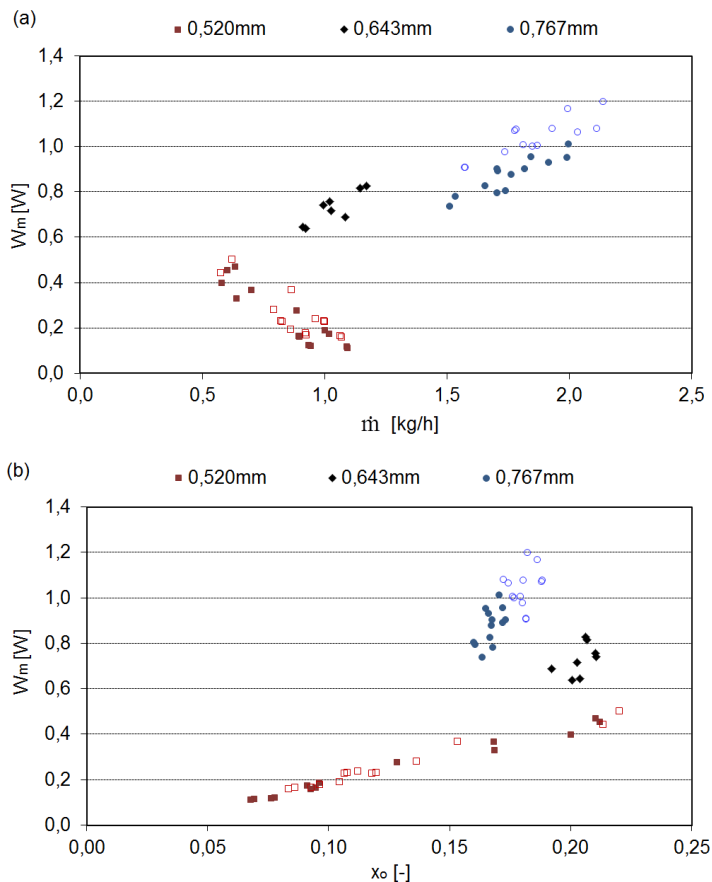


Figura 4.19 – Correlação de W_m com: a) \dot{m} ; b) x_0 .

A Figura 4.20 ilustra a relação de W_m com a diferença de temperatura $\Delta T1$, indicando a influência da troca de calor, que atua simultaneamente aumentando a vazão mássica e reduzindo a fração mássica de vapor na saída.

Em consequência, W_m é maior para os ensaios com vórtice (Figura 4.21). Observa-se que a maior potência mecânica do escoamento ocorre para a condição de vórtice contínuo (que predominou no tubo capilar de maior diâmetro), seguida da condição de vórtice intermitente (que predominou no tubo capilar de diâmetro intermediário), enquanto que os ensaios sem vórtice apresentam sempre baixa potência, mesmo

com elevadas razões de pressão no jato. Ou seja, o efeito da formação de vórtice se confunde com o efeito do diâmetro do tubo capilar.

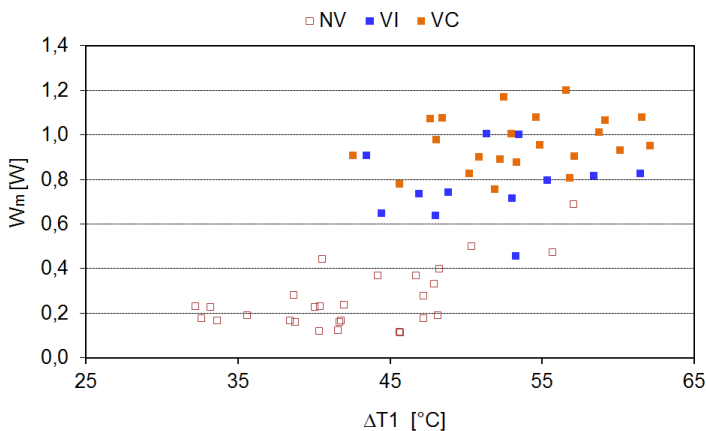


Figura 4.20 – Correlação de W_m com ΔT_1 .

Por sua vez, os resultados para a pressão acústica (P_5) mostraram-se (em média) mais altos para a condição de vórtice intermitente, e aproximadamente no mesmo nível médio para a condição de vórtice contínuo e para a condição sem formação de vórtice. Ou seja, nas condições de vórtice contínuo, apesar da maior potência mecânica do escoamento, a excitação acústica é menor, em relação ao vórtice intermitente.

A Figura 4.22 apresenta a correlação entre os valores da eficiência acústica η e a potência mecânica do escoamento, W_m . Pode-se constatar que a eficiência de conversão da energia mecânica em acústica mostra-se inversamente proporcional à magnitude da potência mecânica.

Esta proporcionalidade é confirmada ao se comparar a Figura 4.23, que apresenta a influência do fator formação de vórtice sobre a eficiência acústica, e a Figura 4.21. Constata-se que a condição sem formação de vórtice apresenta maior eficiência, ao passo que a condição de vórtice contínuo apresenta menor eficiência do que a condição de vórtice intermitente.

A Figura 4.24 apresenta a correlação da eficiência acústica com a razão de expansão no jato (pr_j) e com o número de Mach do jato (Ma_j), duas das principais variáveis físicas utilizadas para a deste tipo de escoamento. A Figura 4.24a indica que, quanto maior a razão de expansão, maior é a geração de energia acústica. Isto é condizente com o fato de que, quanto mais baixa é a pressão à jusante do jato, em relação à pres-

são de efluxo, maior é a aceleração sofrida pelo escoamento no jato, e conseqüentemente maior é a intensidade de turbulência. Os valores mais altos de pr_j são para os ensaios sem formação de vórtice, e para o tubo capilar de menor diâmetro (Figura 4.6).

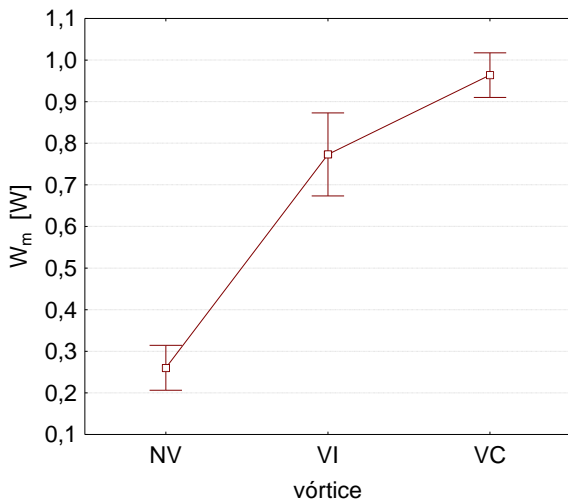


Figura 4.21 – Influência do regime de formação de vórtice sobre a potência mecânica do escoamento.

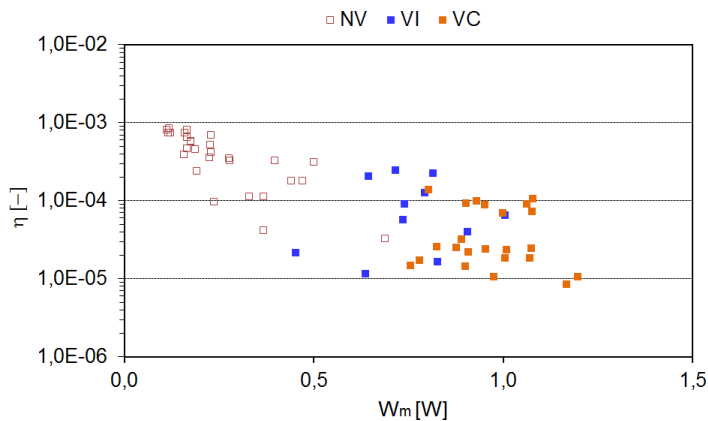


Figura 4.22 – Correlação entre eficiência acústica (η) e potência mecânica (W_m).

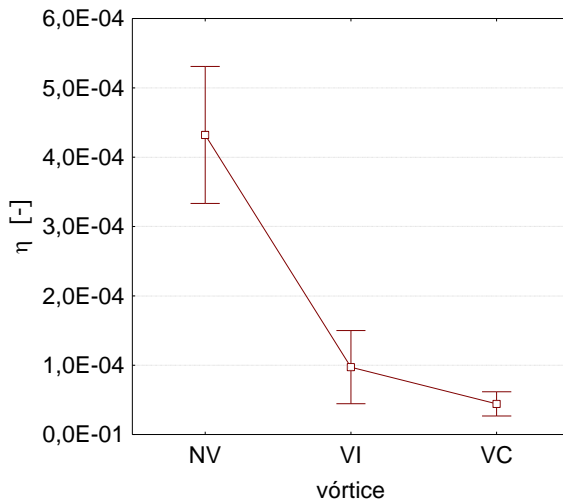


Figura 4.23 – Influência do regime de formação de vórtice sobre a eficiência de conversão acústica.

Já a correlação com o número de Mach do jato (Ma_j) mostra que, quanto maior a velocidade do jato, menor é a eficiência de conversão da energia acústica (o que já era antecipado na Figura 4.22). Observa-se ainda que os ensaios com formação de vórtice são os que apresentam os valores de Ma_j mais elevados e menor eficiência acústica.

Esta correlação é explicada pelo aumento da dissipação mecânica da turbulência pela fase dispersa, que deverá ser proporcional à velocidade do jato. Como o padrão de escoamento bifásico na extremidade do tubo capilar é anular, o aumento de x_o (e U_o) resulta em aumento da velocidade da fase gasosa no núcleo do escoamento, que é responsável pelo arrastamento de uma maior fração de líquido (CIONCOLINI; THOME, 2012). Disto resulta menor intensidade da turbulência (MOSTAFA; ELGHOBASHI, 1986), e menor geração de energia acústica.

Singh et al. (1999, 2000a, 2000b) afirmaram que os modelos para o fator de eficiência acústica da norma ANSI/ISA-75.17-1989 demonstraram serem válidos para escoamentos bifásicos. A Figura 4.25 apresenta uma comparação dos valores de eficiência acústica obtidos experimentalmente, com os valores calculados de acordo com a referida norma, para a situação de escoamento subcrítico (regime I) e para a condição de escoamento crítico sub-expandido (regime IV).

A condição de escoamento subcrítico (regime I) pressupõe que o escoamento não se encontre em bloqueio, e permaneça sempre subsôni-

co ($Ma < 1$). Para o cálculo da eficiência acústica neste regime, foram utilizados os valores de Ma_j obtidos experimentalmente, que resultaram sempre inferiores a 1 e, por isso, são coerentes com a faixa de validade do modelo da norma.

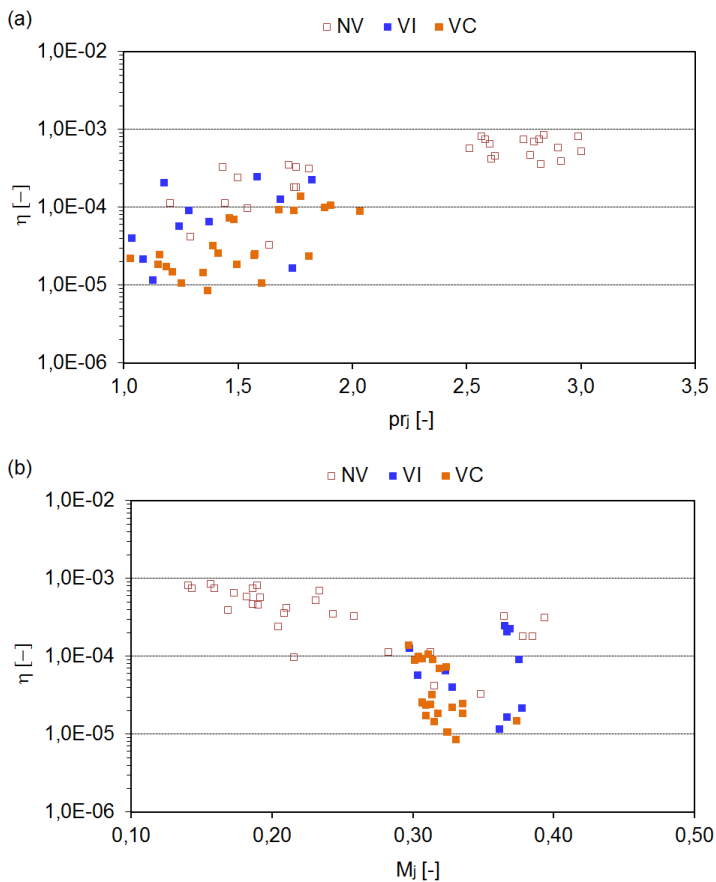


Figura 4.24 – Correlação entre o coeficiente de eficiência acústica (η) e: a) razão de expansão do jato (pr_j); b) número de Mach do jato (Ma_j).

A condição de escoamento crítico sub-expandido (regime IV) pressupõe uma pressão à jusante inferior à pressão crítica, o que de fato foi observada nos dados experimentais. Para o cálculo segundo o modelo da norma foi utilizado um valor de número de Mach calculado segun-

do um modelo de jato livremente expandido isentropicamente, assumindo o fluido refrigerante como um gás perfeito, a partir de uma condição de estagnação na extremidade do tubo capilar calculada admitindo-se a mudança de fase (fluido em condição de saturação).

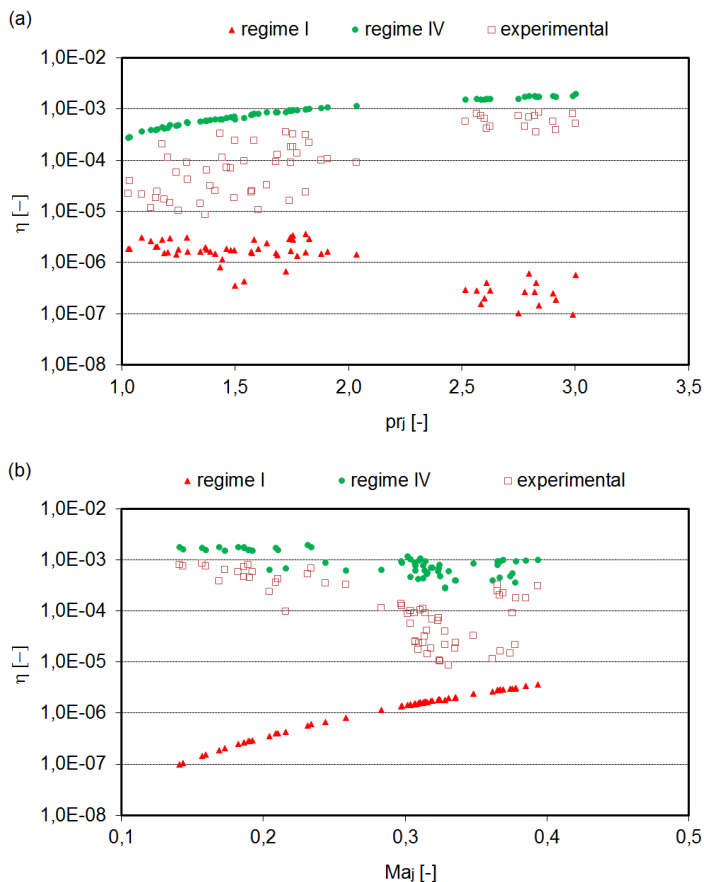


Figura 4.25 – Correlação entre o coeficiente de eficiência acústica (η) e: a) a razão de expansão pr_j ; b) número de Mach do jato (Ma_j).

Pode-se constatar na Figura 4.25 que os dados experimentais apresentam um comportamento geral que segue a tendência do modelo de escoamento crítico sub-expandido (regime IV). Constata-se ainda que os valores experimentais resultam sempre inferiores aos valores previstos pelo método da norma para o regime IV. Como o modelo da norma

pressupõe escoamento de gás perfeito, fica evidente que a condição de jato bifásico evaporativo resulta em redução da eficiência acústica, indicando uma maior dissipação de energia mecânica.

Na correlação da eficiência acústica com o número de Mach (Ma_j) (Figura 4.25b), novamente o resultado experimental acompanha a tendência de relação inversa (aumento do Mach implica redução da eficiência) do regime IV, com uma redução bem mais acentuada para Mach elevado.

Por sua vez, os resultados experimentais mostram-se sempre bem mais altos do que a condição de escoamento subcrítico (regime I), reforçando como o comportamento do jato bifásico apresenta características bem diferentes em termos de geração de excitação acústica, em comparação ao escoamento puramente gasoso. Têm-se um jato sub-expandido (por isso capaz de gerar mais energia acústica do que o jato monofásico subcrítico), mas que gera menos energia acústica do que o jato gasoso crítico sub-expandido (e por isso supersônico), devido à mudança de fase.

Cabe observar que os resultados obtidos estão de acordo com as conclusões de Singh et al. (1999), que observaram que a pressão acústica gerada pelo escoamento mostrava-se função direta primária: /i/ da vazão mássica (que tem relação direta com a velocidade na descarga, e com a pressão de bloqueio, que, por sua vez, tem influência direta sobre a razão de expansão – indicado pela Figura 4.24a); /ii/ da diferença entre a pressão de condensação e evaporação de pressão (que tem relação direta com a vazão mássica - Figura 4.4a - e com a razão de expansão - Figura 4.6a); /iii/ da fração mássica do escoamento na descarga (que tem influência significativa sobre U_o - Figura 4.5).

Singh et al. (1999) mostraram também que telas metálicas posicionadas na descarga de tubos de orifício reduziram significativamente os níveis de pressão acústica em todas as condições de operação. De acordo com as conclusões aqui apresentadas, esta medida tem o efeito de alterar drasticamente a configuração do escoamento, interferindo na camada limite de misturamento turbulento do jato e formando diversos padrões de escoamento em esteira em torno dos filamentos da tela metálica, o que tem o efeito de reduzir as escalas de turbulência (tamanho dos turbilhões), deslocando desta forma a energia acústica gerada pela dissipação da energia mecânica para faixas de frequência mais altas, que por sua vez são mais fortemente atenuadas.

Influência da carga de fluido refrigerante

A Figura 4.26a apresenta a correlação entre a eficiência acústica e a potência mecânica do escoamento, em função da carga de fluido refrigerante utilizada no sistema de refrigeração. Pode-se constatar que, para a carga de 71g, a correlação mostra uma tendência nitidamente diferente da correlação demonstrada pelos resultados com os outros dois valores de carga de fluido. Em outras palavras, para condições de escoamento aproximadamente idênticas, obtém-se valores significativamente distintos de eficiência acústica (isto é, de pressão acústica), dependendo da carga de fluido empregada. A Figura 4.26b reforça que não há uma significativa diferença das variáveis termodinâmicas com a variação da carga de fluido refrigerante.

Os padrões de escoamento bifásico na extremidade do tubo capilar, na entrada do trocador de calor, e na entrada do evaporador também não apresentam diferença significativa entre os ensaios de 56g e 71g.

Desta forma, esta tendência demonstra ser um fenômeno essencialmente acústico. A maior carga de fluido refrigerante adicionada ao sistema tende a ficar retida no evaporador, o que é confirmado pelos valores mais altos de pressão de evaporação e menor grau de superaquecimento, ao passo que o grau de sub-resfriamento quase não é afetado, resultando que a vazão mássica através do tubo capilar é praticamente a mesma tanto para a carga de 56g quanto para a de 71g.

A Figura 4.27 apresenta a correlação entre o valor da pressão acústica na entrada (P5) e na saída (P6) do evaporador. Pode-se constatar a existência de uma relação direta (embora fraca) entre os dois sinais, e que, de fato, os ensaios com a carga de fluido de 71g, em sua maioria, são os que apresentam também menor nível global de intensidade na saída do evaporador.

A correlação entre os sinais de P5 e P6 é corroborada pela medição da função coerência (Apêndice C, Figura C.3), constatando-se uma forte correlação na faixa de frequência entre 4.800 e 6.200 Hz, o que indica um padrão de ressonância ao longo do evaporador. Por sua vez, uma análise comparativa entre os níveis globais de intensidade dos sinais da pressão acústica na sucção do compressor (P1) e na saída do evaporador (P6) (que estão ligados entre si pela linha de sucção) não demonstra uma correlação visível, apesar de as pulsações típicas do funcionamento do compressor conseguirem, em geral, atingir a saída do evaporador (Figura 3.12b). Isto reforça a hipótese de se tratar de um fenômeno relacionado ao evaporador.

Os trabalhos de Rodarte et al. (2000), Van Dijk (2005) e Caetano (2013), entre outros, demonstram a influência significativa do padrão de

escoamento bifásico sobre a propagação e atenuação das excitações acústicas propagando-se em uma tubulação. Desta forma, as evidências experimentais permitem deduzir que a maior quantidade de fluido refrigerante retida no evaporador esteja modificando a distribuição de massa dentro do evaporador, alterando desta forma os padrões de ressonância e atenuação através da tubulação, retroagindo sobre a excitação acústica gerada pelo jato.

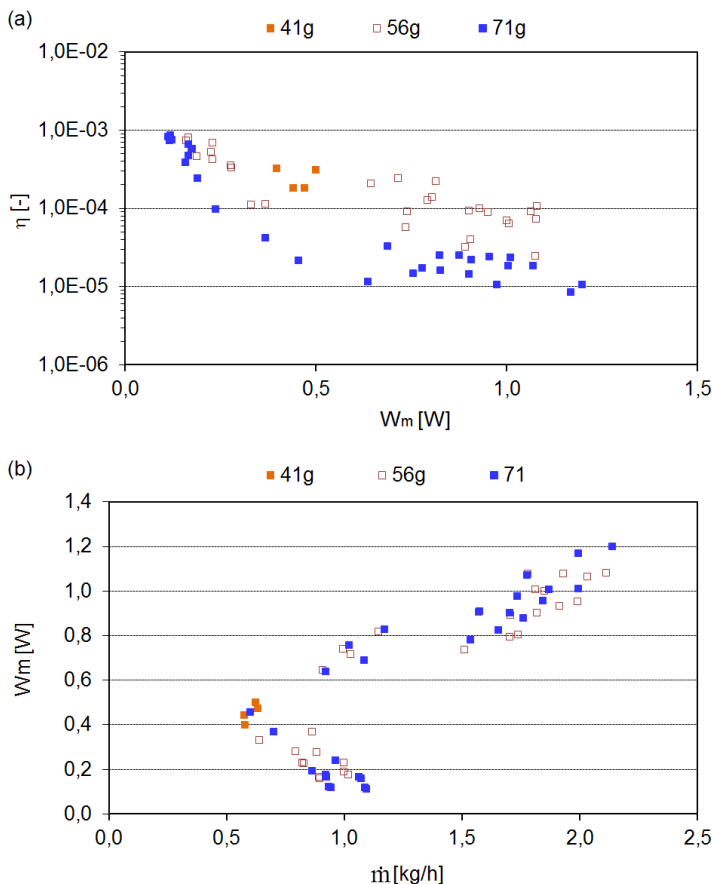


Figura 4.26 – Correlação entre: a) η e W_m ; b) W_m e \dot{m} .

Um estudo detalhado dos padrões de atenuação e ressonância da excitação acústica ao longo de um evaporador típico de refrigeradores

mostra-se de elevada complexidade (Caetano, 2013), extrapolando a proposta do presente trabalho.

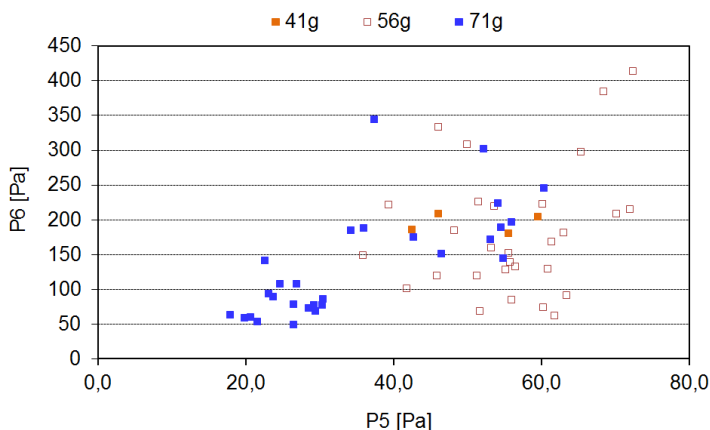


Figura 4.27 –Correlação entre P5 e P6.

4.3.1 Modelo para a determinação da eficiência acústica

Uma das propostas do presente trabalho consiste no desenvolvimento de um modelo que permita estimar a energia de excitação acústica gerada pelo escoamento descarregado pelo tubo capilar.

De acordo com o modelo apresentado na Seção 4.1, o cálculo da energia acústica gerada pelo escoamento em jato na descarga do tubo capilar, a partir da energia mecânica disponível no escoamento, é dependente do valor da eficiência acústica (η), ou seja, de eficiência de conversão de energia mecânica em acústica.

Neste sentido, as variáveis experimentais permitiram a simulação do escoamento através do tubo capilar, e a medição da excitação acústica gerada pelo jato permitiu estimar a potência acústica gerada, possibilitando a determinação experimental da eficiência acústica (eq. 4.48).

As análises das seções precedentes evidenciaram a complexidade do fenômeno, que se mostra dependente de diversas variáveis. Para a obtenção de um modelo matemático representativo do fenômeno, o método de análise dimensional baseado no teorema Buckingham π (BRIDGMAN, 1922; STREETER E WYLIE, 1982; WHITE, 1994) propõe a redução das variáveis dimensionais que influenciam um fenômeno físico em um número menor de variáveis adimensionais. A representação matemática do problema em termos destas variáveis adimensi-

onais se torna invariante em relação às unidades de medida física utilizadas.

A modelação matemática do fenómeno, e os resultados apresentados previamente nesta Seção, indicaram como significativas para a descrição do fenómeno, as seguintes variáveis:

$$\eta = f(\dot{m}, x_o, p_o, U_o, \rho_o, \mu_o, p_{ev}, \rho_{ev}, c_{ev}, D_{c,i}) \quad (4.55)$$

A formulação tradicional do campo de estudo da aeroacústica indicou a razão de expansão do jato ($pr_j = p_o/p_{ev}$) e o número de Mach do jato ($Ma_j = U_o/c_{ev}$) como variáveis governantes do problema, cuja influência foi de fato confirmada nos resultados apresentados nesta Seção.

O modelo que apresentou a melhor correlação com os dados experimentais é apresentado a seguir:

$$\begin{aligned} \log(\eta) = & b_0 + b_1 \cdot x_o + b_2 \cdot x_o^2 + \dots \\ & \dots + b_3 \cdot Re_o + b_4 \cdot Re_o^2 \\ & \dots + b_5 \cdot pr_j + b_6 \cdot pr_j^2 \\ & \dots + b_7 \cdot Z_{ev} + b_8 \cdot Z_{ev}^2 \\ & \dots + b_9 \cdot Ma_j + b_{10} \cdot Ma_j^2 \end{aligned} \quad (4.56)$$

O modelo emprega, além de pr_j e Ma_j , a fração mássica de vapor na seção de saída do tubo capilar, x_o (que demonstrou influência significativa sobre a velocidade de descarga do escoamento, U_o), o número de Reynolds na seção transversal de saída do tubo capilar, Re_o (eq. 4.50) (variável que engloba a influência da vazão mássica, do diâmetro interno do tubo capilar, e da fração mássica de vapor, x_o), e Z_{ev} ($= \rho_{ev} \cdot c_{ev}$) representa a impedância acústica específica na região de descarga do jato, variável que tem influência sobre a conversão da pressão acústica em potência acústica (eq. 4.42). Cabe observar que diversas outras combinações entre as variáveis descritivas do fenómeno foram analisadas, tendo o modelo acima fornecido a melhor correlação possível com os dados experimentais.

Os coeficientes da equação foram determinados segundo o método dos mínimos quadrados (BOX, HUNTER, HUNTER, 2005), onde os coeficientes da equação são obtidos de forma a minimizar o valor da

soma dos quadrados dos resíduos (a diferença entre o valor de η estimado pela equação e o valor experimental). Os valores dos coeficientes são apresentados na Tabela 4.1, juntamente com o valor do coeficiente de determinação R^2 . O desvio médio percentual resultou em 19,989%.

Tabela 4.1– Coeficientes do modelo de regressão.

Coeficiente	Valor
b_0	-9,930918E-02
b_1	-3,761582E+01
b_2	1,770743E+02
b_3	-1,620093E-04
b_4	2,855049E-09
b_5	9,822807E-01
b_6	-3,322656E-01
b_7	-1,941008E-03
b_8	3,785258E-07
b_9	2,150297E+01
b_{10}	-5,951897E+01
R^2	0,945962

A aplicabilidade de qualquer modelo empírico é limitada às faixas de variação dos valores das variáveis independentes utilizadas no modelo. A Tabela 4.2 apresenta a faixa aplicabilidade da eq. (4.56), em termos dos valores máximos e mínimos das variáveis independentes.

Tabela 4.2– Faixa de aplicabilidade do modelo.

Variável	Faixa de validade	
x_o	0,091	0,211
Re_o	10.999	28.687
pr_j	1,036	3,003
Z_{ev}	887	2.575
Ma_j	0,182	0,376

O formato da eq. (4.56), com a eficiência acústica apresentando uma dependência quadrática de cada variável, possibilita um certo grau de extrapolação, ou seja, a sua utilização para valores das variáveis independentes ligeiramente acima e abaixo dos limites máximo e mínimo indicados na Tabela 4.2. Este aspecto é importante para a utilização do modelo empírico em análises de sensibilidade e em simulações, e norte-

ou a escolha do modelo matemática escolhido. A margem de extrapolação máxima recomendada é de $\pm 10\%$.

Devido à influência da carga de fluido refrigerante adicionada ao sistema de refrigeração, foram utilizados para o ajuste da equação apenas os dados para a carga de fluido de 56g. Devido aos aspectos já comentados, a inclusão de todo o conjunto de dados experimentais introduziria uma elevada incerteza, como consequência da tendência nitidamente distinta apresentada pelos dados experimentais para a carga de fluido refrigerante de 71g, evidente na Figura 4.26a.

A Figura 4.28a apresenta a comparação entre os valores de eficiência acústica calculados de acordo com o modelo proposto, e os resultados experimentais. As faixas de erro indicadas são equivalente a um erro relativo (linear) de $\pm 20\%$.

Na Figura 4.28b apresenta-se a comparação entre os valores da potência acústica (W_a). As faixas de erro indicadas são equivalentes a um erro relativo de $\pm 20\%$. Associada a cada valor experimental, são mostradas as barras de erro indicativas da incerteza experimental média para esta variável (Apêndice B).

Na Figura 4.29 apresenta-se a comparação entre os valores de pressão acústica calculados pelo modelo proposto e os dados experimentais. Novamente, são mostradas as barras de erro indicativas da incerteza experimental média. Pode-se constatar uma boa concordância entre o modelo matemático e experimental, para as diversas variáveis do modelo.

Na Figura 4.30 é apresentada a correlação entre a pressão acústica e a potência mecânica do jato (W_m), para o modelo matemático e para os dados experimentais. Associado aos valores experimentais apresenta-se barras de erro indicativas das incertezas experimentais. Pode-se observar que o modelo é capaz de reproduzir a correlação, com um grau de incerteza aceitável.

4.4 Geração acústica pelas bolhas de vapor

Nesta seção, o comportamento das bolhas de vapor no escoamento através do tubo capilar é analisado. A Figura 4.31a demonstra que, quanto mais baixa é a temperatura na saída do evaporador, maior é o valor do número de Jakob máximo medido ao longo do trocador de calor. Assim, quanto mais baixa for a pressão de evaporação e o grau de superaquecimento, maior será o potencial para o colapso das bolhas formadas no escoamento.

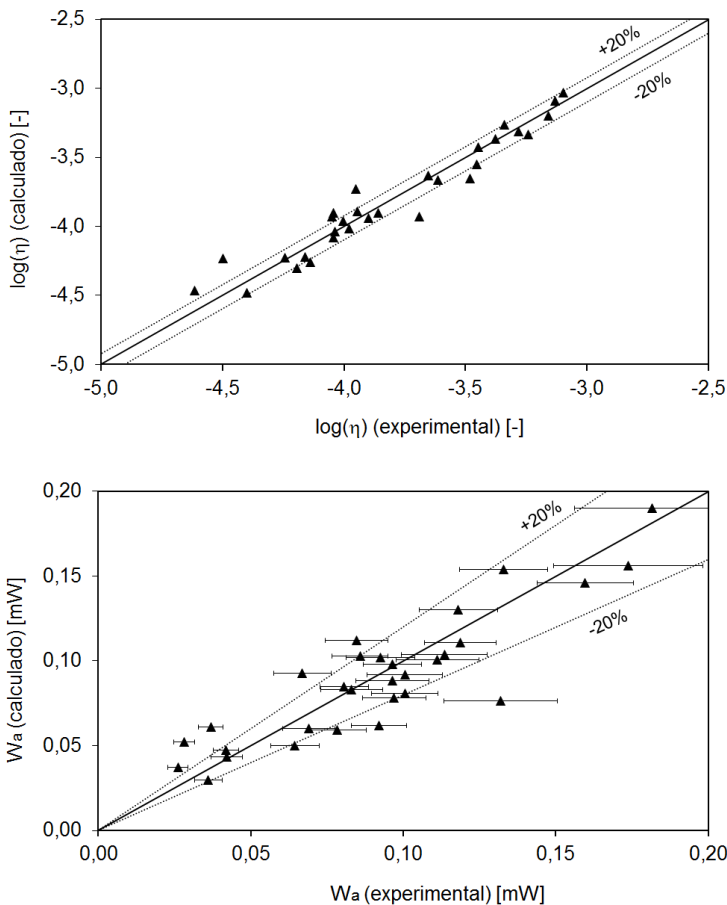


Figura 4.28 – Comparação entre os resultados do modelo e os valores experimentais: a) eficiência acústica; b) potência acústica.

Pode-se observar como os ciclos pós-degelo (marcadores sem preenchimento) apresentam sistematicamente valores mais baixos do número de Jakob, justamente por conta da maior temperatura e grau de superaquecimento do escoamento na saída do evaporador (lembrando que os valores representam condições obtidas quando o ciclo de operação já se encontra razoavelmente estabilizado). Observa-se ainda que o tubo capilar de menor diâmetro interno resulta em média valores mais baixos do número de Jakob, por apresentarem valores mais altos do grau

de sub-resfriamento, o que inclusive pode propiciar que o escoamento permaneça líquido ao longo do trocador de calor.

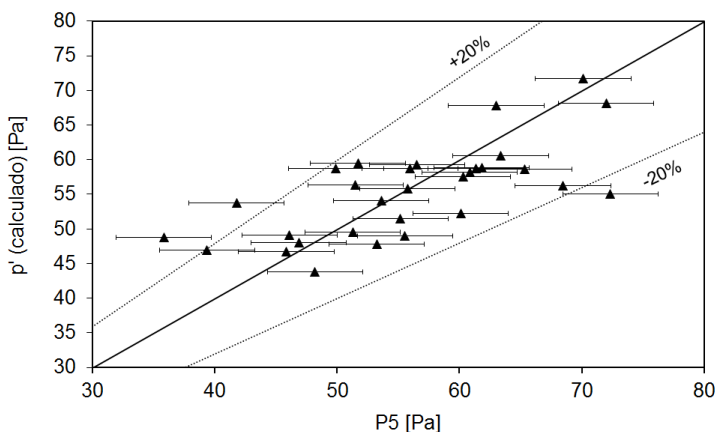


Figura 4.29 – Comparação entre os resultados do modelo matemático e os valores experimentais: pressão acústica.

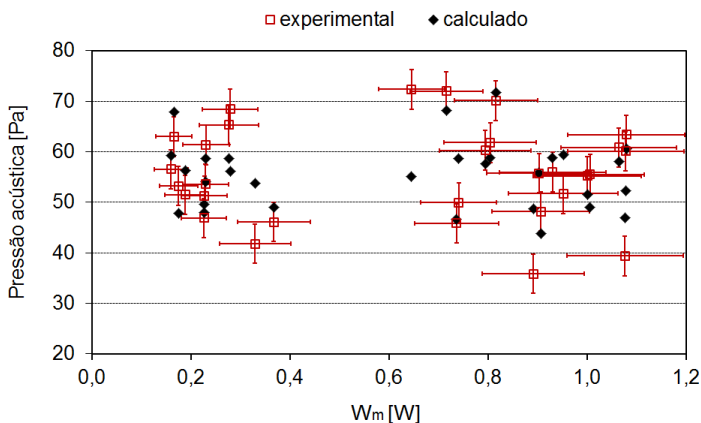


Figura 4.30 – Correlação entre a pressão acústica e W_m : comparação entre os resultados do modelo matemático e os valores experimentais.

Por sua vez, a Figura 4.31b demonstra como o número de Jakob é diretamente proporcional a $\Delta T1$ (a diferença entre a temperatura na entrada do tubo capilar, T7, e a saída do evaporador, T10), variável indicadora do potencial máximo de resfriamento no trocador de calor.

Pode-se também observar que, como esperado, os ensaios com formação de vórtice apresentam em média os valores mais altos do número de Jakob. Isto indica a capacidade do modelo de representar adequadamente o fenômeno físico, visto que, com a formação de vórtice, já há presença de bolhas de vapor desde a entrada do tubo capilar e, portanto, ao adentrar o trocador de calor, as bolhas já apresentaram maior dimensão e, portanto, maior área de troca de calor com o líquido, sofrendo, desta forma, resfriamento mais intenso.

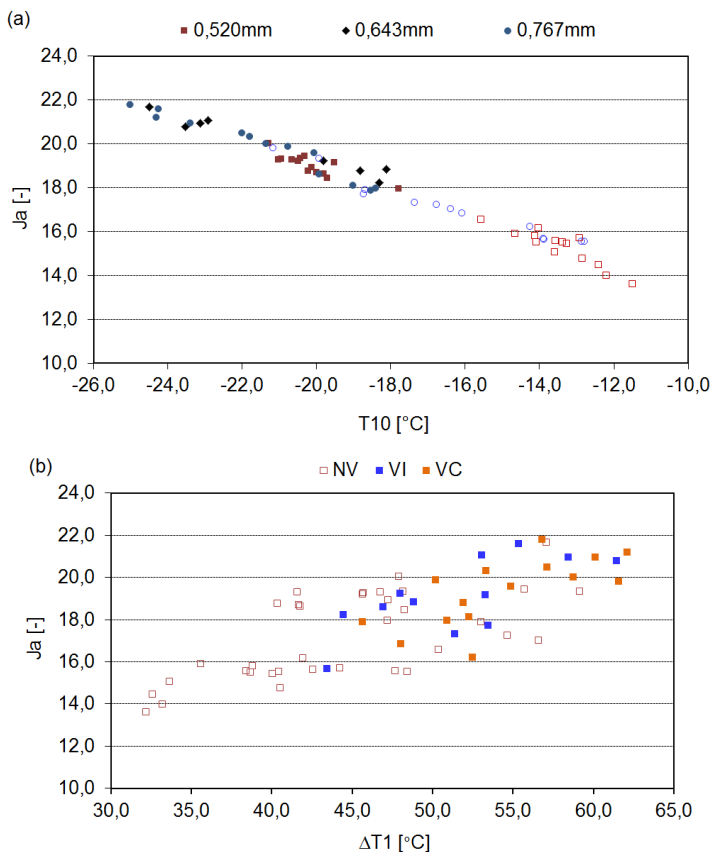


Figura 4.31 – Correlação entre número de Jakob (máx.): a) T_{10} ; b) ΔT_1 .

Os resultados também indicam que ΔT_1 é um indicador experimental confiável quanto à maior probabilidade de ocorrência de excitação na bolha.

A Figura 4.32a apresenta a correlação entre o número B e o número de Jakob. Observa-se haver uma tendência nitidamente diferente entre os ensaios com e sem formação de vórtice, pela influência que este mecanismo tem sobre o número de Jakob.

Já a Figura 4.32b mostra a correlação entre os números B e C. Novamente, constata-se a capacidade do modelo de representar adequadamente o fenômeno físico, visto que, quanto maior o número C, maior a influência da queda de pressão ao longo do tubo, que age no sentido de permitir o crescimento da bolha, o que contrabalança o efeito do resfriamento. Observa-se ainda a forte influência do diâmetro interno sobre os valores do número C, visto que o diâmetro condiciona tanto a velocidade média do escoamento quanto o tamanho da bolha.

Assim, no tocante à proposta do presente trabalho quanto ao desenvolvimento de modelos que permitam avaliar o desempenho acústico do tubo capilar, a probabilidade de ocorrência de excitação acústica gerada pela oscilação das bolhas de vapor no interior do tubo capilar pode ser indicada pelos valores do número de Jakob, C e B de Florschuetz e Chao, que podem ser diretamente obtidos do modelo distribuído para o escoamento, conforme apresentado na Seção 4.1, não se mostrando necessário o desenvolvimento de um modelo empírico específico.

4.5 Modelo algébrico para a determinação da excitação acústica gerada pelo tubo capilar

A metodologia desenvolvida na Seção 4.3.1 demanda a simulação detalhada do escoamento através do tubo capilar, por meio de um modelo de parâmetros distribuídos, de forma a se determinar as condições do escoamento no jato de descarga. Como visto, o modelo resulta em um sistema de equações diferenciais, cuja solução demanda uma metodologia relativamente complexa (Seção 4.1).

Entretanto, frequentemente, tanto em simulação computacional quanto em metodologias de dimensionamento, são utilizados modelos algébricos mais simples. Para tubos capilares com TCLS, Wolf e Pate (2002) desenvolveram um modelo algébrico para a previsão da vazão mássica de fluido refrigerante através de um tubo capilar com TCLS, que é inclusive adotado pela ASHRAE (ASHRAE, 2014). Os autores utilizaram o método de análise dimensional baseado no teorema Buckingham π , aplicado aos fatores físicos e propriedades do fluido que afetam o escoamento. A análise resultou em um conjunto de 15 grupos adimensionais, apresentados na Tabela 4.3.

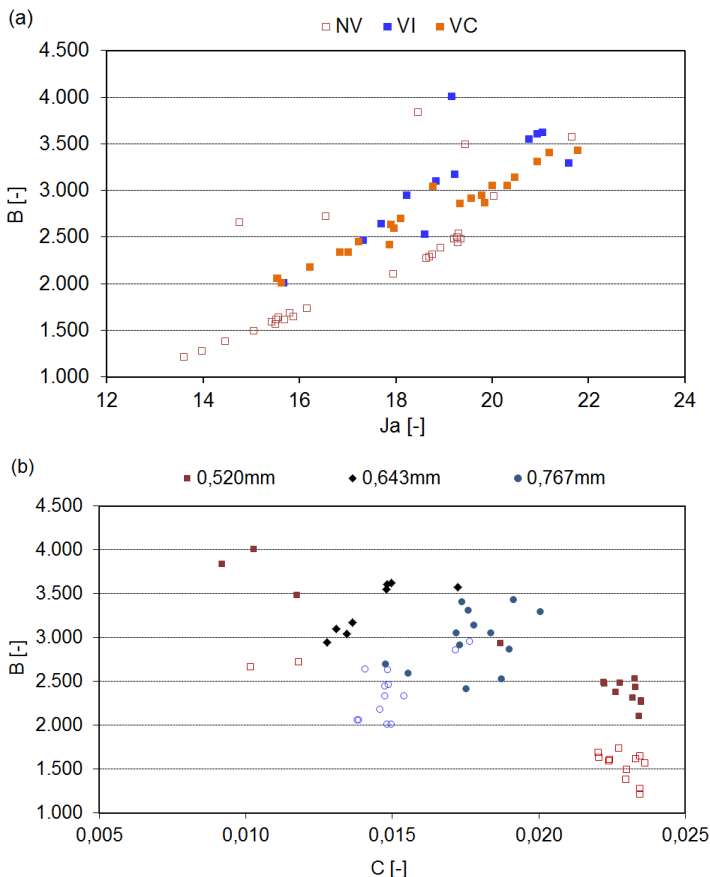


Figura 4.32 – Correlação do número B com: (a) número de Jakob; (b) número C .

Os grupos π_1 a π_4 indicam a influência da geometria do conjunto tubo capilar/TCLS, os grupos π_5 a π_9 representam a influência das condições de operação, e os grupos π_{10} a π_{15} representam as propriedades termodinâmicas e termofísicas do fluido refrigerante (que também sofrem influência indireta da geometria ou das condições de operação). As propriedades relativas ao escoamento no tubo capilar são calculadas para a condição observada à montante deste, enquanto as propriedades relativas à linha de sucção são calculadas para a condição termodinâmica observada na entrada do trocador de calor pelo lado da linha de sucção. Chama-se atenção para o fato de que o grupo adimensional π_7 é

definido de forma distinta se a condição do fluido refrigerante na entrada no tubo capilar é de líquido sub-resfriado (neste caso, dependente do grau de sub-resfriamento observado na entrada do tubo capilar, ΔT_c) ou saturada (neste caso, dependente da fração mássica de vapor observada na entrada do tubo capilar, $x_{c,in}$).

Tabela 4.3– Números adimensionais para o trocador de calor tubo capilar/linha de sucção.

Número π	Definição
π_1	$L_c/D_{c,i}$
π_2	$L_e/D_{c,i}$
π_3	$L_{tc}/D_{c,i}$
π_4	$D_{s,i}/D_{c,i}$
π_5	$p_{c,in}(D_{c,i}^2/\mu_{L,c}^2 v_{L,c})$
π_6	$p_{s,in}(D_{c,i}^2/\mu_{L,c}^2 v_{L,c})$
π_7 (sub-resfriado)	$\Delta T_c c_{p,L,c}(D_{c,i}^2/\mu_{L,c}^2 v_{L,c}^2)$
π_7 (saturado)	$1 - x_{c,in}$
π_8	$\Delta T_s c_{p,L,c}(D_{c,i}^2/\mu_{L,c}^2 v_{L,c}^2)$
π_9	$\dot{m}/D_{c,i}\mu_{L,c}$
π_{10}	$v_{V,c}/v_{L,c}$
π_{11}	$(\mu_{L,c} - \mu_{V,c})/\mu_{L,c}$
π_{12}	$h_{LV,c}(D_{c,i}^2/\mu_{L,c}^2 v_{L,c}^2)$
π_{13}	$\mu_{L,s}/\mu_{L,c}$
π_{14}	$v_{V,s}/v_{L,c}$
π_{15}	$c_{p,V,s}/c_{p,L,c}$

O cálculo da vazão mássica através do tubo capilar, para uma determinada geometria do conjunto tubo capilar-TCLS, e para uma determinada condição e operação, é dado por:

$$\pi_9 = a_0 \cdot \pi_1^{a_1} \cdot \pi_3^{a_3} \cdot \pi_5^{a_5} \cdot \pi_6^{a_6} \cdot \pi_7^{a_7} \cdot \pi_8^{a_8} \cdot \pi_{11}^{a_{11}} \quad (4.57)$$

Os valores dos coeficientes/exponentes são apresentados na Tabela 4.4. O cálculo para a condição de entrada sub-resfriada é válido para valores do grau de sub-resfriamento entre 1 e 17 K. O cálculo para a condição de entrada saturada é válido para valores de fração mássica entre 0,02 e 0,10.

Tabela 4.4– Coeficientes para a eq. (4.57).

Parâmetro	Sub-resfriado	Saturado
a ₀	0,07602	0,0196
a ₁	-0,4583	-0,3127
a ₃	0,07751	0,0
a ₅	0,7342	1,059
a ₆	-0,1204	-0,3662
a ₇	0,03774	4,759
a ₈	-0,04085	-0,04965
a ₁₁	0,1768	0,0

De forma a proporcionar uma capacidade de análise da geração de excitação acústica pelo conjunto tubo capilar/TCLS, quando não se dispõe de um modelo detalhado distribuído de simulação do escoamento no tubo capilar, buscou-se desenvolver uma equação que permitisse expressar o nível de excitação acústica gerada pelo escoamento a partir dos mesmos números adimensionais utilizados pelo método ASHRAE.

Assim sendo, empregando-se as variáveis-base utilizadas no modelo de Wolf e Pate (2002), quais sejam, o diâmetro interno do tubo capilar ($D_{c,i}$), e a viscosidade e o volume específico do líquido saturado na entrada do tubo capilar ($\mu_{L,c}$ e $v_{L,c}$, respectivamente), a potência acústica gerada pelo jato (W_a , eq. 4.42) foi adimensionalizada da seguinte forma:

$$\pi_{16} = (W_a) \cdot \frac{D_{c,i}}{\mu_{L,c}^3 \cdot v_{L,c}^2} \quad (4.58)$$

Observa-se que π_{16} é função apenas de variáveis experimentais, pois dependente do valor da pressão acústica P5 (medida), $D_{c,i}$ (medido), e viscosidade e volume específico do fluido refrigerante líquido na entrada do tubo capilar (funções, por sua vez, da temperatura do escoamento na entrada, também medida).

O modelo resultante para a determinação da potência acústica é apresentado na eq. (4.59). O modelo é baseado no grupo π_9 calculado segundo a eq. (4.57). O grupo π_7 para a condição de entrada saturada é calculado a partir da fração mássica de vapor resultante da queda de pressão localizada na entrada do tubo capilar, calculada de acordo com a eq. (4.33).

$$\begin{aligned}
\log(\pi_{16}) = & b_0 + b_1 \cdot \log(\pi_1) + b_2 \cdot \log(\pi_1)^2 \\
& \dots + b_3 \cdot \log(\pi_3) + b_4 \cdot \log(\pi_3)^2 \\
& \dots + b_5 \cdot \log(\pi_5) + b_6 \cdot \log(\pi_5)^2 \\
& \dots + b_7 \cdot \log(\pi_6) + b_8 \cdot \log(\pi_6)^2 \\
& \dots + b_9 \cdot \log(\pi_7) + b_{10} \cdot \log(\pi_7)^2 \\
& \dots + b_{11} \cdot \log(\pi_8) + b_{12} \cdot \log(\pi_8)^2 \\
& \dots + b_{13} \cdot \log(\pi_9) + b_{14} \cdot \log(\pi_9)^2 \\
& \dots + b_{15} \cdot \log(\pi_{11}) + b_{16} \cdot \log(\pi_{11})^2
\end{aligned} \tag{4.59}$$

Observa-se que o modelo é função quadrática do logaritmo dos grupos adimensionais. Se a eq. (4.59) for reduzida à forma exponencial da eq. (4.57), os termos quadráticos podem ser entendidos como uma estimativa da incerteza associada ao modelo matemático, o que permitiu reduzir consideravelmente o erro relativo da equação ajustada.

Os coeficientes da equação, para as duas condições distintas, são apresentados na Tabela 4.5, juntamente com o valor do coeficiente de determinação R^2 . O desvio médio percentual resultou em 20,15% para a condição sub-resfriada, e 25,18% para a condição saturada.

A Tabela 4.6 apresenta a faixa aplicabilidade da eq. (4.59), em termos dos valores máximos e mínimos das variáveis independentes.

As Figuras 4.33a e 4.34a apresentam a comparação entre os valores do grupo π_{16} calculados e os resultados experimentais, respectivamente para a condição de entrada sub-resfriada e saturada, enquanto as Figuras 4.33b e 4.34b apresentam a comparação entre o valor da potência acústica calculada e os resultados experimentais. Pode-se observar uma concordância razoável para a magnitude de erro relativo proposta, um pouco melhor para os resultados para a condição de entrada sub-resfriada. Para a função a que se destina, qual seja, a análise de tendências de geração de energia acústica pelo escoamento em jato na descarga do tubo capilar, a partir de modelos algébricos, o modelo apresentado se mostra aceitável, dentro da margem de incerteza intrínseca aos resultados experimentais.

Tabela 4.5– Coeficientes para a eq. (4.59).

Parâmetro	Sub-resfriado	Saturado
b_0	-4,74993E+03	5,79790E+03
b_1	-1,90103E+03	-2,83908E+03
b_2	0,00000E+00	3,85337E+02
b_3	0,00000E+00	0,00000E+00
b_4	0,00000E+00	0,00000E+00
b_5	3,36562E+03	5,92298E+00
b_6	1,24699E+01	4,93196E+00
b_7	-5,19769E+02	-1,44380E+02
b_8	-4,26744E+00	5,86008E+00
b_9	1,83648E+02	1,18210E+05
b_{10}	9,35003E-02	6,41493E+07
b_{11}	-1,95249E+02	-1,98874E+01
b_{12}	-2,46100E-01	8,54808E-01
b_{13}	-4,83747E+03	0,00000E+00
b_{14}	-1,09473E+01	-8,90438E+00
b_{15}	0,00000E+00	1,58925E+02
b_{16}	-1,38423E+04	1,36744E+04
R^2	0,733931048	0,823426547

Tabela 4.6– Faixa de aplicabilidade do modelo.

Grupo π	Faixa de validade
π_1	3,172E+03 a 4,735E+03
π_3	2,038E+03 a 3,004E+03
π_5	2,516E+09 a 1,236E+10
π_6	2,022E+08 a 1,763E+09
π_7 (sub)	1,471E+08 a 1,523E+11
π_7 (sat)	9,983E-01 a 9,995E-01
π_8	2,836E+09 a 1,847E+11
π_9	1,845E+03 a 1,030E+04
π_{11}	9,349E-01 a 9,539E-01

Os modelos desenvolvidos mostram-se úteis para vários objetivos, dentre eles: /a/ análises qualitativas da correlação entre as variáveis termodinâmicas e acústicas; /b/ análises de sensibilidade; /c/ planejamento experimental; /d/ estudos de alternativas na fase de projetos; /e/

análise de problemas em produtos já existentes; /f/ modelação vibro-acústica de refrigeradores (fornecendo dados para outros modelos específicos); /g/ inclusão da questão acústica em modelos de simulação do sistema de refrigeração.

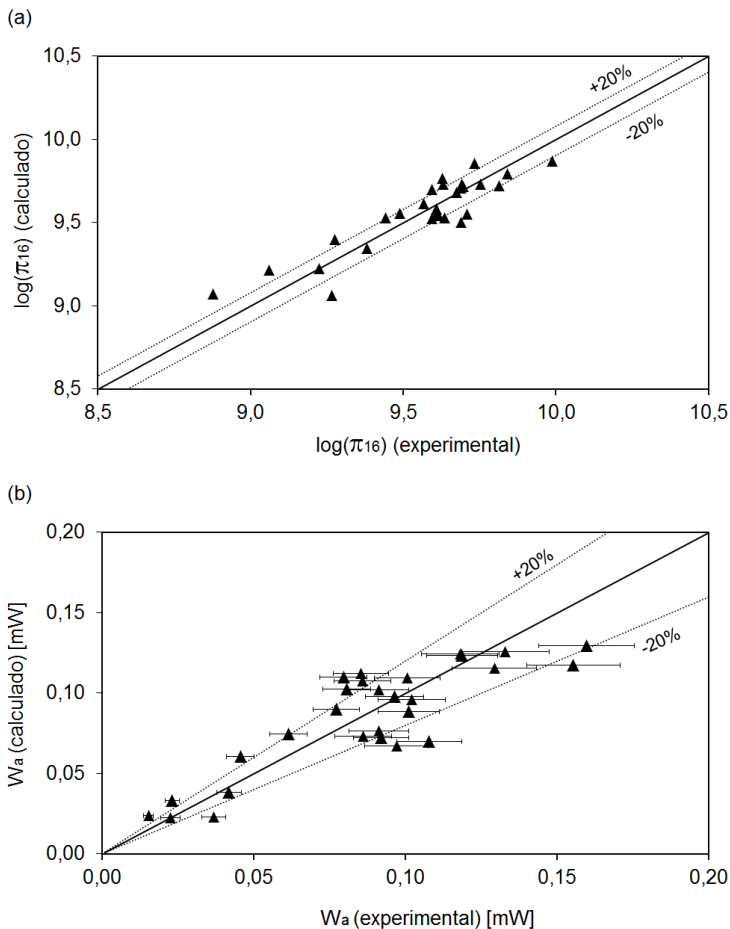


Figura 4.33 – Comparação entre os resultados do modelo e os valores experimentais, condição de entrada sub-resfriada: a) π_{16} ; b) potência acústica (W_a).

Em síntese, disponibiliza-se à indústria ferramentas para melhor compreensão da interação entre os componentes do refrigerador, tornan-

do possível a otimização do projeto de refrigeradores domésticos em relação ao ruído.

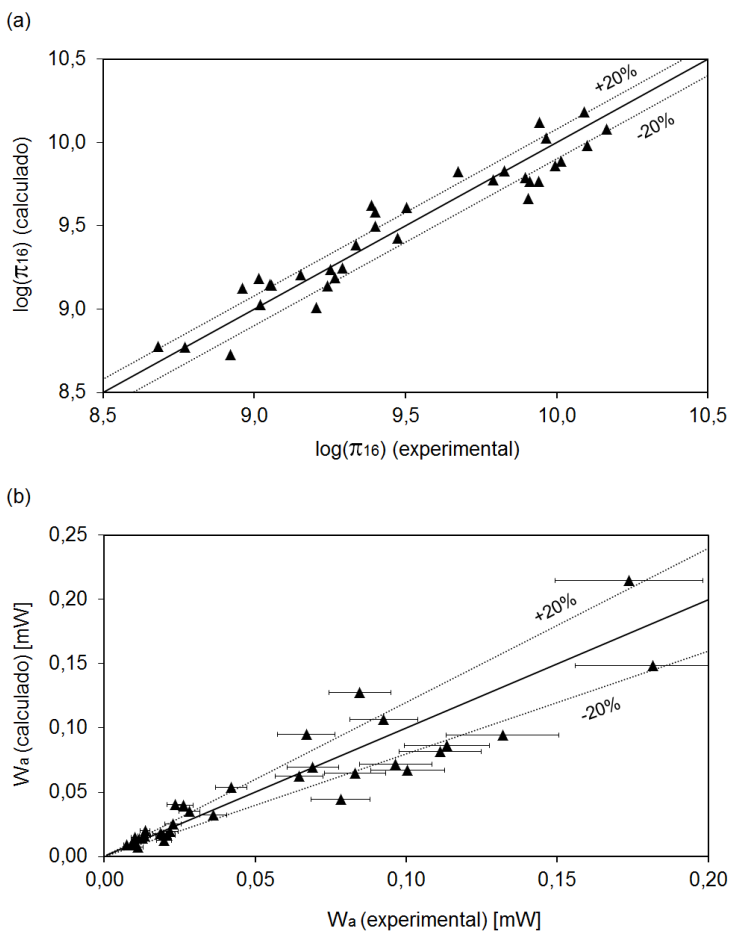


Figura 4.34 – Comparação entre os resultados do modelo e os valores experimentais, condição de entrada saturada: a) π_{16} ; b) potência acústica (W_a).

5 ANÁLISE DAS EXCITAÇÕES ANÔMALAS

Conforme descrito no Cap. 3, o sinal do acelerômetro instalado na entrada do evaporador foi sonificado, e o som gerado foi avaliado qualitativamente, associado à visualização do escoamento no filtro secador. Isto permitiu a identificação de excitações anômalas, de incidência esporádica. A manifestação destas excitações anômalas como ruído (medidas com microfone posicionado externamente ao refrigerador) apresentou-se qualitativamente diferente.

5.1 Excitação acústica tipo *screech*

A audição do sinal de aceleração sonificado permitiu identificar um padrão anômalo de ruído qualitativamente semelhante a um guincho (*screech*), embora também possa ser qualificado como um som *trumpet* ou, ainda, como um som *whistling*, para usar a terminologia normalmente empregada na literatura. Em função da característica não-estacionária do sinal, as manifestações da anomalia apresentam diferentes frequências e variações de tom.

A anomalia ocorre sempre nos primeiros instantes de funcionamento do ciclo de refrigeração. Conforme descrito no Cap. 3, no modelo de refrigerador testado, poucos segundos após o compressor ser acionado, fluido refrigerante no estado líquido começa a chegar ao filtro, o nível de líquido eleva-se progressivamente, e o tubo capilar ingere refrigerante no estado líquido, o que aumenta a vazão através dele. A anomalia ocorre quando o tubo capilar encontra-se ingerindo apenas líquido, e o nível de líquido no filtro secador encontra-se elevado, mas descendo rapidamente, indicando uma elevada vazão mássica no tubo capilar. Quando a formação de vórtice se inicia, a anomalia cessa.

As Tabelas C.12 e C.13 indicam os ensaios onde a anomalia *screech* pôde ser observada, respectivamente para o ciclo em condição normal e em condição pós-degelo. Pode-se constatar que, nos ensaios em condição normal, a ocorrência da anomalia foi rara, e se deu em ensaios com maior rotação do compressor. Já nos ensaios pós-degelo, a anomalia foi detectada em praticamente todos os ensaios, com exceção de alguns ensaios com menor rotação do compressor. Ainda assim, em alguns ensaios com rotação de 1600 rpm (13D, 15D, 17D, 19D) a anomalia também foi detectada.

5.1.1 Caracterização acústica da anomalia

A Figura 5.1 indica níveis globais de pressão acústica e aceleração na entrada do evaporador, em um ciclo pós-degelo onde a anomalia foi detectada. Pode-se constatar um significativo aumento do nível global durante o período da anomalia em ambos os sinais.

A Figura 5.2 apresenta o sinal direto (ou seja, sem processamento) do sensor de pressão acústica e do acelerômetro localizados na entrada do evaporador, podendo-se verificar a nítida mudança de padrão do sinal durante a excitação anômala.

A análise da distribuição espectral da pressão acústica e aceleração permite constatar o aparecimento de uma série de frequências tonais bem definidas, com intensidade elevada, durante a ocorrência da anomalia (Figura 5.3).

A Figura 5.4 permite uma comparação direta entre a distribuição espectral dos sinais com e sem a presença da anomalia, no mesmo ensaio. Apesar das condições de operação serem variáveis ao longo de um ensaio, são entretanto bastante semelhantes nos dois momentos de medição. Ou seja, as variações das condições de operação não são capazes de explicar a grande diferença na excitação vibro-acústica (o que é reforçado pela análise da evolução das variáveis termo-fluidodinâmicas). Isto permite concluir que a anomalia apresenta-se como um fenômeno essencialmente acústico, isto é, o fenômeno que governa a anomalia tem pouca influência sobre o escoamento, de um ponto de vista macroscópico.

Comparando-se as Figuras 5.4a e 5.4b, pode-se constatar a não-linearidade da resposta da aceleração em relação à da pressão acústica, isto é, a intensidade relativa das frequências tonais apresenta magnitudes diferentes no sinal de pressão acústica e de aceleração. De fato, os picos de pressão acústica ocorrem na faixa de frequências onde o sinal de aceleração apresenta uma correlação mais forte (isto é, resposta mais intensa) com a pressão acústica no escoamento.

Comparando-se a distribuição espectral da pressão acústica na Figura 5.3a e Figura 5.4a, pode-se constatar que as frequências dos picos de excitação apresentam-se diferentes em cada ensaio, ou seja, são dependentes das condições de operação.

Observou-se também que as frequências dos picos são variáveis ao longo de um mesmo ensaio. Isto confirma que o conteúdo espectral dos sinais é bastante variável, em função da característica marcadamente não-estacionária do sinal.

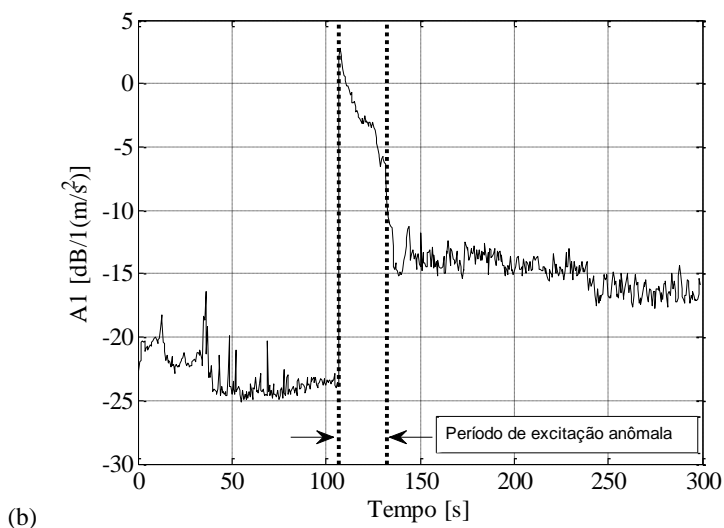
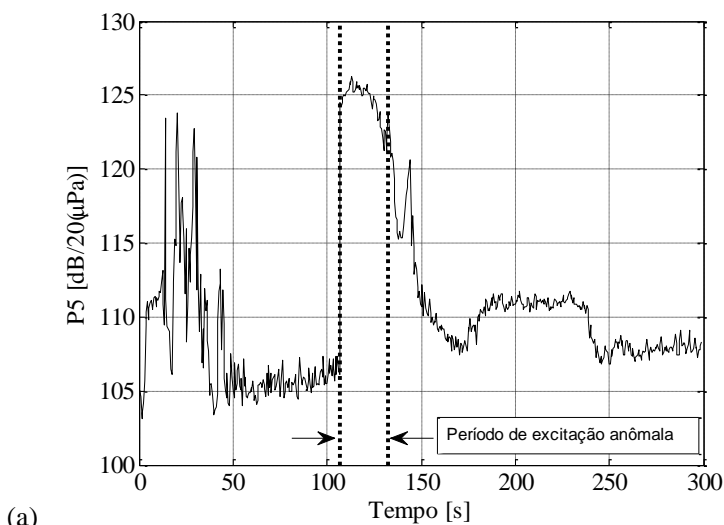


Figura 5.1 – Níveis globais na entrada do evaporador: a) pressão acústica; b) aceleração (ensaio: condição 16D)

Por comparação com as Figuras 3.12 e 3.13, pode-se observar que os picos de frequência da anomalia estão situados em frequências (e n° de Strouhal) acima do pico associado à excitação de misturamento tur-

bulento, à semelhança do ruído de jato aerodinâmico clássico (Figura 2.16).

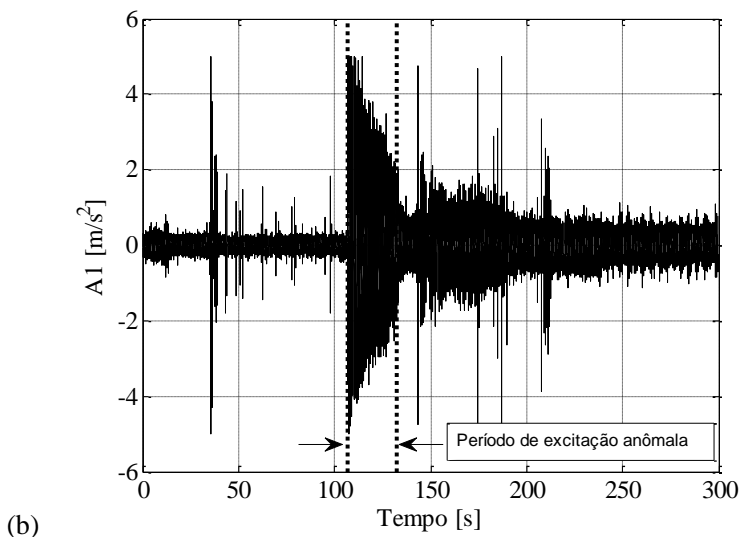
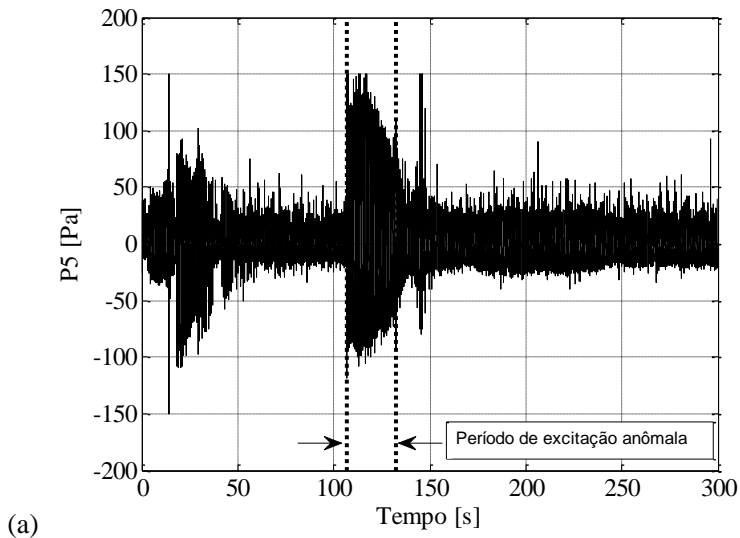


Figura 5.2 – Sinal direto dos sensores na entrada do evaporador: a) pressão acústica; b) acelerômetro (ensaio: condição 16D)

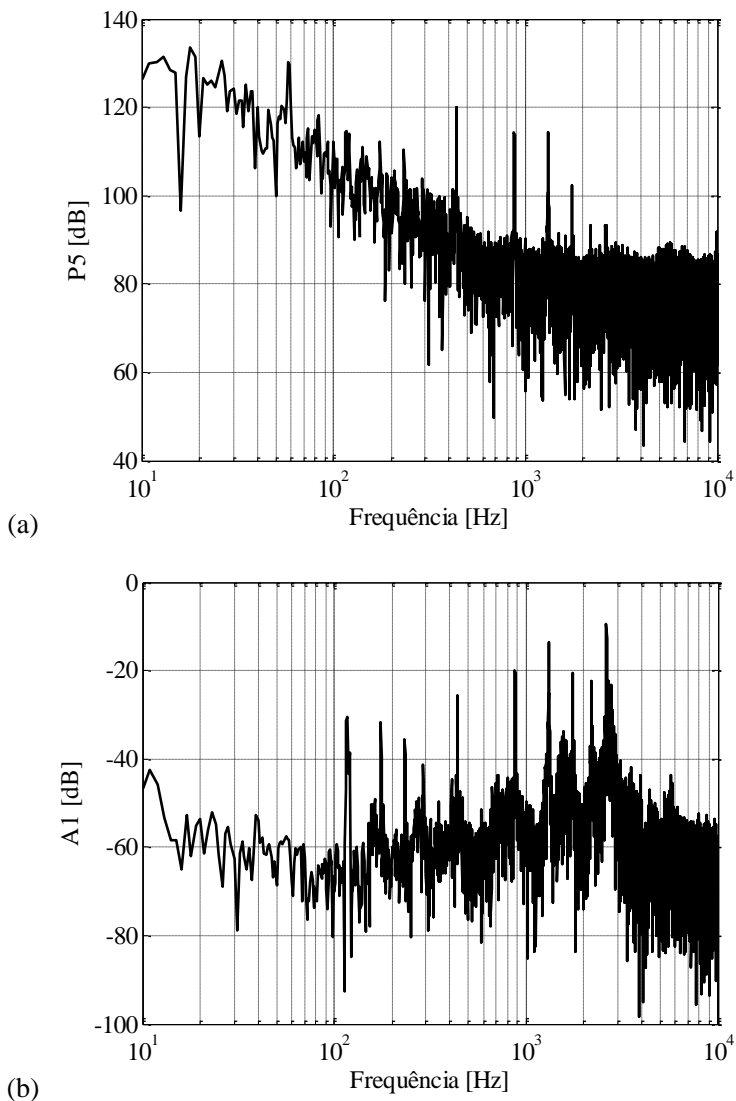


Figura 5.3 – Distribuição espectral típica da anomalia na entrada do evaporador:
a) pressão acústica; b) aceleração (ensaio: condição 20D)

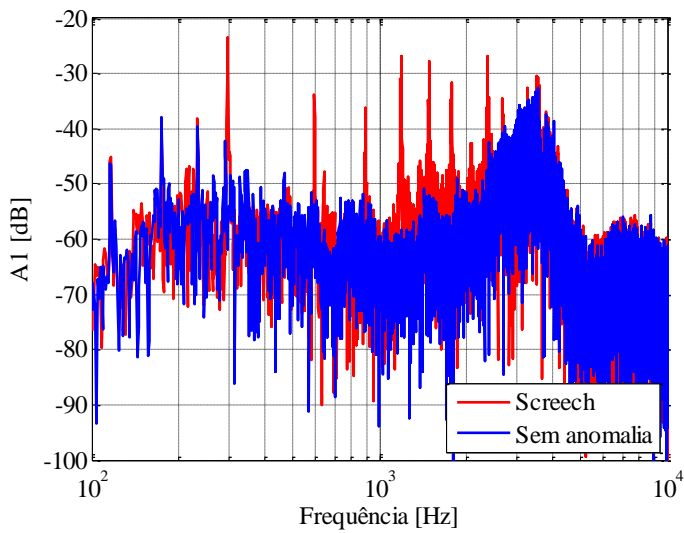
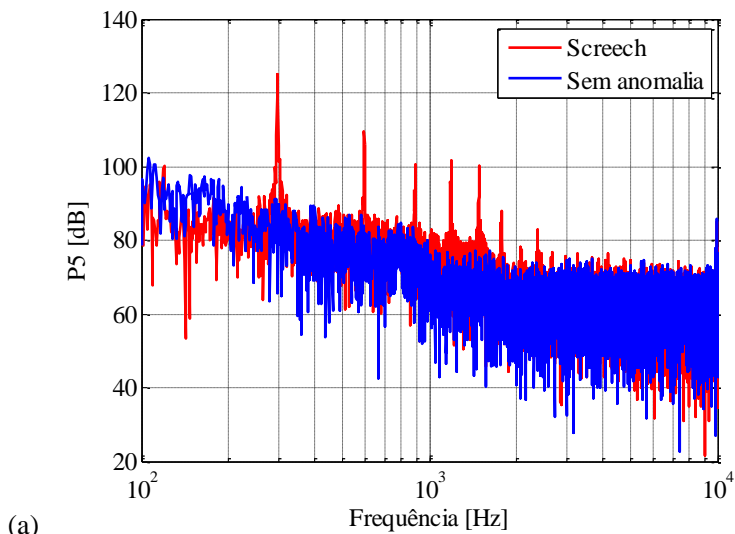


Figura 5.4 – Comparativo da distribuição espectral típica com e sem anomalia, na entrada do evaporador: a) pressão acústica; b) aceleração (ensaio: condição 16D)

As evidências experimentais e a distribuição espectral guardam muita semelhança com o fenômeno *screech* observado em jatos super-

sônicos livres (TAM, 1995; RAMAN, 1999), descrito na Seção 2.5.2, e que é caracterizado como um complexo mecanismo de realimentação acústica, onde a excitação acústica gerada pelo jato, consequência da interação entre os vórtices turbulentos e células de choque típicos deste escoamento, propaga-se à montante e é capaz de influenciar essa interação, gerando uma realimentação positiva, que se manifesta em frequências bem definidas. Trata-se de um fenômeno complexo e de difícil previsão teórica.

Embora originalmente observado em jatos livres, o fenômeno também pode ser observado no interior de dutos. Jiang et al. (1997) demonstraram que, em um escoamento compressível em um duto circular que atinge um alargamento súbito, ondas de choque tridimensionais são formadas e refletidas pelas paredes do tubo. Estas ondas refletidas, por sua vez, interagem com as ondas de choque no núcleo do escoamento, formando um novo padrão de onda de choque quase plana, que apresenta uma intensidade muito maior e, desta forma, capaz de gerar excitação acústica muito maior.

O trabalho de Lessa (2016) confirmou a possibilidade de ocorrência de choques tridimensionais bem definidos, observando-se a ocorrência de até cinco células de choque no núcleo do jato, em escoamento de jato sub-expandido de vapor puro de R-600a em uma geometria semelhante à do estudo experimental. Apesar de os campos de potência acústica (calculados segundo o modelo de Proudman, 1952, ou seja, baseado em distribuição de fontes quadrupolo, calculadas por sua vez a partir da energia cinética de turbulência) apresentarem predominância da excitação gerada por mistramento turbulento, a simulação transiente permitiu avaliar o registro temporal das pressões, mostrando que o escoamento é capaz de induzir a geração de picos de excitação acústica de banda estreita com forte intensidade. Além disso, as simulações indicaram a presença de algumas características do escoamento, como uma fina camada de mistura do jato na borda do tubo capilar, o surgimento e crescimento de ondas de instabilidade e a consequente ocorrência de oscilação do jato (*flapping*), que reforçam a hipótese de que a excitação anômala do tipo *screech* seja gerada por mecanismos similares aos observados em escoamentos de jatos livres.

No presente estudo, as velocidades médias na boca do jato mostraram-se inferiores à velocidade de propagação acústica do vapor saturado de R-600a, nas condições da entrada do evaporador (Cap. 4). Porém, como o jato é bifásico, há um aumento da velocidade no núcleo do jato em função da quebra e evaporação da fase líquida. Desta forma, é possível que a anomalia possa estar sendo gerada pela formação de cho-

que no núcleo do jato, que ao interagir com os turbilhões na região de misturamento, originam o principal mecanismo-fonte das frequências tonais discretas características da anomalia. Cabe então analisar as características do escoamento durante o fenômeno.

5.1.2 Caracterização termo-fluidodinâmica da anomalia

As Figuras 5.5 a 5.7 mostram a evolução de algumas das principais grandezas do escoamento, ao longo do período de ocorrência da anomalia, em um ensaio típico onde esta foi observada.

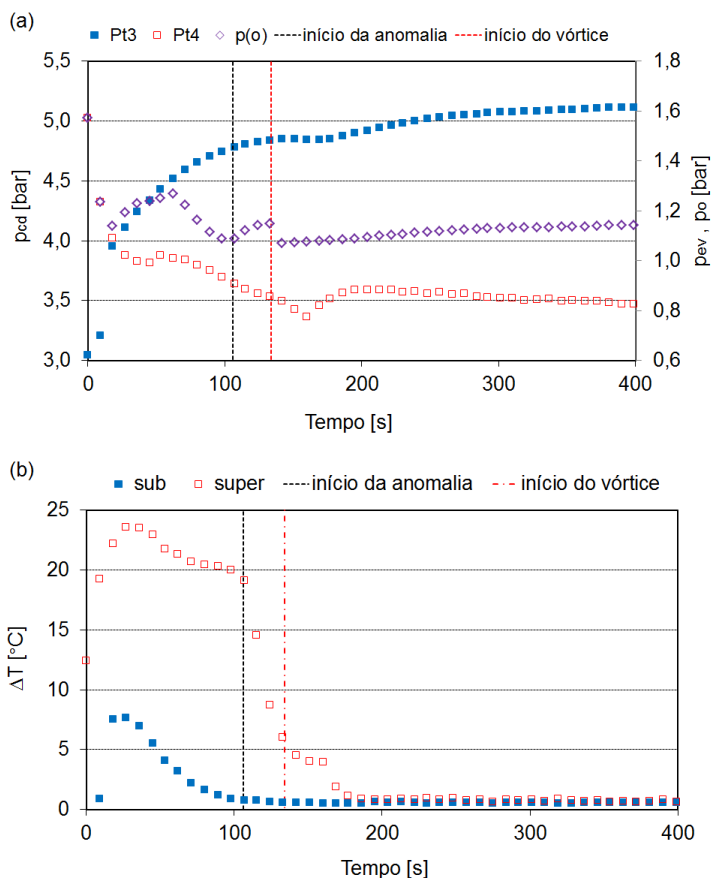


Figura 5.5 – Evolução das variáveis termodinâmicas: a) Pt3, Pt4 e p_0 ; b) grau de sub-resfriamento e superaquecimento (ensaio: condição 10D)

A Figura 5.5a mostra a evolução da pressão de condensação (sensor Pt3) e da pressão de evaporação (sensor Pt4), bem como da pressão na seção de saída do tubo capilar (p_o), podendo-se observar que, no período de ocorrência da anomalia (que se encerra quando se inicia a formação de vórtice), a razão de expansão do tubo capilar está subindo rapidamente, por conta do aumento da pressão de condensação e forte redução na pressão de evaporação. Pode-se constatar ainda que a razão de expansão no jato é maior que 1, indicando que o jato se encontra subexpandido. No período da anomalia, a razão de expansão no jato (pr_j) sobe rapidamente.

A Figura 5.5b mostra que, após um pico inicial, o grau de sub-resfriamento já se encontra bastante reduzido no período da anomalia, ao passo que o grau de superaquecimento, que também se eleva substancialmente no início do ciclo (por ser tratar de um ciclo pós-degelo), tem uma forte redução exatamente durante o período da anomalia.

Estas características vão se refletir nas variáveis do escoamento, conforme mostrado na Figura 5.6. A vazão mássica, que após atingir um pico inicial, começa a cair por conta da redução do grau de sub-resfriamento, inverte a tendência e passa a aumentar durante o período da anomalia, por conta da forte redução no grau de superaquecimento. Inversamente, a fração mássica de vapor na saída inverte a tendência de aumento que estava apresentando e se reduz durante o período da anomalia. Quando se inicia a formação de vórtice, ambas as grandezas sofrem uma variação súbita.

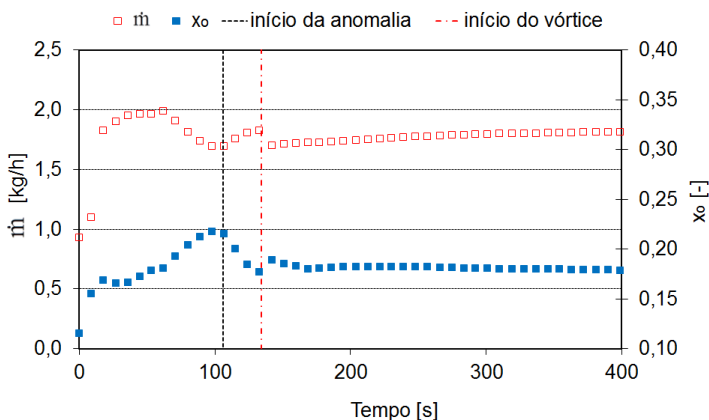


Figura 5.6 – Evolução das variáveis termodinâmicas: \dot{m} e x_o (ensaio: condição 16D)

O efeito combinado de \dot{m} e x_o resulta na redução da potência mecânica do jato (W_m), durante o período da anomalia, conforme indica a Figura 5.7a, que também mostra a evolução do sinal de pressão acústica na entrada do evaporador (P5). Pode-se constatar que o nível global de pressão acústica está se elevando durante o período da anomalia. Cabe ressaltar que, neste caso, o sinal de P5 foi filtrado em uma frequência de corte mais baixa do que a utilizada na Figura 5.1a, de forma que, como as frequências mais baixas são mais dominantes, o efeito das frequências tonais da anomalia são menos pronunciados.

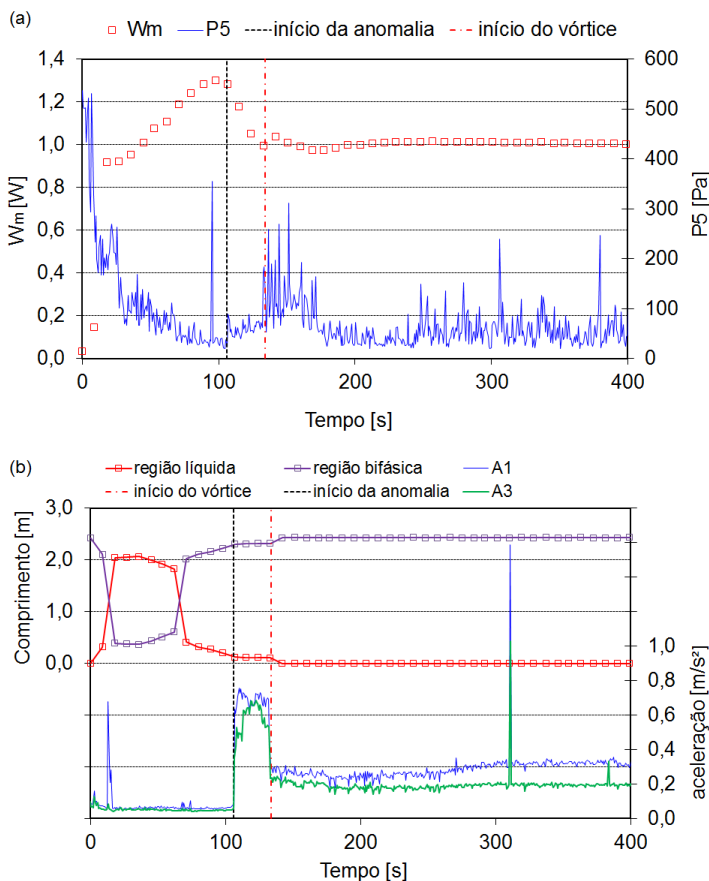


Figura 5.7 – Evolução das variáveis: a) W_m e $P5$; b) comprimento das regiões de escoamento, $A1$ e $A3$ (ensaio: condição 10D).

Quando o vórtice se forma, a amplitude de oscilação do sinal aumenta consideravelmente, como já destacado. Notável também o fato de que a excitação se inicia logo após W_m atingir um pico.

Por sua vez, a Figura 5.7b indica um significativo aumento do nível global de aceleração na entrada e saída do evaporador, durante o período da anomalia, estabilizando-se em um patamar mais alto após o início da formação de vórtice.

A Figura 5.7b mostra também que, pouco antes da ocorrência da anomalia, há um súbito rearranjo do padrão de escoamento no tubo capilar. No início do ciclo, devido ao aumento do grau de sub-resfriamento, observa-se que o comprimento da região de escoamento puramente líquido é elevado, reduzindo-se suavemente à medida que o grau de sub-resfriamento se reduz (Figura 5.5b). Entretanto, quando o grau de superaquecimento ainda se encontra elevado, a simulação mostra uma súbita redução do comprimento da região líquida (e respectivo aumento do comprimento da região bifásica), que na sequência continua reduzindo de tamanho, até desaparecer completamente quando se inicia a formação de vórtice.

A análise dos perfis das variáveis ao longo do tubo capilar evidencia que, pouco antes da mudança súbita, o grau de sub-resfriamento e a queda de pressão ao longo do capilar são suficientes para que o escoamento atinja o trocador de calor sem iniciar a vaporização. A partir deste ponto, o resfriamento, apesar do grau de superaquecimento ainda alto, é suficiente para manter o escoamento apenas levemente sub-refriado. No ponto onde ocorre a mudança súbita de comprimento da região líquida, observa-se que a queda do grau de sub-resfriamento e aumento da queda de pressão consegue iniciar a vaporização antes que o escoamento atinja o trocador de calor, e que o resfriamento ao longo deste (pouco intenso devido ao valor ainda elevado do grau de superaquecimento) não é capaz de reverter a vaporização, mantendo o escoamento com uma fração mássica de vapor mínima, mas sem recondensar.

No momento da ocorrência da anomalia, observa-se que o comprimento da região líquida continua a se reduzir, ou seja, o ponto de início de vaporização está recuando dentro do tubo capilar.

A Figura 5.8 mostra a evolução das acelerações e comprimentos das regiões de escoamento no interior do tubo capilar, para outros dois ensaios típicos onde ocorreu a anomalia. Pode-se constatar que, em ambos os casos, a anomalia ocorre logo após o súbito rearranjo dos comprimentos das regiões líquida e bifásica, e quando o comprimento da região líquida continua a se reduzir.

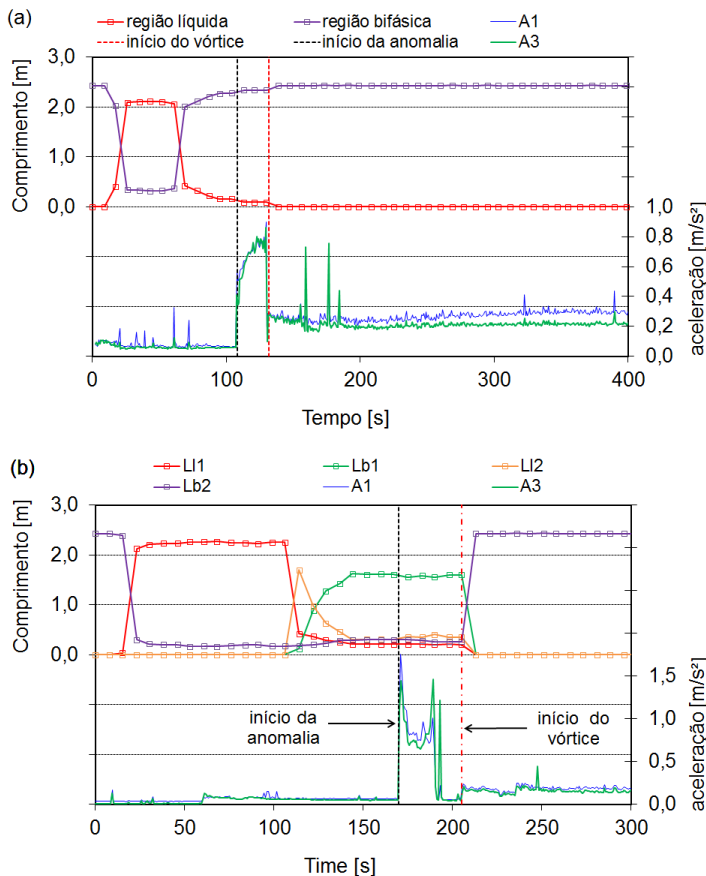


Figura 5.8 – Evolução das acelerações e comprimentos: a) ensaio 12D; b) ensaio 14D.

A Figura 5.8b mostra uma situação um pouco diferente. Observa-se que o escoamento ao longo do tubo capilar apresenta quatro regiões: uma região líquida inicial (LI1), uma região bifásica inicial (Lb1), uma segunda região líquida (LI2) e uma segunda região bifásica (Lb2). Ou seja, após um ponto de início de vaporização, forma-se uma região bifásica mas, ao longo do trocador de calor, ocorre recondensação, originando uma segunda região de escoamento líquido, e um segundo ponto de vaporização, já fora do trocador de calor. A anomalia ocorre durante o período em que ocorre a recondensação.

Entretanto, nos ensaios com o tubo capilar de menor diâmetro, observou-se um comportamento bastante diferente. Como o tubo capilar apresenta maior restrição, poucos instantes após o compressor ligar, o filtro secador já é preenchido de líquido. As pressões de condensação e evaporação rapidamente se estabilizam (Figura 5.9a), após uma rápida variação inicial. O grau de sub-resfriamento sobe rapidamente (Figura 5.9b), e permanece estável. O grau de superaquecimento também sobe rapidamente (Figura 5.9b), e em seguida começa a cair, mas lentamente.

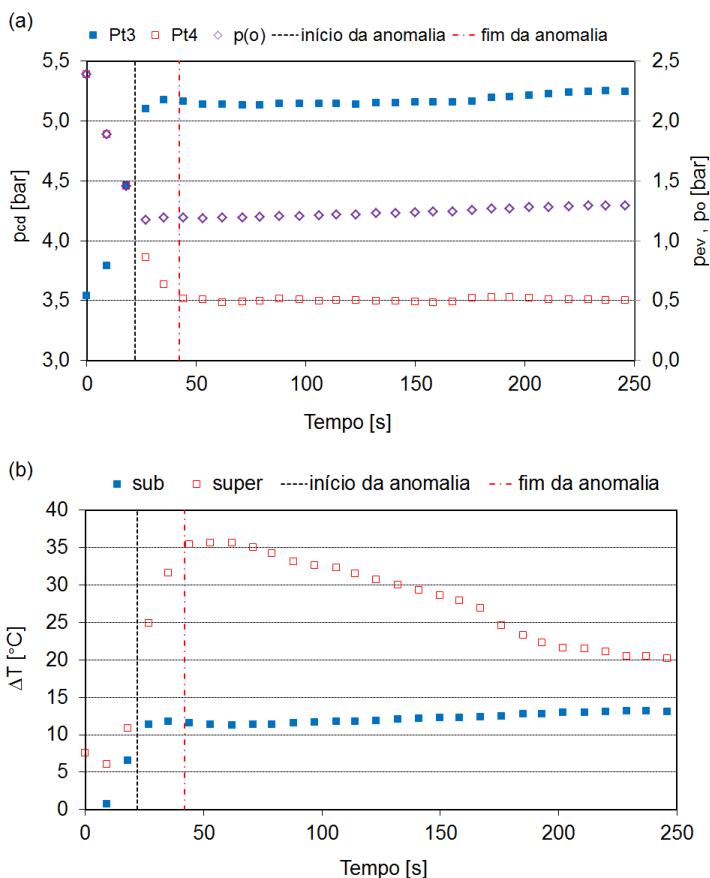


Figura 5.9 – Evolução das variáveis termodinâmicas: a) P_{t3} , P_{t4} e p_o ; b) grau de sub-resfriamento e superaquecimento (ensaio: condição 20D)

Observa-se que o período de ocorrência da anomalia se inicia logo em seguida ao forte transiente inicial. Para este diâmetro de tubo capilar, na maioria das condições, não há formação de vórtice, e quando esta ocorre, é já próximo ao final do ciclo de operação. Ao contrário da situação observada com os tubos capilares de maior diâmetro, onde a anomalia cessava quando se iniciava a formação de vórtice, neste caso a anomalia cessa por si só, aleatoriamente.

Pode-se ainda constatar na Figura 5.9a que a anomalia se inicia quando a pressão na extremidade do tubo capilar, p_o , se torna maior que a pressão no evaporador, ou seja, quando o jato se torna sub-expandido.

A vazão mássica e a fração mássica na saída variam de acordo (Figura 5.10), com um rápido transiente inicial, seguida de um suave aumento da vazão mássica e suave queda da fração mássica de vapor, ambas governadas pela variação do grau de superaquecimento. A potência mecânica do jato (Figura 5.11a) segue a variação destas variáveis.

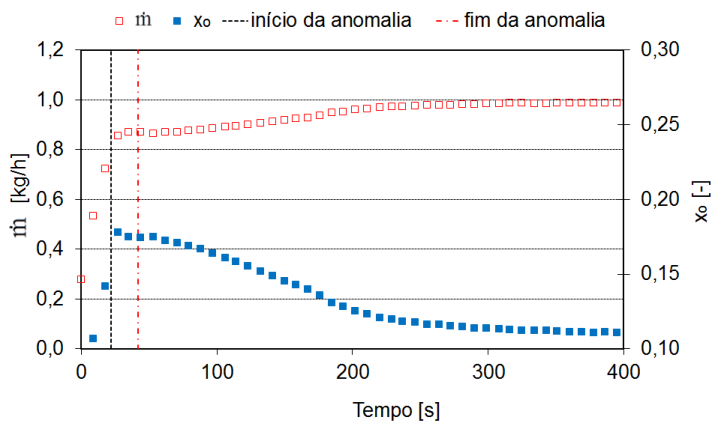


Figura 5.10 – Evolução das variáveis termodinâmicas: \dot{m} e x_o (ensaio: condição 20D)

Na Figura 5.11a, constata-se que o período de ocorrência da anomalia coincide com o período de maior intensidade da excitação acústica, ao contrário do que era observado no tubo capilar de maior diâmetro (Figura 5.7a).

Na Figura 5.11b, observa-se que a anomalia ocorre logo após o súbito aumento do comprimento da região líquida, e quando esta é dominante, com o escoamento permanecendo líquido ao longo de quase todo o tubo capilar, desde a entrada até depois da saída do trocador de

calor. Ou seja, uma condição bastante diferente da que ocorre com o tubo capilar de maior diâmetro, onde a anomalia ocorria quando o comprimento da região líquida havia sido bastante reduzido (Figura 5.7b, Figura 5.8).

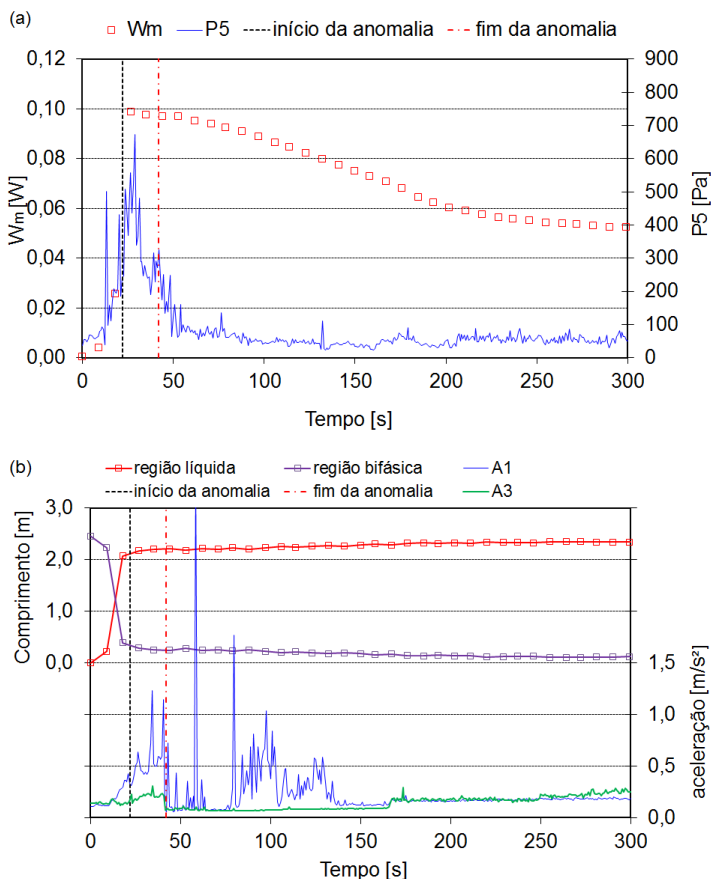


Figura 5.11 – Evolução das variáveis: a) W_m e P_5 ; b) comprimento das regiões de escoamento, A_1 e A_3 (ensaio: condição 20D).

Entretanto, observa-se que, em ambas as situações, a anomalia ocorre após um súbito rearranjo do escoamento no interior do tubo capilar, ou seja, quando há uma variação súbita do ponto de início de vaporização (variação súbita do comprimento da região líquida e de vapor) (cabe lembrar que os resultados de simulação provêm de um modelo

para regime permanente). Estas condições sugerem a possibilidade de ocorrência de escoamento metaestável (Seção 2.3). A rápida redução do grau de sub-resfriamento, observada no caso do tubo capilar de maior diâmetro, tem maior potencial de induzir metaestabilidade (Figura 2.8); GAO et al., 2015). No caso do tubo capilar de maior diâmetro, o aumento da pressão e do comprimento da região líquida poderiam também levar à ocorrência de escoamento metaestável.

Na análise empreendida na Seção 4.2.2, observou-se que os ensaios pós-degelo apresentam grau de sub-resfriamento e superaquecimento em média maiores do que os ensaios estabilizados, resultando em maior vazão mássica e maior fração mássica de vapor na saída do tubo capilar. Como a anomalia ocorreu majoritariamente em ensaios pós-degelo, esta tendência é observada também na comparação entre as condições anômalas e os ensaios estabilizados. Cabe observar que, no conjunto de ensaios estabilizados, os ensaios sem formação de vórtice são, em sua quase totalidade, para o tubo capilar de menor diâmetro (Tabela C.4).

As figuras na sequência apresentam uma análise comparativa dos valores de diversas variáveis do escoamento durante a ocorrência da anomalia (ou seja, calculados segundo os valores médios das variáveis termodinâmicas no intervalo de tempo durante o qual se observou a anomalia), com os valores obtidos no período mais estabilizado do ciclo.

A Figura 5.12 evidencia como os valores de x_o e U_o mostram-se bem elevados nos ensaios anômalos. Os valores fora da tendência são relativos a ensaios onde o escoamento não se encontrava em bloqueio, ou seja, $p_o = p_{ev}$.

A Figura 5.13a apresenta a correlação entre a pressão acústica (P_5) medida e a potência mecânica do jato (W_m) calculada. Pode-se constatar que os resultados para o tubo capilar de menor diâmetro mostram uma potência acústica bem mais alta para valores de potência mecânica no escoamento na mesma ordem de grandeza da situação sem anomalia, enquanto que, para o tubo capilar de maior diâmetro, apesar da potência mecânica mais alta, os valores de pressão acústica observados estão na mesma ordem de grandeza dos resultados sem anomalia.

A Figura 5.13b apresenta a correlação entre a pressão acústica e a temperatura na saída do evaporador. Como esta variável está relacionada ao grau de superaquecimento e à efetividade do trocador de calor, conclui-se que a anomalia é influenciada pelo desempenho deste último. A variável mostra-se como um indicador da possibilidade de ocorrência da anomalia.

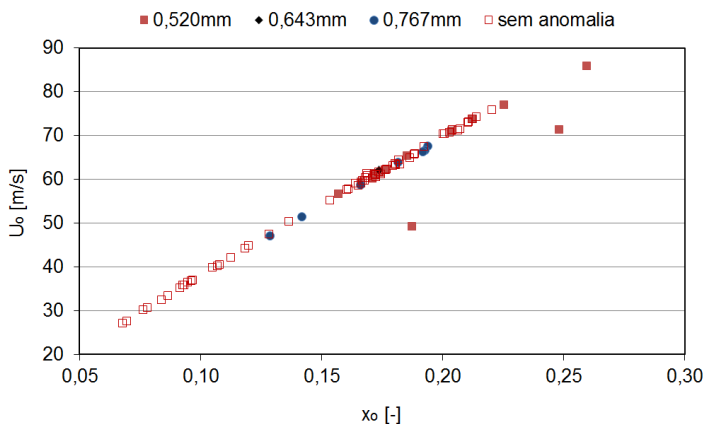


Figura 5.12 – Correlação entre U_0 e x_0 .

A Figura 5.14 apresenta a correlação entre a eficiência acústica η e a potência mecânica W_m . Observa-se que a ocorrência da anomalia resulta em valores de eficiência acústica superiores à tendência dos dados sem anomalia.

Para as condições em que a anomalia foi observada, a avaliação do padrão de escoamento bifásico na extremidade de saída do tubo capilar indicou sempre o padrão anular. Na entrada do trocador de calor, o padrão de bolha coalescente foi verificado em todos os ensaios com anomalia. Igualmente, na entrada do evaporador o padrão indicado é sempre estratificado (interface suave). Então, em relação aos padrões de escoamento bifásico, os ensaios anômalos não se diferenciaram da situação sem anomalias.

5.1.3 Conclusões

A maior incidência do fenômeno nos ciclos pós-degelo se explica pela intensificação dos mecanismos físicos relacionados à geração de energia acústica no jato de descarga do tubo capilar.

A combinação de valores de fração mássica de vapor relativamente elevados (que resultam em velocidades de ejeção mais altas), e a ocorrência de regime anular, indica que o jato bifásico formado terá uma aceleração significativa. Desta forma, favorece-se a probabilidade de ocorrência de choque no núcleo do jato, e a interação deste choque com as estruturas turbulentas (turbilhões), que são o fenômeno-fonte da excitação do tipo *screech*.

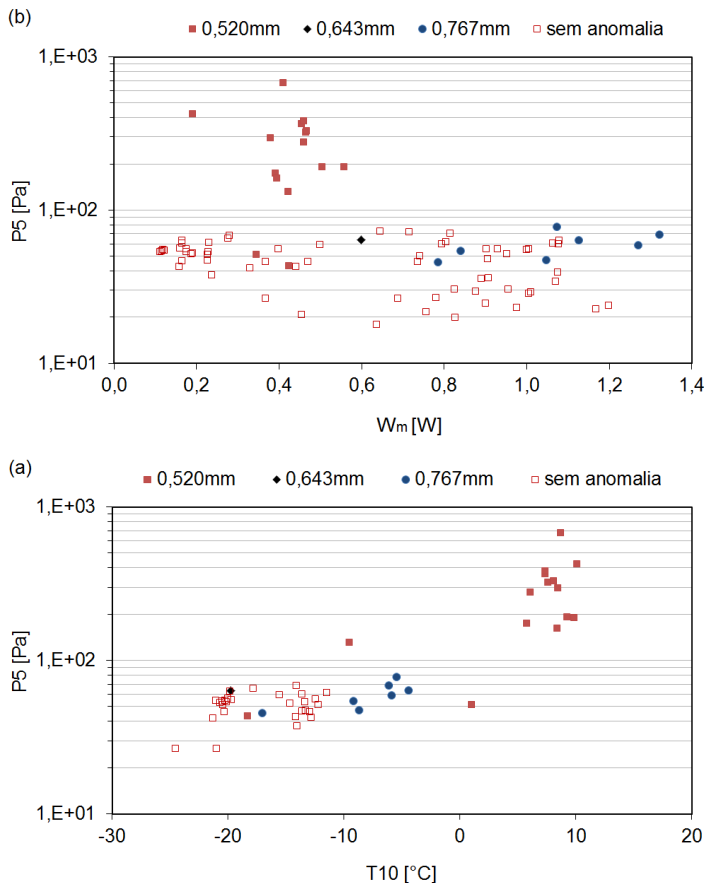


Figura 5.13 – Correlação entre P5 e: a) W_m ; b) T10.

Além disso, o fato dos parâmetros do escoamento não mostrarem variações súbitas capazes de explicar a alteração do padrão de pressão acústica e o forte aumento da aceleração nas tubulações reforçam a hipótese de se tratar de um processo essencialmente acústico, não-linear. Infelizmente, em função do modelo matemático utilizado no presente trabalho, e das limitações inerentes ao procedimento experimental, não foi possível estabelecer um modelo a partir das variáveis do escoamento capaz de prever a ocorrência, ou não, de um fenômeno desta natureza, visto que é ainda difícil prever o comportamento de um jato bifásico com um grau adequado de confiabilidade.

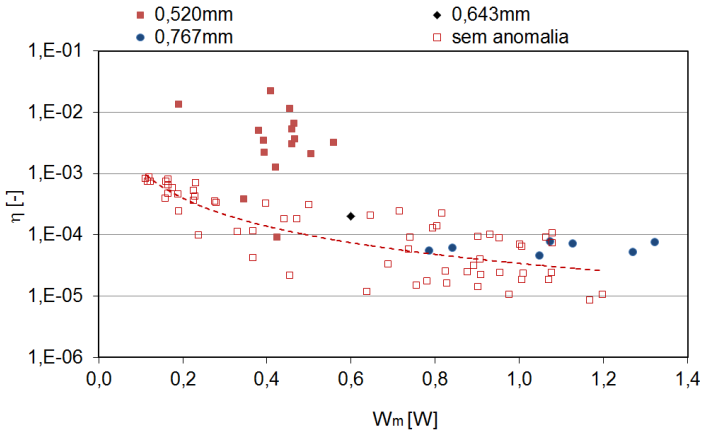


Figura 5.14 – Correlação entre η e W_m .

Por outro lado, as simulações indicaram que, em praticamente todas as condições, a anomalia ocorre após um súbito rearranjo do escoamento no interior do tubo capilar, ou seja, quando há uma variação súbita do ponto de início de vaporização (variação súbita do comprimento da região líquida e de vapor). Esta evidência sugere a possibilidade de ocorrência de escoamento metaestável (Seção 2.3). Este fenômeno é caracterizado pela supressão de vaporização, isto é, que a pressão no escoamento precisa atingir um valor inferior à pressão de vaporização (determinada pela temperatura local do escoamento) para que a nucleação das bolhas de vapor possa ocorrer. Ou seja, o escoamento permanece líquido por um comprimento maior do que o previsto pela condição de equilíbrio termodinâmico. A vazão mássica através do tubo capilar é superior à da situação sem metaestabilidade, devido ao maior comprimento da região líquida. Quando o potencial de supressão de vaporização acumulado é suficiente para finalmente induzir a vaporização do fluido, esta ocorre de forma súbita.

A ocorrência de escoamento metaestável é influenciada por múltiplos fatores, muitos deles de difícil mensuração e controle. Desta forma, sua ocorrência é de difícil previsão. Chen e Lin (2001) estudaram a ocorrência de metaestabilidade em tubos capilares diabáticos, operando com fluido refrigerante R-134a, e propuseram uma correlação empírica para sua previsão. Como é usual, o modelo contém parâmetros empíricos ajustados a partir dos dados experimentais obtidos pelos autores. A Figura 5.15 apresenta os resultados da supressão de vaporização calculada segundo o modelo proposto pelos autores, para as condições de

ocorrência de anomalia, e para os ensaios sem formação de vórtice onde a anomalia não ocorreu. Cabe observar que algumas propriedades físicas e variáveis do presente escoamento estão fora da faixa de validade do modelo original. Pode-se constatar que não há uma diferença significativa dos valores de subpressão de vaporização entre a situação com e sem anomalia.

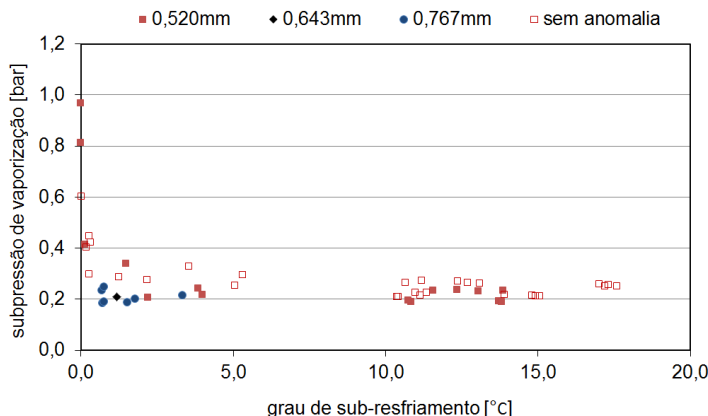


Figura 5.15 – Correlação da subpressão de vaporização com o grau de sub-resfriamento.

Cabe observar que o modelo de Chen e Lin foi desenvolvido para condições de escoamento estabilizadas. Por outro lado, no presente caso, as anomalias foram detectadas em condições de operação fortemente transientes. Como demonstraram Gao et al. (2015), o aumento ou diminuição do grau de sub-resfriamento pode levar a condições de metaestabilidade bem diferentes. Ou seja, a condição metaestável é fortemente dependente do histórico do escoamento.

Conforme apresentado na Seção 2.3, o escoamento metaestável pode levar à ocorrência de vaporização explosiva (onda de evaporação), conforme proposto por Simões-Moreira e Bullard (2003) e Angelo, Moreira e Barrios (2005). A ocorrência de condição metaestável fará com que o fluido vaporize subitamente através do processo físico da onda de evaporação. Se a queda de pressão através da onda de evaporação for suficientemente forte, um ponto sônico imediatamente à jusante da onda de evaporação pode ser gerado, levando à ocorrência de uma onda de choque no interior do tubo capilar. A onda de evaporação e principalmente a onda de choque podem transmitir considerável energia

acústica para o tubo capilar, podendo ser a responsável pela intensa vibração captada na tubulação. A excitação acústica localmente concentrada na região da onda de evaporação e de choque teria a capacidade de se propagar à jusante, na direção da saída do tubo, somando-se à excitação gerada no jato (embora amortecida pelo escoamento bifásico). A propagação à montante, através do escoamento, encontraria uma barreira maior devido à elevada impedância do escoamento puramente líquido.

Foram realizadas simulações utilizando-se o modelo de Simões-Moreira e Bullard (2003) para a determinação da solução de Chapman-Jouguet (condição sônica) para uma onda de evaporação criada a partir de uma condição metaestável no interior do tubo capilar. A subpressão de vaporização (ou o grau de superaquecimento do líquido) foi calculado a partir do modelo de Chen e Lin (2001). Como o escoamento após a onda de evaporação é definido como homogêneo, para a determinação da velocidade de propagação acústica local, foi utilizado o modelo de Van Dijk (2005) para escoamentos dispersos. Os resultados indicaram que o número de Mach calculado para a solução de Chapman-Jouguet resulta bastante inferior a 1, indicando que as formulações tradicionais de velocidade de propagação acústica local em escoamentos bifásicos se mostram inadequadas para a análise do problema em escoamentos. A queda de pressão na onda de evaporação não se mostra muito significativa, e considerando a recuperação de pressão no possível choque, a ocorrência do fenômeno não alteraria significativamente a vazão mássica através do tubo capilar.

Em síntese, as evidências experimentais colhidas permitem afirmar que:

- /i/ as anomalias acústicas são desproporcionais às mudanças termodinâmicas, indicando tratar-se ou de um fenômeno acústico não-linear, ou de um fenômeno envolvendo condição de não-equilíbrio termodinâmico (escoamento metaestável);
- /ii/ a anomalia mostrou-se claramente associada a regimes de operação fortemente transientes, que são inerentes ao sistema de refrigeração;
- /iii/ a anomalia mostrou-se recorrente em quase todos os ensaios pós-degelo, devido ao forte aquecimento do evaporador;
- /iv/ a anomalia mostrou-se menos frequente nos ensaios com menor rotação do compressor.

Fatores operacionais como o aumento da carga térmica do refrigerador e a abertura de portas tem como efeito imediato o aumento do grau de superaquecimento e da temperatura de saída do evaporador, de

forma que estes fatores também podem induzir a ocorrência da anomalia.

5.2 Excitação acústica tipo explosão (*burst*)

Em algumas condições de operação, um ruído anômalo, similar a um estouro (*burst*), pôde ser detectado. Ao contrário do anterior, este tipo de excitação fez-se claramente audível, sendo captado com o microfone. A excitação surge a partir do momento em que se inicia a formação de vórtice e engolimento de vapor na entrada do tubo capilar.

As Tabelas C.14 e C.15 indicam os ensaios onde a anomalia *burst* pôde ser observada, respectivamente para a condição de operação normal e para a condição pós-degelo. A anomalia não foi observada em nenhum dos ensaios adicionais (ensaios 25 a 37, 25D a 37D). Nos ensaios em condição normal, a ocorrência da anomalia, embora rara, ocorreu com todos os tubos capilares. Já nos ensaios pós-degelo, a anomalia foi ainda mais rara. As condições 21 e 23 mostraram-se particularmente críticas, tendo a anomalia sido observada tanto na condição normal quanto na condição pós-degelo.

5.2.1 Caracterização acústica da anomalia

A Figura 5.16 apresenta a leitura direta do sinal do acelerômetro localizado na entrada do evaporador (A1), podendo-se verificar que, a partir do momento de início de formação do vórtice, o sinal passa a apresentar *spikes* (picos) de intensidade elevada. A análise detalhada do sinal permitiu constatar que o *spike* apresenta um padrão de uma excitação tipicamente impulsiva, com um decaimento exponencial bem definido. A análise a partir da leitura direta do sinal foi utilizada neste caso para se evitar a atenuação resultante do filtro anti-distorção (função de Hann – Apêndice A).

A Figura 5.17 mostra a leitura direta dos acelerômetros na saída do evaporador (A3) e do gabinete (A6), mostrando como neste caso o padrão do sinal se repete nos diversos sensores. A leitura dos acelerômetros no meio do evaporador (A2) e na linha de líquido, antes do filtro secador (A4) também apresentam os *spikes*, porém de magnitude bem menor do que o observado nos demais acelerômetros.

A Figura 5.18 apresenta os valores de nível global de pressão acústica e aceleração na entrada do evaporador, observando-se um aumento desta última durante o período em que o ruído foi percebido, que coincide exatamente com o período em que a formação do vórtice se

manteve. Após o período indicado, o nível de líquido no filtro secador volta a se elevar e o vórtice é interrompido, fazendo com que a excitação anômala cesse. O sinal de pressão acústica não mostra alteração perceptível.

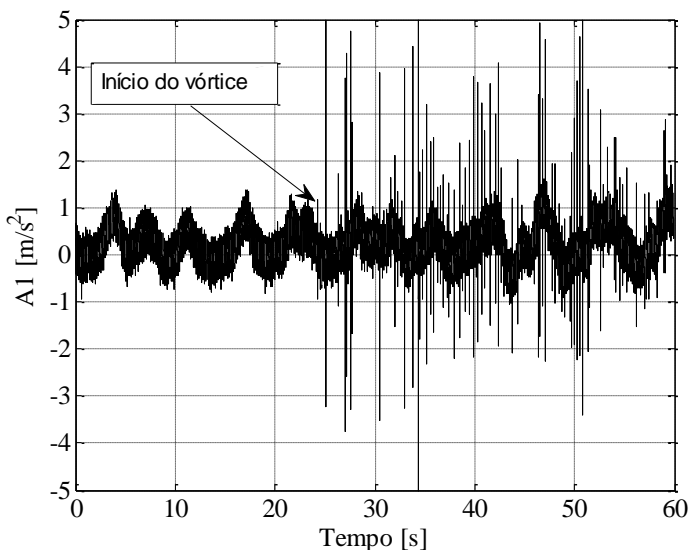
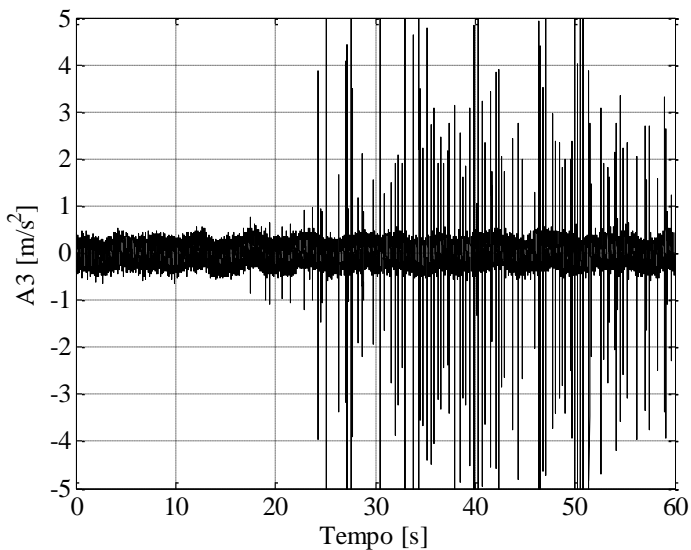


Figura 5.16 – Sinal direto do acelerômetro A1 (e do evaporador) (ensaio: condição 6)

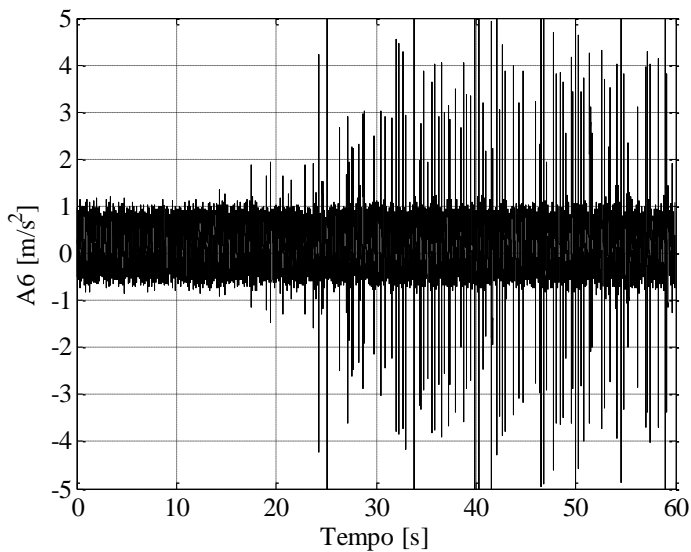
A Figura 5.19 mostra o nível global de aceleração na saída do evaporador (A3), na linha de líquido (A4) e no gabinete (A6), no mesmo ensaio e período de tempo.

A observação do mesmo padrão de sinal e mesma elevação de nível global permite concluir que a excitação é facilmente propagada através da estrutura, donde resulta a geração de ruído audível. Observa-se ainda que a amplitude de variação do nível global de aceleração em A3, A4 e A6 é maior do que em A1, o que reforça a ideia de que a origem desta anomalia não é o escoamento em jato na descarga do tubo capilar.

Por fim, na Figura 5.20, observa-se que, à semelhança do sinal na entrada do evaporador, a medição da pressão acústica na saída do evaporador (P6) e na linha de líquido (P4) também não mostram alteração perceptível no nível global dos sinais. A leitura direta dos sinais destes sensores também não apresenta os *spikes* característicos.



(a)



(b)

Figura 5.17 – Sinal direto dos acelerômetros: a) A3; b) A6 (ensaio: condição 6)

O conjunto de evidências apontam claramente que a origem da excitação é o escoamento ao longo do tubo capilar, e que a excitação se

transmite localmente para as paredes do tubo, propagando-se estruturalmente.

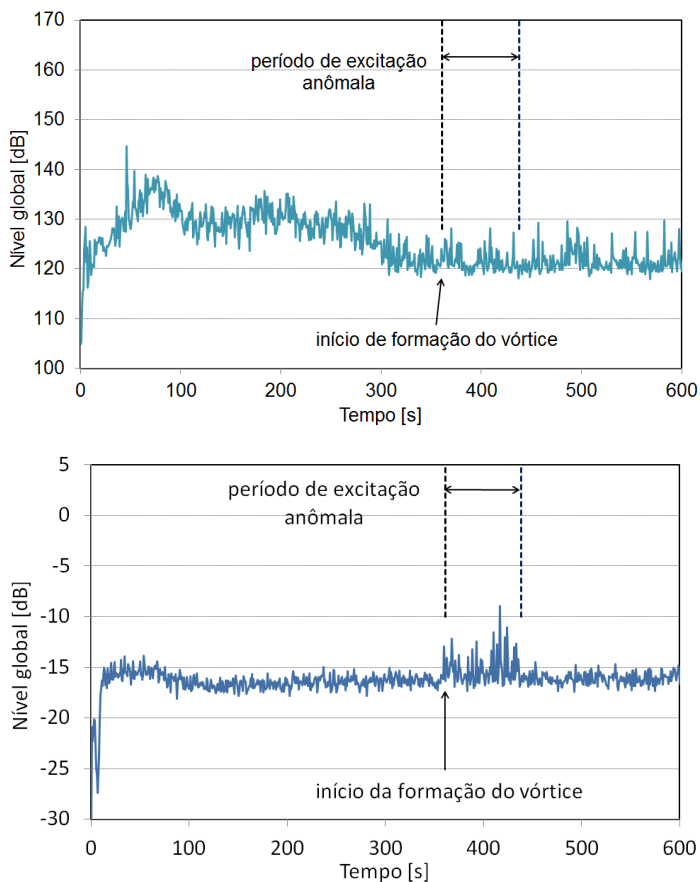


Figura 5.18 – Sinais acústicos na entrada do evaporador: a) pressão acústica (P5); b) aceleração (A1) (ensaio: condição 6)

A análise da evolução temporal da distribuição espectral do sinal da aceleração A1 mostra que, mesmo sendo uma excitação impulsiva (que tipicamente produz uma saturação em amplas faixas de frequência), a excitação apresenta maior intensidade em algumas faixas de frequência (aproximadamente 2,5 a 5 kHz, e entre 8 e 9 kHz, além de uma intensificação na faixa entre 1,0 e 1,5 kHz). Estas faixas de frequência

estariam dentro das faixas previstas pelo modelo de Han, Jeong e Kim (2011), para bolhas alongadas (eq. 2.25).

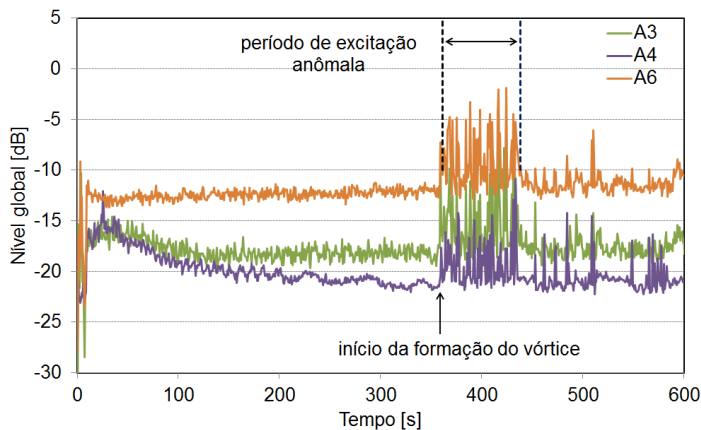


Figura 5.19 – Aceleração global na saída do evaporador, linha de líquido e gabinete (ensaio: condição 6)

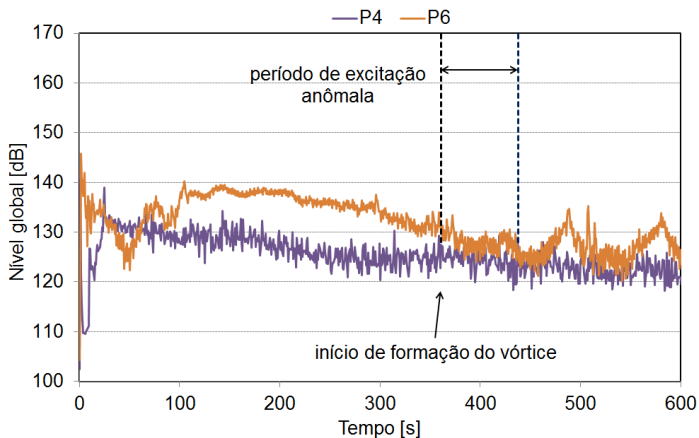


Figura 5.20 – Pressão acústica global na saída do evaporador e linha de líquido (ensaio: condição 6)

A anomalia somente foi observada em condição de formação de vórtice intermitente, justamente a que favorece a formação de bolhas isoladas menores. Quando se dá a formação de vórtice contínuo, há um núcleo de vapor aproximadamente constante na entrada do tubo capilar

e, embora possivelmente este núcleo de vapor seja reduzido a bolhas isoladas à jusante da entrada (conforme Figura 2.11), estas bolhas são maiores e mais próximas umas das outras.

A anomalia mostra clara semelhança com o fenômeno observado por McLevige e Miller (2001). Com a formação do vórtice, ocorre a ingestão de vapor na forma de bolhas, que são transportadas pelo escoamento e que, quando atingem o trocador de calor com a linha de sucção, são subitamente resfriadas. Produz-se assim as condições para o choque induzido por condensação, e a energia vibratória gerada pela bolha é transmitida localmente para o tubo capilar e para a linha de sucção, e desta para o gabinete. Nos ensaios com o tubo capilar de menor diâmetro, o acelerômetro A2, originalmente posicionado no meio do evaporador foi posicionado diretamente sobre o trocador de calor, e detectou as mesmas excitações, com intensidade ainda maior do que os demais, confirmando a origem da excitação.

O fato da excitação não estar sendo captada pelos sensores de pressão acústica evidencia que a excitação ao longo do escoamento está sendo atenuada pelo próprio escoamento, tanto à montante quanto à jusante do ponto de colapso, pela presença do escoamento bifásico (VAN DIJK, 2005).

Cabe então analisar as características do escoamento durante o fenômeno, de forma a confirmar a hipótese.

5.2.2 Caracterização termo-fluidodinâmica da anomalia

As figuras a seguir mostram a evolução de algumas das principais grandezas do escoamento, ao longo do período de ocorrência da anomalia. No ensaio apresentado, o período de início e fim da anomalia coincide exatamente com o início e interrupção da formação de vórtice.

A Figura 5.21a mostra a evolução da pressão de condensação (sensor Pt3) e da pressão de evaporação (sensor Pt4), bem como da pressão na seção de saída do tubo capilar (p_c), podendo-se observar que, no período de ocorrência da anomalia (que se inicia com a formação de vórtice), as variáveis já se encontram razoavelmente estabilizadas, e o jato se encontra sub-expandido (pressão na extremidade do tubo capilar é maior que a pressão no evaporador).

A Figura 5.21b mostra que o grau de sub-resfriamento é bem baixo, mantendo-se razoavelmente estabilizado. Da mesma forma, o grau de superaquecimento também é bem baixo, e oscila bastante durante e após o período de ocorrência da anomalia. Esta oscilação é consequência da oscilação do escoamento bifásico no evaporador.

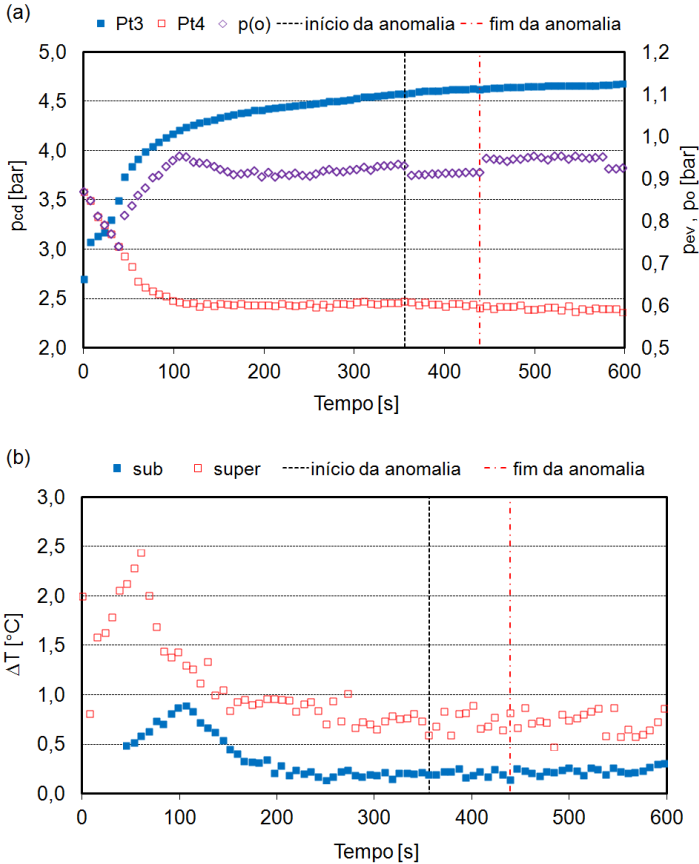


Figura 5.21 – Evolução das variáveis termodinâmicas: a) Pt3, Pt4 e p_0 ; b) grau de sub-resfriamento e superaquecimento (ensaio: condição 6)

A Figura 5.22a mostra a evolução da vazão mássica e da fração mássica na saída, podendo-se perceber em ambas as variáveis (assim como no valor de p_0 na Figura 5.21a) o salto de valor decorrente do início e interrupção da formação do vórtice. Consta-se ainda que, durante o período de formação de vórtice, ambas as variáveis se apresentam mais estáveis (isto é, apresentam menor oscilação).

Na Figura 5.22b observa-se a evolução da potência mecânica do jato (W_m) e do sinal de pressão acústica na entrada do evaporador (P5). Consta-se que o sinal de P5 não reflete o degrau observado em W_m . Ao contrário da anomalia *screech*, os valores absolutos de W_m e P5

durante a ocorrência da anomalia *burst* são relativamente baixos (comparar com Figura 5.7a e Figura 5.13a).

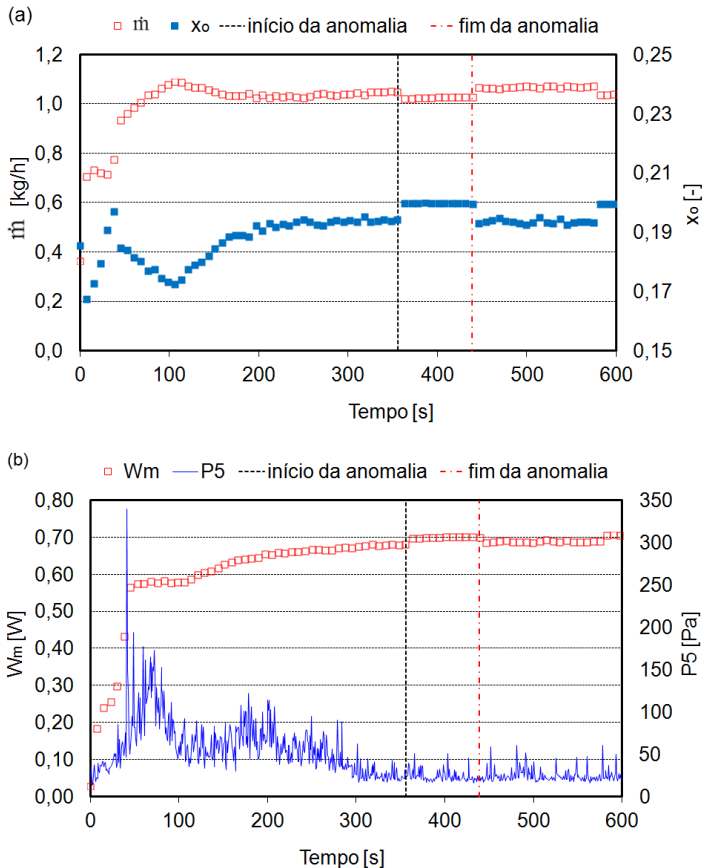


Figura 5.22 – Evolução das variáveis termodinâmicas: a) \dot{m} e x_o ; b) W_m e P_5 (ensaio: condição 6).

A Figura 5.23a apresenta a evolução do número de Jakob e da aceleração na entrada do evaporador (A1). Consta-se que o número de Jakob mantém-se bastante estável durante o ciclo de operação e durante o período de ocorrência da anomalia. Por outro lado, sua magnitude é comparativamente elevada.

Por fim, a Figura 5.23b apresenta a evolução do número B e das acelerações A2 e A3, onde se pode constatar que a anomalia impactou

mais fortemente no sinal de aceleração na saída do evaporador. A magnitude do número B é comparativamente alta (Figura 4.32), e no momento exato da formação de vórtice, sofre uma elevação, por conta da influência da vazão mássica e da fração mássica de vapor na saída sobre a velocidade do escoamento e sobre o gradiente de pressão.

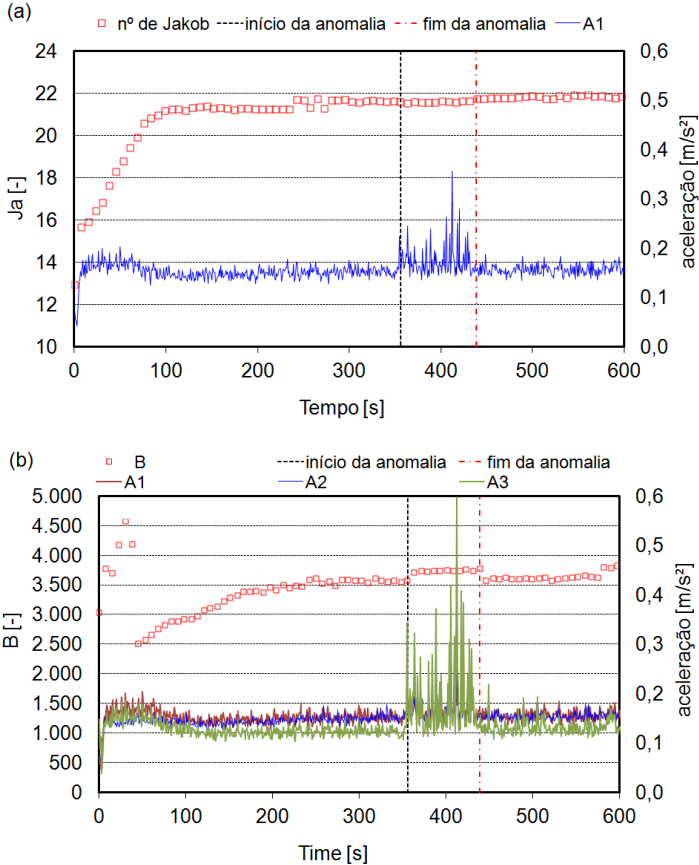


Figura 5.23 – Evolução das variáveis termodinâmicas: a) número de Jakob, A1; b) B, A2, A3 (ensaio: condição 6)

As figuras na sequência apresentam uma análise comparativa dos valores das variáveis do escoamento durante a ocorrência da anomalia (ou seja, calculados a partir dos valores médios das variáveis termodinâmicas no intervalo de tempo durante o qual se observou a anomalia),

com valores médios obtidos em intervalos de tempo semelhantes, ou seja, imediatamente após a formação de vórtice intermitente, em ensaios onde a anomalia não foi observada.

A Figura 5.24a mostra a correlação entre o número de Jakob máximo ao longo do trocador de calor, e a temperatura medida na saída do evaporador (T10). Observa-se que a ocorrência da anomalia se dá para os valores mais baixos de T10, donde resultam os valores de número de Jakob mais elevados.

A Figura 5.24b apresenta a correlação entre o número de Jakob máximo e $\Delta T1$ (a diferença entre a temperatura na entrada do tubo capilar, T7, e saída do evaporador, T10). Nesta figura apresentam-se também os resultados no período mais estabilizado do ciclo, para a condição de formação de vórtice intermitente. Novamente, os resultados para a anomalia apresentam valores mais altos de $\Delta T1$, quando comparados às condições sem anomalia. Por sua vez, constata-se que condições de operação com formação de vórtice já estabilizadas apresentam valores de número de Jakob e $\Delta T1$ da mesma ordem de grandeza das observadas na anomalia, evidenciando que a ocorrência do fenômeno é disparada pela variação do gradiente de pressão, que produz a mudança súbita no número B, evidenciado na Figura 5.23b.

A Figura 5.25a indica a correlação entre o número C e o gradiente médio de pressão ao longo do tubo capilar, $\Delta p/L_c$ (onde Δp é a diferença a pressão de condensação, P_{t3} , e a pressão de saída do tubo capilar, p_c), principal grandeza física a influenciar o comportamento dinâmico da bolha. Observa-se que, apesar dos dados com anomalia, em média, apresentarem valores do gradiente mais altos, os valores do número C não apresentam diferença significativa em relação aos dados sem anomalia.

Por fim, a Figura 5.25b mostra que, nas condições em que a anomalia ocorre, o número B é consistentemente maior, corroborando a validade deste parâmetro para indicar condições propícias à ocorrência do fenômeno.

Para as condições em que a anomalia foi observada, a avaliação dos padrão de escoamento bifásico observado na extremidade de saída do tubo capilar indicou que o padrão é sempre anular, com valores de x_0 bem superiores ao valor da transição CB-A. O padrão de escoamento bifásico na entrada do trocador de calor demonstrou também a ocorrência do padrão de bolha coalescente em todos os ensaios com anomalia. Igualmente, a avaliação do padrão de escoamento bifásico na entrada do evaporador mostrou que o padrão indicado é sempre estratificado (inter-

face suave). Então, em relação aos padrões de escoamento bifásico, os ensaios anômalos não se diferenciaram da situação sem anomalias.

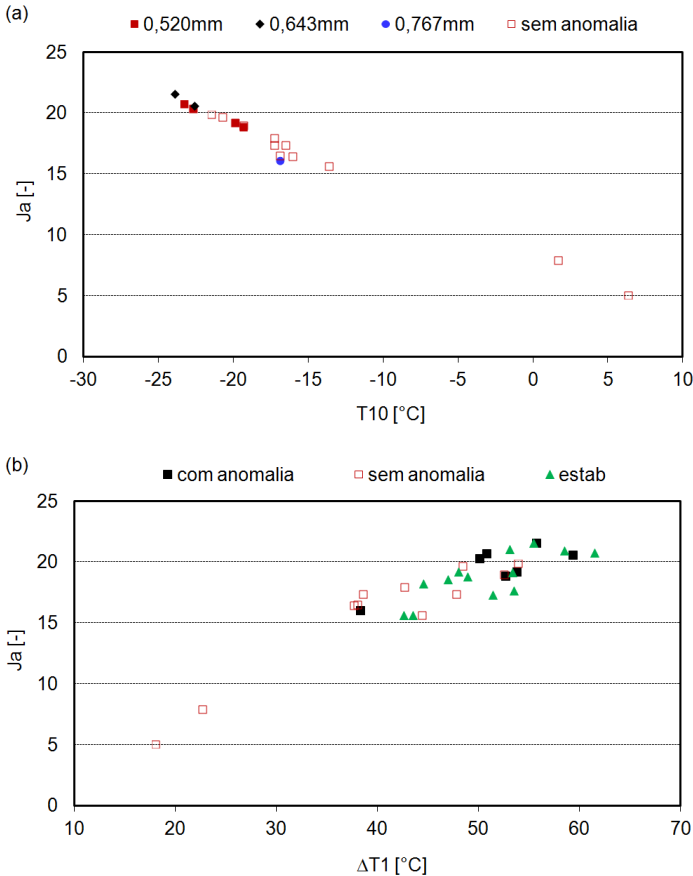


Figura 5.24 – Correlação entre o número de Jakob máximo e: a) T10; b) $\Delta T1$.

A análise fatorial da ocorrência da anomalia mostra que, em comparação com condições de formação de vórtice intermitente sem anomalia, durante a ocorrência da anomalia: /a/ a pressão de evaporação é mais baixa, do que resulta maior razão de expansão no tubo capilar (diferença entre pressão de entrada e saída); /b/ o grau de superaquecimento é menor, e a temperatura de saída do evaporador é mais baixa; /c/ grau de sub-resfriamento é mais baixo (condizente com a condição de formação de vórtice); /d/ a diferença entre a temperatura na entrada do

tubo capilar e de saída do evaporador (ΔT_1) é maior; /e/ a pressão de saída do tubo capilar, p_o , é mais baixa, do que resulta um maior gradiente médio de redução da pressão ao longo do tubo capilar; /f/ o número de Jakob máximo ao longo do trocador de calor e o número de Jakob na entrada do trocador de calor são mais altos, indicando troca de calor mais intensa no trocador de calor; /g/ o número B é mais alto, indicando maior oscilação da interface da bolha.

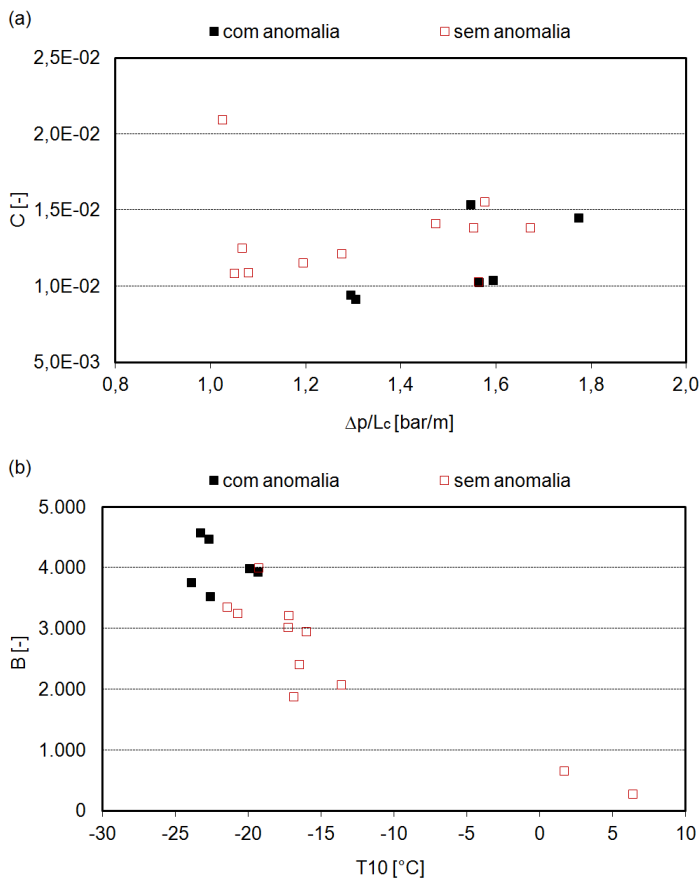


Figura 5.25 – Correlação de: a) número C com $\Delta p/L_c$; b) número B com T_{10} .

5.2.3 Conclusões

Tal qual a anomalia *screech*, a anomalia *burst* ocorre em uma condição transiente do funcionamento do ciclo de refrigeração, qual seja, quando o balanço de massa no filtro secador leva à redução da quantidade de líquido nele presente e à formação de vórtice.

A formação de vórtice faz com que as bolhas de vapor subitamente estejam presentes já desde a entrada do tubo capilar e, desta forma, modifiquem subitamente o gradiente de pressão ao longo do tubo capilar, chegando ao trocador de calor em uma condição subitamente diferente. Ou seja, uma onda de alívio de pressão percorre o tubo capilar, permitindo maior vaporização, e representando um impulso súbito para as bolhas, o que subitamente muda o padrão de oscilação das bolhas (conforme fica evidente no comportamento do número B, Figura 5.23b).

Como o regime de vórtice é intermitente, ou seja, com a sucessiva formação e destruição do vórtice, isto faz com o processo se repita, com sucessivas ondas de alívio e aumento de pressão atingindo as bolhas.

Em resumo, as evidências experimentais permitem afirmar que:

- /i/ a anomalia tipo explosão foi observada quando se inicia a formação de vórtice intermitente, e quando a temperatura de saída do evaporador é bastante baixa; desta forma, as condições que governam a formação de vórtice tem influência direta sobre a probabilidade de ocorrência da anomalia;
- /ii/ os ensaios onde a anomalia ocorreu são aqueles onde se observou um longo tempo até a formação de vórtice (Tabelas C.4 e C.6), situação que possibilita ao sistema a redução da pressão de evaporação e da temperatura de saída do evaporador; neste sentido, os tubos capilares de maior diâmetro interno, por permitirem que a formação de vórtice ocorra mais cedo, reduzem a probabilidade de ocorrência da anomalia, embora somente esta medida não seja suficiente, como demonstraram os ensaios 6, 8 e 10;
- /iii/ a influência da temperatura de saída do evaporador sobre a ocorrência da anomalia sugere que estratégias que possam controlar esta variável teriam a melhor chance de evitar a probabilidade de ocorrência da anomalia.
- /iv/ esta excitação mostrou também maior probabilidade de gerar ruído audível, uma vez que ocorre dentro do tubo capilar e, desta forma, a transmissão da energia vibratória para o gabinete é facilitada.

6 ANÁLISE DO DESEMPENHO ACÚSTICO DE TUBOS CAPILARES DIABÁTICOS

6.1 Análise computacional

O modelo matemático para a simulação do escoamento no tubo capilar e seus efeitos acústicos, apresentado no Cap. 4, é utilizado para o levantamento do desempenho acústico do tubo capilar, sob diferentes condições de operação no sistema de refrigeração, e para diferentes configurações do trocador de calor com a linha de sucção.

Nas análises a seguir, exceto pelas variáveis cuja influência está sendo analisada, a configuração padrão de simulação é dada na Tabela 6.1. Todas as simulações são para o fluido refrigerante R-600a.

Tabela 6.1– Configuração padrão dos dados de entrada do modelo.

Dado de entrada	unidade	Valor
diâmetro interno do tubo capilar	[mm]	0,65
diâmetro externo do tubo capilar	[mm]	1,90
diâmetro interno da linha de sucção	[mm]	7,14
diâmetro interno do tubo de transição para o evaporador	[mm]	7,14
comprimento total do tubo capilar	[m]	3,0
comprimento de entrada do tubo capilar	[m]	0,5
comprimento do trocador de calor	[m]	2,0
configuração do trocador de calor	-	concêntrico
temperatura de condensação	[°C]	35
temperatura de evaporação	[°C]	-25
grau de sub-resfriamento à montante do tubo capilar	[°C]	0,0
grau de superaquecimento na linha de sucção à entrada do trocador de calor	[°C]	3,0
temperatura ambiente	[°C]	$T_{cd} - 13$

Os valores do número de Jakob e do número B apresentados são os valores máximos observados ao longo do trocador de calor.

6.1.1 Influência das condições de operação

A temperatura ambiente tem influência significativa sobre o funcionamento do refrigerador, por sua influência sobre a temperatura de condensação. A Figura 6.1 indica a influência das temperaturas de condensação e evaporação sobre a pressão acústica. Observa-se que quanto maior a temperatura de condensação e menor a temperatura de evaporação, maior a excitação acústica gerada. Então, p. ex., em um refrigerador dotado apenas de compartimento resfriado (maior temperatura de evaporação) o ruído gerado pelo dispositivo de expansão tenderá sempre a ser mais ameno do que em um refrigerador com congelador.

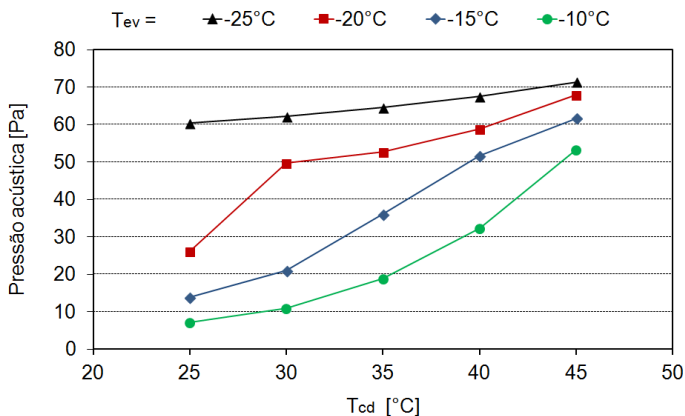


Figura 6.1 – Influência da temperatura de condensação e evaporação: pressão acústica.

A Figura 6.2a mostra a influência das temperaturas de condensação e evaporação sobre o número de Jakob máximo observado ao longo do trocador de calor. Pode-se constatar a forte influência da temperatura de evaporação, que determina a temperatura do vapor na entrada do trocador de calor pelo lado da linha de sucção e, conseqüentemente, a intensidade da troca de calor. Interessante observar a pequena influência da temperatura de condensação, que é menor quanto mais baixa é a temperatura de evaporação. Isto se deve ao fato de que, apesar do aumento da diferença de temperatura entre o tubo capilar e a linha de sucção com o aumento da temperatura de condensação, esta tem o efeito de também

aumentar a queda de pressão ao longo do trocador de calor, compensando o efeito da diferença de temperatura ao longo do trocador de calor. A Figura 6.2b indica que a tendência do número B de Florschuetz e Chao segue basicamente a mesma tendência observada para o número de Jakob, confirmando a preponderância do resfriamento sobre o comportamento da bolha.

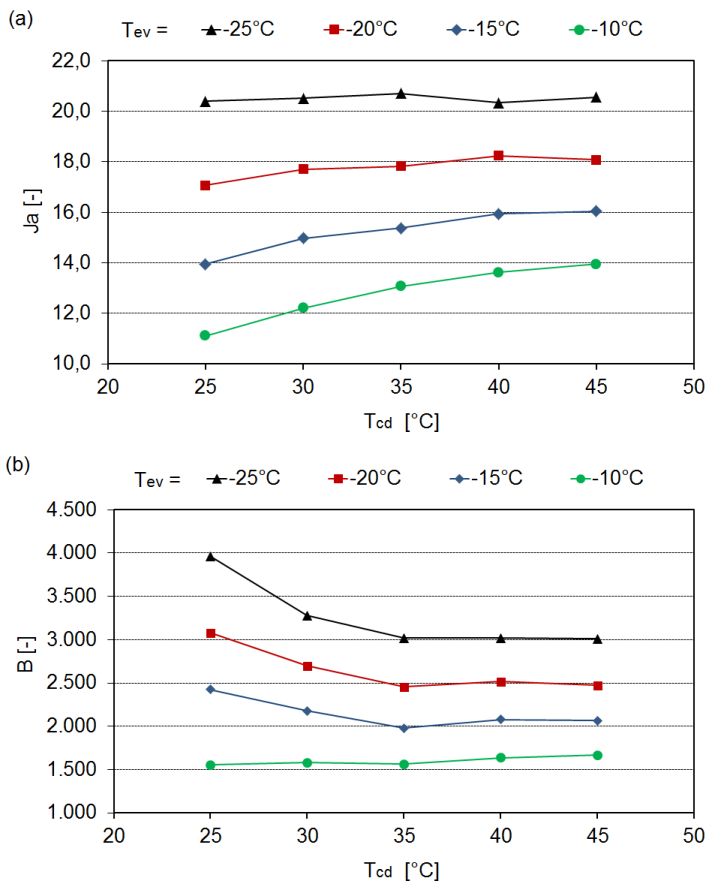


Figura 6.2 – Influência da temperatura de condensação e evaporação: a) número de Jakob; b) número B.

A Figura 6.3 apresenta a influência do grau de sub-resfriamento na entrada do tubo capilar sobre a pressão acústica, podendo-se constatar que é dependente da temperatura de condensação. O aumento do

grau de sub-resfriamento resulta em maior vazão mássica e menor fração mássica de vapor na descarga, cujo efeito combinado é o de reduzir a velocidade na descarga e a potência mecânica do escoamento. Como o aumento da vazão mássica está relacionado a um aumento da pressão de estagnação, resulta em maior razão de expansão no jato (visto que a pressão de evaporação está fixa); por sua vez, a redução de velocidade resulta em redução do número de Mach do jato. Os efeitos se combinam para o aumento da eficiência acústica, que é observado na temperatura de condensação mais baixa. Entretanto, o aumento da temperatura de condensação produz diferentes tendências, basicamente por conta do comprimento da região de escoamento de líquido.

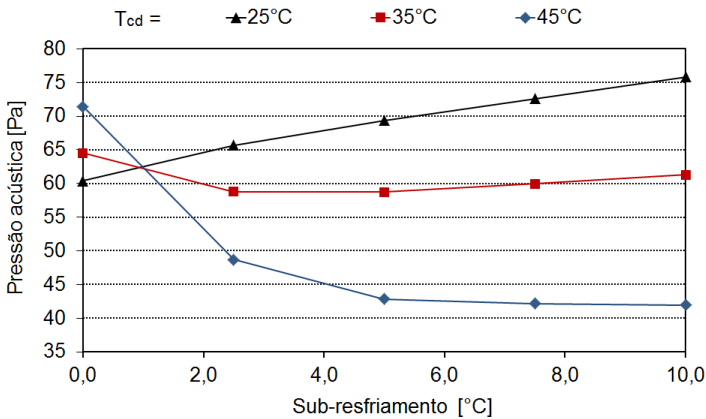


Figura 6.3 – Influência do grau de sub-resfriamento: pressão acústica.

Para a configuração de trocador de calor simulada, o grau de sub-resfriamento de 4°C já resultou em um escoamento monofásico líquido ao longo de todo o trocador de calor, para todas as temperaturas de condensação, eliminando, desta forma, o risco de ocorrência de excitação acústica devido ao resfriamento das bolhas. Por outro lado, quando o grau de sub-resfriamento é pequeno, observa-se sempre a ocorrência de recondensação ao longo do trocador de calor, nas condições simuladas, criando potencial para a ocorrência de maior oscilação acústica. Para valores de grau de sub-resfriamento baixos, a influência sobre o número de Jakob é praticamente nula.

Conclui-se então que, do ponto de vista da excitação acústica gerada pelas bolhas, uma condição de líquido fortemente sub-resfriado na entrada do tubo capilar é a melhor situação. Entretanto, para garantir a

predominância desta condição, notadamente para valores mais altos de temperatura ambiente, são necessárias configurações no sistema de refrigeração que podem resultar em efeitos contrários. Por exemplo, conforme demonstrado no Cap. 3, a redução do diâmetro interno do tubo capilar pode ser eficaz para o aumento do grau de sub-resfriamento médio verificado na entrada do tubo capilar, mas por outro lado é uma configuração que pode produzir fenômenos acústicos mais severos.

A Figura 6.4 apresenta a influência do grau de superaquecimento na saída do evaporador sobre a pressão acústica, constatando-se uma relação direta, que é mais forte quanto maior é a temperatura de condensação. De fato, ao reduzir a eficácia da troca de calor no trocador, aumenta-se bastante a fração mássica de vapor na descarga, com considerável impacto sobre a energia mecânica do escoamento, apesar da redução da vazão mássica. A razão de expansão é levemente reduzida, e o número de Mach do jato levemente aumentado, que em conjunto tendem a reduzir a eficiência acústica, mas, mesmo assim, a pressão acústica é aumentada.

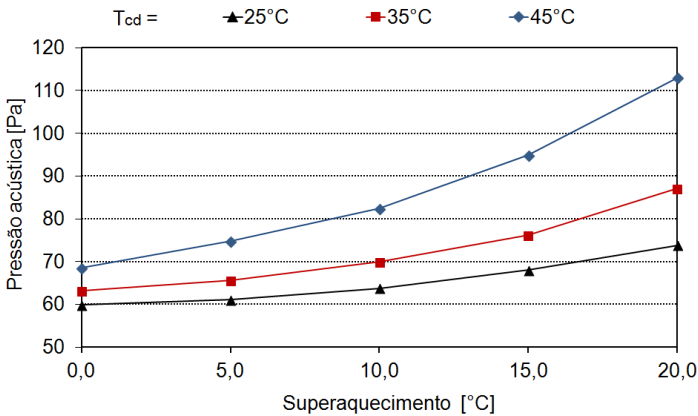


Figura 6.4 – Influência do grau de superaquecimento: pressão acústica.

A Figura 6.5a mostra a influência do grau de superaquecimento na saída do evaporador sobre o número de Jakob. Como esperado, o aumento da temperatura na entrada do trocador de calor pela linha de sucção, ao reduzir a diferença de temperatura entre as duas correntes de escoamento, reduz o efeito de resfriamento das bolhas. A Figura 6.5b mostra como o efeito de resfriamento da bolha domina o comportamento dinâmico da bolha.

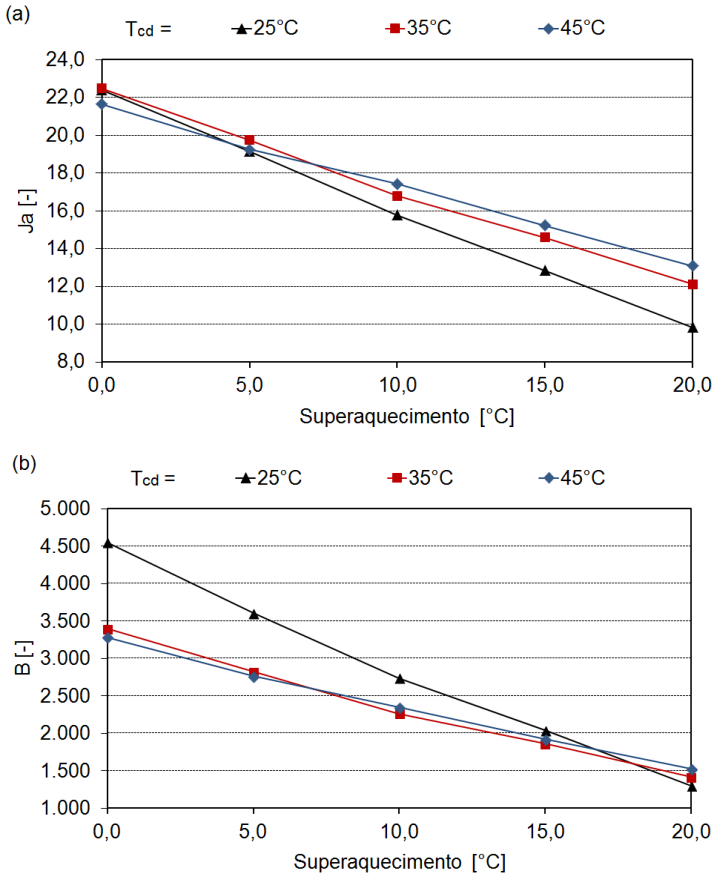


Figura 6.5 – Influência do grau de superaquecimento: a) número de Jakob; b) número B.

As principais condições de operação que governam o escoamento através do tubo capilar demonstraram uma significativa influência sobre seu desempenho acústico. Na operação normal de um refrigerador, estas condições de operação são, em geral, dependentes de fatores não controláveis, como p. ex. a temperatura ambiente, que terá forte influência sobre a temperatura de condensação e alguma influência sobre o grau de sub-resfriamento, ou a carga térmica no gabinete, que terá influência sobre a temperatura de evaporação e o grau de superaquecimento. Então, os resultados reforçam a conclusão de que os fenômenos acústicos são intrínsecos ao funcionamento normal de um refrigerador, não sendo

possível eliminá-los. Entretanto, algum controle sobre estas condições de operação seria possível, p. ex. por meio do controle da velocidade de rotação do compressor.

6.1.2 Influência da geometria do conjunto tubo capilar/TCLS

Na maioria das situações, variações da geometria do conjunto tubo capilar/TCLS terão um impacto sobre as condições de operação (temperaturas de condensação e evaporação, grau de sub-resfriamento e de superaquecimento). Por exemplo, a alteração do diâmetro interno do tubo capilar, mantendo-se todas as demais características constantes, irá alterar significativamente estas condições (conforme demonstrado nos Cap. 3 e 4). Assim, de forma a proporcionar maior significância à análise, apresenta-se a influência de cada parâmetro individual em função da variação da temperatura de condensação, mantendo-se as demais condições de funcionamento fixas. Então, assume-se que seja possível ajustar o sistema de refrigeração (capacidade e velocidade do compressor, capacidade do condensador e evaporador, carga de fluido refrigerante, entre outros) de forma a reproduzir aproximadamente as mesmas condições de operação.

A Figura 6.6a apresenta a influência do diâmetro interno do tubo capilar. Pode-se constatar que o aumento do diâmetro interno tem a capacidade de reduzir a excitação acústica, basicamente porque, apesar de permitir maior vazão mássica, a fração mássica de vapor e consequentemente a velocidade do jato são reduzidos, devido à maior eficiência do trocador de calor e menor taxa de vaporização (cabe lembrar que na linha de sucção assume-se que a vazão mássica seja idêntica a do tubo capilar). Este efeito é ainda mais ressaltado pelo fato de, ao permitir maior vazão mássica, um tubo capilar de maior diâmetro interno permitirá que o sistema opere com menor pressão de condensação. Por sua vez, um tubo capilar de diâmetro interno reduzido irá produzir maior taxa de vaporização, e precisará operar em pressões de condensação mais altas de forma a compensar a maior restrição.

A influência do diâmetro interno sobre o número de Jakob mostrou-se muito pequena. Por outro lado, a Figura 6.6b mostra que o número B é afetado, e que os tubos capilares de menor diâmetro são mais susceptíveis, visto que, quanto menor o diâmetro da bolha de vapor, maior sua intensidade de oscilação.

A Figura 6.7 apresenta a influência do diâmetro interno da linha de sucção sobre a pressão acústica. A efetividade do trocador de calor é governada basicamente pela resistência térmica convectiva no lado da

linha de sucção. O aumento de seu diâmetro interno tem o efeito de reduzir o coeficiente de convecção, reduzindo a troca de calor, que reduz a vazão mássica mas possibilita maior fração mássica de vapor na saída do tubo capilar. Para a linha de sucção de maior diâmetro interno, o resfriamento no trocador de calor inclusive não consegue reverter a vaporização do fluido nas condições simuladas, ou seja, a fração mássica de vapor ao longo do trocador de calor continua a aumentar.

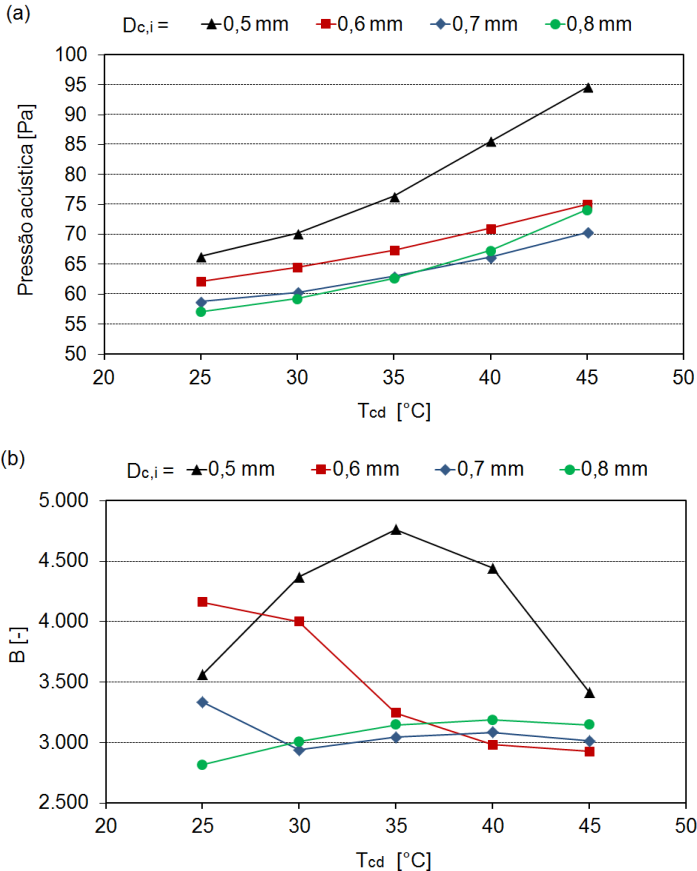


Figura 6.6 – Influência do diâmetro interno do tubo capilar: a) pressão acústica; b) número B..

Na Figura 6.8a constata-se que a influência do diâmetro interno da linha de sucção sobre o número de Jakob máximo ao longo do troca-

dor de calor é pequena, pois a redução da eficácia da troca de calor também reduz o aquecimento do vapor superaquecido na linha de sucção, aumentando a diferença de temperatura entre o escoamento no tubo capilar e na linha de sucção.

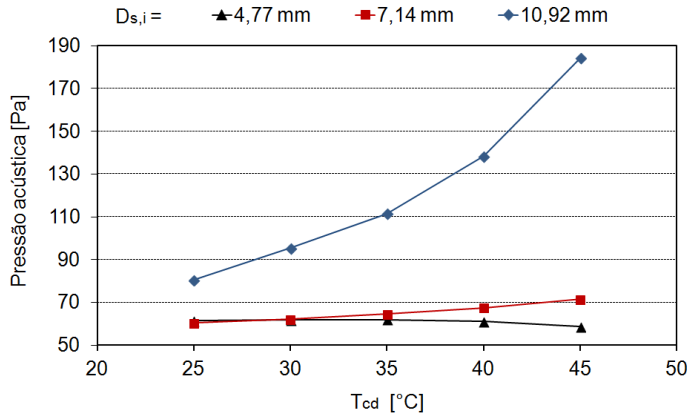


Figura 6.7 – Influência do diâmetro interno da linha de sucção: pressão acústica.

Por outro lado, a redução da eficácia da troca de calor, ao aumentar a taxa de vaporização ao longo do tubo capilar, resulta em maior queda de pressão, aumentando o efeito dinâmico sobre a bolha, resultando em aumento significativo do número B , como se pode observar na Figura 6.8b.

A Figura 6.9 apresenta a influência do diâmetro interno da tubulação de transição entre o tubo capilar e o evaporador, ou seja, a região de formação do escoamento em jato (Figura 4.2). Em geral, esta peça terá um diâmetro interno final da mesma ordem do diâmetro interno da tubulação do evaporador. Em princípio, esta dimensão não apresenta influência sobre as características do escoamento; porém, conforme se evidencia na eq. (4.42), tem significativa influência sobre a transdução da energia acústica gerada em pressão acústica. No jato confinado, a hipótese de que a maior parte da energia acústica gerada seja refletida pelas paredes internas da tubulação e se propague à jusante resulta em que, em função da conservação da energia mecânica, a área da seção transversal de propagação tenha uma relação inversa com a intensidade das oscilações de pressão, o que é demonstrado na Figura 6.9, onde se observa uma significativa redução da pressão acústica. Como as oscilações de pressão são a fonte da energia vibratória (excitação estrutural)

que se propagam através da estrutura e geram o ruído ambiente, a redução da amplitude destas oscilações resultará em menor amplitude de vibrações, com o potencial de redução do ruído ambiente gerado.

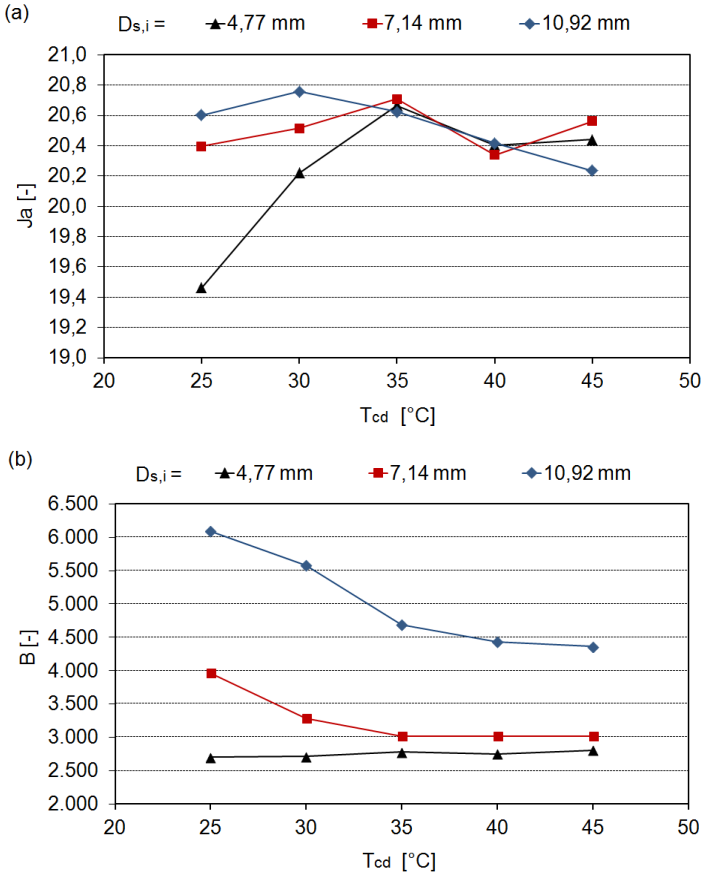


Figura 6.8 – Influência do diâmetro interno da linha de sucção: a) número de Jakob; b) número B.

Há que se observar, entretanto, que estas conclusões derivam de um modelo unidimensional simplificado, onde as características de direcionalidade da intensidade acústica gerada pelo escoamento em jato não são levadas em consideração. Também não é considerado o efeito localizado que a maior ou menor proximidade das paredes da tubulação em relação ao jato possa ter sobre o desenvolvimento da camada misturado-

ra turbulenta e a formação dos turbilhões (conforme demonstrado por Xia et al., 2014). Portanto, é possível que a redução do diâmetro interno possa eventualmente reduzir a geração de energia acústica, ao impactar negativamente nos mecanismos de geração, embora, muito provavelmente, esta redução não seja capaz de compensar o aumento da pressão acústica resultante.

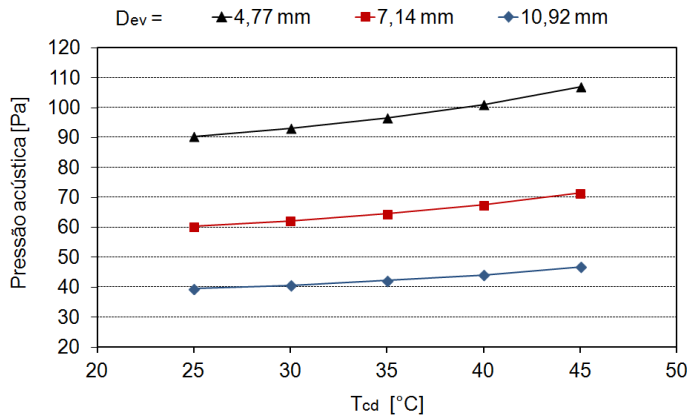


Figura 6.9 – Influência do diâmetro interno da transição para o evaporador: pressão acústica.

Além disto, na Seção 2.5.6 demonstrou-se como a redução do diâmetro interno desta tubulação tem o potencial de alterar significativamente o padrão de escoamento bifásico, induzindo a ocorrência de padrões intermitentes do tipo *slug*, que, conforme demonstrado por Han, Jeong e Kim (2011), estão relacionados a valores mais altos de excitação acústica. Ao contrário, o aumento deste diâmetro tem o potencial de manter o escoamento no padrão estratificado, e a redução de velocidade da fase de vapor tenderá a reduzir a formação de ondas na interface líquido-vapor.

Desta forma, esta dimensão característica do modelo se apresenta como a de maior impacto individual sobre a excitação acústica gerada pelo escoamento em jato, sem alterar significativamente o escoamento no tubo capilar. Por outro lado, há que se lembrar que uma tubulação de maior diâmetro no evaporador obviamente alterará a eficácia de troca de calor neste componente.

Na Figura 6.10 é mostrada a influência do comprimento do tubo capilar sobre a pressão acústica. Em função da necessidade de variar o

comprimento do tubo capilar, estes resultados são calculados para comprimento do trocador de calor e de entrada de, respectivamente, 1,0m e 0,2 m. Observa-se que, para uma dada temperatura de condensação, a pressão acústica é diretamente proporcional ao comprimento, visto que, quanto maior o comprimento, menor é a vazão mássica e maior é a fração mássica de vapor na descarga do tubo capilar, sendo esta influência diretamente proporcional à temperatura de condensação.

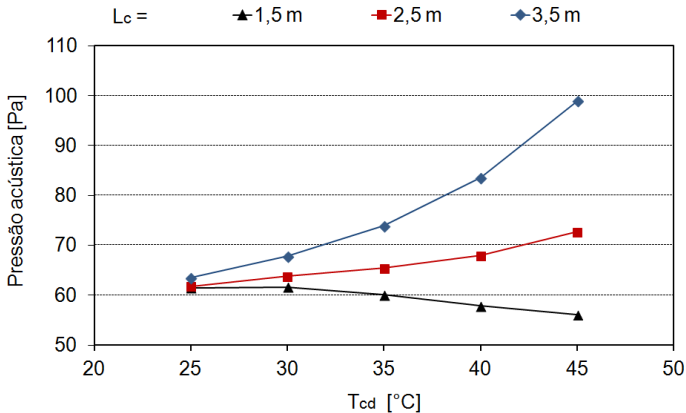


Figura 6.10 – Influência do comprimento do tubo capilar: pressão acústica.

Em relação ao número de Jakob, embora o aumento da temperatura de condensação aumente a diferença de temperatura entre o escoamento no tubo capilar e na linha de sucção (uma vez que a temperatura de saída do evaporador está fixa), a influência das demais variáveis acaba resultando em redução do número de Jakob, conforme indicado na Figura 6.11a, sendo esta redução mais acentuada quanto maior for o comprimento do tubo capilar (em função da redução da vazão mássica).

Por sua vez, observa-se na Figura 6.11b que o tubo capilar de menor comprimento resulta em valores mais elevados do número B. Entretanto, nas condições simuladas, o tubo capilar de menor comprimento foi o único a não apresentar recondensação, enquanto os dois tubos capilares de maior comprimento apresentaram recondensação em todos os casos.

Na Figura 6.12 e Figura 6.13 é apresentada a influência do comprimento do tubo capilar, para diferentes valores de diâmetro interno. Em função da necessidade de variar o comprimento do tubo capilar,

estes resultados são calculados para comprimento do trocador de calor e de entrada de, respectivamente, 1,0 m e 0,2 m.

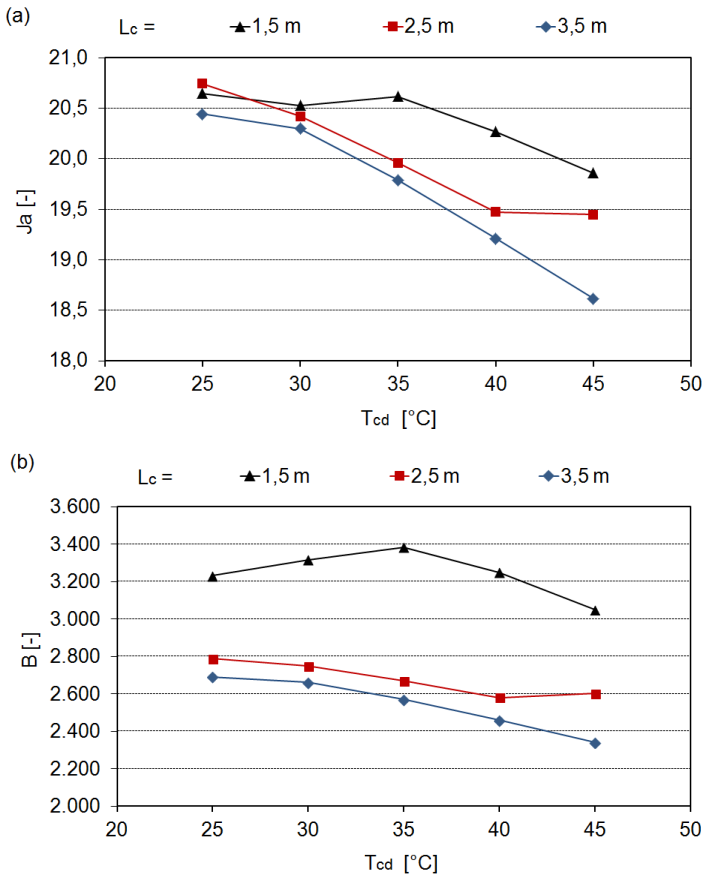


Figura 6.11 – Influência do comprimento do tubo capilar: a) número de Jakob; b) número B.

Pode-se observar que a influência do comprimento do tubo capilar é fortemente dependente do diâmetro interno, como seria de esperar. Entretanto, interessantemente, para os valores mais altos de diâmetro interno simulados, as tendências das diferentes variáveis que governam o fenômeno se compensam, fazendo com que praticamente não haja diferença entre as duas situações. Cabe lembrar que, por ser o diâmetro interno a variável mais significativa sobre o escoamento no tubo capilar,

observa-se uma grande diferença de vazão mássica e de potência de refrigeração em cada caso simulado.

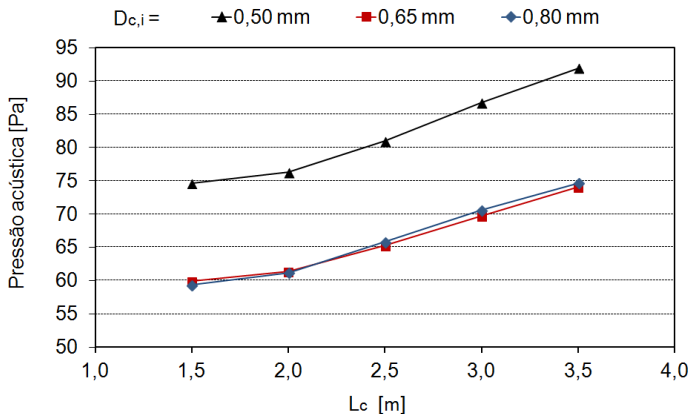


Figura 6.12 – Influência do comprimento do tubo capilar: pressão acústica.

Na Figura 6.13 pode-se constatar que, independentemente do diâmetro interno do tubo capilar, o aumento do comprimento resulta em redução do número de Jakob e do número B. No caso deste último, o tubo capilar de menor comprimento mostra-se particularmente crítico, conforme já havia sido detectado (Figura 6.11b).

A Figura 6.14 apresenta a influência da configuração do trocador de calor entre o tubo capilar e a linha de sucção sobre a pressão acústica, podendo-se observar ser esta inversamente proporcional ao comprimento do trocador de calor, uma vez que a maior troca de calor proporcionada por um trocador de maior comprimento irá resultar em menor fração mássica e velocidade na descarga, e também menor pressão crítica (donde uma menor razão de expansão do jato).

Observa-se também como a configuração de trocador de calor lateral resulta em redução da pressão acústica, visto ser uma configuração com maior eficiência de troca de calor. Cabe lembrar que, no modelo matemático proposto, a resistência térmica de condução através das paredes das tubulações é desprezada (eq. 4.16), uma hipótese adequada quando o tubo capilar e a linha de sucção estão mecanicamente soldados. Então, em configurações onde não há uma adesão forte, a resistência térmica de contato entre as duas tubulações pode ser significativa, o que reduzirá a eficiência do trocador de calor, com conseqüente aumento da excitação acústica.

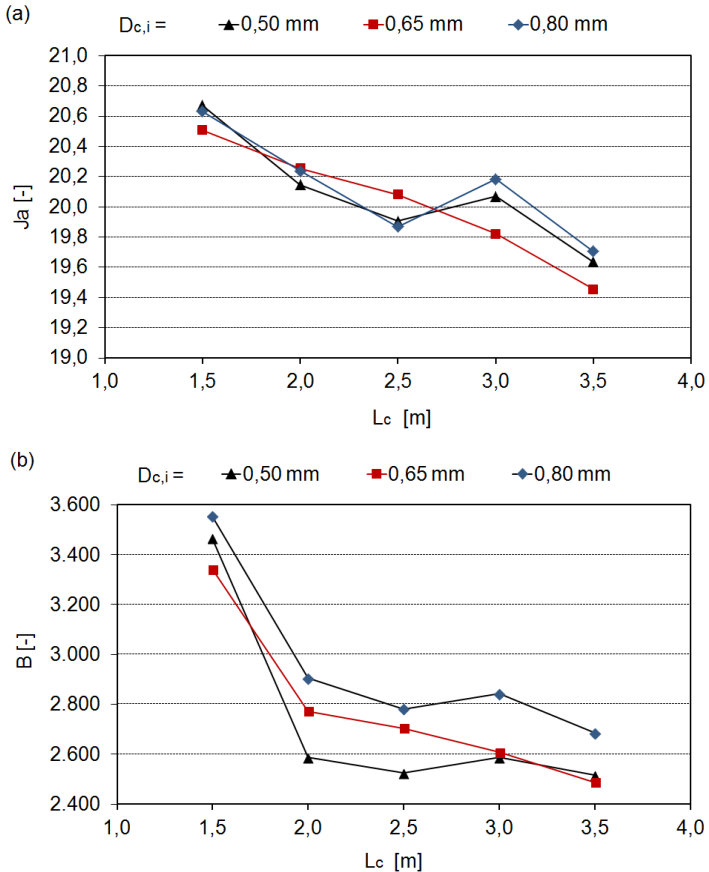


Figura 6.13 – Influência do comprimento do tubo capilar: a) número de Jakob; b) número B.

A Figura 6.15a mostra que, quanto maior o comprimento do trocador de calor, menor o número de Jakob na entrada deste. De fato, com maior comprimento de troca de calor, a temperatura na saída do trocador de calor pelo lado da linha de sucção resulta mais alta, reduzindo o valor da diferença de temperatura neste ponto A mudança da configuração para um trocador de calor lateral reduz sensivelmente o valor do número de Jakob, pelo mesmo motivo.

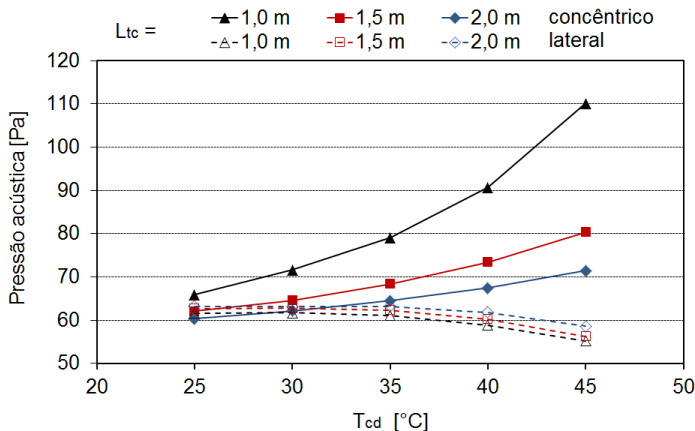


Figura 6.14 – Influência do comprimento e configuração do trocador de calor: pressão acústica.

Já na Figura 6.15b observa-se que o trocador de calor de maior comprimento fornece um maior valor do número B, devido ao efeito combinado de um maior crescimento do número de Jakob ao longo do trocador, e menor gradiente de pressão ao longo do tubo capilar, uma consequência do maior efeito de resfriamento. No caso do trocador de maior comprimento, o efeito da montagem lateral é o de reduzir o valor do número B, pela redução do número de Jakob (decorrente do menor diferencial de temperatura entre o escoamento no tubo capilar e na linha de sucção) e gradientes de pressão mais intensos (consequência da maior vazão mássica e recondensação resultante da maior troca de calor). Nos outros casos, a influência do comprimento e da configuração de trocador de calor sobre o comportamento da bolha mostrou-se pequena e imprecisa, devido ao fato de, nas condições simuladas, ocorrer recondensação do escoamento, resultando em um comprimento reduzido da região bifásica ao longo do trocador de calor.

Analisa-se a seguir a influência do comprimento da região de entrada, ou seja, o comprimento inicial do tubo capilar, antes do trocador de calor (Figura 2.2). Para esta análise, o comprimento do trocador de calor utilizado foi de 1,5m, para permitir uma maior faixa de variação do comprimento de entrada.

A Figura 6.16 mostra a influência sobre a pressão acústica. Quanto mais distante da entrada do tubo capilar estiver posicionado o trocador de calor, maior é a geração de energia acústica, pois maior é a taxa de vaporização que ocorrerá antes do trocador de calor, do que resulta

maior fração mássica na descarga. Pode-se observar que o efeito é semelhante ao da redução do comprimento do trocador de calor (Figura 6.14).

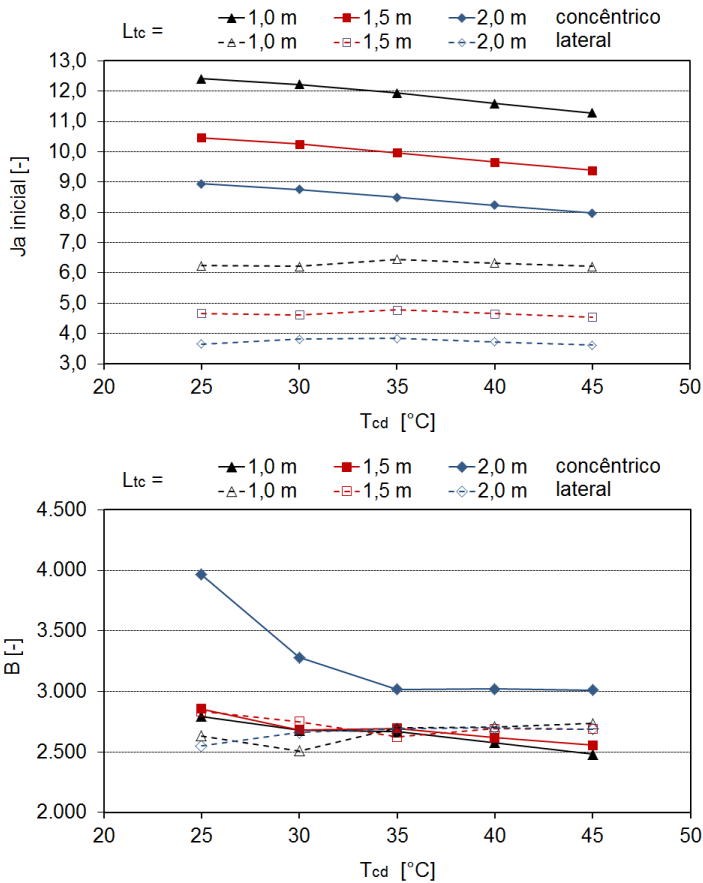


Figura 6.15 – Influência do comprimento e configuração do trocador de calor: a) número de Jakob na entrada do trocador de calor; b) número B.

Este fato também se reflete nos resultados para o número de Jakob (Figura 6.17a), que também atingirá valores maiores quanto mais afastado da entrada estiver posicionado o trocador de calor. Este resultado decorre do fato de que, com o trocador de calor posicionado mais próximo da entrada, a fração mássica de vapor do escoamento ao entrar na seção de troca de calor é menor (lembrar que a condição de entrada é de grau de sub-resfriamento nulo), e a troca de calor reduz ou até reverte

a taxa de vaporização, levando à recondensação do escoamento (que foi observada em todos os casos para os comprimentos de entrada de 0,2m e 0,5m).

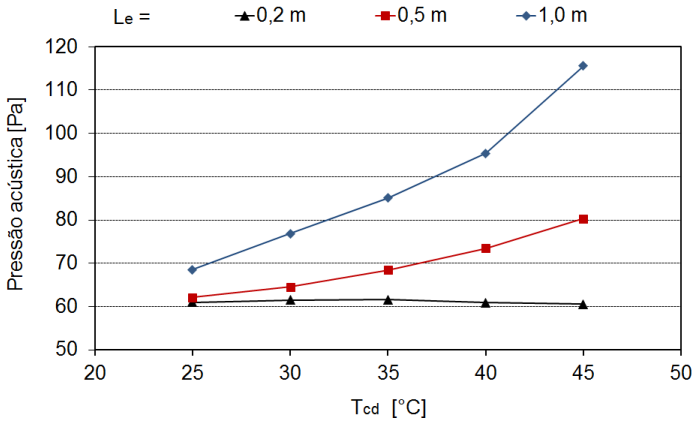


Figura 6.16 – Influência do comprimento da região de entrada: pressão acústica.

O número B (Figura 6.17b) também é mais crítico quando o comprimento da seção de entrada é maior, em função da maior influência do efeito de resfriamento da bolha. Cabe lembrar, entretanto, que a equação de Rayleigh-Plesset indica que, havendo a tendência à recondensação (ou seja, à redução do diâmetro das bolhas), o potencial de excitação acústica gerado pelas bolhas tende a ser maior. A forma como foi definido o número B, em função do diâmetro interno do tubo capilar, não permite captar esta informação. É de se esperar, portanto, um maior potencial de excitação acústica gerado pelas bolhas de vapor também para a situação de menor comprimento de entrada.

6.1.3 Síntese

A Tabela 6.2 permite uma visualização sintética da influência dos fatores. O sinal (+) ou (-) indica o aumento ou redução da variável, em função do aumento do fator. A indicação +/- indica que o efeito é dependente de outros fatores. Pode-se constatar que alguns fatores (condições de operação ou dimensões do conjunto tubo capilar/TCLS) tem influências opostas sobre um e outro fenômeno, o que dificulta a definição de uma configuração ótima ou condição de operação ideal.

Por fim, a análise deste capítulo permite afirmar que:

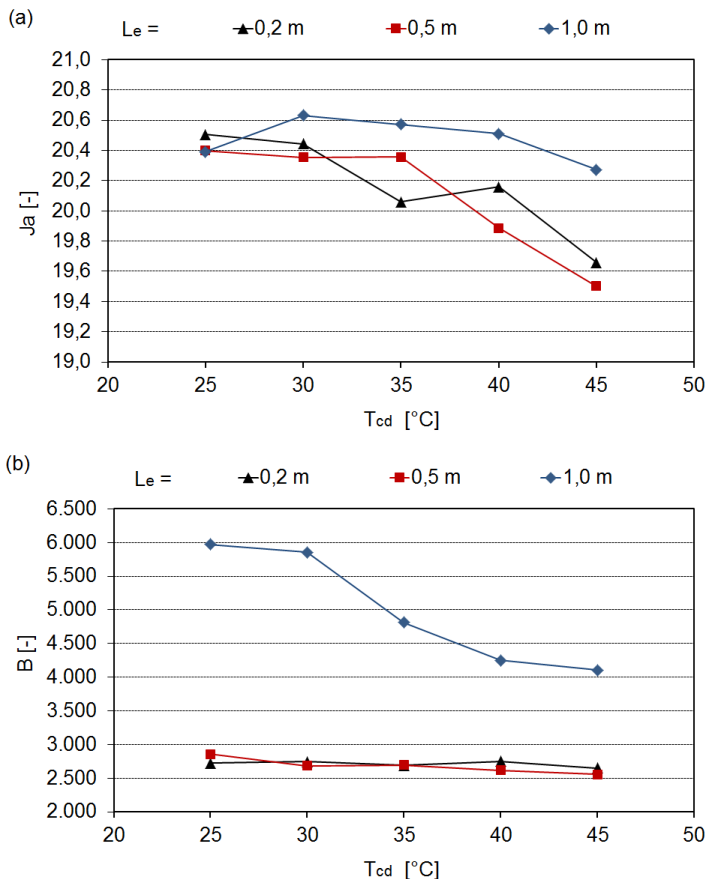


Figura 6.17 – Influência do comprimento da região de entrada: a) número de Jakob máximo; b) número B.

- /i/ o aumento da temperatura de evaporação de um sistema permite reduzir a magnitude de todas as variáveis acústicas; por outro lado, a temperatura final a ser alcançada do meio refrigerado depende desta variável, o que muitas vezes limita a possibilidade de ajuste;
- /ii/ a redução do diâmetro interno da linha de sucção, ao longo do trocador de calor, mostra o potencial de reduzir a magnitude de todas as variáveis acústicas, sendo este efeito mais intenso no trocador de calor concêntrico, revelando-se desta forma como uma alternativa válida de projeto; por outro lado, a perda de

carga entre a saída do evaporador e a sucção do compressor é aumentada, comprometendo ligeiramente a capacidade e consumo do compressor; cabe ressaltar que a redução do diâmetro interno da linha de sucção poderia em princípio ser aplicada apenas ao comprimento do trocador de calor;

/iii/ a redução do comprimento de entrada do tubo capilar também mostra o potencial de reduzir a magnitude de todas as variáveis acústicas, revelando-se como uma alternativa válida; entretanto, se esta medida vier acompanhada de um aumento do comprimento do trocador de calor, tem o potencial de aumentar a probabilidade de ocorrência de excitação acústica nas bolhas de vapor.

Tabela 6.2– Influência dos fatores sobre as grandezas físicas associadas ao desempenho acústico.

Fator	pressão acústica	Jakob	B
temperatura de condensação	+	+	-
temperatura de evaporação	-	-	-
grau de sub-resfriamento à montante do tubo capilar	+ / -	-	-
grau de superaquecimento na linha de sucção à entrada do trocador de calor	+	-	-
diâmetro interno do tubo capilar	-	+ / -	-
diâmetro interno da linha de sucção	+	+	+
diâmetro interno do tubo de transição para o evaporador	-		
comprimento total do tubo capilar	+	-	-
comprimento do trocador de calor	-	-	+ / -
comprimento de entrada do tubo capilar	+	+	+

6.2 Redução do ruído de expansão em refrigeradores

Tendo se originado de uma demanda essencialmente operacional, é natural que as conclusões obtidas no presente estudo sejam utilizadas para gerar sugestões para a redução do ruído de expansão em refrigeradores domésticos.

Foi demonstrado que o problema do ruído de expansão envolve a combinação de dois mecanismos: fluido-acústico e vibro-acústico. Então, abordagens que objetivem o controle do ruído de expansão podem atuar sobre ambos.

Controle do mecanismo fluido-acústico

Neste caso, as abordagens devem ter por objetivo mitigar a geração/propagação das excitações acústicas no escoamento (visto que é impossível eliminá-las), e podem envolver: /i/ modificar a configuração e/ou arranjo físico (*layout*) dos componentes e tubulações do sistema de refrigeração; /ii/ modificar as condições termodinâmicas de operação; /iii/ atenuar a propagação da excitação acústica através do escoamento, evitando que atinja pontos que apresentem maior transmissibilidade para a estrutura.

A efetividade da troca de calor entre o tubo capilar e a linha de sucção mostrou forte influência sobre a excitação acústica. A redução desta efetividade contribui para aumentar a excitação gerada pelo jato na descarga do tubo capilar, em qualquer condição de operação. Desta forma, atenção precisa ser dispensada ao projeto deste componente. A análise empreendida na Seção 6.1.2 demonstrou que a configuração lateral apresenta melhor efetividade de troca de calor em relação à configuração concêntrica (quando a resistência de contato entre o tubo capilar e a linha de sucção é considerada nula). Configurações de trocador de calor lateral vem sendo empregadas cada vez mais pela indústria devido ao menor custo. Porém, como a resistência de contato entre os dois tubos é um fator importante, este aspecto precisa ser adequadamente considerado, no sentido de não comprometer a efetividade do trocador de calor.

Os resultados obtidos demonstraram que o procedimento de degelo é particularmente crítico quanto às excitações acústicas, inclusive as anomalias. Desta forma, modificações neste procedimento, que pudessem reduzir o aquecimento do evaporador e a pressão de equalização, ou aumentando o intervalo de tempo entre o desligamento da resistência elétrica de degelo e a partida do compressor no ciclo subsequente, teri-

am o potencial de reduzir a excitação acústica gerada no primeiro ciclo de operação e a probabilidade de ocorrência de excitações anômalas. Naturalmente, estas modificações não poderiam prejudicar a eficácia do processo de degelo, ou a adequada conservação dos produtos resfriados.

Os resultados obtidos sugerem que o emprego de velocidade do compressor mais baixa durante os primeiros minutos de operação do ciclo de refrigeração tem o potencial de reduzir a excitação acústica gerada, tanto no jato de descarga do tubo capilar, quanto pelas bolhas ao longo deste. A velocidade deve ser progressivamente aumentada em incrementos não muito grandes, de forma a não gerar gradientes súbitos nas variáveis do escoamento. Naturalmente, as estratégias de controle precisariam ser ajustadas no sentido de antecipar o reinício do ciclo de operação, de forma a não prejudicar a conservação dos produtos resfriados. Cabe ressaltar, entretanto, que nos ensaios experimentais realizados, no ciclo pós-degelo, a anomalia *screech* foi observada mesmo nos ensaios com velocidade mínima de rotação do compressor. Ou seja, esta medida, por si só, não é capaz de eliminar o problema.

A importância da formação de vórtice sobre o escoamento e a geração de excitação acústica sugere que a alteração da posição do filtro secador ou da geometria da transição entre o filtro secador e o tubo capilar poderiam contribuir para a mitigação do problema. Por exemplo, em refrigeradores equipados com o trocador de calor com o flange do gabinete (TAF), a utilização de um filtro secador com menor diâmetro e maior comprimento, e seu deslocamento para a saída do condensador, antes do TAF, em conjunto com uma transição suave entre a linha de líquido após o TAF e o tubo capilar, teria potencial de diminuir a intermitência do escoamento na entrada do tubo capilar.

Entretanto, alterações nas dimensões do filtro secador, ou na geometria da transição entre o filtro secador e o tubo capilar, deverão basicamente alterar o instante de tempo em que se inicia a formação de vórtice, e o próprio regime de formação de vórtice, já que, com um tubo capilar de baixa restrição, e reduzida carga de refrigerante, cedo ou tarde o escoamento irá se estabilizar em um regime onde ocorra admissão de vapor pelo tubo capilar, com o engolimento de vapor, ao aumentar a restrição imposta pelo tubo capilar, acabando por suprir a restrição faltante.

Por outro lado, os dados experimentais demonstraram que o aumento da restrição no tubo capilar, ao aumentar a quantidade de líquido no filtro secador, efetivamente impede a formação de vórtice, mas acaba por aumentar a excitação acústica gerada pelo jato de descarga.

De fato, o tubo capilar com maior diâmetro interno, por apresentar menor restrição ao escoamento, possibilita um regime de formação de vórtice contínuo, condição que forneceu menor nível médio de pressão acústica na descarga do capilar, notadamente quando se utiliza uma maior carga de fluido refrigerante. Também possibilita que o vórtice se forme rapidamente, quando a eficiência do trocador de calor ainda é reduzida, o que reduz o potencial de ocorrência da anomalia tipo *burst*, e praticamente evitando a ocorrência da anomalia tipo *screech*. Por outro lado, conforme demonstram Boeng e Melo (2012), o aumento simultâneo do diâmetro interno e da carga de fluido refrigerante pode ter o efeito de aumentar o consumo do refrigerador. Desta forma, um trabalho de otimização do sistema de refrigeração como um todo precisa levar em conta estas variáveis.

A excitação gerada depende diretamente da potência mecânica do escoamento, e a razão de expansão total governa diretamente esta energia. Desta forma, uma expansão em dois estágios se apresenta como uma alternativa. O ciclo economizador (DOMANSKI, 1995) difere do ciclo típico pela existência de uma expansão em dois estágios, empregando-se um separador líquido-vapor intermediário. Após um primeiro estágio de expansão, o escoamento sofre uma separação das fases no separador, o vapor é conduzido ao compressor, e o líquido é submetido a uma segunda expansão antes de ser alimentado ao evaporador. Desta forma, o ciclo economizador apresenta potencial para aumentar o coeficiente de desempenho (COP) para todos os fluidos refrigerantes. Do ponto de vista da excitação acústica, ao dividir a expansão total em dois estágios, reduz-se a intensidade de cada processo de expansão individual, reduzindo a fração mássica de vapor e a geração de energia no jato de descarga. Além disso, permite eliminar o trocador de calor entre o tubo capilar e a linha de sucção, eliminando o fenômeno do choque por condensação. A pressão intermediária poderia ser otimizada para maior redução da excitação acústica em cada processo de expansão e, ao mesmo tempo, proporcionar o melhor desempenho termodinâmico possível. Naturalmente, este ciclo de refrigeração irá demandar a utilização de um compressor com dois níveis de pressão de sucção.

A importância da excitação gerada pelo escoamento em jato na descarga do capilar sugere uma revisão da geometria da transição entre o tubo capilar e a entrada do evaporador, com o objetivo de dissipar a energia mecânica e acústica do escoamento em jato. Como a excitação acústica é originada pelos turbilhões turbulentos formados na interface do jato, e na sua interação com o choque sônico no núcleo do jato (se ocorrer), uma geometria que dificulte a formação dos turbilhões e dissi-

pe a energia do escoamento pode contribuir para reduzir a excitação acústica, possivelmente eliminando a necessidade de outras modificações que pudessem alterar o desempenho energético do sistema.

Os resultados da simulação indicaram que o aumento do diâmetro interno da seção de transição entre o tubo capilar e o evaporador apresenta-se como a medida individual mais simples para a redução da magnitude (nível) da pressão acústica gerada pelo escoamento em jato, visto que tem a capacidade de distribuir a intensidade acústica gerada pelo jato (que ocorre em uma região volumetricamente pequena) através de uma seção transversal maior, reduzindo a oscilação de pressão resultante. Entretanto, esta conclusão resulta da adoção de um modelo unidimensional simplificado, onde a característica de direcionalidade da intensidade acústica gerada pelo escoamento em jato não é levada em consideração. Assim, possivelmente esta medida isolada não seja capaz de coibir/atenuar a ocorrência de excitação *screech*. Também não é levado em consideração o efeito localizado que a menor proximidade das paredes da tubulação em relação ao jato possa ter sobre o desenvolvimento da camada misturadora turbulenta e a formação dos turbilhões. Portanto, é possível que o aumento do diâmetro interno nesta região possa eventualmente permitir um aumento da geração de energia acústica. Há que observar também que, de qualquer maneira, haveria a redução de diâmetro interno na passagem do tubo de transição para o evaporador, o que faria com que a intensidade da excitação acústica voltasse a se concentrar em uma seção transversal menor. Por sua vez, a utilização de um evaporador com maior diâmetro interno exigiria a revisão do projeto deste componente e do sistema de ventilação, de forma a não prejudicar a efetividade da troca de calor.

Singh et al. (1999) mostraram que telas metálicas posicionadas na descarga de tubos de orifício reduziram significativamente os níveis de pressão acústica em todas as condições de operação. De fato, esta medida teria o efeito de alterar drasticamente a configuração do jato, interferindo na camada limite de misturamento turbulento, e formando padrões de escoamento em esteira em torno dos filamentos da tela metálica, o que tem o efeito de reduzir as escalas de turbulência (tamanho dos turbilhões), deslocando desta forma a energia acústica gerada pela dissipação da energia mecânica para faixas de frequência mais altas, que por sua vez são mais fortemente atenuadas.

Assim, conclui-se que a presença de uma estrutura especificamente projetada, colocada imediatamente após a descarga do tubo capilar, que tenha a capacidade de alterar a estrutura do jato, de forma a interferir na formação dos turbilhões e também evitar o choque sônico

no núcleo do jato, seria a medida mais eficaz para a atenuação da excitação acústica gerada pelo jato, em quaisquer condições de operação. A estrutura precisa ser concebida de forma a não adicionar uma perda de carga excessiva ao escoamento, e não prejudicar o arrasto de óleo lubrificante.

O preenchimento da região de descarga do tubo capilar com um material poroso mostra-se como uma alternativa. O núcleo do jato, ao colidir frontalmente com as fibras ou filamentos do material poroso, geraria padrões de escoamento que evitariam a formação das escalas de turbulência maiores, alterando drasticamente a geometria típica do escoamento em jato (camada misturadora turbulenta, choque). Além disso, o preenchimento do espaço com o material poroso teria a capacidade de impedir a ocorrência de padrões de realimentação acústica que estão associados à anomalia *screech*. Por sua vez, o impacto direto do escoamento sobre as fibras ou filamentos do material, devido à força de arrasto, teria a capacidade de transmitir energia vibratória para estas estruturas. Desta forma, seria recomendável que o material poroso não fosse excessivamente rígido, sendo preferível inclusive a utilização de fibras e filamentos livres, ou seja, não rigidamente ligados entre si, de forma a minimizar a transmissão de energia vibratória através do material e deste para a tubulação.

Por fim, constata-se que os mecanismos de geração de excitação acústica identificados são inerentes ao tubo capilar. Desta forma, o emprego de um dispositivo de expansão alternativo apresenta-se como uma opção. Os mecanismos físicos sugerem que a utilização de um *plug* de material poroso como dispositivo de expansão teria o potencial de reduzir consideravelmente a incidência de problemas acústicos relacionados ao processo de expansão. No escoamento através do material poroso, o colapso de bolhas devido ao resfriamento seria eliminado, assim como o escoamento em jato na transição para o evaporador. Naturalmente, a questão da circulação de óleo no sistema precisaria ser adequadamente avaliada. Por sua vez, em sistemas que empreguem compressores livres de óleo, esta dificuldade não existiria. A redução da entalpia na entrada do evaporador poderia ser obtida com um trocador de calor entre a linha de sucção e o alojamento do *plug* poroso, o que por sua vez exigiria um meio poroso com matriz com boa condutividade térmica.

Controle do mecanismo vibro-acústico

Os resultados demonstraram claramente que, embora as fontes de excitação acústica estejam sempre presentes, nem sempre a excitação

gera ruído audível, até mesmo no caso das excitações anômalas. Desta forma, a transmissão da energia vibratória através da estrutura do refrigerador mostrou ser o mecanismo dominante no processo de percepção de ruído ambiente.

Assim, deve-se buscar formas de atenuar a transmissão da excitação acústica no escoamento para as tubulações, e a transmissão das vibrações através da estrutura do refrigerador, buscando identificar, entre outros, diferentes configurações físicas para tubulações e componentes, para a fixação de tubulações e componentes ao gabinete e, mesmo, diferentes configurações físicas (geometria, materiais) para o próprio gabinete, visto ser este o principal irradiador de ruído.

Assim, a análise cuidadosa dos caminhos de transmissão de energia vibratória reveste-se de importância fundamental no projeto de um refrigerador. Por exemplo, em relação à excitação acústica tipo *burst*, como o trocador de calor tubo capilar-linha de sucção está embutido na parede do gabinete, envolto em poliuretano expandido, a excitação é facilmente transmitida à superfície externa do gabinete, visto que o poliuretano expandido é suficientemente rígido. Uma alternativa para a mitigação deste efeito consistiria em envolver o conjunto tubo capilar-trocador de calor com um material elástico de baixa rigidez, previamente à injeção de poliuretano. Desta forma, estar-se-ia aumentando a perda de transmissão entre o conjunto e o gabinete.

A adição de massa à tubulação de transição entre o tubo capilar e o evaporador é outra alternativa que se apresenta. Os mecanismos de geração acústica no jato (estruturas de turbulência e sua interação com regiões de choque) apresentam, localmente, marcante direcionalidade. Desta forma, as excitações acústicas incidem diretamente sobre a superfície interna da tubulação e transmitem energia vibratória. A adição de massa a esta região da tubulação reduziria a frequência de ressonância do conjunto, reduzindo os níveis de vibração nas faixas de frequências características da excitação. Cabe observar, entretanto, que as excitações acústicas no escoamento tem a capacidade de se propagar ao longo do evaporador, podendo vir a produzir níveis de vibração elevados em outros pontos do conjunto.

7 CONCLUSÕES

A seguir, são apresentadas as principais conclusões do trabalho, e sugestões para trabalhos futuros.

7.1 Conclusões

- /i/ a medição direta da excitação acústica presente no escoamento do fluido refrigerante revelou-se bem sucedida; por sua vez, medições de aceleração mostraram-se erráticas, sendo fortemente influenciadas por quaisquer modificações estruturais no refrigerador; não obstante, apresentaram uma relação direta com a excitação acústica no escoamento;
- /ii/ em uma ampla faixa de condições de operação, forma-se um vórtice na entrada do tubo capilar, que permite a este succionar vapor de fluido refrigerante misturado ao líquido; o vórtice pode ser contínuo ou intermitente, sendo que a última condição produz maior oscilação do escoamento;
- /iii/ o funcionamento do tubo capilar produz necessariamente a vaporização do fluido refrigerante; na descarga do tubo capilar, forma-se um escoamento com configuração de jato bifásico, de intensidade oscilante;
- /iv/ a excitação acústica gerada pelo escoamento em jato na descarga do tubo capilar é significativa, com intensidade oscilante, em função da oscilação do escoamento; a amplitude de oscilação da excitação acústica é maior quando há formação de vórtice na entrada do tubo capilar;
- /v/ a intensidade da excitação acústica gerada pelo jato apresentou os valores mais baixos nas condições de formação de vórtice contínuo;
- /vi/ a excitação acústica gerada pelo escoamento em jato é transmitida para as tubulações, sendo capaz de gerar ruído audível; devido ao caráter oscilatório do escoamento, o ruído associado varia em intensidade e distribuição espectral ao longo do ciclo de operação do sistema de refrigeração;
- /vii/ o jato bifásico gera menor nível de energia acústica quando comparado a um jato puramente gasoso nas mesmas condições, dado que o processo de vaporização e a presença da fase líquida reduzem a energia cinética turbulenta no escoamento;

- /viii/ a eficiência de conversão de energia mecânica em acústica mostrou-se diretamente proporcional à razão de expansão da descarga, e inversamente proporcional ao número de Mach do jato;
- /ix/ o período inicial de funcionamento do ciclo de operação do sistema de refrigeração mostrou-se mais crítico em relação às excitações acústicas, devido à grande variação das grandezas físicas relacionadas ao fenômeno; o primeiro ciclo após uma operação de degelo mostrou-se ainda mais crítico;
- /x/ a excitação acústica relacionada ao comportamento das bolhas de vapor no interior do escoamento no tubo capilar evidenciou-se de maneira mais clara por meio de excitações acústicas anômalas; ademais, evidenciou-se que esta excitação não consegue se propagar ao longo do escoamento mas é capaz de gerar excitação localizada forte o suficiente para ser transmitida para a tubulação, propagando-se estruturalmente;
- /xi/ observou-se a ocorrência de níveis de excitação acústica anormalmente elevados, desproporcionais às grandezas termodinâmicas, indicando tratar-se de fenômenos de ressonância acústica; medições de aceleração na tubulação na entrada do evaporador mostraram-se um indicador confiável da ocorrência destas anomalias;
- /xii/ uma excitação anômala do tipo *screech* é produzida quando o tubo capilar ingere apenas fluido no estado líquido, e se combinam valores de fração mássica de vapor e velocidades de ejeção relativamente elevadas, condições que favorecem a probabilidade de ocorrência de choque no núcleo do jato; entretanto, o fenômeno também pode ser atribuído a condições de escoamento metaestável seguido de choque no interior do tubo capilar; os dados disponíveis e a modelação empregada não permitiram definir, de maneira conclusiva, as variáveis governantes do fenômeno;
- /xiii/ uma excitação anômala do tipo estouro (*burst*) ocorre quando a formação de vórtice se inicia, e a eficiência do trocador de calor é alta (baixa temperatura na saída do evaporador), indicando estar relacionada a uma maior excitação das bolhas de vapor presentes no escoamento; este tipo de excitação mostrou também maior probabilidade de gerar ruído audível, visto que, como ocorre no interior do tubo capilar, a transmissão da energia vibratória para o gabinete é facilitada;
- /xiv/ foi proposto um modelo para a previsão da energia acústica gerada pelo escoamento em jato na descarga do tubo capilar, empregando-se um modelo para a simulação do escoamento para a determi-

nação da energia mecânica no jato, a partir da qual a energia acústica é determinada utilizando-se o conceito de eficiência acústica, para a qual um modelo empírico foi desenvolvido;

- /xv/ o potencial de ocorrência de excitação acústica gerada por bolhas de vapor no interior do tubo capilar é avaliado por meio de números adimensionais, calculados a partir das variáveis termodinâmicas obtidas pelo modelo de simulação do escoamento;
- /xvi/ como uma alternativa de menor complexidade de cálculo, foi também desenvolvido um modelo algébrico para a previsão da potência acústica gerada pelo funcionamento do tubo capilar com trocador de calor, a partir do modelo adotado pela ASHRAE (ASHRAE, 2014).

7.2 Sugestões para trabalhos futuros

- /i/ do ponto de vista experimental, o aprofundamento do estudo demanda a adoção de um aparato experimental específico, conforme sugerido na Seção 3.6, que permitisse não somente a ampliação das faixas de condição de operação, mas também a redução da incerteza experimental, e a possibilidade de testar outros dispositivos de expansão;
- /ii/ em função da considerável influência do padrão de escoamento e de vaporização do fluido no interior do tubo capilar, sobre os fenômenos acústicos, a implantação de modelo de simulação do escoamento no tubo capilar baseado em modelo de escoamento bifásico de fases separadas e em condição de não-equilíbrio térmico e mecânico tem potencial para contribuir para um melhor entendimento dos fenômenos;
- /iii/ a análise da anomalia *screech* indicou a possibilidade de que esta excitação possa estar sendo produzida por choque sônico resultante do fenômeno da onda de evaporação, consequência por sua vez de uma condição de escoamento metaestável; desta forma, modelos de cálculo que possam incluir estes fenômenos tornam-se necessários para a evolução do estudo dos efeitos acústicos;
- /iv/ modelos complexos para escoamento bifásico demandariam uma validação experimental que pudesse avaliar, com nível de incerteza adequado, perfis de pressão e temperatura ao longo do capilar, além da supressão de vaporização; assim, o estudo experimental desta classe de escoamento necessita ser revisto e aperfeiçoado, buscando-se técnicas de medição mais eficazes e de menor incerteza experimental;

- /v/ neste sentido, uma evolução experimental muito significativa consistiria no desenvolvimento da capacidade de medição de pressão acústica no escoamento ao longo do tubo capilar; tal abordagem permitiria avaliar, com muito maior precisão, a origem das anomalias relacionadas ao comportamento das bolhas, e a importância do efeito do escoamento metaestável e fenômenos associados para os fenômenos acústicos;
- /vi/ a utilização de modelos transientes também se mostra pertinente, de forma a permitir a análise do comportamento das propriedades ao longo do escoamento quando mudanças súbitas ocorrem (por exemplo, no momento em que começa a ocorrer a formação de vórtice);
- /vii/ a metodologia da dinâmica dos fluidos computacional (CFD) apresenta-se como uma linha de estudo com bom potencial para o avanço do entendimento; modelos transientes permitem, inclusive, a avaliação direta ou semi-direta das fontes de excitação acústica associadas ao escoamento; neste campo, uma possibilidade promissora consiste no emprego do método de Lattice-Boltzmann (LBM), que poderia facilitar a inclusão das complexidades de modelação com custo computacional potencialmente menor do que, por exemplo, a simulação direta das equações de Navier-Stokes;
- /viii/ a importância do escoamento em jato demanda uma maior compreensão do fenômeno; desta forma, modelos mais complexos e robustos se fazem necessários; em função da complexidade do escoamento (bifásico, turbulento, compressível, transiente, com possibilidade de ocorrência de choques), a metodologia de dinâmica dos fluidos computacional (CFD) se apresenta como uma alternativa mais viável, e já vem sendo empregada para o estudo deste escoamento (LESSA, 2016), com relativo sucesso; novamente, o emprego do método de Lattice-Boltzmann (LBM) se mostra promissor (LEW; MONGEAU; LYRINTZIS, 2010; JI; ZHAO, 2014);
- /ix/ a modelação do comportamento dinâmico das bolhas de vapor no interior do tubo capilar mostra-se também um desafio considerável; uma abordagem lagrangeana, capaz de acompanhar a evolução da bolha ao longo do tubo capilar, a partir do momento em que é formada ou ingerida, seria recomendável, no sentido de que é esta bolha individual que, ao sofrer as variações dinâmicas e térmicas, irá modificar seu estado dinâmico de oscilação e, conseqüentemente, irradiar mais ou menos excitação acústica; esta abordagem chegou a ser tentada no presente trabalho, utilizando-se

os perfis de pressão e temperatura fornecidos pelo modelo unidimensional do escoamento para determinar as condições de contorno da bolha, mas não apresentou resultados realistas, devido às limitações do modelo; novamente, a metodologia CFD mostra-se como a mais indicada para esta análise;

/x/ os resultados experimentais demonstraram uma forte influência da carga de fluido refrigerante do sistema de refrigeração sobre os valores de pressão acústica medidos na descarga do capilar; este resultado foi associado a uma provável interdependência entre a excitação gerada na fonte (o escoamento em jato) e a propagação desta excitação através do evaporador (por exemplo, por formação de trechos de ressonância), ou pela própria excitação acústica gerada ao longo do evaporador e linha de sucção; desta forma, o aprofundamento do entendimento da propagação e atenuação destas excitações em um escoamento bifásico ao longo de uma tubulação mostra-se necessário; modelos computacionais baseados nas técnicas de diferenças finitas e volumes finitos como o de Caetano (2013) precisam ser aperfeiçoados, no sentido de se incluir a presença do escoamento e as diferentes topologias do escoamento bifásico; entretanto, tais desenvolvimentos mostram-se bastante complexos; uma abordagem mais simples, mas ainda assim capaz, na opinião do autor, de fornecer resultados úteis, consistiria no emprego do método de matriz de transmissão (FARTAD; SINGH, 1990; VAN DIJK, 2005), que permitiria o cálculo das variáveis acústicas a partir de uma modelação unidimensional do escoamento bifásico no evaporador, simplificando bastante a análise; um modelo como este poderia, inclusive, ser facilmente estendido a toda a tubulação condutora de fluido refrigerante, incluindo o condensador e as linhas de ligação entre os componentes, permitindo o estudo da influência de outras fontes de excitação acústica relacionadas ao escoamento, como as pulsações produzidas pelo compressor;

/xi/ o estudo demonstrou claramente que a transmissão da energia vibratória através da estrutura de um refrigerador é de fato o mecanismo dominante no processo de geração de ruído audível a partir do escoamento do fluido refrigerante; desta forma, para que se possa evoluir no entendimento e controle do ruído gerado por este equipamento, faz-se necessário o aprofundamento do estudo dos caminhos de transmissão de energia vibratória em uma estrutura como a de um refrigerador, incluindo aí o estudo da transmissão da excitação acústica (oscilações de pressão) presentes no escoamento;

mento para a tubulação, sua transmissão através da estrutura, e a geração de ondas sonoras pela estrutura do refrigerador, principalmente o gabinete; o estudo dos caminhos de transmissão em uma estrutura complexa como a do refrigerador coloca-se como um desafio significativo, apresentando-se por si só como um vasto campo de estudo.

REFERÊNCIAS

- ASSOCIAÇÃO BRASILEIRA DE NORMAS TÉCNICAS.
NBR 13910-2-1: Diretrizes de ensaios para a determinação de ruído acústico de aparelhos eletrodomésticos e similares. Parte 2: Requisitos particulares para refrigeradores, combinados e similares. Rio de Janeiro, 1997.
- AL TAWEEL, A. M.; LANDAU, J. Turbulence modulation in two-phase jets. *Int J Multiphas Flow*, [S.l.], v. 3, p. 341-351, 1977.
- ALBERTAZZI JR., A.; SOUZA, A. R. **Fundamentos de Metrologia Científica e Industrial**. [S.l.]: Manole, 2008.
- AMERICAN NATIONAL STANDARDS INSTITUTE; INSTRUMENT SOCIETY OF AMERICA. **ANSI/ISA-75.17-1989**: Control Valve Aerodynamic Noise Prediction. Research Triangle Park, 1989.
- AMERICAN SOCIETY OF HEATING, REFRIGERATING AND AIR CONDITIONING ENGINEERS. **ASHRAE Standard 28**: Method of Testing Flow Capacity of Refrigerant Capillary Tubes. Atlanta, 1996.
- _____. **ASHRAE Handbook – Refrigeration**. Atlanta, 2014.
- ANGELO, E.; SIMÕES-MOREIRA, J. R.; BARRIOS, D. B. Theory and Occurrence of Evaporation Waves. In: 18th INTERNATIONAL CONGRESS OF MECHANICAL ENGINEERING, 2005, Ouro Preto, MG. **Proceedings**. [S.l.]: ABCM, 2005.
- APAYDIN, T.; HEPERKAN, H. Experimental investigation of R-600a refrigerant flow inside adiabatic capillary tube. *Sigma J Eng & Nat Sci*, [S.l.], v. 34(2), p. 241-252, 2016.
- BAUMANN, H. D. On the Prediction of Aerodynamically Created Sound Pressure Level of Control Valves. In: 1970

- ASME WINTER MEETING WM/FE 28. **Proceedings**. 1970. Paper 70.
- _____. Coefficients and Factors Relating to Aerodynamic Sound Level Generated by Throttling Valves. **Noise Control Eng**, [S.l.], v. 22, n. 1, p. 6-11, 1984.
- _____. A Method for Predicting Aerodynamic Valve Noise Based on Modified Free Jet Noise Theories. ASME 1987 WINTER ANNUAL MEETING WA/NCA-7. **Proceedings**. 1987. Paper 28.
- BITTLE, R. R.; CARTER, J. A.; OLIVER, J. V. Extended insight into the metastable liquid region behavior in an adiabatic capillary tube. **HVAC&R Res**, [S.l.], v. 7, n. 2, p. 107-123, 2001.
- BLACKSTOCK, D. T. **Fundamentals of Physical Acoustics**. New York: John Wiley, 2000.
- BOABAID NETO, C. **Estudo sobre o ruído de expansão em refrigeradores domésticos – V. I: análise experimental do refrigerador modelo BRE51**. Florianópolis: POLO Research Laboratories for Emerging Technologies in Cooling and Thermophysics, Universidade Federal de Santa Catarina, Depto. de Engenharia Mecânica, 2013.
- BOENG, J. **Uma metodologia para a seleção do par tubo capilar-carga de refrigerante que maximiza o desempenho de refrigeradores domésticos**. 2012a. 141 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica) – Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 2012a.
- _____. Comunicação pessoal. 2012b.
- _____; MELO, C. A capillary tube-refrigerant charge design methodology for household refrigerators – Part II: equivalent diameter and test procedure. In: 2012 INTERNATIONAL REFRIGERATION AND AIR CONDITIONING CONFERENCE AT PURDUE. **Proceedings**. West Lafa-

- ette, 2012. Paper 2146. Disponível em:
<<http://docs.lib.purdue.edu/iracc/1180>>. Acesso em: 11 dez. 2015.
- BOX, G. E. P.; HUNTER, J. S.; HUNTER, W. G. **Statistics for Experimenters**. 2 ed. Hoboken: Wiley Interscience, 2005, 633 p.
- BRENNEN, C. E. **Fundamentals of Multiphase Flow**. [S.l.]: Cambridge University Press, 2005.
- BRIDGMAN, P. W. **Dimensional Analysis**. New Haven: Yale University Press, 1922. Disponível em:
<<https://archive.org/details/dimensionalanaly00bridrich>>. Acesso em: 27 ago. 2016.
- CAETANO, A. L. G. **Estudo do ruído gerado por escoamentos bifásicos em refrigeradores**. 2013. 102 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica) – Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 2013.
- _____. **Estudo numérico do processo de expansão em refrigeradores**. 2016. Proposta de Tese (Doutorado em Engenharia Mecânica) – Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 2016.
- CARUSO, G.; CRISTOFANO, L.; NOBILI, M.; VITALE DI MAIO, D. 2013. Experimental investigation of free surface vortices and definition of gas entrainment occurrence maps. In: 31st UIT HEAT TRANSFER CONFERENCE, 2013. Disponível em
<<http://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/501/1/012019/pdf>>. Acesso em: 03 jul. 2015.
- CARVALHO, R. S. T. **Métodos de identificação de fontes de ruído em um refrigerador**. 2008. 98 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica) – Programa de Pós-

Graduação em Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 2008.

- CHEN, D. K. **Flashing Flow of Refrigerant HFC-134a through a Diabatic Capillary Tube**. 1997. Ph.D. Thesis, Concordia University, Montreal.
- CHEN, D.; LIN, S. Underpressure of vaporization of refrigerant R-134a through a diabatic capillary tube. **Int J Refrig**, [S.l.], v. 24, p. 261-271, 2001.
- CHURCHILL, S. W. Friction-Factor Equation Spans all Fluid-Flow Regimes. **Chem Eng**, [S.l.], v. 84, p. 91-92, 1977.
- CICCHITTI, A.; LOMBARDI, C.; SILVESTRI, M.; SOLDAINI, G.; ZAVATARELLI, R.; Two-phase cooling experiments – pressure drop, heat transfer and burnout measurements. **Energia Nucleare**, [S.l.], v. 7, p. 407-425, 1960.
- CIONCOLINI, A., THOME, J. R. Entrained liquid fraction prediction in adiabatic and evaporating annular two-phase flow. **Nucl Eng Des**, [s.l.], v. 243, p. 200-213, 2012.
- CRISTOFANO, L., NOBILI, M., CARUSO, G., 2014, Experimental study on unstable free surface vortices and gas entrainment onset conditions. **Exp Therm Fluid Sci**, New York, v. 52, p. 221-229, 2014.
- DANON, H.; WOLFSHTEIN, M.; HETSRONI, G. Numerical Calculations of Two-phase Turbulent Round Jet. **Int J Multiphas Flow**, [S.l.], v. 3, p. 223-234, 1977.
- DAVIES, H. G.; FLOWCS-WILLIAMS J. E. Aerodynamic sound generation in a pipe. **J Fluid Mech**, v. 32, p. 765-778, 1968.
- DEVAUD, M.; HOCQUET, T.; BACRI, J. C.; LEROY, V. The Minnaert bubble: an acoustic approach. **Eur J Phys**, [S.l.], v. 29, p. 1263-1285, 2008.
- DOEBELIN, E. O. **Measurement Systems: Application and Design**. 4 ed. Singapore: McGraw-Hill, 1990.

- DOMANSKI, P. A. Minimizing throttling losses in the refrigeration cycle. In: 19th INTERNATIONAL CONGRESS OF REFRIGERATION. **Proceedings**. [S.l.]: 1995. Paper 725, p. 766-773.
- DOWLING, A. P.; FLOWCS-WILLIAMS, J. E. **Sound and Sources of Sound**. West Sussex: Ellis Horwood, 1983.
- ESPÍNDOLA, R. S. **Efeito de gases não condensáveis em refrigeradores domésticos**. 2014. 63 f. Trabalho de Curso (Graduação em Engenharia Mecânica). Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 2014.
- FARSTAD, J. E.; SINGH, R. An acoustic transfer matrix model for compressor and condenser interaction In: 1990 INTERNATIONAL COMPRESSOR ENGINEERING CONFERENCE AT PURDUE. **Proceedings**. West Lafayette, 1990. Paper 725, p. 362-368. Disponível em: <<http://docs.lib.purdue.edu/icec/725>>. Acesso em: 28 dez. 2012.
- FAUSKE, H. K. **Contribution to the theory of the two-phase, one component critical flow..** Argonne: Argonne National Laboratory, 1962. (Internal report ANL-6633).
- FLOWCS-WILLIAMS, J. E.; HAWKINGS, D. L. Sound Generation by Turbulence and Surface in Arbitrary Motion. **Philos T Roy Soc A**, London, v. 264, p. 321-342, 1969.
- FISHER, M. J.; LUSH, P. A.; HARPER-BOURNE, M. Jet Noise. **J Sound Vib**, [S.l.], v. 28(3), p. 563-585, 1973.
- FLORSCHUETZ, L. W.; CHAO, B. T. On the mechanics of vapor bubble collapse. **J Heat Trans-T ASME**, [S.l.], v. 87(2), p. 202-220, 1965.
- GAO, L.; EGUCHI, H.; TATARA, Y.; TAKAKUSHI, S.; HONDA, T. Effects of Boiling Hysteresis on Metastable Two-Phase Flow of Refrigerant in a Straight Adiabatic Capillary Tube. In: INTERNATIONAL CONGRESS OF

- REFRIGERATION, 2015, Yokohama, Japan. **Proceedings**. 2015. Paper 697.
- GNIELINSKI, V. New equations for heat and mass transfer in turbulent pipe and channel flow. **Int Chem Eng**, [S. l.], v. 16 (2), p. 359-368, 1976.
- GONÇALVES, J. M. **Análise experimental do escoamento de fluidos refrigerantes em tubos capilares**. 1994. 118 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica) – Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 1994.
- GOSNEY, W. B. **Principles of Refrigeration**. Cambridge: Cambridge University Press, 1982.
- HAN, H. S.; JEONG, W. B.; KIM, M. S.; KIM, T. H. Analysis of the root causes of refrigerant-induced noise in refrigerators. **Journal of Mechanical Science and Technology**, [S.l.], n. 23, p. 3245-3256, 2009.
- _____; _____. Reduction of the refrigerant-induced noise from the evaporator-inlet pipe in a refrigerator. **Int J Refrig**, [S.l.], v. 33, p. 1478-1488, 2010.
- _____; _____. Frequency Characteristics of the Noise of R-600a Refrigerant Flowing in a Pipe with Intermittent Flow Pattern. **Int J Refrig**, v. 34(6), p. 1497-1506, 2011.
- HARTMANN, D.; MELO, C. Popping noise in household refrigerators: fundamentals and practical solutions. **Appl Therm Eng**, [S.l.], v. 51, p. 40-47, 2013.
- _____; _____. An experimental study on the capillary tube flow and its effect on the acoustic behavior of household refrigerators. In: 2014 INTERNATIONAL REFRIGERATION AND AIR CONDITIONING CONFERENCE AT PURDUE. **Proceedings**. West Lafayette, 2014. Paper 1367. Disponível em:

- <<http://docs.lib.purdue.edu/iracc/1367>>. Acesso em: 15 jan. 2015.
- HAVELOCK, D.; KUWANO, S.; VORLÄNDER, M. (ed.) **Handbook of Signal Processing in Acoustics**. New York: Springer, 2008.
- HECKER, G. E. Fundamentals of vortex intake flow. Swirling flow problems at intakes. In: Knauss, J. (ed.). **IHAR Hydraulic structures design manual**. Rotterdam: Balkema, 1987. p.13-38.
- HENRY, R. E.; GROLMES, M. A.; FAUSKE, H. K. **Pressure-pulse propagation in two-phase and one- and two-component mixtures**. Argonne: Argonne National Laboratory, 1971. (Internal report ANL-7792).
- HENSE, A. **Análise do Ruído de um Refrigerador Excitado pelo Condensador**. 2015. 165 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica) - Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 2015.
- HERLUFSEN, H.; GADE, S.; ZAVERI, H. K. Analyzers and signal generators. In: Crocker, M. J. (ed.). **Handbook of Noise and Vibration Control**. New Jersey: John Wiley, 2007. Chapter 40, p. 470-485.
- HERMANN, T. Taxonomy and definitions for sonification and auditory display. . In: 14th INTERNATIONAL CONFERENCE ON AUDITORY DISPLAY. **Proceedings**. Paris, 2008. Paper ICAD08. Disponível em: <<http://sonification.de/publications/media/Hermann2008-TAD.pdf>>. Acesso em: 25 mar. 2014.
- HERMES, C. J. L.; MELO, C.; NEGRÃO, C. O. R.; MEZAVILA, M. M. Dynamic Simulation of HFC-134a Flow Through Adiabatic and Non-Adiabatic Capillary Tubes. In: 2000 INTERNATIONAL REFRIGERATION AND AIR CONDITIONING CONFERENCE AT PURDUE. **Pro-**

- ceedings**. West Lafayette, 2000. Paper 495, p. 295-304.
Disponível em: <<http://docs.lib.purdue.edu/iracc/495>>.
Acesso em: 23 jul. 2012.
- _____; _____; GONÇALVES, J. M. Modeling of non-adiabatic capillary tube flows: a simplified approach and comprehensive experimental validation. **Int J Refrig**, [S.l.], v. 31, p. 1358-1367, 2008.
- HESSLING, J. P. A novel method of estimating dynamic measurement errors. **Meas Sci Technol**, [S.l.], v. 17, p. 2740-2750, 2006.
- HETSRONI, G.; MOSYAK, E.; POGREBNIYAK, E.; YARIN, L. P. Fluid flow in micro-channels. **Int J Heat Mass Tran**, [S.l.], v. 48, p. 1982-1998, 2005.
- HODGE, B. K.; KOENIG, K. **Compressible Fluid Dynamics**. New Jersey: Prentice Hall, 1995.
- HOLMAN, J. P. **Transferência de Calor**. São Paulo: McGraw-Hill, 1983.
- HUANG, S., LAI, R. Frequency characteristics of interior noises in houses. In: 2005 WORLD SUSTAINABLE BUILDING CONFERENCE, Tokyo. **Proceedings**. Tokyo, 2005. Paper 03-021. p. 1503-1508.
- HUERTA, A. A. S.; FIORELLI, F. A. S.; SILVARES, O. M. Metastable flow in capillary tubes: an experimental evaluation. **Exp Therm Fluid Sci**, [S.l.], v. 31, p. 957-966, 2007.
- INSTITUTO NACIONAL DE METROLOGIA, NORMALIZAÇÃO E QUALIDADE INDUSTRIAL (INMETRO). **VIM 2008**: Vocabulário Internacional de Metrologia: conceitos fundamentais e gerais e termos associados. Rio de Janeiro, 2009.
- JEON, J. Y.; YOU, J.; CHANG, H. Y. Sound radiation and sound quality characteristics of refrigerator noise in real living environments. **Appl Acoust**, [S.l.], n. 68, p. 1118-1134, 2007.

- JI, C.; ZHAO, D. Lattice Boltzmann investigation of acoustic damping mechanism and performance of an in-duct circular orifice. **J Acoust Soc Am**, [S.l.], v. 135(6), p. 3243-3251, 2014.
- JIANG, Z.; TAKAYAMA, K.; BABINSKY, H.; MEGURO, T. Transient shock wave flows in tubes with a sudden change in cross section. **Shock Waves**, [S.l.], n. 7, p. 151-162, 1997.
- JOINT COMMITTEE FOR GUIDES IN METROLOGY.
JCGM 100:2008: Evaluation of measurement data: guide to the expression of uncertainty in measurement. 2008.
Disponível em:
<http://www.bipm.org/utils/common/documents/jcgm/JCGM_100_2008_E.pdf>. Acesso em: 09 jan. 2017.
- KATTAN, N.; THOMME, J. R.; FAVRAT, D. Flow boiling in horizontal tubes. Part 1: Development of a diabatic two-phase flow pattern map. **J Heat Trans-T ASME**, [S.l.], v. 120(1), p. 140-147, 1998.
- LEIGHTON, T. G. **The Acoustic Bubble**. London: Academic Press, 1994.
- LEMMON, E. W.; HUBER, M. L.; McLINDEN, M. O. **NIST Standard Reference Database 23**. Version 8.0. Gaithersburg: National Institute of Standards and Technology, 2007.
- LESSA, A. R. **Análise computacional do ruído de expansão em tubos capilares de refrigeradores domésticos**. 2016. Trabalho de Curso (Graduação em Engenharia Mecânica). Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 2016.
- LEW, P. T.; MONGEAU, L.; LYRINTIZIS, A. Noise prediction of a subsonic turbulent round jet using the lattice-Boltzmann method. **J Acoust Soc Am**, [S.l.], v. 128(3), p. 1118-1127, 2010.

- LIANG, N.; SHAO, S.; XU, H.; TIAN, C. Instability of refrigeration system – a review. **Energ Convers Manage**, [S.l.], v. 51, p. 2169-2178, 2010.
- LIGHTHILL, M. J. On Sound Generated Aerodinamically: I – General Theory. **P Roy Soc Lond A Mat**, London, 211-A, p. 564-587, 1952.
- _____. On Sound Generated Aerodinamically: II – Turbulence as a source of sound. **P Roy Soc Lond A Mat**, London, 222-A, p. 1-32, 1954.
- _____. Jet Noise. **AIAA J**, [S.l.], n. 1, p. 1507-1517, 1963.
- LIU, D.; GARIMELLA, S. V. Flow boiling heat transfer in microchannels. **J Heat Trans-T ASME**, [S.l.], v. 129, p. 1321-1332, 2007.
- McADAMS, W. H.; WOODS, W. K.; BRYAN, R. L., Vaporization inside horizontal tubes II. Benzene-oil mixture. **Trans ASME**, [S.l.], v. 64, p. 193, 1942.
- McGEE, R. **Auditory displays and sonification: introduction and overview**. [S.l.]: The University of California, Santa Barbara, 2009. (Monograph). Disponível em: <http://www.lifeorange.com/writing/Sonification_Auditory_Display.pdf>. Acesso em: 22 nov. 2016.
- McLEVIGE, S. M.; MILLER, N. R. **Experimental investigation of the source of acoustic bursts produced by household refrigerators**. Urbana: Air Conditioning and Refrigeration Center, University of Illinois, Mechanical & Industrial Engineering Dept, 2001. (Technical Report TR-184).
- _____; MUKA, J. S.; MILLER, N. R. **Characterization of Acoustic Burst in Household Refrigerators**. Urbana: Air Conditioning and Refrigeration Center, University of Illinois, Mechanical & Industrial Engineering Dept., 2003. (Technical Report TR-200).

- MELO, C.; BOABAID NETO, C.; FERREIRA, R. T. S.; PEREIRA, R. H. Constitutive equations for capillary tube modeling. In: 1998 INTERNATIONAL REFRIGERATION CONFERENCE AT PURDUE. **Proceedings**. West Lafayette: 1998a. p. 431-436.
- _____; MARCINICHEN, J. B.; SILVEIRA, S. J.; STAHELIN, R. **Construção, calibração e validação de uma bancada de medição de vazão de nitrogênio em tubos capilares**. Florianópolis: POLO Research Laboratories for Emerging Technologies in Cooling and Thermophysics, Universidade Federal de Santa Catarina, Depto. de Engenharia Mecânica, 1998b. (Relatório Interno).
- _____; FERREIRA, R. T. S.; BOABAID NETO, C.; GONÇALVES, J. M.; MEZAVILA, M. M. An experimental analysis of adiabatic capillary tubes. **Appl Therm Eng**, [S.l.], v. 19, n. 6, p. 669-684, 1999.
- _____; VIEIRA, L. A. T.; PEREIRA, R. H. Non-adiabatic capillary tube flow with isobutene. **Appl Therm Eng**, [S.l.], v. 22, p. 1661-1672, 2002.
- MEYER, J. J.; DUNN, W. E. New Insights into the Behavior of the Metastable Region of an Operating Capillary Tube. **HVAC&R Res**. [S.l.], v. 4, n. 1, p. 105-115, 1998.
- MEZAVILA, M. M.; MELO, C. Capheat: an homogeneous model to simulate refrigerant flow through non-adiabatic capillary tubes. In: 1996 INTERNATIONAL REFRIGERATION CONFERENCE AT PURDUE. **Proceedings**. West Lafayette: 1996. p. 95-100.
- MONTGOMERY, D. C. **Design and Analysis of Experiments**. 3. ed. New York: John Wiley, 1991.
- MORSE, P. M.; INGARD, K. U. **Theoretical Acoustics**. [S.l.]: McGraw-Hill Book Company, 1968.

- MOSTAFA, A. A.; ELGHOBASHI, S. E. A two-equation turbulence model for jet flows laden with vaporizing droplets. **Int J Multiphas Flow**, [S.l.], v. 11, n. 4, p. 515-533, 1985.
- _____; _____. **Effect of liquid droplets on turbulence in a round gaseous jet**. Irvine: University of California at Irvine, Department of Mechanical Engineering, 1986. (NASA Contractor Report CR-175063).
- MORIOKA, S.; MATSUI, G. Pressure wave propagation through a separated gas-liquid layer in a duct. **J Fluid Mech**, [S.l.], v. 70, p. 721-731, 1975.
- NADERI, V.; FARSADIZADEH, D.; DALIR, A. H. Z.; ARVANAGHI, H. Discharge coefficient in vertical intakes with additional plates. **J Hydraul Structures**, v. I, n. II, p. 23-32, 2013.
- NEGRÃO, C. O. R.; MELO, C. Shortcomings of the numerical modeling of capillary tube-suction line heat exchangers. In: 20th INTERNATIONAL CONGRESS OF REFRIGERATION, 1999, Sidney. **Proceedings**. Sidney: 1999.
- NGUYEN, D. L.; WINTER, E. R. F.; GREINER, M. Sonic velocity in two-phase systems. **Int J Multiphas Flow**, [S.l.], v. 7, p. 311-320, 1981.
- NORMAN, M. L.; WINKLER, K. H. A. Supersonic Jets. **Los Alamos Science**. Los Alamos National Lab, Spring/Summer 1985, p. 38-71, 1985. Disponível em <http://permalink.lanl.gov/object/tr?what=info:lanl-repo/lareport/LA-UR-85-5070>. Acessado em 25/09/2012.
- OLIVEIRA, P. M.; BARBOSA JR., J. R. Pressure drop and gas holdup in air-water flow in 180° return bends. **Int J Multiphas Flow**, [S.l.], v. 61, p. 83-93, 2014.
- PARK, B. S.; LEE, S.Y. An experimental investigation of the flash atomization mechanism. **Atomatization Spray**, [S.l.], v. 4, p. 159-179, 1994.

- PIANOVSKI, G. E. **Excitação acústica no escoamento de fluido refrigerante em refrigeradores domésticos**. 2014. 106 f. Trabalho de Curso (Graduação em Engenharia Mecânica). Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 2014..
- PIERCE, A. D. **Acoustics**. New York: Acoustical Society of America, 1981.
- PIERSOL, A. G. Signal Processing. In: Crocker, M. J. **Handbook of Noise and Vibration Control**. New Jersey: John Wiley, 2007. Chapter 42, p. 493-500.
- POLANCO, G.; HOLDO, A. E.; MUNDAY, G. General review of flashing jet studies. **J Hazard Mater**, [S.l.], v. 173, p. 2-18, 2010.
- POWELL, A. On the Mechanism of Choked Jet Noise. **Proc Phys Soc B**, [s.L.], v. 66, p. 1039-57, 1953a. Disponível em: <<http://iopscience.iop.org/0370-1301/66/12/306>>. Acesso em: 23 nov. 2012.
- _____. The Noise of Choked Jets. **J Acoust Soc Am**, [S.l.], v. 25(3), p. 385-389, 1953b.
- _____. On the generation of noise by turbulent jets. In: 1959 ASME AVIATION CONFERENCE, Los Angeles. **Proceedings**. [S.l.]: ASME, 1959. paper 59-AV-53.
- PRESS, W. H.; VETTERLING, W. T.; TEUKOLSKY, S. A.; FLANNERY, F. B. **Numerical Recipes in Fortran 77: The Art of Scientific Computing**. Cambridge: Cambridge University Press, 1995.
- PROUDMAN, I. The generation of sound by isotropic turbulence. **P Roy Soc Lond A Mat**, [S.l.], v. 214, n. 1116, p. 119-132, 1952. Disponível em: <<http://www.jstor.org/stable/99163>>. Acesso em: 30 mar. 2014.

RAMAN, G. Supersonic Jet Screech: Half-Century From Powell to Present. **J Sound Vibr**, [S.l.], v. 225(3), p. 543-571, 1999.

RASMUSSEN, G.; RASMUSSEN, P. Acoustical transducer principles and types of microphones. In: Crocker, M. J. (ed.). **Handbook of Noise and Vibration Control**. New Jersey: John Wiley, 2007. Chapter 36 , p. 435-443.

REETHOF, G. Turbulence-generated noise in pipe flow. **Annu Rev Fluid Mech**, [S.l.], v. 10, p. 333-367, 1978.

_____; WARD, W. C. A theoretically based valve noise prediction method for compressible fluids. **J Vib Acoust Stress**, [S.l.], v. 108(3), p. 329-338, 1986.

REVELLIN, R. **Experimental two-phase flow in microchannels**. 2005. 165 f. Thèse (Docteur ès sciences) – Faculté Sciences et Techniques de l'Ingénieur, Institut des Sciences de l'Énergie, Section de Génie Mécanique, École Polytechnique Fédérale de Lausanne, Lausanne, 2006.

RODARTE, E.; SINGH, G.; MILLER, N. R.; HRNJAK, P. 2000. Sound attenuation in tubes due to visco-thermal effects. **J Sound Vib**, [S.l.], n. 231(5), p. 1221-1242.

SANTOS, C. Comunicação pessoal. 2013.

SECORD, A. **Sound Pressure Generated by a Bubble**. [S.l.]: University of British Columbia, Dept. of Computer Science, 2001. (Report). Disponível em: <https://cs.nyu.edu/~ajsecord/liquid_sounds/bubble_analytic>. Acesso em: 23 nov. 2013.

SEIXLACK, A. L. **Modelagem do escoamento bifásico em tubos capilares**. 1996. 154 f. Tese (Doutorado em Engenharia Mecânica) – Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 1996.

_____; PRATA, A. T.; MELO, C. Modeling the HFC134a flow through capillary tubes using a two-fluid model. In:

- 1996 INTERNATIONAL REFRIGERATION CONFERENCE AT PURDUE. **Proceedings**. West Lafayette: 1996. p. 89-94.
- _____; BARBAZELLI, M. R. Numerical analysis of refrigerant flow along non-adiabatic capillary tubes using a two-fluid model. **Appl Therm Eng**, [S.l.], v. 29, p. 523-531, 2009.
- SHAMES, I. H. **Mecânica dos Fluidos. Vol. 2 – Análise de escoamentos**. São Paulo: Edgard Blücher, 1962.
- SIMÕES-MOREIRA, J. R.; BULLARD, C. W. Pressure drop and flashing mechanisms in refrigerant expansion devices. **Int J Refrig**, [S.l.], v. 26, p. 840-848, 2003.
- SINAI, Y. L. Acoustic speeds for stratified two-phase fluids in rectangular ducts. **Int J Multiphas Flow**, [S.l.], v. 10, n. 4, p. 415–423, 1984.
- SINGH, G. M.; RODARTE, E.; MILLER, N. R.; HRNJAK, P. **Noise generation from expansion devices in refrigerant**. Urbana: Air Conditioning and Refrigeration Center, University of Illinois, Mechanical & Industrial Engineering Dept., 1999. (Technical Report TR-152.).
- _____; _____. **Modification of a standard aeroacoustic valve noise model to account for friction and two-phase flow**. Urbana: Air Conditioning and Refrigeration Center, University of Illinois, Mechanical & Industrial Engineering Dept., 2000a. (Technical Report TR-162).
- _____; _____. **Prediction of Noise Generated by Expansion Devices Throttling Refrigerant**. Urbana: Air Conditioning and Refrigeration Center, University of Illinois, Mechanical & Industrial Engineering Dept., 2000b. (Technical Report TR-163).
- STREETTER, V. L.; WYLIE, E. B. **Mecânica dos Fluidos**. 7. ed. São Paulo: McGraw-Hill do Brasil, 1982.

TAKAHASHI, M.; INOUE, A.; ARITOMI, M.; TANEKAKA, Y.; SUZUKI, K. Gas entrainment at free surface of liquid (I). Gas entrainment mechanism and rate. **J Nucl Sci Technol**, London, v. 25(2), p. 131-142, 1988a.

_____; _____. Gas entrainment at free surface of liquid (II). Onset conditions of vortex-induced entrainment. **J Nucl Sci Technol**, London, v. 25(3), p. 245-253, 1988b.

TAM, C. K. W. Supersonic Jet Noise. **Annu Rev Fluid Mech**, [S.l.], v. 27, p. 17-43, 1995.

TANNERT, T.; HESSE, U., 2016, Noise effects in capillary tubes caused by refrigerant flow. In: 16th INTERNATIONAL REFRIGERATION AND AIR CONDITIONING CONFERENCE AT PURDUE. **Proceedings**. West Lafayette: 2016. Paper 2009. Disponível em: <<http://docs.lib.purdue.edu/iracc/>>. Acesso em: 11 ago. 2016.

VAN DIJK, P. J. **Acoustics of two-phase pipe flows**. 2005. 132 f. Thesis (doctor) - University of Twente, Enschede, 2005. Disponível em: <http://www2.ts.ctw.utwente.nl/rob/TS_publications/PDF/P.J.van_Dijk.pdf>. Acesso em: 22 out. 2012.

VAN WIJNGAARDEN, L. One-dimensional flow of liquids containing small gas bubbles. **Annu Rev Fluid Mech**, [S.l.], v. 4, p. 369-396, 1972. Disponível em: <www.annualreviews.org>. Acesso em: 06 nov. 2012.

VUOLO, J. H. **Fundamentos da Teoria de Erros**. 2.ed. São Paulo: Edgard Blücher, 1996.

WALLIS, G. B. Critical two-phase flow. **Int J Multiphas Flow**, [S.l.], v. 6, p. 97-112, 1980.

WHITE, F. M. **Fluid Mechanics**. 3. ed. Singapore: McGraw-Hill, 1994.

- _____. **Viscous Fluid Flow**. 2. ed. New York: McGraw-Hill, 1991.
- WITTKE, D. D.; CHAO, B. T. Collapse of vapor bubbles with translatory motion. **J Heat Trans-T ASME**, [S.l.], v. 89(1), p. 17-24, 1967.
- WOJTAN, L.; URSENBACHER, T.; THOME, J. R. Investigation of flow boiling in horizontal tubes: Part I – a new diabatic two-phase flow pattern map. **Int J Heat Mass Tran**, [S.l.], v. 48, p. 2955-2969, 2005.
- WOLF, D. A.; PATE, M. B. **Performance of a suction line/capillary-tube heat exchanger with alternative refrigerants**. Atlanta: ASHRAE Research Project RP-948 - Final Report, American Society of Heating, Refrigerating and Air Conditioning Engineers, 2002.
- WONGWISES, S.; CHAN, P.; LUESUWANATAT, N.; PURATTANARAK, T. Two-phase separated flow model of refrigerants flowing through capillary tubes. **Int Commun Heat Mass**, [S.l.], v. 3, n. 3, p. 343–356, 2000.
- XIA, Y.; LIU, Y.; LIU, Y.; MA, Y.; XIA, C.; WU, T. Experimental study on reducing the noise of horizontal household freezers. **Appl Therm Eng**, [S.l.], v. 68, p. 107-114, 2014.
- YILMAZ, T.; UNAL, S. General equation for the design of capillary tubes. **J Fluid Eng-T ASME**, [S.l.], v. 118(2), p. 150-154, 1996.
- ZWICK, S. A.; PLESSET, M. S. On the dynamics of small vapor bubbles in liquids. **J Math Phys**, [S.l.], v. 33, p. 308-329, 1955.

APÊNDICE A

TRABALHO EXPERIMENTAL

Descrição do refrigerador.

O refrigerador utilizado no presente estudo é mostrado na Figura A.1. Trata-se de um refrigerador do tipo *frost-free* (degelo automático), de duplo compartimento em configuração *bottom-mount* (congelador situado na parte inferior), modelo BRE51NBBNA, do fabricante Whirlpool S.A. O volume do compartimento refrigerado é de 302 litros e o do compartimento do congelador é de 120 litros, totalizando 422 litros. É utilizado um compressor recíproco de velocidade variável, do fabricante Embraco, modelo VEM-X-9C. O sistema emprega o fluido refrigerante R-600a (isobutano), com uma carga nominal de 56 g. O condensador (Figura A.2a) é do tipo arame-sobre-tubo, e o evaporador (Figura A.2b) é do tipo tubo aletado, em alumínio. O circuito do sistema de refrigeração conta ainda com um tubo anti-sudação, também chamado tubo aquecedor de flange (TAF, Figura A.4), uma linha adicional instalada entre o condensador e o filtro secador, que percorre as paredes do refrigerador, próximas às bordas das portas, e que tem por objetivo aquecer esta região e evitar a condensação de umidade presente no ar ambiente quando as portas dos gabinetes, notadamente a do congelador, são abertas. O dispositivo de expansão é um tubo capilar dotado de trocador de calor com a linha de sucção do tipo concêntrico (o tubo capilar é inserido no interior da linha de sucção), ambos em cobre. O refrigerador opera em tensão elétrica 220 V e frequência 60 Hz.

O refrigerador emprega um sistema de circulação de ar forçada para a distribuição de ar entre os dois compartimentos (Figura A.3). Um sistema de dutos conduz o ar do gabinete resfriado até o evaporador e de volta. Um termostato posicionado no gabinete atua sobre um *damper* que controla o fluxo de ar para este compartimento. Quando a temperatura atinge o valor desejado, o *damper* é fechado, e o ar passa a circular apenas no congelador. Um segundo termostato instalado neste compartimento controla o acionamento do compressor, desligando-o (e também ao ventilador) quando a temperatura atinge o valor desejado. Quando a temperatura do gabinete resfriado volta a subir, o sistema aciona o ventilador e abre o *damper*, fazendo o ar mais frio contido no congelador circular para o gabinete resfriado. Com o aumento de temperatura do ar no congelador, o compressor volta a ser acionado.



Figura A.1 – Refrigerador BRE51 (PIANOVSKI, 2014).



(a) condensador



(b) evaporador

Figura A.2 – Trocadores de calor do refrigerador BRE51 (fotos do autor).

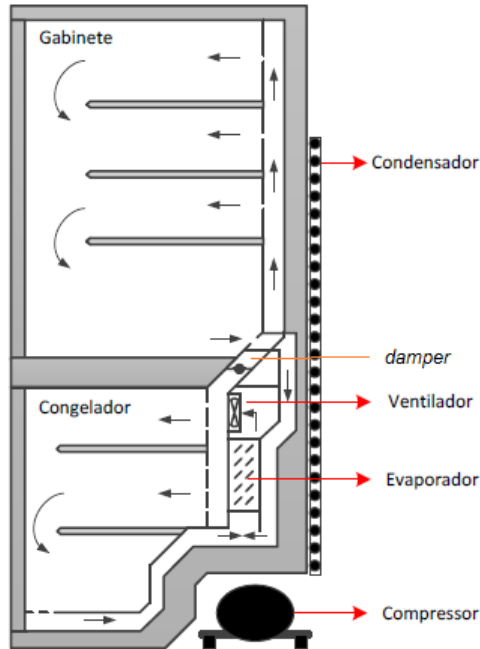


Figura A.3 – Diagrama esquemático da distribuição de ar em um refrigerador de duplo compartimento *bottom-mount* (ESPÍNDOLA, 2014).

Um aquecedor elétrico resistivo encapsulado tubular é montado diretamente sobre o evaporador (Figura A.2b) para realizar automaticamente o degelo, principal característica dos refrigeradores *frost-free*. Um algoritmo de controle relativamente complexo, baseado na frequência de abertura de portas e de acionamento do compressor, determina o momento mais adequado para que o degelo seja realizado, e sua duração. Durante uma operação de degelo, compressor e ventilador são desligados, e o aquecedor é ligado. O evaporador é rapidamente aquecido, o que garante o derretimento do gelo formado, provocando também vaporização do fluido refrigerante retido no evaporador. Alguns minutos após o desligamento do aquecedor, o compressor é reiniciado.

Instrumentação.

As Tabelas A.1 a A.4 informam o posicionamento de cada sensor utilizado no estudo experimental, e a Figura A.4 apresenta esquematicamente o arranjo físico da instrumentação empregada.

Tabela A.1– Sensores de temperatura e sua posição no refrigerador.

Nome	Posição
T1	Carcaça do compressor
T2	Descarga do compressor
T3	Entrada do condensador
T4	Meio do condensador
T5	Saída do condensador
T6	Entrada do filtro secador
T7	Saída do filtro secador
T8	Entrada do evaporador
T9	Meio do evaporador
T10	Saída do evaporador
T11	Ar na parte superior do compartimento congelador
T12	Ar na parte central do compartimento congelador
T13	Ar na parte inferior do compartimento congelador
T14	Ar na parte superior do compartimento resfriador
T15	Ar na parte central do compartimento resfriador
T16	Ar na parte inferior do compartimento resfriador
T17	Sucção do compressor
T18	Ar ambiente – esquerda
T19	Ar ambiente – frente
T20	Ar ambiente – direita
T21	Entrada de ar evaporador – lado esquerdo
T22	Entrada de ar evaporador – meio
T23	Entrada de ar evaporador – lado direito
T24	Termopar de imersão – entrada filtro secador

Tabela A.2– Sensores de pressão absoluta e sua posição no refrigerador.

Nome	Posição
Pt1	Sucção do compressor
Pt2	Descarga do compressor
Pt3	Entrada do filtro secador
Pt4	Entrada do evaporador

A Tabela A.5 apresenta a definição das variáveis experimentais derivadas utilizadas no presente trabalho, que são determinadas a partir das medições diretas.

Tabela A.3– Sensores de pressão acústica e sua posição no refrigerador.

Nome	Posição
P1	Sucção do compressor
P2	Descarga do compressor
P3	Entrada do condensador
P4	Entrada do filtro secador
P5	Entrada do evaporador
P6	Saída do evaporador

Tabela A.4– Sensores de aceleração e sua posição no refrigerador.

Nome	Posição
A1	Entrada do evaporador
A2	Meio do evaporador
A3	Saída do evaporador
A4	Entrada do filtro secador
A5	Compressor
A6	Gabinete

Para a caracterização das condições térmicas do refrigerador, termopares do tipo T foram instalados nas posições indicadas na Tabela A.1. A instalação do sensor é feita mediante a fixação da ponta do termopar diretamente à superfície das tubulações, por adição de liga de estanho, e o ponto de fixação é recoberto com fita adesiva, de forma a minimizar o efeito da troca de calor por convecção. Na medição da temperatura do ar, tanto externamente ao refrigerador quanto no interior do gabinete, são utilizadas massas térmicas de latão, capazes de prover uma maior estabilidade térmica à medição, que do contrário apresentaria excessiva oscilação, em função da advecção do fluido.

Para uma medição mais precisa da temperatura na entrada do filtro secador (ponto de medição T24, Figura A.4), o termopar foi inserido imerso no escoamento, mediante a instalação de um dispositivo apropriado. O termopar de imersão permite o contato direto do elemento sensor do termopar (a junta bimetálica) com o fluido, eliminando a incerteza de medição devido às resistências térmicas entre o escoamento e o lado externo da tubulação. Este sensor permite também captar flutuações na

temperatura do líquido que não seriam perceptíveis na medição no lado externo do tubo, devido à inércia térmica.

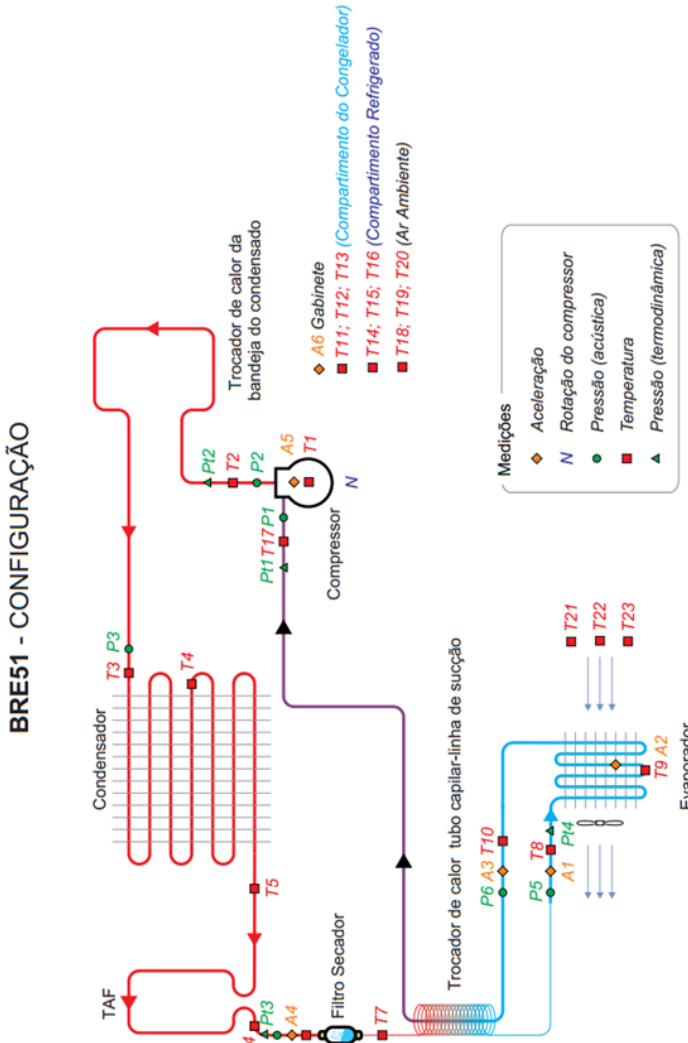


Figura A.4 – Arranjo físico da instrumentação.

Os sensores de pressão absoluta foram instalados em pontos fundamentais do sistema, conforme a Tabela A.2. Os sensores utilizados

são do tipo *foil strain gage* (sensor de deformação tipo lâmina - DOE-BELIN, 1990), do fabricante HBM®, modelos P3MA e P3MB, com as seguintes características: faixa de medição de 0-10 e 0-20 bar respectivamente, sensibilidade nominal $2 \text{ mV/V} \pm 0,25\%$, não-linearidade máxima de $\pm 0,20\%$, alimentados por fonte de tensão em corrente contínua de 5V, de elevada estabilidade. Os sensores foram posicionados e fixados na parte lateral externa do refrigerador e conectados aos pontos de medição indicados na Tabela A.2 por meio de tubo capilar. A pressão é captada junto à parede interna da tubulação; desta forma, o valor medido indica a pressão estática absoluta do escoamento.

Tabela A.5– Variáveis experimentais derivadas.

Nome	Definição
sub	$T_{\text{sat}}(\text{Pt3}) - T24$
super	$T10 - T_{\text{sat}}(\text{média}(\text{Pt4}, \text{Pt1}))$
T(cd)	média(T3, T4, T5)
T(fs)	média(T6, T24)
T(ev)	média(T8, T9, T10)
T(fz)	média(T11, T12, T13)
T(ff)	média(T14, T15, T16)
T(a)	média(T18, T19, T20)
T(ae)	média(T21, T22, T23)
$\Delta T1$	$T7 - T10$

A medição da pressão acústica no escoamento no interior da tubulação foi realizada mediante o emprego de sensores de pressão acústica de construção similar a um microfone. A característica principal destes sensores é a capacidade de medir a pressão acústica em níveis elevados de pressão absoluta, o que possibilitou sua instalação diretamente em contato com o fluido refrigerante no interior das tubulações do sistema de refrigeração. A disposição destes sensores é indicada na Tabela A.3.

Os sensores de pressão acústica são do tipo piezoelétrico, da classe ICP (*integrated circuit piezoelectric*), fabricados pela empresa PCB® Piezotronics, modelo 112A22 (*miniature high sensitive ICP probe*, Figura A.5), com as seguintes características: sensibilidade nominal de $14,5 \text{ mV/kPa}$ ($\pm 15\%$), resolução de $0,007 \text{ kPa}$, pressão máxima admissível de 3450 kPa , faixa de medição de 345 kPa . O valor de pressão máxima admissível é compatível com os níveis de pressão absoluta verifi-

cadadas em sistemas de refrigeração que utilizam o fluido refrigerante R-600a. A Figura A.6 apresenta as características construtivas deste tipo de sensor, podendo-se observar a semelhança com a construção de um microfone.



Figura A.5 – Sensor de pressão acústica do tipo ICP, marca PCB, modelo 112A22, e anel de montagem (CAETANO, 2013)

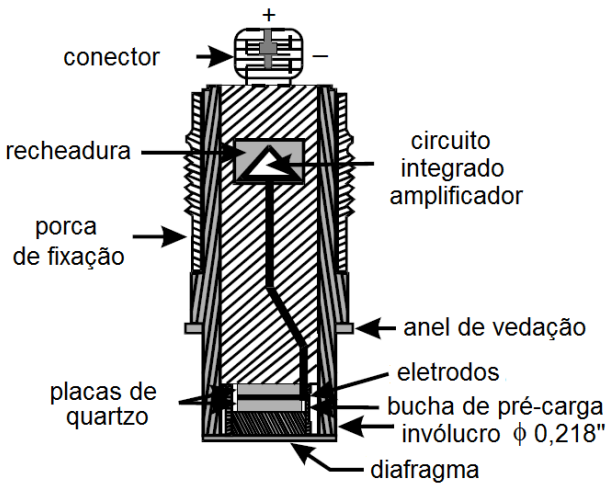


Figura A.6 – Características construtivas do sensor de pressão acústica do tipo ICP, marca PCB, modelo 112A22 (Fonte: ficha técnica do fabricante).

Em função do diâmetro da ponta do sensor (5,54 mm) ser maior do que o diâmetro interno das tubulações do sistema de refrigeração, o sensor precisou ser montado recuado em relação à tubulação. Desta forma, tornou-se necessário o projeto e construção de um alojador (*housing*) apropriado (Figura A.7). As dimensões internas do alojador, onde o sensor é posicionado, foram definidas de acordo com as recomenda-

ções do fabricante. No trecho do sistema de refrigeração onde o sensor deve ser instalado, a tubulação foi cortada, e cada extremidade da tubulação soldada ao alojador, em sua porção inferior, que apresenta, por isso, as dimensões características da tubulação naquele trecho. Desta forma, em função da diferença de diâmetro da tubulação do sistema de refrigeração em diferentes pontos, cinco modelos distintos de alojadores foram projetados e fabricados. A Figura A.8 apresenta do desenho do alojador utilizado no evaporador (entrada e saída).

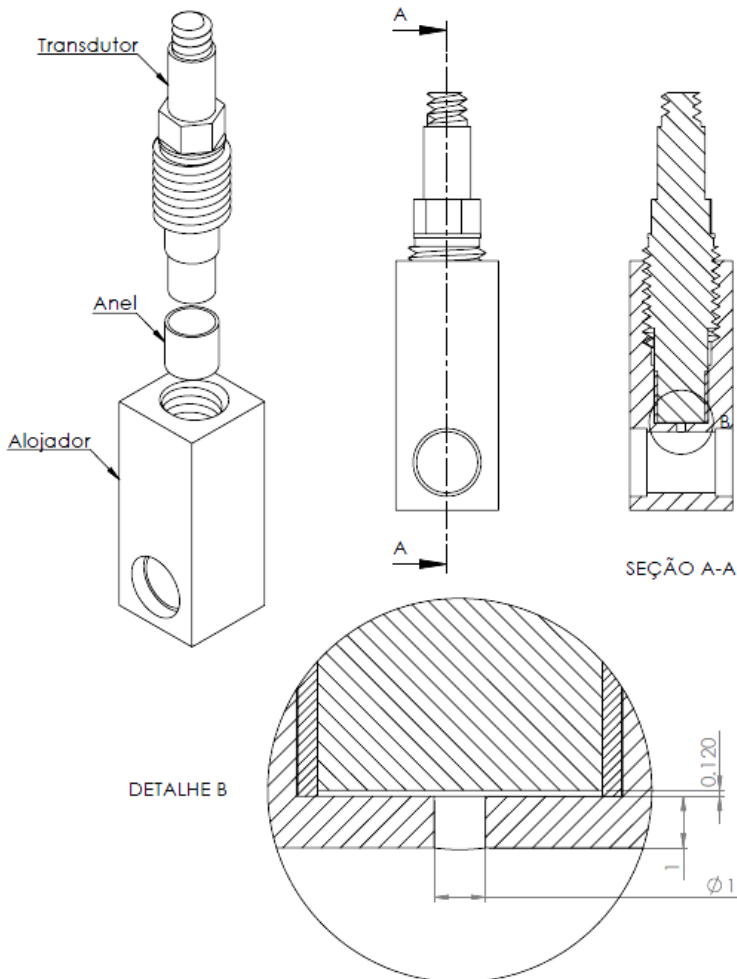


Figura A.7 – Montagem do sensor de pressão (dimensões em [mm]).

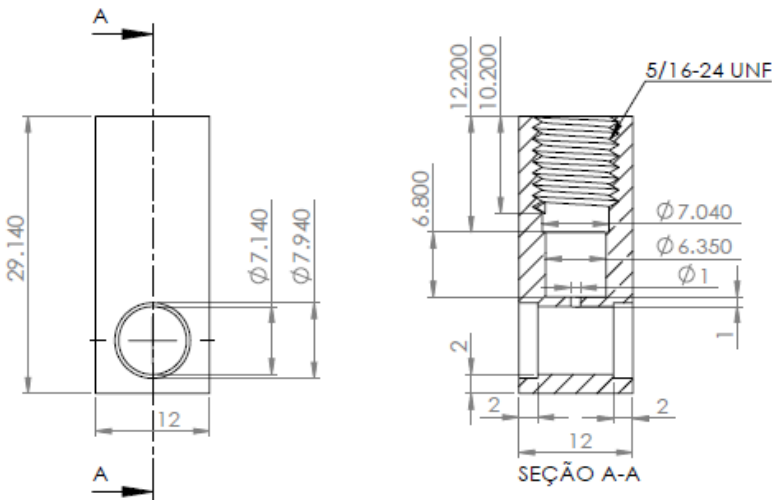


Figura A.8 – Desenho do alojador do evaporador (dimensões em [mm]).

Esta montagem recuada minimiza a descaracterização do escoamento, mas cria uma cavidade (destacada na Figura A.7) que atua como um filtro ressonador de Helmholtz (BLACKSTOCK, 2000). Para reduzir este efeito, a montagem deve ser feita de forma a minimizar o volume da cavidade. Esta exigência é atendida pelo uso de um pequeno anel (indicado nas Figuras A.5 e A.7), fornecido pelo fabricante do sensor, com dimensões tais que a altura da cavidade seja de apenas 0,12 mm.

Acelerômetros foram utilizados para medir a resposta vibratória do sistema de refrigeração, numa tentativa de correlacioná-la às excitações geradas no escoamento e às condições termodinâmicas. Os pontos onde os acelerômetros foram instalados são indicados na Tabela A.4. Os acelerômetros utilizados são do tipo piezoelétrico, classe IEPE (*integrated electronics piezo electric*), da fabricante Brüel & Kjær®, sendo cinco do modelo Miniature DeltaTron® Type 4519-002 e um do modelo Miniature DeltaTron® Type 4519-003 (Figura A.9). A sensibilidade nominal do primeiro modelo é de 10 mV/g e a do segundo, 100 mV/g. Ambos os modelos apresentam frequência de medição na faixa de 0,5 a 20 kHz e frequência de ressonância de 45 kHz. Estes acelerômetros possuem massa de 1,5 g, diâmetro de 6,2 mm, permitem a montagem por polímero adesivo e são hermeticamente selados para maior resistência em ambientes severos, sendo capazes de operar em temperaturas entre -50 a 100 °C, o que viabilizou sua instalação no evaporador. Os acelerômetros

possuem uma alta resolução e incorporam um amplificador operacional em seu circuito eletrônico, fornecendo um sinal de baixa impedância e com uma elevada SNR (*signal-to-noise ratio*).



Figura A.9 – Acelerômetro classe IEPE, marca B&K®, modelo 4519-002 (CA-ETANO, 2013).

A Figura A.10 mostra os detalhes da instalação dos alojadores e sensores de pressão acústica no evaporador, onde também são visíveis os acelerômetros e a tomada de pressão absoluta da entrada do evaporador.

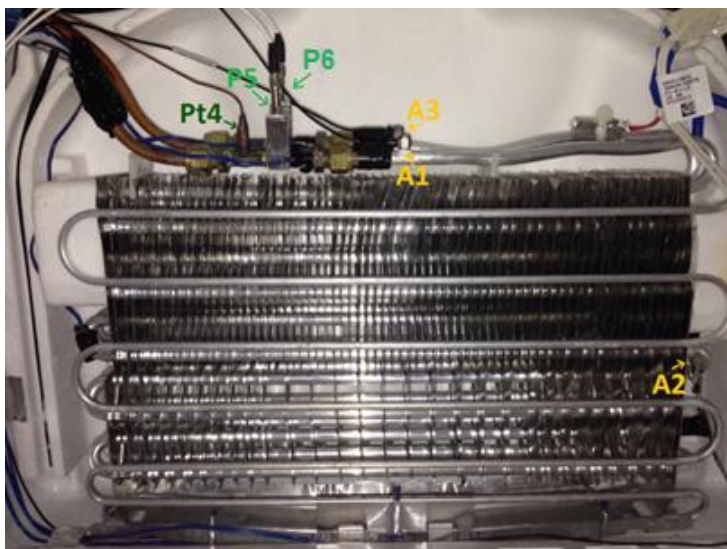


Figura A.10 – Instrumentação no evaporador: tomada de pressão absoluta (Pt4); sensores de pressão acústica (P5, P6); acelerômetros (A1, A2, A3) (Foto do autor).

Para monitoramento do ruído ambiente, um microfone de campo difuso foi posicionado próximo ao refrigerador, de frente para sua face traseira, a aproximadamente 1,0m de distância. Apesar de apresentar baixo ruído de fundo, o ambiente de testes não foi qualificado acusticamente, não permitindo uma medição precisa do nível de ruído ambiente produzido pelo refrigerador, que permitisse a comparação entre os ensaios. O monitoramento do ruído ambiente foi realizado com o intuito de possibilitar uma avaliação qualitativa do ruído emitido pelo refrigerador, e para auxiliar na identificação de ruídos anômalos. Foi utilizado um microfone do fabricante PCB Piezotronics® modelo 378B20, de diâmetro ½”, sensibilidade de 50 mV/Pa e faixa dinâmica de 3,75 a 125.000 Hz.

A medição da vazão mássica no sistema de refrigeração não foi empregada pelos seguintes motivos. Os tradicionais transdutores do tipo aceleração de Coriolis exigem que o escoamento seja monofásico; a ocorrência de escoamento bifásico líquido-vapor no elemento sensor resulta em medições não confiáveis. Desta forma, sua instalação para a medição da vazão mássica através do tubo capilar demandaria o alongamento da linha de líquido após o condensador e a utilização de um sub-resfriador adicional, capaz de garantir um escoamento totalmente líquido através do transdutor, além do posterior reaquecimento do escoamento para trazê-lo de volta a condição normal. Desta forma, o comportamento do sistema de refrigeração seria significativamente alterado, comprometendo a abordagem experimental proposta, que preconizava identificar as características típicas de escoamento e geração de excitação acústica sob condições usuais de trabalho do refrigerador. Além disto, as modificações também introduziriam alterações estruturais significativas, modificando a resposta vibro-acústica do sistema. Por fim, como será adiante demonstrado, a presença do filtro secador resulta em uma descontinuidade do escoamento, de forma que a vazão mássica medida à sua montante não é necessariamente representativa da vazão mássica instantânea no capilar, o que adicionaria mais uma fonte de incerteza aos resultados. A instalação do transdutor na descarga do compressor, o ponto do circuito de refrigeração onde o escoamento é sempre monofásico, também introduz incerteza adicional, pelo mesmo motivo, qual seja, a vazão mássica no compressor não é instantaneamente representativa da vazão através do tubo capilar, além de também introduzir uma alteração no circuito de refrigeração. A utilização de outras classes de sensores também apresentam várias das contra-indicações elencadas. A técnica de medição mais indicada seria do tipo velocime-

tria por efeito Doppler, por ser não-invasiva. Por outro lado, a incerteza de medição é dependente do conhecimento da velocidade de propagação acústica no fluido/escoamento, variável de difícil estimação em certas condições de escoamento bifásico. Por fim, concluiu-se que a estimação da vazão mássica mediante a utilização de um modelo matemático devidamente validado apresentaria incerteza de medição similar, além de concomitantemente permitir a análise das condições do escoamento ao longo do tubo capilar e, principalmente, na descarga, informações cruciais para a modelação dos fenômenos acústicos, conforme descrito no Caps. 2 e 4.

Na configuração original do refrigerador, o ventilador é montado diretamente sobre o *plenum*, placa divisória plástica que separa o espaço ocupado pelo evaporador e o volume interno do *freezer*, permitindo que a vazão de ar possa ser conduzida para o gabinete resfriado. Por se tratar de uma estrutura relativamente leve, encaixada e aparafusada na estrutura do gabinete, as vibrações do ventilador eram facilmente transmitidas ao evaporador. Inclusive, foi observado que devido às desmontagens e remontagens necessárias para a instalação da instrumentação, ocorriam significativas mudanças no nível de vibração transmitido. Desta forma, as medições de vibração realizadas sobre o evaporador foram afetadas, introduzindo uma fonte de incerteza considerável.

De forma a reduzir esta fonte de incerteza, o ventilador foi fixado diretamente na estrutura do gabinete, na placa horizontal que faz a divisão entre o gabinete resfriador e o *freezer*, de forma a evitar que o *plenum* transmitisse vibrações para a tubulação do evaporador.

Cabe observar que, ao longo do trabalho experimental, algumas modificações foram introduzidas. O acelerômetro A5, posicionado sobre a carcaça do compressor, somente foi utilizado na 1ª etapa do programa experimental (ensaios 1 a 8 da Tabela A.8), tendo sido posteriormente removido. O acelerômetro A2, originalmente situado no meio do evaporador, foi posteriormente reposicionado sobre o trocador de calor tubo capilar-linha de sucção, quando da substituição do tubo capilar de diâmetro interno de 0,767mm pelo de 0,52mm, de forma a melhor monitorar a ocorrência de excitações anômalas ao longo do conjunto do trocador de calor.

Visualização do escoamento

De forma a permitir a visualização do estado do escoamento na entrada do tubo capilar, foi instalado no refrigerador um filtro secador transparente em acrílico. Uma câmera tipo *webcam*, modelo “*lifecam*”

cinema” do fabricante Microsoft®, foi utilizada para monitorar o escoamento (Figura A.11), registrando-o em formato de vídeo ao longo de toda a duração do ensaio. As imagens capturadas permitem uma comparação das condições em que o escoamento se encontra com as variáveis termodinâmicas e acústicas medidas.

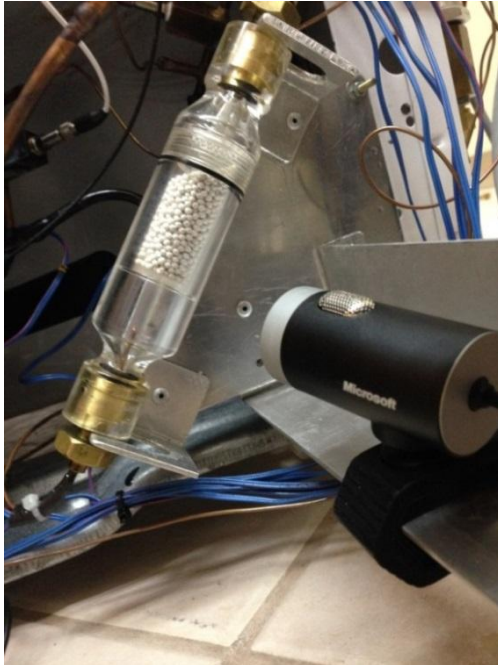


Figura A.11 – Aspecto da montagem do filtro secador transparente e câmera de monitoramento (PIANOVSKI, 2014).

Além disso, para melhor identificar a dinâmica de formação do vórtice em situações específicas, foram realizadas filmagens com câmera de alta velocidade, de propriedade do laboratório POLO da Universidade Federal de Santa Catarina, da marca Olympus®, modelo i-SPEED TR. Desta forma, foi possível registrar em detalhes a formação do vórtice e o mecanismo de engolimento de bolhas pelo tubo capilar.

Aquisição de dados

Para efetuar o monitoramento de todas as grandezas medidas, tanto termodinâmicas quanto acústicas, são utilizados dois sistemas de aquisição de dados (DAQ) distintos. O primeiro (DAQ 1) é utilizado

para a medição de pressão absoluta, temperaturas, velocidade do compressor. O segundo (DAQ 2) é utilizado para a medição dos sinais dos sensores de pressão acústica, acelerômetros e microfone. Cada DAQ é configurado e controlado através de um computador do tipo PC. O computador que controla o DAQ 1 também controla a gravação das filmagens feitas pela *webcam*.



Figura A.12 – Vista interna do filtro secador com tubo capilar inserido (foto do autor).

O DAQ 1 é um sistema da marca Agilent®, modelo 34972A, capaz de efetuar a medição de sinais em tensão elétrica em corrente contínua, e comunicação com computador através de interface USB. É configurado e controlado por meio de um programa computacional (VEE®), que permitiu o monitoramento e gravação simultânea dos dados. A configuração do sistema permite que seja realizada a cada 7 a 8 segundos uma varredura completa de todos os canais de medição. A cada varredura realizada, o sinal elétrico de cada canal é adquirido uma única vez e convertido na sua respectiva grandeza física através da aplicação de uma função transferência específica para cada tipo de sensor. Assim, os dados são registrados na sua respectiva unidade física. A Figura A.13 ilustra a tela de controle e monitoramento deste DAQ.

O DAQ 2 consiste em um sistema da marca National Instruments®, modelo cDAQ-9178, equipado com 3 módulos modelo NI 9234

com 4 canais cada. Este equipamento permite a leitura de sinais de quaisquer sensores do tipo ICP (*integrated circuit piezoelectric*) ou IE-PE (*integrated electronics*), sensores dotados de circuitos integrados onde são armazenados dados e informações relativos a seu funcionamento, bem como sensores analógicos tradicionais. A comunicação com computador também se dá através de interface USB.

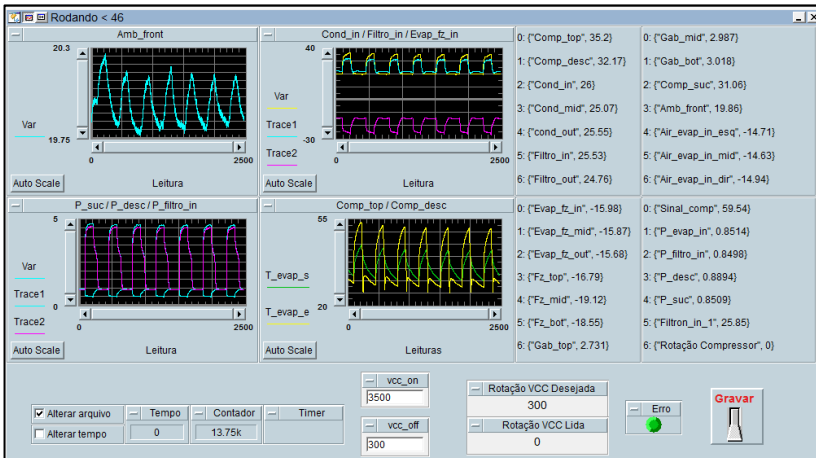


Figura A.13 – Aspecto da tela de aquisição e controle do DAQ 1 (Foto: PIANOVSKI, 2014).

O DAQ 2 foi configurado e controlado mediante o programa computacional LabVIEW® SignalExpress®. Este permite o monitoramento contínuo, o processamento e gravação simultânea dos sinais acústicos. O programa foi configurado para realizar 25.600 aquisições por segundo, de forma que, pelo critério de Nyquist (redução do efeito de *aliasing*) (HAVELOCK; KUWANO; VORLÄNDER, 2008), a frequência máxima de análise foi limitada a 10.240 Hz. Os sinais são filtrados para frequências abaixo de 10 Hz, e o próprio programa de aquisição efetua o processamento FFT (*fast Fourier transform* – transformação de Fourier) para obtenção dos valores *rms* e a distribuição espectral dos sinais em tempo real. A Figura A.14 ilustra uma tela típica do *software* SignalExpress®, mostrando na sub-tela superior um gráfico do valor instantâneo direto (não processado) ao longo do tempo de um sensor de pressão acústica, na central a evolução temporal dos níveis globais dos sinais acústicos, e na inferior o espectro em frequência dos sinais de pressão acústica, que são apresentados em tempo real.

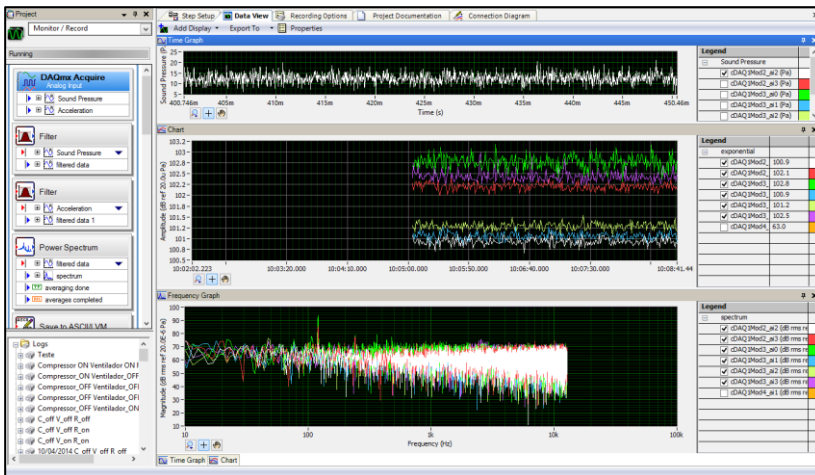


Figura A.14 – Aspecto da tela do *software* de aquisição da DAQ 2 (Foto: PIANOVSKI, 2014).

O controle e monitoramento da velocidade de rotação do compressor foi realizado mediante o emprego de uma unidade eletrônica de controle especialmente desenvolvida, que substituiu o módulo de controle original do compressor. A partir do *software* de controle do DAQ 1, era possível definir a rotação desejada para o compressor, e a unidade de controle atuava sobre o módulo inversor de frequência do compressor de forma a manter a rotação do motor elétrico no valor pré-programado. Simultaneamente, a unidade de controle fornecia a leitura precisa da velocidade do compressor. Esta unidade eletrônica também fornece um sinal analógico de tensão em corrente contínua diretamente proporcional ao valor da rotação, indicando o estado de acionamento do compressor, de acordo com a lógica de controle do refrigerador. Este sinal foi monitorado por ambos os DAQ, permitindo a sincronização de sua operação. A Figura A.15 sintetiza os fluxos de dados no arranjo experimental.

Ambiente de testes

Os testes foram realizados na Sala de Experimentos 2A do LVA - Laboratório de Vibração e Acústica, da Universidade Federal de Santa Catarina (Figura A.1). O controle de temperatura do ambiente é realizado por meio de um condicionador de ar do tipo *split*, com capacidade 12.000 Btu/h, marca Samsung®, acoplado a um sistema de reaquecimento ligado a um controlador do tipo PID. O controlador monitora a tem-

peratura da sala por meio de três termopares do tipo T distribuídos pela sala, e atua sobre duas resistências elétricas de aquecimento, com potência de 1.750 W cada, posicionadas em um duto de pequeno comprimento instalado após a saída de insuflamento da unidade evaporadora do condicionador de ar. O condicionador de ar opera em regime de resfriamento, e o ajuste fino da temperatura da sala é obtido por reaquecimento, pela ação do controlador sobre as resistências elétricas. O sistema mostrou-se capaz de manter a temperatura nos níveis desejados, dentro de uma faixa de variação de aproximadamente $\pm 0.3^{\circ}\text{C}$ durante a realização dos ensaios.

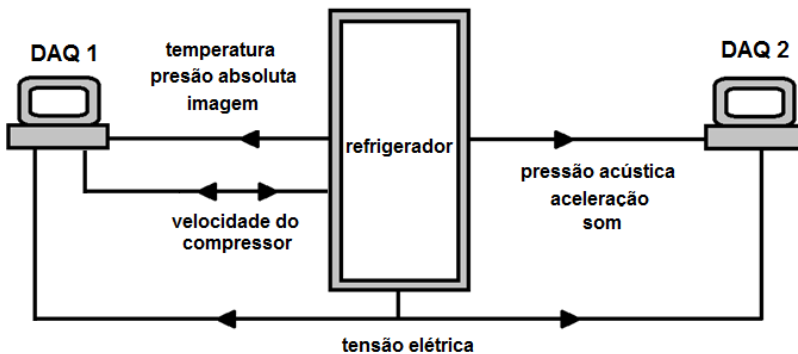


Figura A.15 – Fluxo de informações do arranjo experimental.

Medição das grandezas acústicas

As grandezas acústicas foram registradas de diferentes formas. Pela característica prevista para a excitação devida ao escoamento, qual seja, de um sinal contínuo de caráter aleatório (randômico), porém com propriedades estatísticas variáveis com o tempo (ou seja, contínuo não-estacionário), o principal quantificador utilizado foi o nível global da grandeza física medida.

O nível global é obtido a partir do quadrado do sinal (que é relacionado à potência instantânea), seguido de uma média em um intervalo de tempo (do que resulta o valor médio da potência, ou a média quadrática). Aplicando-se a raiz quadrada à média, obtém-se o valor *rms* do sinal, em sua unidade física. Então, para um sinal variante no tempo, $\Phi=f(t)$, e utilizando-se uma média linear (ou seja, atribuindo-se o mesmo peso a todos os dados da amostra), o valor *rms* do sinal é dado por:

$$\Phi_{\text{rms}} = \sqrt{\frac{1}{T_A} \int_{t_0}^{t_0 + T_A} \Phi^2(t) dt} \quad (\text{A.1})$$

onde T_A é o intervalo de tempo sobre o qual a média é obtida. Este parâmetro é definido em função de outros parâmetros, como a frequência de aquisição do sistema de medição.

No presente trabalho, o cálculo do valor *rms* dos sinais medidos é feito diretamente pelo software de aquisição na forma:

$$\Phi_{\text{rms}} = \sqrt{\frac{1}{M} \sum_{i=0}^{M-1} \Phi_i^2} \quad (\text{A.2})$$

onde M indica a número de amostras (*samples*) ou quantidade de registros realizados durante o intervalo de tempo de aquisição, e Φ_i^2 representa o valor quadrático do sinal a cada registro.

O sistema de aquisição empregou também a análise por transformada rápida de Fourier (FFT – *fast Fourier transform*). A FFT é um algoritmo para o cálculo rápido da transformada de Fourier discreta (DFT), forma especial da transformada de Fourier aplicável a um bloco (registro) de amostras de tempo discretas. Este método de cálculo é baseado na hipótese de que o registro represente um período de um sinal periódico artificial.

O sinal temporal é amostrado em um intervalo de tempo $\Delta t = 1/f_s$, onde f_s é a frequência de amostragem, e o registro contém N amostras, resultando em um período de registro de $T = N \cdot \Delta t$. O espectro resultante tem $N/2 + 1$ linhas espectrais entre 0 e $f_s/2$ (onde $f_s/2$ é a frequência de Nyquist), com uma largura de banda $\Delta f = 1/T$. Devido ao filtro anti-distorção (*anti-aliasing*), as faixas de frequência válidas resultam ligeiramente diferentes.

A frequência de aquisição (*sample frequency*) adotada foi de aproximadamente 25.600 Hz (para uma frequência de Nyquist de 10.000 Hz). Devido ao filtro *anti-aliasing* e outras características do sistema de aquisição, o intervalo de aquisição (válido também para o valor *rms*) resultou em aproximadamente 0,78 s, proporcionando um espectro de banda estreita com largura de banda de aproximadamente 1,28 Hz.

Por se tratar de um sinal contínuo e de caráter randômico, para redução da distorção de frequências no procedimento FFT (filragem

anti-aliasing) foi utilizada a função de Hann (*Hann window*) (HAVELOCK; KUWANO; VORLÄNDER, 2008). Cabe ressaltar que este tipo de função produz também uma modulação de amplitude, ou seja, o sinal resultante (filtrado) apresenta atenuação na amplitude em relação ao sinal original. Como o objetivo do presente trabalho é a análise comparativa entre resultados obtidos em diferentes condições, esta característica de modulação da amplitude, em princípio, não traz prejuízo à análise. Apenas no caso do sinal apresentar oscilações transientes muito rápidas a modulação de amplitude poderá prejudicar a análise, eventualmente dificultando a análise comparativa.

Foram realizados ensaios específicos para a avaliação da função coerência entre os sinais vibro-acústicos. A função coerência (PIER-SOL, 2007; HAVELOCK; KUWANO; VORLÄNDER, 2008) mede, em uma escala de 0 a 1, o grau de relação linear entre dois sinais (em princípio, entre um sinal de entrada e o sinal de saída em um determinado dispositivo). A função é definida como:

$$\gamma^2(f) = \frac{|G_{AB}(f)|^2}{G_{AA}(f)G_{BB}(f)} \quad (A.3)$$

onde G_{AA} e G_{BB} indicam a função auto-espectro do sinal A e B, respectivamente, e G_{AB} indica a função espectro cruzado (*cross spectrum*) entre os sinais A e B. Assim, a medição da função coerência é capaz de indicar se os sinais estão de alguma forma correlacionados, ou seja, se determinado fenômeno está produzindo efeitos em ambos os sinais, ou se há uma relação de causa e efeito entre os sinais.

Medição da carga de fluido refrigerante

O processo de carregamento de fluido refrigerante no sistema de refrigeração é necessário após cada desmontagem do sistema. O processo de medição da carga de fluido refrigerante é apresentado em detalhes por Pianovski (2014). Em resumo, um cilindro apropriado é totalmente evacuado, e tem sua massa medida, com o emprego de uma balança digital. Em seguida, uma carga de fluido é admitida neste cilindro, que tem novamente sua massa medida. A diferença entre as duas medições determina a massa de fluido refrigerante presente no cilindro. No presente caso, como a carga de fluido refrigerante é um dos fatores controlados do planejamento fatorial, a carga de fluido era ajustada em um valor um pouco acima da carga nominal. Posteriormente, o cilindro é

conectado ao sistema, devidamente evacuado, e a carga de fluido é liberada para o sistema. Após a operação, mede-se mais uma vez a massa do cilindro, determinando-se a massa de fluido restante no cilindro. A diferença entre os dois valores (cilindro cheio antes do carregamento, e cilindro vazio após o carregamento) determinam a massa de fluido refrigerante adicionada ao sistema.

Previamente ao carregamento do fluido refrigerante, o sistema de refrigeração tem sua estanqueidade testada, aplicando-se uma carga de fluido inerte (geralmente, nitrogênio) em um nível de pressão superior aos valores esperados de pressão de condensação do fluido refrigerante de trabalho. A pressão do sistema é monitorada, e o sistema é considerado estanque (isto é, sem vazamentos), se a pressão mantém-se estável durante algumas horas. Após esta verificação, o fluido inerte é removido, e o sistema é submetido a evacuação, com a utilização de uma bomba de vácuo apropriada. A pressão de vácuo do sistema é monitorada, e o processo de evacuação continua até que se atinja os valores desejados (inferior a 0,05 mbar, aproximadamente 38 μmHg), de maneira sustentada, ou seja, a bomba de vácuo consegue manter o valor final constante.

A Tabela A.6 indica a carga de fluido refrigerante utilizada em cada etapa de medição, bem como o nível de pressão de vácuo atingido previamente ao processo de carregamento. As incertezas de medição são apresentadas no Apêndice B. A carga de fluido de 71g na montagem do tubo capilar de 0,520mm precisou ser repetida devido à ocorrência de vazamento no sistema. Pode-se constatar que a diferença entre os dois processos de carga resultou inferior a 0,37%.

Tabela A.6– Determinação da carga de fluido refrigerante e pressão de vácuo.

Bloco	DI capilar [mm]	Carga nominal [g]	Carga de fluido [g]	Carga no cilindro cheio [g]	Carga no cilindro vazio [g]	Pressão de vácuo no refrigerador [mbar]
1	0,643	56	56,38	56,56	0,18	0,013
	0,643	71	71,84	71,86	0,02	0,023
2	0,767	71	70,64	71,25	0,61	*
	0,767	56	58,81	59,18	0,37	0,029
3	0,520	56	57,93	58,33	0,40	0,039
	0,520	71 (1)	71,22	71,43	0,21	0,046
	0,520	71 (2)	70,96	71,29	0,33	0,045
adicional	0,520	41	42,99	43,2	0,21	0,046

* *informação exata foi perdida, mas valor foi da ordem dos demais*

Medição das dimensões dos conjuntos tubo capilar-linha de sucção

Devido à necessidade de fabricação de novos conjuntos tubo capilar-linha de sucção, o diâmetro interno da linha de sucção nos conjuntos com os tubos capilares de 0,767 mm e 0,52 mm foi ligeiramente diferente do diâmetro original, qual seja, 5,95 mm e 6,00 mm respectivamente. As dimensões dos conjuntos são apresentadas na Tabela A.7.

Tabela A.7– Dimensões dos conjuntos tubo capilar-linha de sucção empregados.

Conjunto	Componente	Dc,i [mm]	Dc,e [mm]	Lc [mm]	Lin [mm]	Ltc [mm]	Ls [mm]
1	tubo capilar	0,643	1,90	2398	450	1546	402
	linha de sucção	7,14	7,94				
2	tubo capilar	0,520	1,85	2462	490	1562	410
	linha de sucção	6,00	8,10				
3	tubo capilar	0,767	1,90	2433	455	1563	415
	linha de sucção	5,95	7,90				

Procedimento de substituição do conjunto tubo capilar-linha de sucção

O planejamento experimental contemplou a realização de testes com tubos capilares de diferentes diâmetros. Como o conjunto tubo capilar-linha de sucção é instalado no interior da parede lateral do gabinete do refrigerador, a troca do conjunto demandou complexo trabalho manual.

Inicialmente, a chapa metálica externa do refrigerador precisava ser cortada, na região onde se localizava o conjunto, tomando-se o cuidado extremo para não danificar a tubulação do sistema de refrigeração, expondo o preenchimento interno em poliuretano expandido, dentro do qual o conjunto é posicionado. Desta forma, o passo seguinte consistia em escavar manualmente esta camada de poliuretano, de forma a deixar exposto o conjunto tubo capilar-linha de sucção (Figura A.16). Este conjunto era em seguida removido, por fusão das junções soldadas com os componentes e linhas limítrofes. O novo conjunto era então posicionado, e conectado aos demais componentes. Realizava-se em seguida a reinjeção do poliuretano expandido, preenchendo-se as partes que haviam sido removidas. Por fim, a chapa de aço externa era recolocada na posição, e colada com cola fórmica, sendo a linha do corte coberta com fita alumínio.



Figura A.16 – Aspecto do procedimento de troca do conjunto tubo capilar-linha de sucção.

Planejamento experimental

As Tabelas A.8 e A.9 apresentam a listagem dos 66 ensaios realizados, especificando os valores dos fatores independentes em cada ensaio.

Tabela A.8– Matriz principal de ensaios.

Ensaio	Dc,i [mm]	cr [g]	Ta [°C]	rot [rpm]
1	0,643	56	20	1600
2	0,643	56	20	3500
3	0,643	56	25	1600
4	0,643	56	25	3500
5	0,643	71	20	1600
6	0,643	71	20	3500
7	0,643	71	25	1600
8	0,643	71	25	3500
9	0,767	56	20	1600
10	0,767	56	20	3500
11	0,767	56	25	1600
12	0,767	56	25	3500
13	0,767	71	20	1600
14	0,767	71	20	3500
15	0,767	71	25	1600
16	0,767	71	25	3500
17	0,520	56	20	1600
18	0,520	56	20	3500
19	0,520	56	25	1600
20	0,520	56	25	3500
21	0,520	71	20	1600
22	0,520	71	20	3500
23	0,520	71	25	1600
24	0,520	71	25	3500

Tabela A.9– Matriz de ensaios adicionais.

(a) ensaios regulares

Ensaio	Dc,i [mm]	cr [g]	Ta [°C]	rot [rpm]
25	0,767	56	20	4000
26	0,767	56	25	2500
27	0,767	56	25	4000
28	0,767	71	20	2500
29	0,767	71	25	2500
30	0,520	56	20	4000
31	0,520	56	25	4000
32	0,520	71	20	4000
33	0,520	71	25	4000
34	0,520	41	20	1600
35	0,520	41	20	3500
36	0,520	41	25	1600
37	0,520	41	25	3500

(b) ensaios pós-degelo

Ensaio	Dc,i [mm]	cr [g]	Ta [°C]	rot [rpm]
9D	0,767	56	20	1600
10D	0,767	56	20	3500
11D	0,767	56	25	1600
12D	0,767	56	25	3500
13D	0,767	71	20	1600
14D	0,767	71	20	3500
15D	0,767	71	25	1600
16D	0,767	71	25	3500
17D	0,520	56	20	1600
18D	0,520	56	20	3500
19D	0,520	56	25	1600
20D	0,520	56	25	3500
21D	0,520	71	20	1600
22D	0,520	71	20	3500
23D	0,520	71	25	1600
24D	0,520	71	25	3500
25D	0,767	56	20	4000
26D	0,767	56	25	2500
27D	0,767	56	25	4000
28D	0,767	71	20	2500
29D	0,767	71	25	2500
30D	0,520	56	20	4000
31D	0,520	56	25	4000
32D	0,520	71	20	4000
33D	0,520	71	25	4000
34D	0,520	41	20	1600
35D	0,520	41	20	3500
36D	0,520	41	25	1600
37D	0,520	41	25	3500

APÊNDICE B

INCERTEZAS DE MEDIÇÃO

Os métodos de cálculo e a terminologia empregada nesta seção segue a normatização brasileira, bem como as demais normas internacionais presentemente aplicáveis à ciência da metrologia (JCGM, 2008; INMETRO, 2009).

Pelas características inerentes ao processo de determinação de seu valor, as grandezas físicas apresentadas no presente trabalho foram divididas em dois grupos. As grandezas qualificadas como primárias são aquelas cujo valor é determinado por um procedimento de medição específico, empregando-se um sistema de medição (SM) apropriado. As grandezas qualificadas como derivadas são aquelas cujo valor é determinado por um procedimento de cálculo definido por um modelo matemático, a partir dos valores das grandezas primárias e/ou de outras grandezas secundárias (ALBERTAZZI; SOUZA, 2008; VUOLO, 1996).

B.1 – Grandezas físicas primárias

Entre as grandezas físicas primárias, em função dos procedimentos de medição característicos, faz-se necessária a distinção entre 3 grupos, a seguir apresentados.

/B.1.1/ Grandezas geométricas

Medição direta

Dentre as grandezas geométricas medidas, as diversas medições de comprimento, do diâmetro externo do tubo capilar e diâmetro interno da linha de sucção, foram realizadas pelo método direto, ou seja, por comparação direta com uma escala graduada.

Para a medição de comprimento, foi utilizada uma trena com divisão de escala (DE) de 1 mm. Como algumas medições incluíam trechos curvos (p. ex., o segmento do trocador de calor tubo capilar-linha de sucção), o procedimento de medição consistiu em estender uma linha de barbante ao longo de todo o comprimento a ser medido, e posterior comparação deste barbante, devidamente linearizado, com a escala de medição. Não foram realizadas repetições das medidas; desta forma, não foi avaliada a repetitividade da medição. A temperatura ambiente no momento da medição não foi monitorada.

Assim, em função da simplicidade do procedimento de medição (erros de posicionamento da trena, ausência de controle sobre a temperatura, desconhecimento do erro sistemático do instrumento de medição), considerou-se, para esta medição, uma incerteza de medição equivalente a 3 vezes a divisão de escala da trena.

Para a medição do diâmetro externo do tubo capilar ($D_{c,o}$) e interno da linha de sucção ($D_{s,i}$), foi utilizado um paquímetro, com divisão de escala de 0,05 mm. Não foram realizadas repetições das medidas. Por conta de possíveis erros de circularidade, e em função da falta de controle sobre temperatura e desconhecimento do erro sistemático, também para esta medição uma incerteza de medição equivalente a 3 vezes a divisão de escala do paquímetro. A Tabela B.1 sintetiza as informações.

Tabela B.1 – Incertezas de medição: grandezas geométricas, medição direta.

Grandeza física	instrumento	unidade física	DE	Re	U ±
comprimento	trena	mm	1	3	3
diâmetro	paquímetro	mm	0,05	0,15	0,15

Medição indireta

A medição do diâmetro interno do tubo capilar apresenta características peculiares, devido ao reduzido valor, o que impossibilita a utilização de instrumentos de medição direta. Desta forma, esta medição é realizada indiretamente, por meio do método de vazão volumétrica de nitrogênio, conforme a norma técnica ASHRAE 28 (ASHRAE, 1996). Para isto, foi utilizado aparato experimental específico, pertencente ao POLO Laboratório de Pesquisa de Tecnologias Inovadoras em Refrigeração e Termofísica (MELO et al., 1998b). Conforme estabelecido na norma técnica, a medição de cada amostra de tubo capilar envolve um processo de medição em várias etapas, incluindo diferentes grandezas físicas (temperatura, pressão absoluta e vazão volumétrica). É realizado o levantamento das incertezas expandidas (por métodos do Tipo A - JCGM, 2008) associadas a cada grandeza física, e estimada a propagação destas incertezas, resultando na incerteza de medição final. Assim, a cada amostra está associada uma incerteza de medição distinta.

A incerteza de medição é apresentada na Tabela B.2, para cada amostra medida. Observa-se que ao tubo capilar de menor diâmetro está associado o valor mais elevado de incerteza de medição.

Tabela B.2 – Incertezas de medição: grandezas geométricas, medição indireta.

Grandeza física	método	unidade física	valor medido	U ±	Erro percentual
diâmetro interno do tubo capilar	vazão de nitrogênio	mm	0,520	0,022	4,2%
			0,643	0,008	1,2%
			0,767	0,013	1,7%

/B.1.2/ Grandezas termodinâmicas

Grandezas invariáveis

A massa de fluido refrigerante e a pressão de vácuo no sistema podem ser classificadas como grandezas estáticas ou invariáveis. O erro sistemático do sistema de medição não foi determinado, e apenas uma repetição de cada medição foi realizada (não houve mensuração estatística do processo). De maneira conservadora, a repetitividade foi considerada igual a duas vezes o valor da divisão de escala (no caso, o incremento digital do sistema). Os resultados são apresentados na Tabela B.3.

Tabela B.3 – Incertezas de medição: grandezas termodinâmicas invariáveis.

Grandeza física	instrumento	unidade física	DE	Re	U ±
massa de refrigerante	balança eletrônica	g	0,01	0,02	0,02
pressão de vácuo	foil strain gage	mbar	0,001	0,002	0,002

Grandezas variáveis

Pressões absolutas e temperaturas são classificadas como grandezas dinâmicas, por apresentarem variação ao longo do processo de medição. Desta forma, a incerteza padrão foi calculada pela combinação de métodos do Tipo A e do Tipo B (JCGM, 2008; VUOLO, 1996). O cálculo das incertezas pelos métodos do Tipo B levou em consideração as características de resolução, repetibilidade e calibração de cada sensor. O cálculo das incertezas por métodos do Tipo A foram definidas por uma análise estatística de um número relativamente grande de medições obtidas com os mensurandos estabilizados, ou seja, em uma condição de teste aproximadamente estática, com o sistema de refrigeração desligado, e a temperatura ambiente mantida tão constante quanto possível.

Desta forma, as incertezas calculadas pelos métodos do Tipo A estimam o comportamento metrológico do sistema de medição real.

A incerteza expandida (U) de cada medição foi definida por um intervalo de confiança de 95,45% de probabilidade (2 desvios-padrão considerando distribuição normal).

Em relação à medição de pressão absoluta, como cada sensor apresentava comportamento e curvas de calibração distintos, e faixas de medição diferentes, cada sensor apresentou um valor de incerteza de medição distinto, como se pode constatar na Tabela B.4, onde são apresentadas, além da incerteza expandida, as incertezas (na forma de desvio padrão) calculadas segundo os métodos do Tipo A e do Tipo B.

Tabela B.4 – Incertezas de medição: grandezas termodinâmicas.

Grandeza física	instrumento	unidade física	ponto de medição	Tipo A \pm	Tipo B \pm	U \pm
temperatura	termopar	°C	todos	6,5E-02	9,9E-02	0,24
pressão absoluta	foil strain gage	bar	Pt3	1,2E-03	1,7E-02	0,035
			Pt4	7,5E-04	1,0E-02	0,020

/B.1.3/ Grandezas acústicas

As grandezas acústicas são, por definição, classificadas como grandezas dinâmicas, por apresentarem variação ao longo do processo de medição. Desta forma, a incerteza padrão foi calculada pela combinação de métodos do Tipo A e do Tipo B, e a incerteza expandida definida por um intervalo de confiança de 95,45% de probabilidade. Os resultados são apresentados na Tabela B.5. Em ambos os casos, a incerteza dominante é a de resolução do sensor (Tipo B).

Tabela B.5 – Incertezas de medição: grandezas acústicas.

Grandeza física	instrumento	unidade física	ponto de medição	Tipo A \pm	Tipo B \pm	U \pm
pressão acústica	sensor piezoelétrico	Pa	P5	5,5E-02	2,0E+00	3,9
aceleração	acelerômetro	m/s ²	A1	1,7E-03	1,2E-02	0,023

Incerteza associada ao processamento do sinal acústico

Como as grandezas acústicas são sinais dinâmicos, o próprio processamento do sinal (p. ex., a obtenção do valor *rms*) introduz uma in-

certeza. Esta parcela de incerteza é referenciada como incerteza de resposta (RU – *response uncertainty*) (HESSLING, 2006), podendo ser incluída em uma análise de incerteza convencional.

Para um sinal randômico estacionário, o desvio padrão relativo ε do valor *rms* calculado é dado por (HERLUFSEN, GADE, ZAFERI, 2007):

$$\varepsilon = \frac{1}{2\sqrt{B \cdot T_A}}$$

ou, em termos de nível global [dB]:

$$L_\varepsilon = \frac{4,34}{\sqrt{B \cdot T_A}}$$

onde B é a largura de banda analisada, e T_A o intervalo de tempo de amostragem para a média *rms*. É assumido que $(B \cdot T_A) \gg 1$.

Para a metodologia de aquisição empregada (descrita no Apêndice A), a banda de frequências analisada foi de 10-10.000 Hz, resultando em $B = 9.990$ Hz. Para $T_A = 0,78$ s, a incerteza associada à média *rms* resulta em $\pm 0,57\%$ do valor medido.

Comparando-se aos valores de incerteza determinados pelos métodos do Tipo A, constata-se que a incerteza de resposta é mais significativa no caso de P5, e menos significativa no caso de A1. Porém, como em ambos os casos a resolução do sensor é a incerteza dominante, os valores indicados na Tabela B.5 permanecem representativos.

B.2 – Grandezas físicas derivadas

Em relação às grandezas físicas derivadas, ou seja, calculadas em função das grandezas físicas primárias ou de outras grandezas derivadas, foi aplicado o método tradicional de propagação de incertezas (VUOLO, 1996; JCGM, 2008).

A Tabela B.6 apresenta os valores da incerteza do resultado associada às principais variáveis derivadas. São apresentados os valores percentuais máximo e médio típicos de cada grandeza, para cada grupo de ensaios. A principal diferença entre os diversos grupos deve-se à significativa influência do diâmetro interno do tubo capilar sobre diversas grandezas (principalmente a vazão mássica e a potência acústica), e

a considerável diferença da incerteza de medição associada a cada diâmetro interno medido (Tabela B.2).

Tabela B.6 – Incertezas de medição: grandezas físicas derivadas.

Grandeza física		Grupo de ensaios				
		1-8	9-16	17-24	9D-16D	17D-24D
		25-29	30-37	25D-29D	30D-37D	
\dot{m}	médio	3,2%	3,4%	6,8%	3,2%	6,5%
	máximo	3,6%	3,9%	9,6%	3,8%	9,6%
x_o	médio	3,3%	4,1%	6,9%	3,8%	6,4%
	máximo	3,6%	4,3%	10,8%	4,0%	8,8%
p_o	médio	1,6%	1,4%	2,1%	1,3%	2,0%
	máximo	1,8%	1,7%	2,9%	1,6%	2,9%
p_{rj}	médio	2,2%	2,1%	2,9%	1,8%	2,8%
	máximo	2,4%	2,2%	3,7%	1,9%	3,7%
c_2	médio	0,036%	0,034%	0,044%	0,026%	0,044%
	máximo	0,041%	0,039%	0,053%	0,033%	0,057%
U_o	médio	4,9%	5,5%	10,3%	5,2%	9,5%
	máximo	5,3%	6,0%	11,6%	5,6%	10,7%
M_{aj}	médio	4,9%	5,5%	10,3%	5,2%	9,5%
	máximo	5,3%	6,0%	11,6%	5,6%	10,7%
W_m	médio	10,3%	11,6%	21,7%	10,9%	20,1%
	máximo	11,1%	12,6%	23,7%	11,8%	23,5%
W_a	médio	14,1%	12,2%	10,8%	12,4%	9,9%
	máximo	23,3%	17,3%	20,4%	18,7%	12,4%
η	médio	17,9%	17,0%	24,4%	16,7%	22,5%
	máximo	25,8%	20,8%	30,5%	21,5%	26,0%

APÊNDICE C

DADOS EXPERIMENTAIS

As Tabelas C.1, C.2 e C.3 apresentam os intervalos de tempo em que alguns dos principais eventos do funcionamento do ciclo de operação do refrigerador foram observados (medidos em relação ao instante de partida do compressor). A 2ª coluna indica a duração total do ciclo, determinada pelo acionamento e desligamento do compressor. A 3ª coluna indica o instante de tempo em que o primeiro jorro de fluido no estado líquido irrompe no filtro secador. Antes deste instante, já há pequena quantidade de líquido presente no filtro secador, mas que é consequência da condensação do vapor presente no próprio filtro e no TAF. A 4ª coluna indica o momento em que o nível de líquido no filtro secador atinge a altura da ponta do tubo capilar, e este começa a ingerir o fluido no estado líquido. A 5ª coluna indica o instante em que o nível de líquido do interior do filtro secador atinge seu valor máximo, e a 6ª coluna indica o instante em que este nível começa a descer (indicando que a vazão mássica no tubo capilar aumenta, geralmente por consequência da redução da temperatura de saída do evaporador, e supera a vazão mássica induzida pelo compressor). A 7ª coluna indica o instante em que ocorre o fechamento do *damper* de controle da vazão de ar para o gabinete resfriador (Figura A.3), indicando que a temperatura deste gabinete atinge o valor desejado, em função do que o ar passa a circular apenas no *freezer* por alguns minutos, até que a temperatura neste gabinete também atinja o valor desejado, quando então o compressor e o ventilador são desligados. Por fim, a 8ª coluna indica o instante em que se inicia o regime de formação de vórtice na entrada do tubo capilar. As células em branco indicam que o evento não foi observado naquele ensaio específico. No ensaio na condição 15, os tempos dos eventos não puderam ser medidos devido a problemas na realização do ensaio, que não permitiram registrar os instantes iniciais do ciclo. Da mesma forma, nos ensaios 9D, 10D, 11D e 15D, não foi registrado o término do ciclo, o que não permitiu determinar a duração do mesmo e o instante de fechamento do *damper*.

Pode se observar que, nas mesmas condições de operação, o ciclo pós-degelo é significativamente mais longo, assim como o tempo até o fechamento do *damper*, evidenciando o impacto da operação de degelo sobre a capacidade do sistema de refrigeração.

Tabela C.1 – Tempos dos eventos [s]: matriz padrão.

Teste	duração do ciclo	efluxo de líquido	ingestão de líquido	nível máximo	descida de nível	fechamento do damper	início do vórtice
1	2307	25	39			1370	52
2	933	21	25	59	67	882	207
3	3101	20	32			1814	54
4	1240	15	25	57	61	1281	93
5	3073	21	36			1681	48
6	1025	17	25	66	166	936	359
7	6303	25	41			1430	58
8	1447	15	25	67	129	1364	232
9	2972	20	48			1564	56
10	1114	17	25			1014	27
11	7331	18	32			2116	56
12	1490	15	25			1361	27
13	4938	17	28			2412	49
14	1538	16	25			1182	27
15							
16	2612	13	23			2205	25
17	2414	29	34	187	1107	1497	1549
18	1391	23	25	55		1147	
19	3735	25	29	780		2316	
20	1740	18	22	71		1514	
21	3236	27	32	307	1686	2187	2437
22	1475	19	21	46	1585	1164	
23	3817	22	26	214	229	2374	534
24	1606	16	19	65		1432	

Tabela C.2 – Tempos dos eventos [s]: ensaios adicionais.

Teste	duração do ciclo	efluxo de líquido	ingestão de líquido	nível máximo	descida de nível	fechamento do damper	início do vórtice
25	998	14	24			973	25
26	2538	16	24			2131	37
27	1321	12	21			1274	25
28	2176	18	30			1398	35
29	3248	18	29			2129	35
30	1501	22	23	47		1212	
31	1677	20	24	58		1488	
32	1370	18	20	45		1110	
33	1559	14		63		1454	
34	3484	33				2144	56
35	1720	10		228	1121	1221	
36	3279	25				3065	34
37	2356	20		155	388	2138	

Tabela C.3 – Tempos dos eventos [s]: ensaios pós-degelo.

Teste	duração do ciclo	efluxo de líquido	ingestão de líquido	nível máximo	descida de nível	fechamento do damper	início do vórtice
9D		10	19	30	34		48
10D		15	15	15	105		146
11D		16	22				23
12D	2572	13	14	29	90	2204	130
13D	8346	16	16	43	50	2723	73
14D	2560	14	15	58		1648	145
15D		13	17	28	28		51
16D	3349	15	16	51	0	2386	147
17D	5113	14	15	21		3364	
18D	3441	4	6			1495	
19D	7316	12	13	49	1433	2734	2636
20D	3008	14	15	55		2240	
21D	4157	8	8	37	2819	1939	3171
22D	2991	12	12	54	3108	1956	
23D	7600	16	16	46	2560	2385	2835
24D	2923	14	16	48		2328	
25D	0	14	15	34	113	0	163
26D	3004	13	16	39	55	1778	97
27D	1935	11	13	25	92	1508	121
28D	0	16	17	20	76	1927	112
29D	0	15	16	65	95	3970	115
30D	3846	4	5	27	0	2012	0
31D	2948	13	14	30	0	2173	0
32D	2540	8	8	43	0	1590	0
33D	2737	12	12	36	0	2166	0
34D	7422	14	15	50	1006	2646	4291
35D	3094	12	13	35	1773	1755	0
36D	10984	16	17	65	105	2545	2838
37D	4742	12	13	27	1847	3392	0

As Tabelas C.4, C.5 e C.6 apresentam os resultados observados para as principais variáveis experimentais termodinâmicas, respectivamente para a matriz experimental padrão, para os ensaios adicionais, e para os ensaios pós-degelo. As denominações das variáveis indicadas nas tabelas estão de acordo com as Tabelas A.1, A.2 e A.5, e Figura A.1. Nestas tabelas, a coluna “vórtice” indica a condição de escoamento na entrada do tubo capilar (NV – sem vórtice; VI – vórtice intermitente; VC – vórtice contínuo) durante o período de obtenção dos valores (período de maior estabilização) e “tv” indica o tempo até a formação do vórtice (medido a partir do momento em que o compressor é ligado; a indicação “no” indica que não foi observada formação de vórtice durante o período de amostragem).

Tabela C.4 – Grandezas termodinâmicas – matriz principal.

Tes- te	Vór- tice	tv [s]	Pt1 [bar]	Pt2 [bar]	Pt3 [bar]	Pt4 [bar]	T1 [°C]	T2 [°C]	T6 [°C]	T7 [°C]	T10 [°C]	T17 [°C]	T24 [°C]	T(fs) [°C]	T(ced) [°C]	T(ev) [°C]	T(fz) [°C]	T(ff) [°C]	T(a) [°C]	T(ae) [°C]	sub [°C]	super [°C]	$\Delta T1$ [°C]
1	VI	52	0,67	4,11	4,02	0,68	34,6	41,0	27,5	26,2	-18,3	22,7	28,0	27,7	29,1	-19,7	-16,8	2,8	20,1	-13,7	1,7	3,6	44,5
2	VI	207	0,54	4,79	4,58	0,58	40,5	50,4	32,3	30,7	-22,9	23,3	33,3	32,8	34,1	-23,6	-18,6	2,3	20,2	-15,1	1,7	3,0	53,0
3	VI	54	0,69	4,65	4,55	0,69	39,6	46,6	32,3	30,1	-18,1	26,1	33,1	32,7	33,7	-19,2	-16,7	3,3	24,9	-13,3	1,2	3,3	48,8
4	VI	93	0,54	5,42	5,26	0,57	45,8	55,9	37,0	35,3	-23,1	27,9	38,3	37,6	39,1	-23,6	-18,4	2,8	25,1	-15,3	1,4	2,9	58,4
5	VI	48	0,71	4,17	4,05	0,72	32,3	38,4	29,1	28,2	-19,8	16,3	30,0	29,6	29,6	-19,4	-16,6	3,9	19,9	-13,3	0,0	0,8	48,0
6	NV	359	0,57	4,87	4,69	0,59	37,4	46,7	33,7	32,6	-24,5	13,4	35,2	34,4	34,6	-23,7	-18,3	2,1	19,9	-15,2	0,3	0,7	57,1
7	VC	58	0,74	4,77	4,68	0,75	41,3	47,8	34,1	33,1	-18,8	19,7	35,2	34,6	34,7	-18,5	-16,4	2,7	25,0	-13,3	0,2	0,7	51,9
8	VI	232	0,59	5,57	5,38	0,61	46,1	55,3	38,7	37,9	-23,5	19,4	40,4	39,6	40,2	-22,9	-18,3	2,9	25,1	-15,3	0,2	0,9	61,5
9	VI	56	0,71	4,09	3,98	0,74	35,3	41,4	28,4	27,0	-19,9	23,3	29,2	28,8	28,9	-19,5	-16,3	2,8	19,9	-13,6	0,2	0,4	46,9
10	VI	27	0,57	4,78	4,60	0,62	41,2	50,4	33,1	31,1	-24,3	22,3	34,4	33,7	34,2	-23,4	-17,9	2,3	19,8	-15,4	0,4	0,4	55,4
11	VC	56	0,73	4,80	4,71	0,76	45,3	51,7	34,4	33,2	-19,0	30,1	35,3	34,8	35,0	-18,6	-16,0	3,1	25,2	-12,9	0,3	0,5	52,3
12	VC	27	0,59	5,50	5,32	0,64	49,2	58,6	38,4	36,8	-23,4	27,5	39,8	39,1	39,7	-22,6	-17,6	2,7	25,1	-14,6	0,4	0,5	60,1
13	VC	49	0,76	4,22	4,10	0,79	34,5	40,6	28,9	27,1	-18,5	17,8	29,7	29,3	29,7	-18,5	-15,8	2,6	20,3	-13,1	0,8	0,2	45,7
14	VC	26	0,65	5,08	4,85	0,69	36,6	44,7	34,1	31,5	-21,8	5,9	35,6	34,8	35,5	-21,5	-17,3	2,8	20,1	-14,6	1,1	0,2	53,3
15	VC	*	0,76	4,83	4,71	0,79	45,0	51,0	34,0	32,5	-18,4	23,5	34,9	34,4	35,0	-18,5	-16,6	2,4	25,1	-13,8	0,8	0,3	50,9
16	VC	25	0,65	5,81	5,59	0,70	46,5	54,8	39,6	37,4	-21,4	13,0	41,2	40,4	41,2	-21,1	-17,1	2,8	25,0	-14,4	0,8	0,5	58,7
17	NV	1549	0,67	4,09	3,99	0,70	34,0	40,9	27,7	26,6	-21,3	23,8	28,2	28,0	28,9	-20,8	-17,1	2,0	19,9	-14,5	1,3	0,3	47,9
18	NV	no	0,40	4,48	4,40	0,45	39,2	47,2	22,3	22,0	-19,8	23,3	22,1	22,2	32,0	-25,0	-17,4	2,4	20,4	-14,5	11,0	11,4	41,8
19	NV	no	0,65	4,78	4,70	0,68	44,2	50,7	30,2	29,0	-17,8	30,5	30,3	30,2	34,6	-19,7	-16,3	2,5	25,0	-13,5	5,3	4,4	47,2
20	NV	no	0,45	5,28	5,19	0,50	48,3	56,7	28,1	27,7	-20,4	29,1	28,1	28,1	38,0	-24,2	-17,5	2,8	25,3	-14,3	11,2	8,7	48,2
21	NV	2437	0,68	4,11	4,02	0,71	32,3	39,3	27,3	25,8	-21,0	22,1	27,6	27,4	29,1	-20,4	-16,9	3,3	20,3	-14,0	2,2	0,3	46,7
22	NV	no	0,41	4,60	4,53	0,46	38,2	46,5	20,5	20,6	-21,0	22,3	20,2	20,4	32,7	-25,5	-17,4	2,7	20,2	-14,3	13,9	9,6	41,6
23	VI	534	0,72	4,80	4,71	0,75	41,0	48,2	34,2	33,8	-19,5	24,6	35,2	34,7	34,7	-19,0	-16,2	3,6	25,2	-13,0	0,4	0,4	53,3
24	NV	no	0,46	5,63	5,55	0,51	47,4	55,8	25,0	25,2	-20,5	27,2	24,8	24,9	40,2	-24,0	-17,9	2,5	25,0	-14,8	17,0	8,1	45,7

* não foi possível realizar a medição

Tabela C.5 – Grandezas termodinâmicas – ensaios adicionais.

Tes- te	Vór- tice	tv [s]	Pt1 [bar]	Pt2 [bar]	Pt3 [bar]	Pt4 [bar]	T1 [°C]	T2 [°C]	T6 [°C]	T7 [°C]	T10 [°C]	T17 [°C]	T24 [°C]	T(fs) [°C]	T(cod) [°C]	T(ev) [°C]	T(fz) [°C]	T(ff) [°C]	T(a) [°C]	T(ae) [°C]	sub [°C]	super [°C]	$\Delta T1$ [°C]
25	VC	25	0,55	4,91	4,71	0,60	42,8	52,3	33,8	31,8	-25,0	22,5	35,2	34,5	35,2	-24,1	-18,2	2,2	19,9	-15,7	0,4	0,4	56,8
26	VC	37	0,64	5,17	5,03	0,67	47,6	55,8	36,6	35,1	-22,0	28,4	37,7	37,2	37,5	-21,4	-17,3	2,7	25,0	-14,5	0,4	0,5	57,1
27	VC	25	0,56	5,73	5,53	0,62	50,9	60,4	39,5	37,8	-24,3	27,0	41,2	40,4	41,4	-23,5	-18,0	2,5	25,1	-15,2	0,4	0,5	62,1
28	VC	35	0,68	4,68	4,49	0,72	34,7	42,0	31,7	29,4	-20,8	10,4	32,9	32,3	32,9	-20,6	-16,9	2,8	20,1	-14,3	0,9	0,2	50,2
29	VC	35	0,70	5,31	5,14	0,74	43,5	51,3	36,9	34,8	-20,1	17,0	38,1	37,5	37,9	-19,9	-16,5	3,4	25,1	-13,5	0,8	0,4	54,9
30	NV	no	0,35	4,47	4,40	0,41	40,7	48,7	21,9	21,7	-20,0	23,9	21,7	21,8	32,0	-25,7	-17,4	2,5	20,4	-14,5	11,4	13,0	41,7
31	NV	no	0,41	5,33	5,25	0,46	49,6	58,2	27,4	27,1	-20,1	29,4	27,3	27,4	38,4	-24,8	-17,6	2,7	25,4	-14,5	12,4	10,7	47,2
32	NV	no	0,37	4,64	4,57	0,42	40,0	48,5	20,0	20,1	-20,2	23,1	19,7	19,8	32,8	-25,7	-17,7	2,4	20,1	-14,9	14,8	12,1	40,4
33	NV	no	0,42	5,64	5,56	0,47	49,1	57,5	24,7	25,0	-20,7	27,6	24,5	24,6	40,1	-24,9	-18,0	2,9	25,1	-14,9	17,3	9,6	45,7
35	NV	no	0,39	4,24	4,13	0,44	41,8	50,0	29,9	28,5	-19,7	27,4	30,7	30,3	30,4	-25,1	-17,0	2,6	20,5	-14,1	0,0	11,8	48,2
37	NV	no	0,45	5,07	4,96	0,49	51,5	59,3	36,0	35,4	-20,3	33,6	37,3	36,6	37,3	-24,3	-17,6	2,4	25,2	-14,4	0,3	8,9	55,7

Tabela C.6 – Grandezas termodinâmicas – ensaios pós-degelo.

Teste	Vórtice	tv	Pt1	Pt2	Pt3	Pt4	T1	T2	T6	T7	T10	T17	T24	T(fs)	T(cdd)	T(ev)	T(fz)	T(ff)	T(a)	T(ae)	sub	super	$\Delta T1$
	[bar]	[s]	[bar]	[bar]	[bar]	[bar]	[°C]	[°C]	[°C]	[°C]	[°C]	[°C]	[°C]	[°C]	[°C]	[°C]	[°C]	[°C]	[°C]	[°C]	[°C]	[°C]	[°C]
9D	VI	48	0,90	4,50	4,35	0,94	34,5	42,2	31,2	29,6	-13,9	24,1	32,3	31,8	31,9	-13,3	-9,1	3,0	19,9	-6,7	0,3	0,4	43,5
10D	VI	146	0,76	5,39	5,11	0,83	37,4	49,5	36,4	34,0	-17,4	24,0	38,1	37,3	37,6	-16,3	-11,7	4,0	19,9	-6,6	0,6	0,7	51,4
11D	VC	23	0,94	5,25	5,10	0,98	43,1	51,0	36,9	35,6	-12,8	29,7	38,3	37,6	37,6	-12,2	-8,5	3,7	25,1	-5,9	0,4	0,5	48,4
12D	VC	130	0,69	5,95	5,74	0,74	50,9	62,2	41,0	39,2	-19,9	30,6	42,6	41,8	42,6	-19,0	-12,6	3,7	25,1	-10,2	0,4	0,7	59,2
13D	VC	73	0,91	4,51	4,36	0,95	31,6	39,2	30,4	28,7	-13,9	20,7	31,5	31,0	31,7	-13,5	-9,9	4,9	20,1	-7,3	1,2	0,2	42,6
14D	VC	145	0,73	5,53	5,26	0,79	38,8	48,6	36,9	34,3	-18,7	9,7	38,5	37,7	38,4	-18,1	-12,3	3,3	20,3	-10,2	1,3	0,4	53,0
15D	VC	51	0,95	5,22	5,08	0,98	41,4	49,2	36,3	34,8	-12,9	26,1	37,5	36,9	37,3	-12,5	-9,5	4,8	25,1	-6,8	1,0	0,4	47,7
16D	VC	147	0,80	6,39	6,11	0,86	44,6	55,4	42,3	40,2	-16,4	14,8	44,3	43,3	44,1	-16,0	-10,3	4,3	24,6	-7,7	1,1	0,6	56,6
17D	NV	no	0,70	4,21	4,14	0,72	35,2	42,9	25,8	24,6	-14,1	24,5	25,8	25,8	30,2	-17,1	-12,1	3,5	20,5	-10,0	5,0	6,6	38,7
18D	NV	no	0,34	4,21	4,17	0,38	39,9	46,3	21,0	20,7	-11,5	25,3	20,7	20,9	30,0	-17,4	-10,7	2,5	20,3	-8,0	10,4	22,4	32,2
19D	NV	2636	0,78	4,99	4,90	0,81	40,7	53,3	33,3	31,3	-12,9	29,8	33,5	33,4	36,0	-15,1	-10,9	3,4	25,1	-8,7	3,6	5,2	44,2
20D	NV	no	0,46	5,39	5,31	0,51	48,2	56,8	27,5	27,1	-13,4	29,9	27,4	27,5	38,7	-19,1	-11,4	3,3	25,4	-8,8	12,7	15,5	40,4
21D	NV	3171	0,71	4,35	4,30	0,74	35,2	43,1	21,3	21,0	-14,7	23,4	21,1	21,2	31,0	-17,0	-12,5	2,8	20,2	-10,5	11,1	5,5	35,6
22D	NV	no	0,42	4,70	4,62	0,47	37,9	46,5	20,4	20,2	-12,4	23,4	20,0	20,2	33,2	-17,1	-10,6	3,4	20,3	-8,0	14,9	17,8	32,6
23D	NV	2835	0,80	5,19	5,09	0,82	40,1	52,9	27,9	27,3	-14,0	27,8	27,9	27,9	37,2	-15,3	-11,4	3,0	25,2	-9,5	10,7	3,5	41,4
24D	NV	no	0,49	5,64	5,56	0,53	46,0	54,6	24,8	24,9	-13,6	28,0	24,6	24,7	40,0	-19,1	-11,4	3,6	25,2	-8,6	17,2	14,1	38,4
25D	VI	163	0,71	5,49	5,21	0,79	39,9	52,3	37,1	34,7	-18,7	24,7	38,8	37,9	38,4	-17,6	-16,5	4,1	19,9	-7,8	0,6	0,7	53,5
26D	VC	97	0,79	5,67	5,49	0,84	46,8	57,1	39,5	37,9	-16,8	30,5	40,9	40,2	40,4	-15,9	-10,7	2,9	25,1	-8,1	0,4	0,6	54,6
27D	VC	121	0,65	6,17	5,95	0,71	55,6	66,2	42,1	40,4	-21,2	30,6	44,0	43,1	44,6	-20,2	-13,8	2,3	25,3	-11,3	0,4	0,7	61,6
28D	VC	112	0,82	5,10	4,88	0,87	34,5	43,8	34,3	32,0	-16,1	14,2	35,7	35,0	35,6	-15,6	-10,6	3,9	20,2	-8,3	1,3	0,4	48,1
29D	VC	115	0,89	5,95	5,73	0,93	41,5	51,6	40,1	38,2	-14,3	19,2	41,8	41,0	41,5	-13,9	-9,2	5,7	24,9	-6,6	1,1	0,4	52,5
30D	NV	no	0,31	4,25	4,21	0,36	42,1	48,6	21,3	21,0	-12,2	26,3	21,0	21,2	30,4	-18,0	-10,6	3,0	20,5	-8,5	10,4	22,8	33,2
31D	NV	no	0,41	5,40	5,32	0,47	49,8	58,5	27,3	26,8	-13,3	30,4	27,1	27,2	38,7	-17,6	-11,4	3,3	25,3	-8,5	13,1	17,2	40,1
32D	NV	no	0,37	4,68	4,61	0,43	40,5	49,4	20,2	20,1	-13,6	24,5	19,8	20,0	32,7	-18,4	-11,7	3,0	20,2	-9,0	15,1	18,5	33,7
33D	NV	no	0,43	5,66	5,58	0,48	47,8	56,5	24,6	24,7	-14,1	28,5	24,4	24,5	40,1	-20,3	-11,8	3,4	25,1	-9,1	17,6	18,8	38,8
35D	NV	no	0,39	4,24	4,14	0,44	41,9	50,2	29,9	27,7	-12,8	27,4	30,6	30,2	30,3	-17,4	-11,2	3,1	20,4	-8,5	0,2	18,6	40,5
37D	NV	no	0,43	5,00	4,90	0,47	53,9	60,9	35,6	34,8	-15,6	35,0	36,8	36,2	37,0	-19,3	-12,9	3,1	25,1	-10,3	0,3	14,6	50,4

Nas demais colunas, são indicadas as grandezas experimentais derivadas (Tabela A.5): “sub” indica o grau de sub-resfriamento do fluido refrigerante medidos na entrada do filtro secador, “super” indica o grau de superaquecimento na saída do evaporador, e “ $\Delta T1$ ” a diferença entre a temperatura na entrada do tubo capilar e na saída do evaporador.

Os resultados da matriz experimental fatorial padrão são apresentados separadamente pelo fato de que se apresenta completo do ponto de vista da análise fatorial.

É importante observar que, para alguns ensaios, informa-se um tempo de formação de vórtice, apesar da 2ª coluna indicar a condição NV (sem vórtice). Isto ocorre porque o instante de formação de vórtice se dá fora do período de tempo de maior estabilização (que foi o período considerado para a obtenção das médias). Então, por exemplo, nos ensaios 17 e 21 da Tabela C.4, a ocorrência do vórtice se dá praticamente no fim do ciclo, após o período de maior estabilização. Já no ensaio da condição 6, forma-se um vórtice por volta de 6 minutos, mas este vórtice dura pouco mais de 1 minuto apenas.

O tempo de formação do vórtice foi influenciado sobretudo pelo diâmetro do tubo capilar e pela rotação do compressor. A redução do diâmetro, ao restringir a vazão mássica, provoca a retenção de refrigerante líquido na saída do condensador e no TAF, retardando o momento de formação do vórtice, observando-se que os ensaios com o tubo capilar de menor diâmetro, em sua maioria, sequer apresentaram formação de vórtice. A redução da velocidade de rotação do compressor mostra ter um efeito semelhante, pois, ao resultar em menor diferencial de pressão sobre o tubo capilar, reduz a vazão através deste e, conseqüentemente, aumenta a retenção de fluido líquido no lado de alta pressão. A carga de fluido refrigerante e a temperatura ambiente não apresentaram influência estatisticamente significativa sobre o tempo de formação de vórtice.

Relacionado ao aumento do diâmetro interno do tubo capilar observa-se o aumento da pressão de evaporação, resultando em redução da razão de pressão no tubo capilar. Também se observa a queda da temperatura de saída do evaporador e, conseqüentemente, do grau de superaquecimento.

Relacionado ao aumento da rotação do compressor observa-se a redução da pressão de evaporação e aumento da pressão de condensação, resultando em significativo aumento da razão de pressão no tubo capilar. Também se observa aumento tanto do grau de sub-resfriamento quanto de superaquecimento, e redução da temperatura de saída do evaporador.

A carga de fluido refrigerante do sistema mostra-se como o fator de maior influência individual sobre a magnitude da pressão acústica. O aumento da carga resulta em leve aumento tanto da pressão de evaporação quanto da de condensação, resultando, todavia, em ligeira redução da razão de pressão no tubo capilar. Também se observa redução do grau de superaquecimento.

Por sua vez, o aumento da temperatura ambiente resulta em aumento significativo da pressão de condensação, e um aumento menor na pressão de evaporação, resultando em aumento da razão de pressão; entretanto, o aumento da temperatura ambiente acaba produzindo uma redução da excitação acústica, embora pouco significativa. O sub-resfriamento e superaquecimento são pouco afetados.

As Tabelas C.7, C.8 e C.9 apresentam os resultados para as variáveis acústicas, respectivamente para a matriz padrão, para os ensaios adicionais, e para os ensaios pós-degelo. As denominações das variáveis indicadas nas tabelas estão de acordo com as Tabelas A.3 e A.4 e Figura A.1.

Na Tabela C.8, pode-se constatar que os ensaios 34 e 36 apresentam valores bem superiores aos demais em quase todos os sensores de pressão acústica (com exceção de P4), o que foi considerado tratar-se de resultados anômalos. Entretanto, na Tabela C.9 observa-se que as mesmas condições (ensaios 34D e 36D) também apresentam valores bem diferentes dos demais, confirmando que se trata de uma condição de operação crítica.

Na Tabela C.10, são apresentados os valores máximos de dispersão de medição observados para cada sensor, em termos de desvio padrão da amostra, e do erro percentual relativo (definido pela razão entre o valor do desvio padrão e o valor médio da amostra), para a totalidade dos ensaios em condição normal e em condição pós-degelo.

Observa-se que, para as grandezas termodinâmicas, o erro percentual é bastante reduzido, confirmando o nível de estabilização do ciclo termodinâmico. Em relação às temperaturas, os sensores que apresentaram maior erro percentual são aqueles relacionados à temperatura do ar nos compartimentos. Como a velocidade do ar naqueles pontos de medição é comparativamente alta, a maior variabilidade era esperada, e o resultado é aceitável.

Em relação às grandezas termodinâmicas, constata-se ainda que os resultados para os ciclos pós-degelo são quase sempre superiores aos resultados observados nos ciclos estabilizados, indicando que o grau de estabilização do sinal é um pouco inferior nestes ciclos, mesmo no período de maior estabilização (critério para a obtenção da amostra).

Tabela C.7 – Grandezas acústicas – matriz principal.

Teste	P1 [Pa]	P2 [Pa]	P3 [Pa]	P4 [Pa]	P5 [Pa]	P7 [Pa]	A1 [m/s ²]	A2 [m/s ²]	A3 [m/s ²]	A4 [m/s ²]	A5 [m/s ²]	A6 [m/s ²]
1	845,3	2335,9	866,1	12,8	72,3	413,5	0,086	0,174	0,103	0,123	0,293	0,196
2	943,1	1217,4	541,3	17,3	72,0	214,7	0,085	0,161	0,101	0,087	0,423	0,191
3	848,8	2479,5	1032,2	17,8	49,9	307,9	0,087	0,169	0,111	0,128	0,266	0,217
4	950,1	1280,0	672,7	17,4	70,1	208,6	0,115	0,154	0,129	0,177	0,386	0,203
5	946,2	2354,3	848,5	21,9	17,9	63,0	0,043	0,158	0,119	0,101	0,302	0,263
6	960,4	1200,0	503,8	23,8	26,4	49,1	0,121	0,157	0,134	0,096	0,415	0,276
7	979,2	2626,6	1142,2	28,9	21,6	53,0	0,113	0,186	0,133	0,125	0,266	0,278
8	972,2	1329,5	695,5	25,4	19,8	58,3	0,115	0,148	0,135	0,129	0,424	0,349
9	835,9	2435,0	882,2	41,6	45,8	118,9	0,241	0,104	0,161	0,158		0,195
10	809,0	1238,1	593,2	40,2	60,3	73,3	0,183	0,077	0,150	0,195		0,180
11	835,9	2561,9	1293,1	45,3	35,8	148,9	0,254	0,128	0,191	0,167		0,185
12	843,3	1356,3	768,6	44,0	56,0	84,1	0,125	0,255	0,132	0,187		0,179
13	943,2	2528,0	885,4	57,6	26,8	107,1	0,067	0,117	0,106	0,137		0,203
14	1017,6	1187,7	503,8	64,9	29,5	68,4	0,119	0,137	0,174	0,642		0,244
15	951,5	2585,6	1294,0	57,3	24,7	107,4	0,094	0,132	0,163	0,132		0,223
16	1045,0	1383,9	694,8	59,9	29,2	77,4	0,160	0,154	0,176	0,488		0,243
17	778,0	2367,0	866,1	20,8	41,8	101,4	0,100	0,081	0,158	0,079		0,153
18	593,9	981,2	433,4	55,2	63,0	181,7	0,143	0,088	0,150	0,246		0,161
19	791,9	2445,8	1194,4	93,5	65,3	297,1	0,291	0,087	0,195	0,110		0,146
20	700,9	1162,1	616,1	56,6	51,5	225,4	0,135	0,094	0,146	0,139		0,209
21	789,0	2378,8	818,7	43,1	26,5	78,2	0,108	0,095	0,139	0,086		0,177
22	636,4	1001,9	443,4	139,4	54,5	189,2	0,055	0,090	0,158	0,082		0,152
23	945,8	2588,8	1165,3	17,8	20,6	59,2	0,120	0,108	0,268	0,095		0,330
24	700,8	1204,4	651,5	127,5	54,2	223,1	0,144	0,096	0,209	0,090		0,222

Tabela C.8 – Grandezas acústicas – ensaios adicionais.

Teste	P1 [Pa]	P2 [Pa]	P3 [Pa]	P4 [Pa]	P5 [Pa]	P7 [Pa]	A1 [m/s ²]	A2 [m/s ²]	A3 [m/s ²]	A4 [m/s ²]	A6 [m/s ²]
25	852,5	1077,0	547,3	40,9	61,8	62,2	0,168	0,074	0,142	0,408	0,173
26	839,7	1902,6	979,7	45,7	55,8	138,9	0,239	0,137	0,188	0,193	0,207
27	867,3	1192,8	701,2	45,3	51,7	68,3	0,155	0,075	0,132	0,410	0,199
28	967,5	1791,0	677,7	63,8	30,4	77,3	0,097	0,121	0,173	0,190	0,216
29	998,0	1949,7	910,1	59,6	30,5	85,3	0,139	0,121	0,170	0,191	0,224
30	554,8	831,7	389,4	50,7	56,5	132,3	0,186	0,098	0,242	0,135	0,192
31	660,3	966,8	535,6	65,9	53,2	159,6	0,171	0,110	0,230	0,204	0,206
32	600,0	845,7	384,9	142,6	54,8	144,7	0,118	0,091	0,222	0,117	0,182
33	686,1	993,6	533,9	144,5	53,1	170,9	0,151	0,099	0,255	0,106	0,214
34	791,0	2286,2	972,5	18,4	139,6	381,3	0,125	0,084	0,159	0,093	0,160
35	603,4	988,1	510,3	21,6	55,5	180,1	0,093	0,105	0,185	0,179	0,287
36	785,7	2425,2	1201,5	21,5	91,8	296,2	0,125	0,096	0,171	0,086	0,170
37	695,7	1151,9	695,3	16,3	46,0	208,1	0,124	0,142	0,251	0,117	0,191

Tabela C.9 – Grandezas acústicas – ensaios pós-degelo.

Teste	P1 [Pa]	P2 [Pa]	P3 [Pa]	P4 [Pa]	P5 [Pa]	P7 [Pa]	A1 [m/s ²]	A2 [m/s ²]	A3 [m/s ²]	A4 [m/s ²]	A6 [m/s ²]
9D	1107,1	2856,7	880,7	33,2	48,2	184,2	0,327	0,127	0,206	0,152	0,197
10D	1175,1	1382,5	541,4	38,6	55,5	152,3	0,300	0,090	0,195	0,168	0,196
11D	1122,0	3053,4	1337,2	39,3	39,4	221,1	0,331	0,146	0,261	0,190	0,216
12D	1031,8	1494,6	876,3	37,3	60,8	129,0	0,262	0,357	0,189	0,239	0,252
13D	1145,0	2654,0	946,3	44,0	35,9	187,4	0,135	0,123	0,182	0,089	0,168
14D	1178,1	1320,0	589,9	54,9	28,5	72,3	0,152	0,119	0,159	0,493	0,226
15D	1171,6	3029,0	1228,6	51,7	34,3	184,8	0,098	0,103	0,156	1,455	0,184
16D	1280,4	1485,7	717,4	51,0	23,7	89,3	0,074	0,129	0,130	0,296	0,233
17D	875,9	2423,9	895,5	54,0	68,5	384,3	0,126	0,089	0,161	0,088	0,147
18D	489,6	800,0	326,2	60,5	61,4	167,7	0,480	0,120	0,307	0,302	0,402
19D	936,6	2716,7	1368,6	39,3	46,1	332,9	0,089	0,085	0,186	0,121	0,154
20D	697,5	1134,4	568,0	69,3	53,6	219,7	0,154	0,189	0,200	0,143	0,182
21D	858,4	2476,9	933,7	221,2	52,2	301,2	0,112	0,090	0,189	0,090	0,125
22D	637,8	927,8	382,5	156,9	55,9	196,4	0,090	0,099	0,138	0,079	0,129
23D	980,0	2815,9	1322,3	191,7	37,4	344,0	0,117	0,100	0,141	0,095	0,138
24D	768,9	1139,4	548,1	160,1	60,3	245,4	0,095	0,135	0,164	0,085	0,137
25D	1223,2	1193,6	516,1	36,8	55,2	127,7	0,252	0,076	0,161	0,327	0,164
26D	997,4	2146,6	1055,0	35,8	60,1	222,7	0,253	0,256	0,204	0,210	0,198
27D	1039,7	1311,2	832,9	40,6	63,4	91,5	0,336	0,081	0,180	0,368	0,279
28D	1172,6	1939,7	728,3	53,0	23,2	93,1	0,076	0,103	0,146	0,251	0,181
29D	1258,9	2171,6	897,4	51,3	22,6	141,2	0,122	0,138	0,151	0,210	0,269
30D	481,6	707,8	279,5	55,2	51,3	118,9	0,489	0,101	0,279	0,141	0,246
31D	672,3	948,2	493,9	78,6	46,9	164,9	0,165	0,156	0,229	0,205	0,173
32D	603,0	834,5	303,0	167,5	46,4	150,3	0,149	0,143	0,212	0,096	0,145
33D	698,1	947,2	474,9	162,3	42,7	174,6	0,171	0,164	0,240	0,116	0,168
34D	667,6	2045,4	923,9	18,4	130,9	291,7	0,303	0,094	0,221	0,094	0,132
35D	592,2	955,1	447,8	25,8	42,5	185,2	0,092	0,149	0,177	0,159	0,255
36D	779,1	2401,5	1174,1	22,6	164,7	331,4	0,282	0,089	0,219	0,087	0,126
37D	653,4	1110,0	682,7	20,6	59,5	203,9	0,476	0,099	0,419	0,167	0,180

Pode-se constatar que, para os sensores P4, P5 e P6, os valores de erro percentual apresentam-se elevados. De fato, estes sinais apresentaram elevada variância em consequência da oscilação intrínseca da grandeza física (conforme discutido no Cap. 3). O mesmo raciocínio é válido para a medição das acelerações, com exceção do acelerômetro posicionado sobre o compressor (A5). Os resultados mostram-se aceitáveis visto que a natureza do mensurando é fortemente variável.

A Tabela C.11 apresenta o mapa de ocorrência de formação de vórtice, indicando, para cada ensaio, qual a condição do escoamento na entrada do tubo capilar durante o período de obtenção da amostra de dados donde foram obtidas as médias indicadas nas Tabelas C.4 a C.9.

Tabela C.10 – Dados experimentais: valores máximos de dispersão de medição.

Sensor	Unid.	normal		pós-degelo	
		Desvio	erro	Desvio	erro
		padrão	percentual	padrão	percentual
T1	[K]	0,674	0,21%	0,654	1,75%
T2	[K]	0,397	0,12%	0,683	1,38%
T3	[K]	0,229	0,07%	0,160	0,48%
T4	[K]	0,165	0,05%	0,125	0,39%
T5	[K]	0,174	0,06%	0,203	0,62%
T6	[K]	0,183	0,06%	0,157	0,45%
T7	[K]	0,125	0,04%	0,195	0,61%
T8	[K]	0,130	0,05%	0,334	0,16%
T9	[K]	0,742	0,30%	1,359	0,42%
T10	[K]	0,317	0,13%	0,327	0,38%
T11	[K]	0,222	0,09%	0,578	0,48%
T12	[K]	0,159	0,06%	0,331	0,17%
T13	[K]	0,072	2,55%	0,405	0,10%
T14	[K]	0,134	0,05%	0,094	3,73%
T15	[K]	0,115	0,04%	0,068	2,28%
T16	[K]	0,037	0,01%	0,025	0,70%
T17	[K]	0,406	0,14%	0,439	1,92%
T18	[K]	0,030	0,01%	0,019	0,09%
T19	[K]	0,087	0,03%	0,023	0,12%
T20	[K]	0,145	0,05%	0,019	0,09%
T21	[K]	0,160	0,06%	0,323	0,38%
T22	[K]	0,204	0,08%	0,410	1,06%
T23	[K]	0,167	0,07%	0,575	0,57%
T24	[K]	0,188	0,06%	0,185	0,59%
Pt1	[bar]	0,007	1,61%	0,010	2,01%
Pt2	[bar]	0,042	0,89%	0,057	1,09%
Pt3	[bar]	0,021	0,40%	0,019	0,39%
Pt4	[bar]	0,009	1,91%	0,013	2,40%
rot.	[rpm]	4,153	0,12%	3,288	0,12%
P1	[Pa]	26,703	2,76%	36,233	3,09%
P2	[Pa]	45,079	1,91%	53,326	2,69%
P3	[Pa]	34,224	4,18%	36,065	5,38%
P4	[Pa]	39,992	40,09%	55,335	33,43%
P5	[Pa]	67,590	66,34%	29,844	53,73%
P6	[Pa]	31,985	56,54%	26,550	18,12%
A1	[m/s ²]	0,0438	28,17%	0,0207	6,02%
A2	[m/s ²]	0,0588	56,07%	0,0419	13,01%
A3	[m/s ²]	0,0624	46,02%	0,0154	7,49%
A4	[m/s ²]	0,0177	15,35%	0,0519	11,20%
A5	[m/s ²]	0,0115	2,97%		
A6	[m/s ²]	0,0752	22,75%	0,0135	6,40%

Tabela C.11 – Mapa de ocorrência da formação de vórtice.

(■ – vórtice intermitente; ■ - vórtice contínuo)

Ensaio	D _{c,i} [mm]	carga [g]	T _a [°C]	rotação [rpm]	Ensaio	D _{c,i} [mm]	carga [g]	T _a [°C]	rotação [rpm]
1	0,643	56	20	1600					
2	0,643	56	20	3500					
3	0,643	56	25	1600					
4	0,643	56	25	3500					
5	0,643	71	20	1600					
6	0,643	71	20	3500					
7	0,643	71	25	1600					
8	0,643	71	25	3500					
9	0,767	56	20	1600	9D	0,767	56	20	1600
10	0,767	56	20	3500	10D	0,767	56	20	3500
11	0,767	56	25	1600	11D	0,767	56	25	1600
12	0,767	56	25	3500	12D	0,767	56	25	3500
13	0,767	71	20	1600	13D	0,767	71	20	1600
14	0,767	71	20	3500	14D	0,767	71	20	3500
15	0,767	71	25	1600	15D	0,767	71	25	1600
16	0,767	71	25	3500	16D	0,767	71	25	3500
17	0,520	56	20	1600	17D	0,520	56	20	1600
18	0,520	56	20	3500	18D	0,520	56	20	3500
19	0,520	56	25	1600	19D	0,520	56	25	1600
20	0,520	56	25	3500	20D	0,520	56	25	3500
21	0,520	71	20	1600	21D	0,520	71	20	1600
22	0,520	71	20	3500	22D	0,520	71	20	3500
23	0,520	71	25	1600	23D	0,520	71	25	1600
24	0,520	71	25	3500	24D	0,520	71	25	3500
25	0,767	56	20	4000	25D	0,767	56	20	4000
26	0,767	56	25	2500	26D	0,767	56	25	2500
27	0,767	56	25	4000	27D	0,767	56	25	4000
28	0,767	71	20	2500	28D	0,767	71	20	2500
29	0,767	71	25	2500	29D	0,767	71	25	2500
30	0,520	56	20	4000	30D	0,520	56	20	4000
31	0,520	56	25	4000	31D	0,520	56	25	4000
32	0,520	71	20	4000	32D	0,520	71	20	4000
33	0,520	71	25	4000	33D	0,520	71	25	4000
34	0,520	41	20	1600	34D	0,520	41	20	1600
35	0,520	41	20	3500	35D	0,520	41	20	3500
36	0,520	41	25	1600	36D	0,520	41	25	1600
37	0,520	41	25	3500	37D	0,520	41	25	3500

Tabela C.12 – Mapa de ocorrência da anomalia *screech* – condição normal.

Ensaio	D _{c,i} [mm]	carga [g]	T _a [°C]	rotação [rpm]	Ensaio	D _{c,i} [mm]	carga [g]	T _a [°C]	rotação [rpm]
1	0,643	56	20	1600	25	0,767	56	20	4000
2	0,643	56	20	3500	26	0,767	56	25	2500
3	0,643	56	25	1600	27	0,767	56	25	4000
4	0,643	56	25	3500	28	0,767	71	20	2500
5	0,643	71	20	1600	29	0,767	71	25	2500
6	0,643	71	20	3500	30	0,520	56	20	4000
7	0,643	71	25	1600	31	0,520	56	25	4000
8	0,643	71	25	3500	32	0,520	71	20	4000
9	0,767	56	20	1600	33	0,520	71	25	4000
10	0,767	56	20	3500	34	0,520	41	20	1600
11	0,767	56	25	1600	35	0,520	41	20	3500
12	0,767	56	25	3500	36	0,520	41	25	1600
13	0,767	71	20	1600	37	0,520	41	25	3500
14	0,767	71	20	3500					
15	0,767	71	25	1600					
16	0,767	71	25	3500					
17	0,520	56	20	1600					
18	0,520	56	20	3500					
19	0,520	56	25	1600					
20	0,520	56	25	3500					
21	0,520	71	20	1600					
22	0,520	71	20	3500					
23	0,520	71	25	1600					
24	0,520	71	25	3500					

As Figuras C.1 e C.2 apresentam espectrogramas (evolução temporal da distribuição espectral, com a escala de cores indicando o nível nas bandas de frequência) típicos dos sinais de pressão acústica (P5) e aceleração (A1) na entrada do evaporador, ao longo de um ciclo de operação completo.

A Figura C.3 apresenta a medição da função coerência (definida no Apêndice A) entre os sinais de pressão acústica na entrada (P5) e saída (P6) do evaporador. Observa-se uma forte correlação na faixa de frequências em torno de 80Hz, e numa faixa entre aproximadamente 4.800 e 6.200 Hz. Isto indica a possibilidade de que um padrão de ressonância esteja ocorrendo no evaporador, influenciando ambos os sinais de pressão acústica, conforme indicado na Figura 4.27.

Tabela C.13 – Mapa de ocorrência da anomalia *screech* - condição pós-degelo.

Ensaio	Dc,i [mm]	carga [g]	Ta [°C]	rotação [rpm]	Ensaio	Dc,i [mm]	carga [g]	Ta [°C]	rotação [rpm]
9D	0,767	56	20	1600	25D	0,767	56	20	4000
10D	0,767	56	20	3500	26D	0,767	56	25	2500
11D	0,767	56	25	1600	27D	0,767	56	25	4000
12D	0,767	56	25	3500	28D	0,767	71	20	2500
13D	0,767	71	20	1600	29D	0,767	71	25	2500
14D	0,767	71	20	3500	30D	0,520	56	20	4000
15D	0,767	71	25	1600	31D	0,520	56	25	4000
16D	0,767	71	25	3500	32D	0,520	71	20	4000
17D	0,520	56	20	1600	33D	0,520	71	25	4000
18D	0,520	56	20	3500	34D	0,520	41	20	1600
19D	0,520	56	25	1600	35D	0,520	41	20	3500
20D	0,520	56	25	3500	36D	0,520	41	25	1600
21D	0,520	71	20	1600	37D	0,520	41	25	3500
22D	0,520	71	20	3500					
23D	0,520	71	25	1600					
24D	0,520	71	25	3500					

Tabela C.14 – Mapa de ocorrência da anomalia *burst* – condição normal.

Ensaio	Dc,i [mm]	carga [g]	Ta [°C]	rotação [rpm]	Ensaio	Dc,i [mm]	carga [g]	Ta [°C]	rotação [rpm]	Ensaio	Dc,i [mm]	carga [g]	Ta [°C]	rotação [rpm]
1	0,643	56	20	1600	9	0,767	56	20	1600	17	0,520	56	20	1600
2	0,643	56	20	3500	10	0,767	56	20	3500	18	0,520	56	20	3500
3	0,643	56	25	1600	11	0,767	56	25	1600	19	0,520	56	25	1600
4	0,643	56	25	3500	12	0,767	56	25	3500	20	0,520	56	25	3500
5	0,643	71	20	1600	13	0,767	71	20	1600	21	0,520	71	20	1600
6	0,643	71	20	3500	14	0,767	71	20	3500	22	0,520	71	20	3500
7	0,643	71	25	1600	15	0,767	71	25	1600	23	0,520	71	25	1600
8	0,643	71	25	3500	16	0,767	71	25	3500	24	0,520	71	25	3500

Tabela C.15 – Mapa de ocorrência da anomalia *burst* – condição pós-degelo.

Ensaio	Dc,i [mm]	carga [g]	Ta [°C]	rotação [rpm]	Ensaio	Dc,i [mm]	carga [g]	Ta [°C]	rotação [rpm]
9D	0,767	56	20	1600	17D	0,520	56	20	1600
10D	0,767	56	20	3500	18D	0,520	56	20	3500
11D	0,767	56	25	1600	19D	0,520	56	25	1600
12D	0,767	56	25	3500	20D	0,520	56	25	3500
13D	0,767	71	20	1600	21D	0,520	71	20	1600
14D	0,767	71	20	3500	22D	0,520	71	20	3500
15D	0,767	71	25	1600	23D	0,520	71	25	1600
16D	0,767	71	25	3500	24D	0,520	71	25	3500

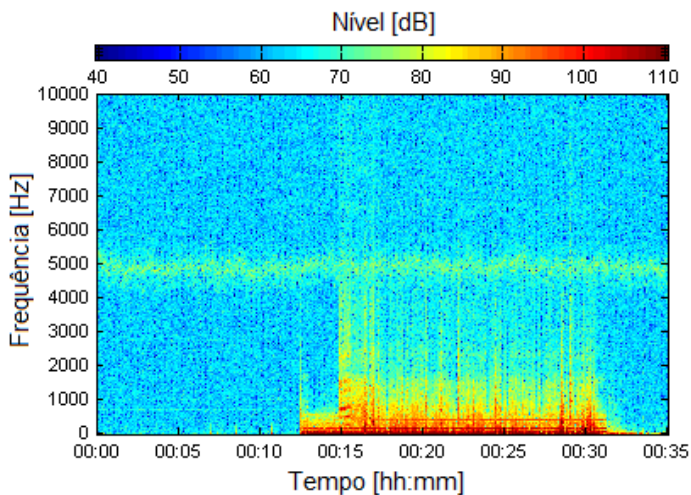


Figura C.1 Espectrograma típico de P5 (ensaio: condição 2)

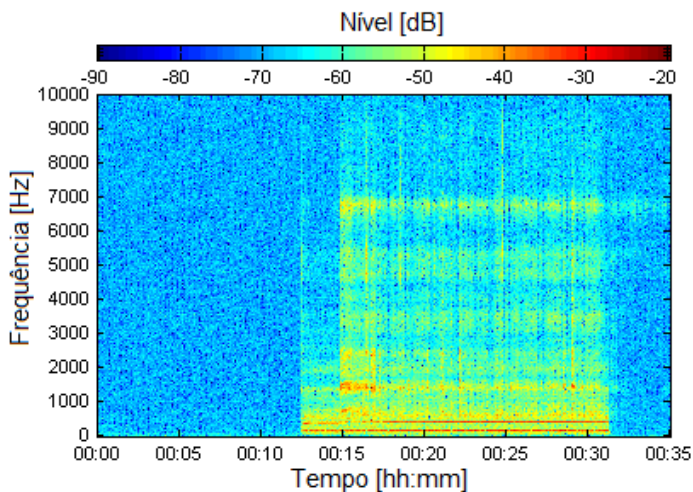


Figura C.2 Espectrograma típico de A1 (ensaio: condição 2)

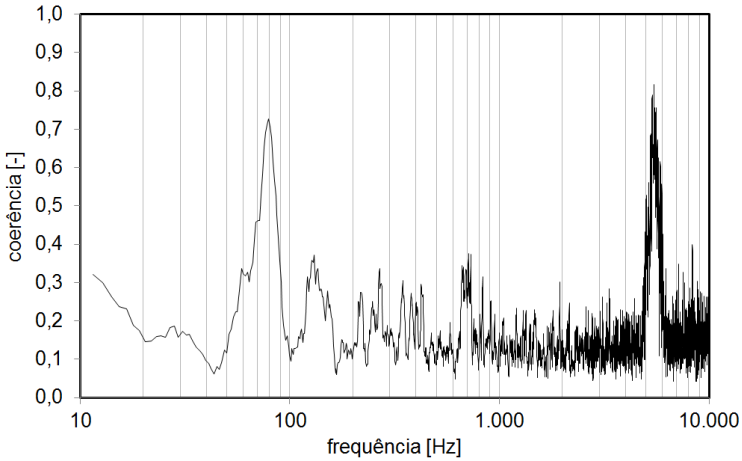


Figura C.3 Função coerência entre os sinais de pressão acústica P5 e P6 (ensaio: condição 2)

Cabe ressaltar que esta ressonância é consequência da distribuição de líquido e vapor ao longo do evaporador, o que por sua vez condiciona os padrões de escoamento bifásico e, desta forma, as características de

APÊNDICE D

RESULTADOS DA SIMULAÇÃO

A Tabela D.1 apresenta a listagem dos dados experimentais utilizados como dados de entrada para o modelo matemático-computacional (de acordo com as definições das Tabelas A.1, A.2 e A.5). Para as variáveis termodinâmicas, são utilizados os valores médios.

Tabela D.1 – Dados de entrada para o modelo computacional.

Dado de entrada	Variável
diâmetro interno do tubo capilar	$D_{c,i}$
diâmetro externo do tubo capilar	$D_{c,e}$
diâmetro interno da linha de sucção	$D_{s,i}$
diâmetro interno da entrada do evaporador (ou tubo de transição para o evaporador)	D_{ev}
comprimento total do tubo capilar	L_c
comprimento de entrada do tubo capilar	L_e
comprimento do trocador de calor	L_{tc}
pressão absoluta à montante do tubo capilar	Pt3
pressão absoluta à jusante do tubo capilar	Pt4
grau de sub-resfriamento à montante do tubo capilar	sub
grau de superaquecimento na linha de sucção à entrada do trocador de calor	super
temperatura ambiente	$T(a)$

A Tabela D.2 descreve as variáveis apresentadas nas tabelas subsequentes.

Nas Tabelas D.3 a D.5, são apresentados os principais resultados obtidos com a simulação do escoamento, e variáveis derivadas (definidas na Seção 4.1). Nestas tabelas, a coluna “vórtice” indica a condição de escoamento na entrada do tubo capilar; as demais variáveis são especificadas na Tabela D.2. A variável ΔT_2 indica a diferença entre a temperatura medida na entrada do tubo capilar (T_7) e a temperatura calculada na saída do trocador de calor pelo lado da linha de sucção ($T_{s,o}$), que é indicativa da intensidade de resfriamento do vapor formado no tubo capilar quando o escoamento adentra o trocador de calor. Os valores

para o número de Jakob e para o número B são os valores máximos observados ao longo do trocador de calor.

Tabela D.2 – Definição das variáveis do modelo analítico.

Variável	Definição	Cálculo
\dot{m}	vazão mássica	simulação
x_o	fração mássica na saída do tubo capilar	simulação
p_o	pressão na saída do tubo capilar (crítica)	simulação
$T_{s,o}$	temperatura da linha de sucção na saída do trocador de calor	simulação
pr_c	razão de expansão no tubo capilar	p_{cd}/p_{ev}
pr_j	razão de expansão no jato de descarga	p_o/p_{ev}
U_o	velocidade média do escoamento na saída do tubo capilar	eq. (4.37)
W_m	potência mecânica do jato	eq. (4.36)
Ma_j	número de Mach do jato (efluxo)	eq. (4.49)
W_a	potência acústica	eq. (4.42)
η	eficiência acústica	eq. (4.48)
ΔT_2	diferença entre a temperatura na entrada do tubo capilar e na saída do trocador de calor pelo lado da linha de sucção	$T_7 - T_{s,o}$
Ja	número de Jakob máximo	eq. (4.52)
B	número B máximo	eq. (2.20)

A Tabela D.3 apresenta de forma sintética os resultados observados para a matriz experimental padrão, a Tabela D.4 traz os resultados para os ensaios adicionais, e a Tabela D.5 os resultados para todos os ensaios pós-degelo. Nas duas últimas, os ensaios 34, 36, 34D e 36D foram excluídos, devido à ocorrência de anomalias. No total, obteve-se um conjunto de 62 ensaios considerados válidos: 24 ensaios na matriz experimental fatorial padrão, 11 ensaios adicionais (ensaios da Tabela A.9a, excluídos os ensaios 34 e 36) e 27 ensaios na condição pós-degelo (ensaios da Tabela A.9b, excluídos os ensaios 34D e 36D).

Tabela D.3 – Variáveis calculadas – matriz principal.

Teste	Vórtice	\dot{m} [kg/h]	x_o [-]	p_o [bar]	$T_{s,o}$ [°C]	pr_c [-]	pr_j [-]	U_o [m/s]	W_m [W]	Ma_j [-]	W_a [W]	η [-]	ΔT_2 [°C]	Ja [-]	B [-]
1	VI	0,91	0,204	0,80	4,9	5,92	1,18	71,5	0,646	0,367	1,3E-04	2,0E-04	21,2	18,2	2948
2	VI	1,03	0,203	0,91	5,6	8,04	1,58	70,9	0,716	0,365	1,7E-04	2,4E-04	24,5	21,1	3623
3	VI	1,00	0,211	0,89	7,3	6,59	1,29	73,2	0,741	0,376	6,7E-05	9,0E-05	23,4	18,8	3101
4	VI	1,14	0,207	1,03	7,9	9,28	1,83	71,6	0,815	0,369	1,8E-04	2,2E-04	27,4	20,9	3602
5	VI	0,92	0,200	0,81	4,4	5,66	1,13	70,5	0,638	0,362	7,4E-06	1,2E-05	23,8	19,2	3167
6	NV	1,08	0,192	0,96	5,0	7,98	1,64	67,6	0,689	0,348	2,3E-05	3,3E-05	27,6	21,7	3574
7	VC	1,02	0,210	0,91	7,6	6,22	1,21	73,0	0,756	0,374	1,1E-05	1,5E-05	25,5	18,8	3042
8	VI	1,17	0,206	1,06	8,1	8,81	1,74	71,3	0,827	0,367	1,3E-05	1,6E-05	29,8	20,8	3548
9	VI	1,51	0,164	0,92	8,3	5,39	1,24	59,2	0,736	0,304	4,2E-05	5,7E-05	18,7	18,6	2527
10	VI	1,70	0,161	1,05	9,6	7,39	1,69	57,9	0,794	0,298	1,0E-04	1,3E-04	21,5	21,6	3291
11	VC	1,71	0,172	1,06	12,1	6,18	1,39	61,3	0,891	0,314	2,8E-05	3,2E-05	21,1	18,1	2697
12	VC	1,92	0,166	1,20	12,9	8,31	1,88	59,1	0,930	0,304	9,3E-05	9,9E-05	23,8	20,9	3306
13	VC	1,54	0,168	0,94	9,4	5,20	1,19	60,5	0,780	0,309	1,3E-05	1,7E-05	17,7	17,9	2412
14	VC	1,76	0,167	1,09	11,7	6,98	1,57	59,9	0,877	0,307	2,2E-05	2,5E-05	19,8	20,3	3047
15	VC	1,71	0,173	1,06	12,4	6,00	1,35	61,7	0,901	0,316	1,3E-05	1,4E-05	20,1	18,0	2591
16	VC	2,00	0,171	1,26	14,8	8,02	1,81	60,4	1,010	0,310	2,4E-05	2,3E-05	22,6	20,0	3052
17	NV	0,64	0,169	0,84	6,9	5,73	1,20	60,9	0,330	0,313	3,7E-05	1,1E-04	19,6	20,0	2939
18	NV	0,89	0,095	1,15	6,0	9,86	2,56	36,6	0,166	0,189	1,3E-04	8,0E-04	16,0	18,6	2268
19	NV	0,88	0,128	1,17	11,4	6,95	1,72	47,5	0,277	0,244	9,7E-05	3,5E-04	18,0	17,9	2105
20	NV	1,00	0,096	1,31	9,3	10,42	2,62	36,8	0,188	0,190	8,6E-05	4,6E-04	18,4	19,4	2482
21	NV	0,70	0,168	0,91	7,4	5,69	1,29	61,5	0,367	0,315	1,5E-05	4,2E-05	18,3	19,3	2533
22	NV	0,93	0,078	1,19	4,3	9,84	2,58	30,8	0,123	0,159	9,1E-05	7,4E-04	16,3	19,3	2438
23	VI	0,60	0,212	0,81	11,0	6,29	1,09	73,8	0,454	0,378	9,8E-06	2,2E-05	22,8	19,2	4008
24	NV	1,09	0,069	1,41	7,3	10,85	2,75	27,7	0,116	0,143	8,6E-05	7,4E-04	17,9	19,2	2476

Tabela D.4 – Variáveis calculadas – ensaios adicionais.

Teste	Vórtice	\dot{m} [kg/h]	x_o [-]	p_o [bar]	$T_{s,o}$ [°C]	prc [-]	prj [-]	U_o [m/s]	W_m [W]	M_{aj} [-]	W_a [W]	η [-]	ΔT_2 [°C]	Ja [-]	B [-]
25	VC	1,74	0,160	1,07	9,8	7,80	1,77	57,7	0,804	0,297	1,1E-04	1,4E-04	22,0	21,8	3428
26	VC	1,82	0,168	1,13	12,3	7,45	1,68	59,8	0,902	0,307	8,3E-05	9,2E-05	22,8	20,5	3141
27	VC	1,99	0,165	1,25	13,4	8,97	2,03	58,6	0,952	0,302	8,5E-05	8,9E-05	24,4	21,2	3406
28	VC	1,66	0,167	1,02	10,5	6,23	1,41	59,9	0,825	0,307	2,1E-05	2,5E-05	19,0	19,9	2862
29	VC	1,84	0,172	1,16	13,6	6,99	1,57	61,1	0,955	0,313	2,3E-05	2,4E-05	21,3	19,6	2912
30	NV	0,90	0,093	1,15	5,7	10,81	2,82	35,9	0,160	0,186	1,2E-04	7,4E-04	15,9	18,7	2284
31	NV	1,02	0,091	1,33	9,0	11,47	2,90	35,2	0,175	0,182	1,0E-04	5,7E-04	18,1	18,9	2383
32	NV	0,94	0,076	1,20	4,4	10,81	2,84	30,2	0,120	0,157	1,0E-04	8,5E-04	15,8	18,8	2312
33	NV	1,09	0,068	1,41	7,1	11,78	2,99	27,2	0,112	0,141	9,1E-05	8,1E-04	17,9	19,3	2493
35	NV	0,58	0,200	0,77	8,4	9,40	1,75	70,4	0,398	0,365	1,3E-04	3,2E-04	20,1	18,5	3837
37	NV	0,63	0,210	0,86	12,4	10,03	1,75	73,1	0,471	0,378	8,5E-05	1,8E-04	23,0	19,4	3488

Tabela D.5 – Variáveis calculadas – ensaios pós-degelo.

Teste	Vórtice	\dot{m} [kg/h]	x_o [-]	p_o [bar]	$T_{s,o}$ [°C]	prc [-]	prj [-]	U_o [m/s]	W_m [W]	M_{aj} [-]	W_a [W]	η [-]	ΔT_2 [°C]	Ja [-]	B [-]
9D	VI	1,57	0,182	0,97	12,6	4,63	1,04	64,4	0,906	0,328	3,6E-05	4,0E-05	17,0	15,7	2009
10D	VI	1,81	0,179	1,14	14,8	6,16	1,37	63,2	1,006	0,323	6,4E-05	6,4E-05	19,3	17,3	2460
11D	VC	1,78	0,188	1,13	16,4	5,23	1,16	65,9	1,076	0,336	2,6E-05	2,4E-05	19,3	15,5	2054
12D	VC	2,03	0,174	1,3	16,0	7,73	1,75	61,4	1,064	0,314	9,6E-05	9,1E-05	23,2	19,3	2854
13D	VC	1,57	0,182	0,98	12,6	4,60	1,03	64,4	0,908	0,328	2,0E-05	2,2E-05	16,0	15,6	2007
14D	VC	1,87	0,176	1,18	14,7	6,67	1,49	62,2	1,005	0,318	1,8E-05	1,8E-05	19,6	17,9	2630
15D	VC	1,78	0,188	1,12	16,3	5,20	1,15	65,9	1,070	0,335	2,0E-05	1,8E-05	18,6	15,6	2055
16D	VC	2,14	0,182	1,38	18,7	7,11	1,60	63,5	1,198	0,324	1,3E-05	1,1E-05	21,5	17,0	2334
17D	NV	0,79	0,136	1,04	10,1	5,73	1,43	50,4	0,279	0,258	9,2E-05	3,3E-04	14,5	15,5	1565
18D	NV	0,82	0,120	1,06	8,3	10,95	2,80	45,0	0,230	0,234	1,6E-04	6,9E-04	12,4	13,6	1211
19D	NV	0,86	0,153	1,16	15,3	6,08	1,44	55,4	0,368	0,283	4,2E-05	1,1E-04	16,0	15,7	1614
20D	NV	1,00	0,108	1,32	11,7	10,50	2,61	40,7	0,229	0,210	9,6E-05	4,2E-04	15,3	15,5	1609
21D	NV	0,86	0,105	1,11	7,1	5,80	1,50	39,9	0,191	0,205	4,6E-05	2,4E-04	13,9	15,9	1648
22D	NV	0,92	0,096	1,19	7,6	9,76	2,51	37,1	0,176	0,192	1,0E-04	5,7E-04	12,6	14,5	1380
23D	NV	0,96	0,112	1,27	11,4	6,18	1,54	42,2	0,238	0,216	2,3E-05	9,7E-05	15,9	16,2	1731
24D	NV	1,06	0,086	1,39	9,9	10,39	2,60	33,5	0,166	0,173	1,1E-04	6,5E-04	15,0	15,6	1633
25D	VI	1,85	0,177	1,17	14,6	6,62	1,48	62,4	1,000	0,319	6,9E-05	6,9E-05	20,1	17,7	2641
26D	VC	1,93	0,181	1,23	16,3	6,54	1,46	63,4	1,078	0,324	7,8E-05	7,3E-05	21,5	17,2	2445
27D	VC	2,11	0,172	1,35	16,2	8,41	1,91	60,6	1,079	0,311	1,1E-04	1,1E-04	24,2	19,8	2949
28D	VC	1,74	0,180	1,09	14,2	5,61	1,25	63,6	0,976	0,325	1,0E-05	1,0E-05	17,8	16,8	2334
29D	VC	2,00	0,186	1,28	18,2	6,13	1,37	64,9	1,168	0,331	9,9E-06	8,5E-06	20,0	16,2	2177
30D	NV	0,83	0,118	1,07	8,3	11,76	3,00	44,4	0,227	0,231	1,2E-04	5,2E-04	12,7	14,0	1278
31D	NV	1,00	0,107	1,32	11,6	11,37	2,83	40,3	0,226	0,209	8,1E-05	3,6E-04	15,1	15,4	1592
32D	NV	0,93	0,093	1,19	7,1	10,75	2,78	35,9	0,166	0,186	7,7E-05	4,6E-04	13,0	15,1	1494
33D	NV	1,07	0,084	1,4	9,6	11,63	2,91	32,6	0,158	0,169	6,1E-05	3,9E-04	15,0	15,8	1684
35D	NV	0,57	0,214	0,78	11,2	9,37	1,75	74,3	0,441	0,385	8,0E-05	1,8E-04	16,5	14,8	2660
37D	NV	0,62	0,220	0,85	14,0	10,42	1,81	76,0	0,500	0,394	1,6E-04	3,1E-04	20,8	16,6	2722

APÊNDICE E

FLUXOGRAMA DE SOLUÇÃO DO MODELO PARA O ESCOAMENTO NO TUBO CAPILAR COM TROCADOR DE CALOR

