



UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA  
CENTRO TECNOLÓGICO  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA

Bhertrand Gabler Mauro Gomes

**MEDIÇÃO DOS COEFICIENTES DE DESLIZAMENTO E ACOMODAÇÃO  
PARA ESCOAMENTOS RAREFEITOS DE GASES PUROS ( $N_2$ , Ar E He) E DE  
MISTURA GASOSA Ar-He EM DUTO DE SEÇÃO CIRCULAR**

Florianópolis  
2023

Bhertrand Gabler Mauro Gomes

**MEDIÇÃO DOS COEFICIENTES DE DESLIZAMENTO E ACOMODAÇÃO  
PARA ESCOAMENTOS RAREFEITOS DE GASES PUROS ( $N_2$ , Ar E He) E DE  
MISTURA GASOSA Ar-He EM DUTO DE SEÇÃO CIRCULAR**

Dissertação submetida ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Santa Catarina para obtenção do título de Mestre em Engenharia Mecânica.

Orientador: Prof. César José Deschamps, Ph.D.

Coorientador: Prof. Ernane Silva, Ph.D.

Florianópolis

2023

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

Gomes, Bhertrand Gabler Mauro

Medição dos Coeficientes de Deslizamento e Acomodação  
para Escoamentos Rarefeitos de Gases Puros (N<sub>2</sub>, Ar e He) e  
de Mistura Gasosa Ar-He em Duto de Seção Circular /  
Bhertrand Gabler Mauro Gomes ; orientador, César José  
Deschamps, coorientador, Ernane Silva, 2023.

229 p.

Dissertação (mestrado) - Universidade Federal de Santa  
Catarina, Centro Tecnológico, Programa de Pós-Graduação em  
Engenharia Mecânica, Florianópolis, 2023.

Inclui referências.

1. Engenharia Mecânica. 2. TMAC. 3. Coeficientes de  
deslizamento. 4. Escoamento rarefeito. 5. Misturas  
gasosas. I. Deschamps, César José . II. Silva, Ernane.  
III. Universidade Federal de Santa Catarina. Programa de  
Pós-Graduação em Engenharia Mecânica. IV. Título.

Bhertrand Gabler Mauro Gomes

**MEDIÇÃO DOS COEFICIENTES DE DESLIZAMENTO E ACOMODAÇÃO  
PARA ESCOAMENTOS RAREFEITOS DE GASES PUROS (N<sub>2</sub>, Ar E He) E DE  
MISTURA GASOSA Ar-He EM DUTO DE SEÇÃO CIRCULAR**

O presente trabalho em nível de mestrado foi avaliado e aprovado por banca examinadora composta pelos seguintes membros:

**Prof. César José Deschamps, Ph.D.**  
Presidente - UFSC

**Prof. Fabiano Gilberto Wolf, Dr. Eng.**  
UFSC - Campus Joinville

**Prof. Julio Cesar Passos, Dr. Eng.**  
UFSC

Certificamos que esta é a **versão original e final** do trabalho de conclusão que foi julgado adequado para obtenção do do título de Mestre em Engenharia Mecânica.

---

**Prof. Henrique Simas, Dr. Eng.**  
Coordenador do Programa

---

**Prof. César José Deschamps, Ph.D.**  
Orientador

---

**Prof. Ernane Silva, Ph.D.**  
Coorientador

Florianópolis, 22 de março de 2023.





*A todos da minha família, principalmente meus pais,  
Roque e Suely,  
por todo apoio e incentivo dado.*



## AGRADECIMENTOS

Primeiramente, gostaria de agradecer a Deus por sempre colocar pessoas abençoadas em meu caminho.

Ao professor César José Deschamps, a quem devo muito, gostaria de agradecer imensamente pela oportunidade, incentivo e conselhos compartilhados ao longo de todo este projeto.

Não menos importante, deixo meus agradecimentos ao professor Ernane Silva pela orientação, paciência e discussões que foram essenciais para me guiar no melhor caminho para o desenvolvimento de todas as atividades propostas.

Não posso deixar de agradecer também aos amigos Gustavo Pasolini, Gislaine Hoffmann, Eduardo Camilo, Aron Martins e Bruna Tascheck que conheci ao longo desse mestrado e que sempre me apoiaram.

Em especial, aos amigos Vinicius Bonini, Allan Starke e Leonardo Caron pelas conversas e discussões sempre acompanhadas de boas risadas e brilhantes conselhos.

A todos os colaboradores do laboratório POLO, em especial ao Eduardo Ludgero, por ter compartilhado seu vasto conhecimento técnico, além de sempre me incentivar e colaborar para o sucesso do projeto.

Por fim, ao CNPq e à FEESC, pelo auxílio financeiro, tal qual foi essencial para que este trabalho pudesse ser realizado.

*"Do not fear failure but rather fear not trying."*

**Roy T. Bennett**

## RESUMO

Escoamentos em microescalas são cada vez mais importantes em aplicações de engenharia devido ao avanço tecnológico na fabricação de dispositivos de pequenas dimensões, tais como airbags, microbombas e trocadores de calor para sistemas eletrônicos. Esses dispositivos operam geralmente em condições de escoamento rarefeito de gases puros ou de misturas gasosas, podendo ocorrer nos regimes hidrodinâmico, de deslizamento, de transição e de moléculas livres. Escoamentos no regime de deslizamento podem ser resolvidos através das equações de Navier-Stokes com condições de contorno corrigidas para efeitos de rarefação, empregando os coeficientes de deslizamento e de acomodação de quantidade de movimento tangencial (TMAC). O presente trabalho objetiva determinar experimentalmente esses coeficientes para três gases puros ( $N_2$ , Ar e He) e para a mistura gasosa formada com concentração de 50 % de Ar e 50 % de He. Um total de 314 experimentos foram realizados, sendo 113 com Ar, 75 com He, 59 com  $N_2$  e 67 com a mistura Ar-He. Os experimentos empregaram um microcanal de geometria circular, fabricado em aço inox, e um sistema de controle de temperatura para garantir a condição isotérmica nas medições. As pressões adotadas nos experimentos variaram entre 1 e 1330 Pa, alcançando rarefações próximas ao regime de moléculas livres, para o escoamento de He. O método dinâmico de volume constante foi usado para determinar as curvas de pressão dos escoamentos, necessárias para determinar a vazão mássica. O número de Knudsen,  $Kn$ , foi calculado com o emprego de quatro modelos moleculares: moléculas Maxwellianas, de Maxwell, de esferas rígidas e de esferas rígidas variáveis. Para determinar os coeficientes de deslizamento e de acomodação, utilizaram-se experimentos com  $Kn \leq 0,1$  para condição de contorno de primeira ordem,  $Kn \leq 0,3$  para condição de contorno de segunda ordem, com cada um deles avaliados em quatro razões de pressões RP (= 2, 3, 4, 5). Para os gases puros, os resultados se mostraram em conformidade com dados da literatura, com  $TMAC \cong 0,99$  para o escoamento de He,  $TMAC \cong 0,97$  para os escoamentos de Ar e  $N_2$ , e  $TMAC \cong 0,87$  para a mistura gasosa. Medições foram também realizadas para o regime de transição e comparadas com as soluções teóricas da equação de Boltzmann, utilizando o modelo cinético BGK para os gases puros, e McCormack para a mistura gasosa, ambas disponíveis na literatura. Verificou-se que as medições para os gases puros seguem a curva teórica do modelo BGK, enquanto um pequeno desvio das medições em relação ao modelo McCormack foi observado para a mistura gasosa em condições de maior rarefação, sugerindo limitações físicas da bancada experimental nessas condições.

**Palavras-chave:** MEMS/NEMS, escoamento rarefeito, gases puros, misturas gasosas, coeficientes de deslizamento, TMAC.



## ABSTRACT

Microscale flows are becoming increasingly important in engineering applications due to technological advances in the manufacture of small devices, such as airbags, micropumps and heat exchangers for electronic systems. These devices generally operate under conditions of rarefied flow of pure gases or gaseous mixtures, which may occur in hydrodynamic, slip, transition and free molecular regimes. Flows in the slip regime can be solved using the Navier–Stokes equations with modified boundary conditions to include rarefaction effects, using the slip and tangential momentum accommodation coefficients, TMAC. The present work aims to determine experimentally these coefficients for three pure gases (N<sub>2</sub>, Ar and He) and for the gaseous mixture formed with a concentration of 50 % of Ar and 50 % of He. A total of 314 experiments were performed, 113 with Ar, 75 with He, 59 with N<sub>2</sub> and 67 with the Ar–He mixture. All experiments were conducted using a stainless steel circular microchannel and a temperature control system to guarantee the isothermal condition in the measurements. The pressures adopted in the experiments ranged between 1 and 1330 Pa, reaching a rarefaction close to the free molecular regime, for the flow of He. The dynamic constant volume method was used to determine the pressure curves of the flows, required to determine the mass flow rate. The Knudsen number,  $Kn$ , was calculated using four molecular models: Maxwellian, Maxwell, rigid sphere and variable rigid sphere molecules. To determine the slip and accommodation coefficients, experiments were performed considering values up to  $Kn \leq 0.1$  for the first order boundary condition,  $Kn \leq 0.3$  for the second order boundary condition, with each of them evaluated in four pressure ratios (= 2, 3, 4, 5). For pure gases, all results are in good agreement with literature data, with TMAC  $\cong 0.99$  for He flow, TMAC  $\cong 0.97$  for Ar and N<sub>2</sub>, and TMAC  $\cong 0.87$  for the gaseous mixture. Measurements were also performed within the transition regime and compared with the theoretical solutions of the Boltzmann equation, using the BGK kinetic model for pure gases, and McCormack model for the gaseous mixture, both available in the literature. It was verified that the measurements for pure gases follow the theoretical curve of the BGK model, whereas a small deviation in relation to the McCormack model was observed for the gaseous mixture in higher rarefaction conditions, suggesting physical limitations of the experimental bench in these conditions.

**Key-words:** MEMS/NEMS, rarefied flows, pure gases, gaseous mixtures, slip coefficients, TMAC.



## LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1 – Regimes de escoamento em função de Knudsen. Adaptado de Gad-El-Hak [18] . . . . .	7
Figura 2.2 – Escalas de comprimento a nível molecular. Adaptado de Colin [20] . . . . .	7
Figura 2.3 – Representação gráfica da camada de Knudsen e do perfil de velocidades. Adaptado de Colin [20] . . . . .	12
Figura 2.4 – (a) Reflexão especular ( $\alpha = 0$ ) e (b) difusa ( $\alpha = 1$ ). Adaptado de Colin [20] . . . . .	13
Figura 3.1 – (a) TMAC locais obtidos para cada experimento em função do número de Knudsen médio para os gases (a) Ar e (b) N <sub>2</sub> . Adaptado de Arkilic <i>et al.</i> [65] . . . . .	23
Figura 3.2 – (a) TMAC locais obtidos para cada experimento em função do número de Knudsen médio para os gases (a) He e (b) N <sub>2</sub> . Adaptado de Maurer <i>et al.</i> [43] . . . . .	24
Figura 3.3 – (a) Vazão mássica adimensional em função do número de Knudsen médio para os gases He, Ar e N <sub>2</sub> e (b) Exemplo de erro residual para as condições de contorno de primeira e segunda ordem para o gás Ar considerando a razão de pressões $\mathbb{P} = 5$ . Obtido de Ewart <i>et al.</i> [38] . . . . .	25
Figura 3.4 – Vazão mássica reduzida em função do parâmetro de rarefação médio para os microcanais (a) T1 e (b) T2. Obtido de Hadj-Nacer <i>et al.</i> [68] . . . . .	30
Figura 3.5 – Dados experimentais para a vazão mássica adimensional e suas curvas ajustadas utilizando um ajuste de curvas com um polinômio de segunda ordem para os gases (a) Ar, (b) N <sub>2</sub> e (c) O <sub>2</sub> . Adaptado de Hemadri <i>et al.</i> [44] . . . . .	32
Figura 4.1 – Representação esquemática dos reservatórios I e II conectados pelo microcanal . . . . .	40
Figura 4.2 – Analogia à elétrica para determinação da condutância em um microcanal . . . . .	42
Figura 4.3 – Bancada de trabalho . . . . .	45
Figura 4.4 – Representação esquemática do aparato experimental utilizado . . . . .	46
Figura 4.5 – (a) Microcanal proposto inicialmente para os experimentos e sua (b) seção transversal . . . . .	50
Figura 4.6 – Novo microcanal (Mc4) fabricado a partir de uma conexão VCR . . . . .	51
Figura 4.7 – Exemplo de um teste de vazamento . . . . .	53
Figura 4.8 – Variação das pressões nos reservatórios $R_I$ e $R_{II}$ ao longo de todo o procedimento proposto para um experimento realizado com gás Ar . . . . .	54
Figura 4.9 – Variação da temperatura média entre os reservatórios ao longo de um experimento realizado com gás Ar . . . . .	55
Figura 5.1 – Comparação dos pontos experimentais com as curvas ajustadas da pressão em função do tempo para a mistura gasosa para a pressão inicial de (a) 1000 Pa e (b) 10 Pa . . . . .	66

Figura 5.2 – Curvas de pressão em função do tempo obtidas por meio do ajuste de curvas para os gases (a) N <sub>2</sub> , (b) He, (c) Ar e (d) mistura gasosa para a pressão inicial de 1000 Pa com a representação dos pontos de cada razão de pressão escolhida . . . . .	68
Figura 5.3 – Variação do $\varepsilon_i$ para os gases (a) N <sub>2</sub> , (b) He, (c) Ar e (d) mistura gasosa para experimentos realizados com a pressão inicial de 1000 Pa . . . . .	69
Figura 5.4 – Comparação entre as curvas de pressão em função do tempo obtidas por meio do ajuste de curvas para os gases Ar, He e a mistura gasosa nas pressões iniciais (a) $p_I^0 \approx 1000$ Pa e (b) $p_I^0 \approx 10$ Pa . . . . .	70
Figura 5.5 – Curvas das vazões mássicas para os gases (a) N <sub>2</sub> , (b) He, (c) Ar e (d) mistura gasosa obtidas para os experimentos realizados com a pressão inicial $p_I^0 \approx 1000$ Pa . . . . .	73
Figura 5.5 – Curvas das vazões mássicas para os gases (a) N <sub>2</sub> , (b) He, (c) Ar e (d) mistura gasosa obtidas para os experimentos realizados com a pressão inicial $p_I^0 \approx 1000$ Pa (continuação) . . . . .	74
Figura 5.6 – Diferença existente no valores do número de Knudsen médio entre os diferentes modelos moleculares para um único experimento realizado com o gás Ar partindo de uma pressão inicial $p_I^0 \approx 1000$ Pa . . . . .	75
Figura 5.7 – Comparação entre a curva obtida para o Knudsen médio e o parâmetro de rarefação médio para um experimento realizado com gás Ar e uma pressão inicial $p_I^0 \approx 1000$ Pa utilizando o modelo VHS . . . . .	76
Figura 5.8 – (a) Curvas ajustadas de primeira (---) e segunda (—) ordem da vazão mássica adimensional em relação ao número de Knudsen médio e (b) Erro residual percentual para a primeira (▲) e segunda (○) ordem utilizando o gás Ar com o modelo VHS e $\mathbb{P} = 5$ . . . . .	81
Figura 5.9 – (a) Curvas ajustadas de primeira (---) e segunda (—) ordem da vazão mássica adimensional em relação ao número de Knudsen médio e (b) Erro residual percentual para a primeira (▲) e segunda (○) ordem utilizando o gás He com o modelo VHS e $\mathbb{P} = 5$ . . . . .	82
Figura 5.10–(a) Curvas ajustadas de primeira (---) e segunda (—) ordem da vazão mássica adimensional em relação ao número de Knudsen médio e (b) Erro residual percentual para a primeira (▲) e segunda (○) ordem utilizando o gás N <sub>2</sub> com o modelo VHS e $\mathbb{P} = 5$ . . . . .	83
Figura 5.11–(a) Curva ajustada de primeira ordem da vazão mássica adimensional em relação ao número de Knudsen médio e (b) Erro residual percentual para a primeira ordem utilizando a mistura gasosa com o modelo VHS e $\mathbb{P} = 5$ . . . . .	84
Figura 5.12–Diferença existente nas vazões mássicas adimensionais entre cada modelo molecular para o gás Ar e $\mathbb{P} = 5$ . . . . .	87
Figura 5.13–Diferentes TMACs locais com relação ao número de Knudsen médio para o gás Ar e $\mathbb{P} = 5$ para o modelo VHS . . . . .	96

Figura 5.14–Comparação dos valores locais de $\alpha^S$ em função do número de Knudsen médio entre os modelos moleculares adotados para o gás Ar e $\mathbb{P} = 5$ . . . . .	96
Figura 5.15–Valores locais de $\alpha^S$ em função do número de Knudsen médio para todos os gases usando o modelo VHS e $\mathbb{P} = 5$ . . . . .	97
Figura 5.16–(a) Comparação entre as curvas ajustadas com a condição de contorno de deslizamento de segunda ordem da vazão mássica adimensional em função do número de Knudsen médio para o limite de $Kn_m \leq 0,3$ e $Kn_m \leq 1,2$ e (b) Erro residual percentual em função do número de Knudsen médio para o gás $N_2$ utilizando o modelo VHS e $\mathbb{P} = 5$ . . . . .	99
Figura 5.17–(a) Comparação entre as curvas ajustadas com a condição de contorno de deslizamento de segunda ordem da vazão mássica adimensional em função do número de Knudsen médio para o limite de $Kn_m \leq 0,3$ e $Kn_m \leq 1,2$ e (b) Erro residual percentual em função do número de Knudsen médio para o gás Ar utilizando o modelo VHS e $\mathbb{P} = 5$ . . . . .	100
Figura 5.18–(a) Comparação entre as curvas ajustadas com a condição de contorno de deslizamento de segunda ordem da vazão mássica adimensional em função do número de Knudsen médio para o limite de $Kn_m \leq 0,3$ e $Kn_m \leq 1,2$ e (b) Erro residual percentual em função do número de Knudsen médio para o gás He utilizando o modelo VHS e $\mathbb{P} = 5$ . . . . .	101
Figura 5.19–Vazão mássica reduzida para a razão de pressões $\mathbb{P} = 5$ para o gás Ar comparado com a curva teórica obtida por meio do modelo cinético BGK com uma acomodação completa . . . . .	105
Figura 5.20–Vazão mássica reduzida para a razão de pressões $\mathbb{P} = 5$ para o gás $N_2$ comparado com a curva teórica obtida por meio do modelo cinético BGK com uma acomodação completa . . . . .	106
Figura 5.21–Vazão mássica reduzida para a razão de pressões $\mathbb{P} = 5$ para o gás He comparado com a curva teórica obtida por meio do modelo cinético BGK com uma acomodação completa . . . . .	107
Figura 5.22–Vazão mássica reduzida dos pontos iniciais para a mistura gasosa comparadas com as curvas teóricas obtidas por meio dos modelos cinéticos BGK para gases puros e McCormack para uma mistura gasosa de Ar-He 50 - 50 % com ambos considerando uma acomodação completa . . . . .	108
Figura 5.23–Vazão mássica reduzida para as razões de pressões $\mathbb{P} = 2$ e $\mathbb{P} = 5$ para a mistura gasosa comparadas com as curvas teóricas obtidas por meio dos modelos cinético BGK para gases puros e McCormack para uma concentração de Ar-He 50 - 50 % com ambos considerando uma acomodação completa . . . . .	109
Figura D.1–(a) Microcanal com as (a) porcas removidas e com (b) as anilhas removidas para indicar a deformação ocorrida . . . . .	166
Figura D.2–(a) Microcanal sem anilhas (a) com haste inserida e (b) com a haste removida para indicar a região restringida . . . . .	167

Figura D.3–Conexões deformadas removidas dos reservatórios $R_I$ e $R_{II}$ . . . . .	168
Figura D.4–Comparação entre os anéis metálicos novos e usados que são utilizados para a vedação das conexões VCR . . . . .	168

## LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1 – Valores máximos de $Kn_m$ propostos por diferentes autores para a aplicação da condição de contorno de 2° ordem . . . . .	16
Tabela 4.1 – Características dos transdutores de pressão utilizados. Mais detalhes no manual de operações disponível em [78] . . . . .	49
Tabela 4.2 – Características dos microcanais . . . . .	50
Tabela 4.3 – Coeficientes $Y_a$ e $Y_b$ para determinação dos volumes $V_I$ e $V_{II}$ . . . . .	56
Tabela 4.4 – Diâmetro do microcanal Mc4 obtido indiretamente para cada modelo molecular . . . . .	61
Tabela 5.1 – Parâmetros de cada gás utilizado nos experimentos . . . . .	64
Tabela 5.2 – Vazão mássica inicial em ambos os reservatórios $R_I$ e $R_{II}$ obtida em um experimento realizado com pressão inicial $p_I^0 \approx 1000$ Pa para cada gás . . . . .	72
Tabela 5.3 – Coeficientes obtidos por meio do ajuste de curvas de 1° (valores superiores) e de 2° ordem (valores inferiores) para cada razão de pressões utilizando o gás Ar e o modelo molecular VHS . . . . .	78
Tabela 5.4 – Coeficientes de deslizamento de 1° (valores superiores) e de 2° ordem (valores inferiores) referentes a cada razão de pressões e utilizando o modelo molecular VHS para cada gás . . . . .	85
Tabela 5.5 – Coeficientes de deslizamento de 1° (valores superiores) e de 2° ordem (valores inferiores) de todos os gases e modelos moleculares adotados considerando $\mathbb{P} = 5$ . . . . .	88
Tabela 5.6 – Coeficientes de acomodação $\alpha^S$ de 1° (valores superiores) e de 2° ordem (valores inferiores) referentes a cada razão de pressões e ao modelo VHS . . . . .	90
Tabela 5.7 – Coeficientes de acomodação de 1° e 2° ordem encontrados na literatura para os gases e modelos moleculares utilizados . . . . .	92
Tabela 5.8 – Coeficientes obtidos para cada gás com o modelo VHS e $\mathbb{P} = 5$ considerando-se diferentes valores de $Kn_m$ como limite para a aplicação da condição de contorno de deslizamento . . . . .	103
Tabela B.1 – Vazão mássica inicial em ambos os reservatórios $R_I$ e $R_{II}$ para o gás $N_2$ . . . . .	135
Tabela B.2 – Vazão mássica inicial em ambos os reservatórios $R_I$ e $R_{II}$ para o gás Ar . . . . .	136
Tabela B.3 – Vazão mássica inicial em ambos os reservatórios $R_I$ e $R_{II}$ para o gás He . . . . .	138
Tabela B.4 – Vazão mássica inicial em ambos os reservatórios $R_I$ e $R_{II}$ para a mistura gasosa de Ar-He 50-50% . . . . .	140
Tabela C.1 – Incertezas expandidas das variáveis medidas diretamente nos reservatórios $R_I$ e $R_{II}$ para a razão de pressões $\mathbb{P} = 5$ e o gás $N_2$ . . . . .	143
Tabela C.2 – Incertezas expandidas das variáveis medidas indiretamente e calculadas com base na vazão mássica do reservatório $R_{II}$ para a razão de pressões $\mathbb{P} = 5$ , modelo molecular VHS e o gás $N_2$ . . . . .	145
Tabela C.3 – Incertezas expandidas das variáveis medidas diretamente nos reservatórios $R_I$ e $R_{II}$ para a razão de pressões $\mathbb{P} = 5$ e o gás Ar . . . . .	147

Tabela C.4–Incertezas expandidas das variáveis medidas indiretamente e calculadas com base na vazão mássica do reservatório $R_{II}$ para a razão de pressões $\mathbb{P} = 5$ , modelo molecular VHS e o gás Ar . . . . .	150
Tabela C.5–Incertezas expandidas das variáveis medidas diretamente nos reservatórios $R_I$ e $R_{II}$ para a razão de pressões $\mathbb{P} = 5$ e o gás He . . . . .	153
Tabela C.6–Incertezas expandidas das variáveis medidas indiretamente e calculadas com base na vazão mássica do reservatório $R_{II}$ para a razão de pressões $\mathbb{P} = 5$ , modelo molecular VHS e o gás He . . . . .	155
Tabela C.7–Incertezas das variáveis medidas diretamente nos reservatórios $R_I$ e $R_{II}$ considerando os pontos iniciais de cada experimento para a mistura gasosa	158
Tabela C.8–Incertezas expandidas das variáveis medidas indiretamente e calculadas com base na vazão mássica do reservatório $R_{II}$ considerando os pontos iniciais de cada experimento para a mistura gasosa para o modelo molecular VHS . . . . .	160
Tabela D.1–Coeficientes obtidos por meio do ajuste de curvas de 2° ordem para cada razão de pressões utilizando o gás He e o modelo molecular HS . . . . .	163
Tabela E.1 –Vazão mássica reduzida teórica $Q^{BGK}$ e $Q^{MC}$ em função do parâmetro de rarefação $\delta$ obtidas para o escoamento de Poiseuille em uma geometria circular considerando $\alpha = 1$ . . . . .	169
Tabela F.1 – Coeficientes obtidos por meio do ajuste de curvas de 1° (valores superiores) e de 2° ordem (valores inferiores) referentes a cada razão de pressão e ao modelo molecular adotado para o gás $N_2$ . . . . .	172
Tabela F.2 – Coeficientes de deslizamento de 1° (valores superiores) e de 2° ordem (valores inferiores) referentes a cada razão de pressão e ao modelo molecular adotado para o gás $N_2$ . . . . .	173
Tabela F.3 – Coeficientes de acomodação de 1° (valores superiores) e de 2° ordem (valores inferiores) referentes a cada razão de pressão e ao modelo molecular adotado para o gás $N_2$ . . . . .	174
Tabela F.4 – Coeficientes obtidos por meio do ajuste de curvas de 1° (valores superiores) e de 2° ordem (valores inferiores) referentes a cada razão de pressão e ao modelo molecular adotado para o gás Ar . . . . .	175
Tabela F.5 – Coeficientes de deslizamento de 1° (valores superiores) e de 2° ordem (valores inferiores) referentes a cada razão de pressão e ao modelo molecular adotado para o gás Ar . . . . .	176
Tabela F.6 – Coeficientes de acomodação de 1° (valores superiores) e de 2° ordem (valores inferiores) referentes a cada razão de pressão e ao modelo molecular adotado para o gás Ar . . . . .	177
Tabela F.7 – Coeficientes obtidos por meio do ajuste de curvas de 1° (valores superiores) e de 2° ordem (valores inferiores) referentes a cada razão de pressões e ao modelo molecular adotado para o gás He . . . . .	178

Tabela F.8 – Coeficientes de deslizamento de 1° (valores superiores) e de 2° ordem (valores inferiores) referentes a cada razão de pressões e ao modelo molecular adotado para o gás He . . . . .	179
Tabela F.9 – Coeficientes de acomodação de 1° (valores superiores) e de 2° ordem (valores inferiores) referentes a cada razão de pressão e ao modelo molecular adotado para o gás He . . . . .	180
Tabela F.10 – Coeficientes obtidos por meio do ajuste de curvas de 1° ordem referentes a cada razão de pressões e ao modelo molecular adotado para a mistura gasosa . . . . .	181
Tabela F.11 – Coeficientes de deslizamento de 1° ordem referentes a cada razão de pressões e ao modelo molecular adotado para a mistura gasosa . . . . .	182
Tabela F.12 – Coeficientes de acomodação de 1° ordem referentes a cada razão de pressões e ao modelo molecular adotado para a mistura gasosa . . . . .	183
Tabela G.1 – Coeficientes obtidos por meio do ajuste de curvas para o gás N <sub>2</sub> . . . . .	186
Tabela G.2 – Coeficientes obtidos por meio do ajuste de curvas para o gás Ar . . . . .	189
Tabela G.3 – Coeficientes obtidos por meio do ajuste de curvas para o gás He . . . . .	194
Tabela G.4 – Coeficientes obtidos por meio do ajuste de curvas para a mistura gasosa de Ar-He 50-50% . . . . .	198

## LISTA DE SÍMBOLOS

$a, b$	Coefficientes do ajuste de curvas para o método de volume constante	[-]
$A_m, B_m$	Coefficientes do ajuste de curvas para determinação da condutância	[-]
$A^{exp}, B^{exp}, C^{exp}$	Coefficientes do ajuste de curvas para determinação da vazão mássica adimensional experimental	[-]
$B^{teor}, C^{teor}$	Coefficientes do ajuste de curvas para determinação da vazão mássica adimensional teórica	[-]
$C$	Concentração molar do gás mais leve da mistura gasosa	[-]
$\mathbb{C}_1, \mathbb{C}_2$	Coefficiente de primeira e segunda ordem para a condição de contorno de deslizamento da velocidade	[-]
$d$	Diâmetro molecular médio	[m]
$D$	Diâmetro do microcanal	[m]
$e$	Erro residual	[%]
$e^{max}$	Erro residual máximo	[%]
$f$	Razão entre o diâmetro original e o corrigido, Função matemática	[-, -]
$G$	Vazão mássica reduzida	[-]
$k$	Condutância do microcanal	[m <sup>3</sup> /s]
$k^0$	Condutância do microcanal no início do experimento	[m <sup>3</sup> /s]
$k^{eq}$	Condutância do microcanal na condição de equilíbrio	[m <sup>3</sup> /s]
$k_\lambda$	Coefficiente referente ao modelo molecular adotado	[-]
$k_\lambda^{HS}$	Coefficiente referente ao modelo molecular de esferas rígidas	[-]
$k_\lambda^{VHS}$	Coefficiente referente ao modelo molecular de esferas rígidas variáveis	[-]
$k_\lambda^{Max}$	Coefficiente referente ao modelo molecular de Maxwell	[-]
$k_\lambda^{MM}$	Coefficiente referente ao modelo molecular de moléculas Maxwellianas	[-]
$Kn$	Número de Knudsen	[-]
$Kn_m$	Número de Knudsen médio	[-]
$l$	Distância média entre as moléculas	[m]
$\ell$	Comprimento característico do escoamento	[m]
$L$	Comprimento do microcanal	[m]
$m$	Massa molecular do gás, Massa	[kg, kg]
$\dot{m}_I, \dot{m}_{II}$	Vazão mássica experimental para os reservatórios I e II	[kg/s]
$\dot{m}_I^0, \dot{m}_{II}^0$	Vazão mássica para os reservatórios I e II no início do experimento	[kg/s]
$\dot{m}_{II}^\varepsilon$	Vazão mássica mínima no reservatório II para a condição isotérmica válida	[kg/s]
$\dot{m}_{po}$	Vazão mássica teórica de Poiseuille	[kg/s]
$\dot{m}_{sl}$	Vazão mássica teórica no regime de deslizamento	[kg/s]
$\mathcal{M}_m$	Massa molar do gás	[g/mol]



$M_{PFA}$	Mangueira de PFA	[-]
$M_m$	Mangueira metálica	[-]
$n$	Densidade molar do gás, Coordenada normal, Número de experimentos	[m <sup>3</sup> , m, -]
$p$	Pressão	[Pa]
$p^{eq}$	Pressão na condição de equilíbrio	[Pa]
$p_m$	Pressão média	[Pa]
$p_I, p_{II}$	Pressão referentes aos reservatórios I e II	[Pa]
$\mathbb{P}$	Razão de pressões	[-]
$\hat{p}_I, \hat{p}_{II}$	Variável auxiliar para a pressão nos reservatórios I e II	[Pa]
$Q$	Vazão mássica reduzida local	[-]
$Q^{BGK}$	Vazão mássica reduzida teórica para o modelo de BGK	[-]
$Q^{MC}$	Vazão mássica reduzida teórica para o modelo de McCormack	[-]
$\dot{Q}_I, \dot{Q}_{II}$	Vazão de débito de gás para os reservatórios I e II	[Pa m <sup>3</sup> /s]
$r$	Raio do microcanal, Coordenada radial, Coeficiente de correlação de incertezas	[m, m, -]
$R^2$	Coeficiente de determinação	[-]
$R_{a1}, R_{a2}$	Reservatório de amostragem 1 e 2	[-]
$R_g$	Constante específica do gás	[J/(kg K)]
$R_I, R_{II}$	Reservatório I e II	[-]
$s$	Coordenada tangencial	[m]
$std$	Desvio-padrão	[-]
$S$	Vazão mássica adimensional	[-]
$S^{exp}$	Vazão mássica adimensional experimental	[-]
$S_{me}^{exp}$	Vazão mássica adimensional experimental medida	[-]
$S_{aj}^{exp}$	Vazão mássica adimensional experimental ajustada	[-]
$S^{teor}$	Vazão mássica adimensional teórica	[-]
$t$	Tempo, t de <i>Student</i>	[s, -]
$T$	Temperatura	[K]
$T_m$	Temperatura média	[K]
$T_{RI}, T_{RII}$	Termopar instalado nos reservatórios I e II	[-]
$u$	Incerteza padrão	[-]
$u_c$	Incerteza padrão combinada	[-]
$u_g$	Velocidade real do gás na superfície	[m/s]
$u_{sl}$	Velocidade relativa fictícia proposta para o deslizamento	[m/s]
$u_s$	Velocidade do gás fora da camada de Knudsen	[m/s]
$u_w$	Velocidade da superfície	[m/s]
$Um_I^0, Um_{II}^0$	Incerteza expandida relativa da vazão mássica para os reservatórios I e II no início do experimento	[%]

$U$	Incertezas expandidas	[-]
$v_m$	Velocidade molecular mais provável	[m/s]
$V_o$	Volume equivalente da bancada	[m <sup>3</sup> ]
$V_e$	Volume do reservatório extra	[m <sup>3</sup> ]
$V_I, V_{II}$	Volume dos reservatórios I e II	[m <sup>3</sup> ]
$V_{a1}, V_{a2}$	Válvulas de agulha na saída dos reservatórios de amostragem 1 e 2	[-]
$V_{p1}, V_{p2}$	Válvulas micrométricas de agulha na entrada dos reservatórios de amostragem 1 e 2	[-]
$V_2, V_3, V_4$	Válvulas de agulha principais da bancada experimental	[-]
$W$	Função que relaciona as grandezas de entrada	[-]
$x, y$	Grandezas de entrada	[-]
$X_p$	Gradiente de pressão local	[-]
$Y_a, Y_b$	Coefficientes para determinação dos volumes dos reservatórios	[-]
$z$	Coordenada longitudinal	[m]

### Gregos

$\alpha$	Coefficiente de acomodação de quantidade de movimento tangencial	[-]
$\alpha^L$	Coefficiente de acomodação de quantidade de movimento tangencial proposto por Loyalka em 1971	[-]
$\alpha^M$	Coefficiente de acomodação de quantidade de movimento tangencial proposto por Maxwell em 1879	[-]
$\alpha^S$	Coefficiente de acomodação de quantidade de movimento tangencial proposto por Loyalka em 1975	[-]
$\alpha^t$	Coefficiente de acomodação de quantidade de movimento tangencial proposto por Loyalka em 1968	[-]
$\delta$	Parâmetro de rarefação	[-]
$\delta_I, \delta_{II}$	Parâmetro de rarefação nos reservatórios I e II	[-]
$\delta_m$	Parâmetro de rarefação médio	[-]
$\lambda$	Caminho livre médio molecular	[m]
$\lambda^{HS}$	Caminho livre médio molecular para o modelo molecular de esferas rígidas	[m]
$\lambda^{VHS}$	Caminho livre médio molecular para o modelo molecular de esferas rígidas variáveis	[m]
$\lambda^{Max}$	Caminho livre médio molecular para o modelo molecular de Maxwell	[m]
$\lambda^{MM}$	Caminho livre médio molecular para o modelo molecular de Móléculas Maxwellianas	[m]

$\pi$	Número pi	[-]
$\varepsilon$	Coefficiente de condição isotérmica	[-]
$\Delta p$	Diferença de pressão	[Pa]
$\Delta p^0$	Diferença de pressão no início do experimento	[Pa]
$\Delta \dot{m}^0$	Diferença relativa da vazão mássica entre os reservatórios no início do experimento	[%]
$\rho$	Densidade	[kg/m <sup>3</sup> ]
$\sigma_c$	Coefficiente de deslizamento difusivo de primeira ordem	[-]
$\sigma_p$	Coefficiente de deslizamento viscoso de primeira ordem	[-]
$\sigma_p^A$	Coefficiente de deslizamento viscoso de primeira ordem teórico proposto por Albertoni em 1963	[-]
$\sigma_p^K$	Coefficiente de deslizamento viscoso de primeira ordem teórico proposto por Kogan em 1969	[-]
$\sigma_p^L$	Coefficiente de deslizamento viscoso de primeira ordem proposto por Loyalka em 1971 considerando uma reflexão difusa	[-]
$\sigma_p^M$	Coefficiente de deslizamento viscoso de primeira ordem proposto por Maxwell em 1879	[-]
$\sigma_p^S$	Coefficiente de deslizamento viscoso de primeira ordem proposto por Loyalka em 1975 considerando uma reflexão difusa-especular	[-]
$\sigma_p^t$	Coefficiente de deslizamento viscoso de primeira ordem proposto por Loyalka em 1968 considerando uma reflexão difusa-especular	[-]
$\sigma_T$	Coefficiente de deslizamento térmico de primeira ordem	[-]
$\sigma_{2p}$	Coefficiente de deslizamento viscoso de segunda ordem	[-]
$\tau$	Tempo característico do experimento	[s]
$\tau_i$	Quantidade de movimento tangencial de uma molécula incidente	[kg m/s]
$\tau_r$	Quantidade de movimento tangencial de uma molécula refletida	[kg m/s]
$\tau_w$	Quantidade de movimento tangencial da superfície	[kg m/s]
$\omega$	Expoente da viscosidade	[-]
$\mu$	Viscosidade dinâmica	[Pa s]
$\mu_{ref}$	Viscosidade dinâmica de referência	[Pa s]
$\zeta$	Distância de deslizamento	[m]
$\psi_{A,i}, \psi_B$	Coefficientes de ajuste de curvas para o método dinâmico de volume constante	[Pa, -]

### Subscritos

0	Condição de referência
1,2	Componente da mistura gasosa binária
<i>a, b</i>	Experimento sem/com volume extra
<i>aj</i>	Ajustada

<i>I</i>	Montante
<i>II</i>	Jusante
<i>i</i>	Índice, Incidente
<i>j,k</i>	Índice
<i>m</i>	Médio
<i>me</i>	Medido
<i>n</i>	Quantidade de grandezas de entrada
<i>po</i>	Poiseuille
<i>ref</i>	Referência
<i>sl</i>	Deslizamento
<i>w</i>	Superfície

### **Sobrescritos**

0	Condição no início do experimento
<i>BGK</i>	Bhatnagar-Gross-Krook
<i>eq</i>	Equilíbrio
<i>exp</i>	Experimental
<i>HS</i>	Hard Sphere
<i>Max</i>	Maxwell
<i>max</i>	Máximo
<i>min</i>	Mínimo
<i>MC</i>	McCormack
<i>MM</i>	Moléculas Maxwellianas
<i>teor</i>	Teórico
<i>VHS</i>	Variable Hard Sphere



## LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

BGK	Bhatnagar-Gross-Krook
CDG	Capacitance diaphragm gauge
CNTP	Condições normais de temperatura e pressão
FE	Fator de Escala
HS	Hard Sphere
IPL	Inverse Power Law
Max	Maxwell
Mc	Microcanal
MEMS	Microelectromechanical Systems
MFP	Mean Free Path
MM	Moléculas Maxwellianas
NEMS	Nanoelectromechanical Systems
NI	National Instruments
NMAC	Normal Momentum Accommodation Coefficient
NS	Navier-Stokes
PFA	Perfluoroalkoxy alkanes
PID	Proportional-integral-derivative controller
RMSE	Root Mean Square Error
SRG	Spinning Rotor Gauge
SSE	Sum of Square Error
TMAC	Tangential Momentum Accommodation Coefficient
VHS	Variable Hard Sphere

## SUMÁRIO

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>1</b>
1.1	Objetivos	2
1.2	Organização do documento	3
<b>2</b>	<b>Referencial teórico</b>	<b>5</b>
2.1	Número de Knudsen e regimes de rarefação	5
2.2	Caminho livre médio molecular e modelos moleculares	7
2.2.1	Viscosidade do gás	8
2.2.2	Esferas Rígidas (HS)	9
2.2.3	Modelo de Maxwell (Max)	9
2.2.4	Esferas Rígidas Variáveis (VHS)	10
2.2.5	Moléculas Maxwellianas (MM)	10
2.3	Parâmetro de rarefação	11
2.4	Escoamentos em condições levemente rarefeitas	11
2.4.1	Variações do modelo proposto por Maxwell para obtenção do TMAC	17
2.4.2	Métodos para determinação do TMAC	18
2.5	Escoamentos em condições de rarefação elevadas	19
<b>3</b>	<b>Revisão Bibliográfica</b>	<b>21</b>
3.1	Gases Puros	21
3.2	Misturas Gasosas	32
<b>4</b>	<b>Metodologia</b>	<b>39</b>
4.1	Métodos para obtenção da vazão mássica	39
4.2	Bancada experimental	44
4.2.1	Microcanais	49
4.2.2	Rugosidade do microcanal	51
4.3	Procedimento para execução dos experimentos	52
4.4	Determinação do volume dos reservatórios	54
4.5	Obtenção dos coeficientes de deslizamento e de acomodação	57
4.6	Escoamentos no regime de transição	59
4.7	Determinação indireta do diâmetro do microcanal	60
<b>5</b>	<b>Resultados e discussões</b>	<b>63</b>
5.1	Parâmetros dos gases e condições experimentais	63
5.2	Curvas de pressões em função do tempo	65
5.3	Variação do coeficiente de condição isotérmica	67
5.4	Comparação da curva ajustada de pressão entre os gases puros e a mistura gasosa	68
5.5	Vazão mássica experimental	71
5.6	Variação do Knudsen médio e do parâmetro de rarefação médio ao longo do escoamento	72
5.7	Investigação dos escoamentos com nível de rarefação até $Kn_m \approx 0,3$	76
5.7.1	Coefficientes $B^{exp}$ e $C^{exp}$ obtidos pelo ajuste de curvas	77

5.7.2	Coeficientes de deslizamento viscoso de primeira e segunda ordem . . . . .	80
5.7.3	Variação dos coeficientes de deslizamento viscoso para os diferentes modelos moleculares . . . . .	86
5.7.4	TMACs . . . . .	89
5.7.5	TMACs locais . . . . .	94
5.8	Análise da extensão da condição de contorno de segunda ordem para valores até $Kn_m \approx 1,2$ . . . . .	97
5.9	Investigação dos escoamentos em todos os níveis de rarefação . . . . .	102
<b>6</b>	<b>Conclusões</b> . . . . .	<b>111</b>
6.1	Principais conclusões . . . . .	111
6.2	Sugestões de trabalhos futuros . . . . .	113

<b>Referências Bibliográficas</b> . . . . .	<b>115</b>
---	------------

<b>Apêndices</b> . . . . .	<b>123</b>
----------------------------	------------

<b>APÊNDICE A</b> <b>Análise de incertezas</b> . . . . .	<b>125</b>
--	------------

A.1	Pressão e Temperatura . . . . .	126
-----	---------------------------------	-----

A.2	Coeficiente $Y_{a,b}$ . . . . .	127
-----	---------------------------------	-----

A.3	Volumes dos reservatórios $R_I$ e $R_{II}$ . . . . .	127
-----	--	-----

A.4	Vazão mássica $\dot{m}_i$ . . . . .	129
-----	-------------------------------------	-----

A.5	Vazão mássica adimensional $S$ . . . . .	130
-----	--	-----

A.6	Vazão mássica reduzida $G$ . . . . .	131
-----	--------------------------------------	-----

A.7	Parâmetro de rarefação $\delta_m$ . . . . .	132
-----	---	-----

A.8	Número de Knudsen médio $Kn_m$ . . . . .	133
-----	--	-----

<b>APÊNDICE B</b> <b>Vazão mássica <math>\dot{m}_i</math></b> . . . . .	<b>135</b>
---	------------

<b>APÊNDICE C</b> <b>Valores das incertezas de medição</b> . . . . .	<b>143</b>
--	------------

<b>APÊNDICE D</b> <b>Investigação do problema com o microcanal</b> . . . . .	<b>163</b>
--	------------

<b>APÊNDICE E</b> <b>Vazão mássica reduzida teórica</b> . . . . .	<b>169</b>
---	------------

<b>APÊNDICE F</b> <b>Coeficientes obtidos por meio das curvas ajustadas</b> . . . . .	<b>171</b>
---	------------

<b>APÊNDICE G</b> <b>Coeficientes para as curvas de pressões</b> . . . . .	<b>185</b>
--	------------



## 1 INTRODUÇÃO

No início dos anos de 1990, uma nova área de estudos em componentes de pequenas dimensões emergiu e veio se tornando cada vez mais importante para a comunidade científica e presente em aplicações de engenharia. Este campo de estudos, que ficou conhecido como escoamentos em microescala, refere-se à caracterização de fluidos escoando em micro/nano geometrias com comprimento característico variando entre 1 a 1000  $\mu\text{m}$  para microescalas e valores menores do que 1  $\mu\text{m}$  para nanoescalas [1, 2].

Estudos nessa área têm sido cada vez mais comuns devido ao avanço tecnológico na fabricação desses pequenos dispositivos [3], o que justifica a necessidade de se entender melhor a física dos escoamentos em condições micro/nanoscópicas. Esses dispositivos são denominados *MEMS/NEMS* (do inglês, *Micro/Nano Electro Mechanical Systems*) e operam geralmente com gases escoando em condições rarefeitas. Por sua vez, nos dispositivos que operam com líquidos o escoamento encontrado, em sua grande maioria, não apresenta condições de rarefação. Isso se deve ao fato de que, nos líquidos, a proximidade das moléculas e a interação entre elas é muito maior, comparado com os gases. Exemplos de *MEMS/NEMS* são encontrados em acelerômetros para *airbags* de automóveis, microbombas para impressoras, trocadores de calor para circuitos eletrônicos, mini cromatógrafos a gás, microduto, microbocais e microválvulas [1, 4, 5].

Deve ser indicado que os escoamentos de fluidos em regime rarefeito não ocorrem somente em *MEMS/NEMS*, bastando que as condições do escoamento sejam favoráveis para a existência do regime rarefeito. Um exemplo interessante a ser mencionado é o estudo de Silva e Deschamps [6], no qual foi constatado a existência de um escoamento rarefeito no microcanal irregular formado na folga entre válvulas e assentos de compressores de refrigeração. Como consequência, esse microcanal de aproximadamente 1  $\mu\text{m}$  de altura gerava vazamentos que provocavam reduções nas eficiências isentrópicas e volumétricas em torno de 4,4 % e 2,7 %, respectivamente. Além desse exemplo, outras situações em que também são encontrados esse regime podem ser citados como voos realizados em altas altitudes, entre 70 a 120 km [7], e também aplicações de vácuo que podem ir desde o baixo vácuo (do inglês, *low vacuum*), atingindo pressões até 100 Pa, até extremo-alto vácuo (do inglês, *extreme high vacuum*), atingindo pressões próximas a  $10^{-10}$  Pa [8].

Em situações comuns de engenharia, os gases são tratados como meios contínuos, o que permite que todas as suas propriedades sejam descritas através do conceito de campo. Nesse caso, tem-se o regime hidrodinâmico ou contínuo, no qual as equações de Navier-Stokes (NS) geralmente são utilizadas para modelar os escoamentos. Entretanto, com o aumento do comprimento médio característico entre as moléculas do gás em um dado escoamento, a rarefação do gás aumenta, alterando também o seu regime [3].

A condição de contorno de parede no regime contínuo adota a hipótese de não-deslizamento, ou seja, a velocidade do fluido é igual à velocidade da superfície. Entretanto, quando lidamos com escoamentos em escala microscópica, a dinâmica dos fluidos e a interação com a superfície é diferente dos sistemas em escalas maiores [9]. Para o regime de deslizamento,

a condição de contorno a ser adotada é expressa em função do coeficiente de deslizamento viscoso de primeira ordem,  $\sigma_p$ , o qual engloba o coeficiente de acomodação de quantidade de movimento tangencial,  $\alpha$ , ou TMAC (do inglês, *Tangential Momentum Accommodation Coefficient*) e, dependendo da análise realizada, o coeficiente de deslizamento viscoso de segunda ordem,  $\sigma_{2p}$ . Outros coeficientes que podem ser adicionados a essa condição de contorno são o coeficiente de deslizamento térmico,  $\sigma_T$ , para escoamentos não-isotérmicos, e o coeficiente de deslizamento difusivo,  $\sigma_c$ , quando se trata de escoamento multifluidos [9–11].

Contudo, a rarefação do escoamento pode ainda atingir níveis mais elevados e que são divididos em dois regimes. O primeiro deles é posterior ao regime de deslizamento e é denominado regime de transição. Este é o mais complexo de ser solucionado dado que as equações de Navier–Stokes não são mais válidas mesmo que as condições de contorno adotadas englobem os coeficientes de deslizamento mencionados, além de que as interações moleculares não podem ser desconsideradas. O último nível de rarefação é denominado regime de moléculas livres. Apesar de neste regime as equações de Navier–Stokes também não serem aplicáveis, as interações moleculares podem ser desprezadas, reduzindo a complexidade da caracterização do escoamento nessas condições. Para solucionar o escoamento em ambos os regimes, emprega-se a equação de Boltzmann, que é uma equação integro-diferencial e que, ao ser solucionada, fornece todas as informações sobre o escoamento. [12].

Ao estudar misturas gasosas em condições rarefeitas, surgem novos fenômenos que não são visualizados nos escoamentos com gases puros. Entre esses fenômenos estão os fluxos mássicos e térmicos devido aos gradientes de concentração e temperatura que surgem no escoamento. Esses fenômenos acabam por dificultar os estudos nessa área devido à necessidade da inclusão de novas variáveis para caracterizar completamente o escoamento [13].

Assim sendo, observa-se que os efeitos de deslizamento que são encontrados nos escoamentos rarefeitos possuem uma grande importância para o estudo de várias aplicações tecnológicas [7, 14]. De fato, os coeficientes de acomodação, deslizamento viscoso, térmico e difusivo tornam-se tão importantes quanto os coeficientes de transporte existentes na dinâmica dos gases como, por exemplo, a viscosidade, condutividade térmica e o coeficiente de difusão [11, 15].

Apesar de, na prática, o uso de misturas gasosas ser mais recorrente do que gases puros, há poucos trabalhos na literatura especializada que lidam com misturas gasosas, devido à complexidade de se caracterizar os efeitos que aparecem devido ao gradiente de concentração associado [16]. Além disso, uma grande parcela desses trabalhos são numéricos, havendo uma escassez de dados experimentais, se comparados com os gases puros.

## 1.1 OBJETIVOS

Em função do exposto anteriormente, nota-se a necessidade de caracterizar os efeitos de rarefação existentes nos escoamentos através de geometrias de pequenas dimensões. Assim, este trabalho visa estudar escoamentos de gases puros e de uma mistura gasosa de Ar–He

em uma concentração de 50 - 50 % de modo a determinar os coeficientes de deslizamento e de acomodação. Com isso, pretende-se reduzir a escassez de dados experimentais na literatura especializada. A fim de alcançar esse objetivo, os seguintes objetivos específicos foram definidos:

- Realizar experimentos com a mistura gasosa de Ar-He na concentração de 50 - 50 % e também com os gases puros Ar, He e N<sub>2</sub>, utilizando o método dinâmico de volume constante em diferentes níveis de rarefação;
- Calcular as vazões mássicas adimensionais e reduzidas para razões de pressões distintas utilizando diferentes modelos moleculares propostos na literatura;
- Determinar os coeficientes de deslizamento e de acomodação com base nas condições de contorno de primeira e de segunda ordem;
- Comparar os resultados experimentais com dados teóricos disponíveis na literatura em todos os níveis de rarefação.

## 1.2 ORGANIZAÇÃO DO DOCUMENTO

Após essa breve introdução acompanhada dos objetivos geral e específicos, o Capítulo 2 apresenta alguns conceitos fundamentais da teoria utilizada neste trabalho, enquanto que o Capítulo 3 traz uma revisão da literatura com os principais trabalhos sobre o tema abordado. No Capítulo 4 é feita a descrição da bancada experimental utilizada para o desenvolvimento do presente trabalho, bem como o detalhamento do método e o equacionamento empregado para obtenção dos coeficientes desejados. No Capítulo 5 são apresentados e discutidos os resultados alcançados por meio da metodologia apresentada no capítulo anterior. Por fim, o Capítulo 6 apresenta as principais conclusões e contribuições alcançadas, acompanhadas das sugestões para trabalhos futuros. Apêndices são anexados no final do documento, detalhando as análises de incertezas, além de fornecer todos os dados experimentais e coeficientes calculados organizados em tabelas.



## 2 REFERENCIAL TEÓRICO

Este capítulo tem como principal objetivo apresentar alguns conceitos importantes relacionados à dinâmica de gases rarefeitos que foram aplicados ao longo deste trabalho.

### 2.1 NÚMERO DE KNUDSEN E REGIMES DE RAREFAÇÃO

Em princípio, quando se trata de gases escoando em geometrias de pequenas dimensões, micrométricas ou nanométricas, o escoamento apresenta características de rarefação, a qual está relacionada diretamente com a redução da densidade molecular no escoamento, além de outros parâmetros como, por exemplo, a pressão, a temperatura e o comprimento característico em que o escoamento acontece [17]. Em sua grande maioria, esse tipo de escoamento é encontrado em sistemas de alto-vácuo e até mesmo em aplicações que utilizam pressões baixas.

Acredita-se que os primeiros experimentos voltados ao estudo de escoamentos rarefeitos foram conduzidos por Knudsen, em 1909 [4]. O número de Knudsen,  $Kn$ , intitulado em sua homenagem, é um parâmetro adimensional dado por:

$$Kn = \frac{\lambda}{\ell} \quad (2.1)$$

e usado para determinar o nível de rarefação de um escoamento gasoso, sendo definido como a razão entre o caminho livre médio molecular,  $\lambda$ , - aqui abreviado por MFP (do inglês, *Mean Free Path*) - e o comprimento característico do escoamento,  $\ell$  [12], o qual será melhor detalhado na Seção 2.2.

A rarefação do escoamento, que se intensifica com o aumento do número de Knudsen, é dividida em quatro regimes determinados empiricamente [4] e identificados na Figura 2.1.

- Regime contínuo (*Continuum Flow*):

De acordo com Gad-El-Hak [18] e Ferziger *et al.* [19], a aplicação do modelo de regime contínuo é muito frequente em diversos escoamentos comumente vistos, nos quais as equações de Navier-Stokes são utilizadas em conjunto com condições de contorno de não-deslizamento para descrever matematicamente o problema. Esse modelo não considera variações em nível molecular, tratando o fluido como um contínuo (o que origina seu nome) e descreve seu comportamento a partir de variações temporais e espaciais de sua densidade, pressão, velocidade hidrodinâmica e temperatura, entre outras quantidades macroscópicas.

O modelo de regime contínuo torna-se válido somente quando o caminho livre médio,  $\lambda$ , é muito pequeno comparado ao comprimento característico,  $\ell$  [18] - normalmente valores menores do que 0,001. Vale notar também que o número de Knudsen tenderá a zero, mas nunca será zero, e, nesta condição, os termos de transporte difusivo tornam-se desprezíveis e as equações de Navier-Stokes são reduzidas às equações de Euler [12].

- Regime de deslizamento (*Slip Flow*):

Na faixa de valores entre  $0,001 < Kn \leq 0,1$ , o escoamento é considerado no regime de deslizamento (ou *Slip Flow*). Nesse regime, o escoamento começa a apresentar descontinuidades na interface fluido-sólido, sendo necessária a inclusão de outros parâmetros a fim de caracterizá-lo corretamente [12].

Os efeitos de não-continuidade que surgem nesse regime acontecem em uma região denominada camada de Knudsen, (do inglês, *Knudsen Layer*), que tende a ser ampliada com o aumento da rarefação [20]. É importante mencionar que essa camada de Knudsen está presente em todos os regimes de rarefação, entretanto, no regime contínuo ela é desprezada devido ao fato de que sua espessura possui a mesma ordem de grandeza do MFP [21].

Nesse regime as equações de Navier-Stokes ainda podem ser empregadas, entretanto, com modificações nas condições de contorno, já que estas não são mais suficientes para descrever os efeitos de não-continuidade [18]. Desse modo, empregam-se condições de contorno de deslizamento na superfície de modo a descrever corretamente esses efeitos.

- Regime de transição (*Transition Flow*):

A partir do momento em que  $Kn > 0,1$ , inicia-se o regime de transição, que se prolonga até  $Kn \approx 10$ . Dentre os regimes existentes, este é o mais complexo de ser caracterizado, pois as equações de Navier-Stokes deixam de ser válidas mesmo com as condições de contorno de deslizamento, ou seja, não é possível tratar o escoamento com as equações do contínuo. Além disso, as interações moleculares não podem ser desprezadas, como é feito para o regime de moléculas livres [12]. Deste modo, é necessário solucionar a equação de Boltzmann para obter todas as informações desse escoamento.

- Regime de moléculas livres (*Free-molecular flow*):

Em condições nas quais o caminho livre médio das moléculas é pequeno quando comparado às distâncias percorridas pelas moléculas do gás, nenhum efeito de rarefação existe e esse escoamento pode ser caracterizado como contínuo. Contudo, com a redução da pressão e das dimensões no trajeto que o escoamento está a percorrer, essas condições alteram-se e as colisões intermoleculares tornam-se cada vez menos frequentes. Essa condição alcança um limite no qual as colisões intermoleculares tornam-se muito raras comparadas com aquelas que ocorrem com as paredes do recipiente que o gás está contido. Nessa situação, cada molécula move-se independente das demais. A circunstância descrita passa a ocorrer no momento em que a rarefação do escoamento atinge valores de  $Kn > 10$ , sendo classificada como o regime de moléculas livres, ou *free-molecular* [22].

É importante mencionar que devido ao fato dos valores limites para determinar o regime do escoamento terem sido determinados empiricamente, seus limites não são valores

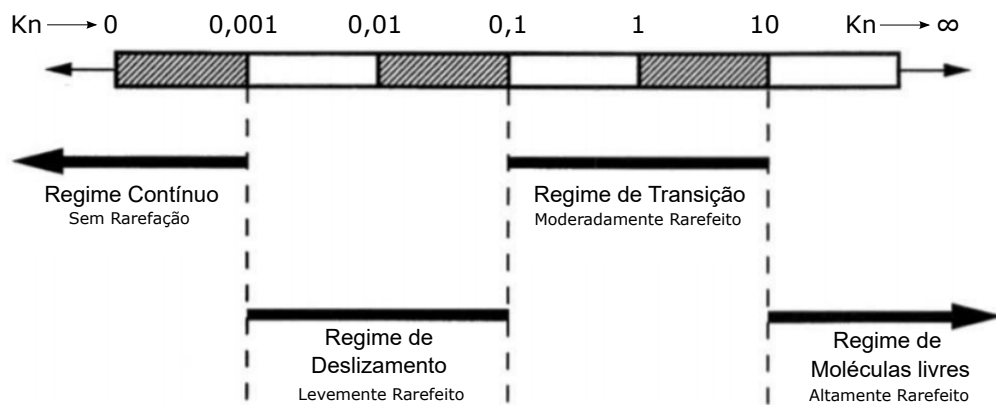


Figura 2.1 – Regimes de escoamento em função de Knudsen. Adaptado de Gad-El-Hak [18]

absolutos e podem apresentar pequenas variações dependendo da geometria do escoamento ou até mesmo com o tipo de gás [9]. Apesar de alguns autores sugerirem diferentes limites para a mudança de regime de rarefação, aqueles especificados na Figura 2.1 são os comumente empregados na literatura e, portanto, são os limites adotados neste trabalho.

## 2.2 CAMINHO LIVRE MÉDIO MOLECULAR E MODELOS MOLECULARES

Com os efeitos de não-continuidade que surgem com a redução de escala do escoamento, é importante entender e determinar corretamente os parâmetros a serem utilizados nas suas caracterizações. A Figura 2.2 ilustra esses parâmetros que serão detalhados logo em seguida.

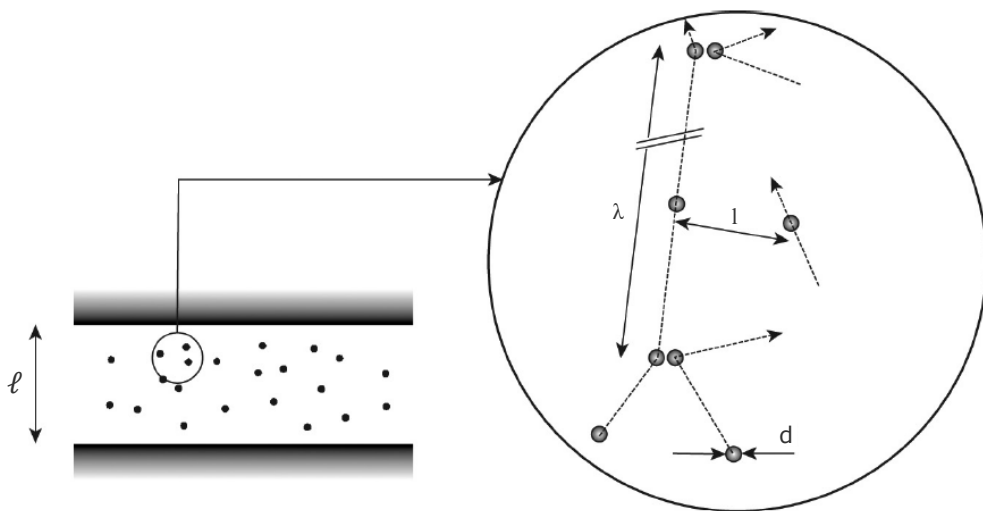


Figura 2.2 – Escalas de comprimento a nível molecular. Adaptado de Colin [20]

O caminho livre médio molecular,  $\lambda$ , é a distância média percorrida por uma molécula entre duas colisões consecutivas e  $\ell$  representa o comprimento característico dado pela

menor dimensão do escoamento [20], o qual neste trabalho será equivalente ao diâmetro do microcanal.

Além disso, a Figura 2.2 também facilita o entendimento da definição do conceito de gás diluto, o qual permite o uso da equação de estado dos gases ideais. Em um gás considerado diluto, assume-se as seguintes condições: na maior parte do tempo, as moléculas não estão sob forças intermoleculares; as moléculas movem-se em uma trajetória linear e com uma velocidade constante; quando ocasionalmente interagem entre si, somente ocorrem colisões binárias [23]. Para que um gás seja considerado diluto, a seguinte relação deve ser satisfeita:

$$\frac{d}{l} \ll 1 \quad (2.2)$$

sendo que a variável  $l$  representa a distância média entre as moléculas e  $d$  é o diâmetro médio de uma molécula.

Uma vez que o número de Knudsen é um parâmetro dependente diretamente do MFP, é fundamental determiná-lo corretamente. Entretanto, a sua exata caracterização não é fácil. Apesar dos vários modelos moleculares desenvolvidos, todos incluem aproximações em suas definições [20].

Dentre os modelos moleculares disponíveis na literatura há o modelo da lei da potência inversa, IPL (do inglês, *Inverse Power Law*), ou modelo do ponto central de repulsão, o qual é bastante utilizado na literatura e é o que será adotado neste trabalho de modo a facilitar a comparação com resultados existentes.

Esse modelo, assim como vários outros, é considerado simples, pois não leva em conta o potencial atrativo entre as moléculas, somente o repulsivo. No entanto, apesar de sua relativa simplicidade, as correlações existentes entre a teoria e os experimentos usados em sua validação mostram que os resultados encontrados são satisfatoriamente precisos, o que valida a sua aplicação [12]. Além disso, esse modelo possui algumas variações, as quais serão detalhadas na sequência.

Em linhas gerais, para o modelo molecular IPL, o MFP é calculado a partir de:

$$\lambda = k_\lambda \frac{\mu}{p} v_m \quad (2.3)$$

sendo que  $k_\lambda$  é uma constante específica para cada modelo adotado,  $\mu$  é a viscosidade dinâmica,  $p$  é a pressão,  $v_m (= \sqrt{2R_g T})$  é a velocidade molecular mais provável,  $R_g$  é a constante específica do gás e  $T$  é a temperatura.

### 2.2.1 Viscosidade do gás

No modelo molecular IPL, a relação para calcular a viscosidade do gás foi elaborada a partir da teoria de Chapman-Enskog<sup>1</sup>, e é dada por

$$\mu = \mu_{ref} \left( \frac{T}{T_{ref}} \right)^\omega \quad (2.4)$$

<sup>1</sup> maiores detalhes dessa teoria estão na Seção 3.5 da referência [12].



em que  $\mu_{ref}$  é a viscosidade dinâmica de referência de um gás estabelecida em uma temperatura de referência,  $T_{ref} = 273,15$  K, e  $\omega$  é o expoente da viscosidade relacionado ao modelo molecular adotado e ao gás utilizado.

### 2.2.2 Esferas Rígidas (HS)

O modelo molecular de esferas rígidas, HS (do inglês, *Hard Sphere*), é um dos casos especiais do modelo molecular IPL e é comumente utilizado na literatura. Como mencionado, todo modelo possui uma desvantagem causada por simplificações em sua caracterização. Esse modelo tem sua mecânica de colisões simplificada, o que o torna não-realístico. Além disso,  $\omega$  possui um valor fixo, o que não é condizente com a realidade, uma vez que cada gás tem um comportamento diferente. Apesar dessas desvantagens, as diferenças resultantes, comparado a outros modelos, é pequena [12]. Para este modelo,  $k_{\lambda}^{HS} = 8/(5\sqrt{\pi})$  e  $\omega = 1/2$ . Substituindo-os nas Equações (2.3) e (2.4), obtêm-se

$$\lambda^{HS} = \left[ \frac{8}{5\sqrt{\pi}} \right] \frac{\mu}{p} v_m \quad (2.5)$$

$$\mu^{HS} = \mu_{ref} \left( \frac{T}{T_{ref}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.6)$$

### 2.2.3 Modelo de Maxwell (Max)

Para esse modelo molecular, o MFP e a viscosidade são calculadas por meio das seguintes equações:

$$\lambda^{Max} = \left[ \frac{\sqrt{\pi}}{2} \right] \frac{\mu}{p} v_m \quad (2.7)$$

$$\mu^{Max} = \mu^{HS} = \mu_{ref} \left( \frac{T}{T_{ref}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.8)$$

em que  $k_{\lambda}^{Max} = \sqrt{\pi}/2$  e  $\omega = 1/2$ .

Entretanto, deve-se ressaltar que há na literatura um desacordo com relação a esse modelo molecular. Primeiramente, observa-se que a viscosidade é determinada exatamente da mesma forma que para o modelo de esferas rígidas. O outro ponto é que em alguns trabalhos [24–26], o modelo de Maxwell é rotulado como sendo de esferas rígidas. Ao comparar o modelo de Maxwell com o modelo de esferas rígidas, nota-se que  $k_{\lambda}^{Max} \approx 0,9817 k_{\lambda}^{HS}$ . De acordo com Kennard [22], possíveis simplificações efetuadas na determinação desse coeficiente podem ser atribuídas aos diferentes métodos utilizados para determinar o MFP, que dependem diretamente de qual relação foi utilizada para a determinação da viscosidade, bem como de outros parâmetros como, por exemplo, o diâmetro molecular escolhido.

Bird [27] sugere que uma possível justificativa para diferença existente entre os fatores citados está associada à provável simplificação do fator 8/5, existente no modelo HS, pelo fator

$\pi/2$ . De fato, ao substituí-lo na Equação (2.5), encontra-se exatamente o MFP proposto por Maxwell na Equação (2.7). Todavia, dado que se deseja comparar os resultados obtidos neste trabalho com outros existentes na literatura, ambos os modelos moleculares serão utilizados nos cálculos. Além disso, com o propósito de evitar qualquer dubiedade na compreensão dos resultados posteriormente apresentados, as nomenclaturas aqui apresentadas serão as utilizadas.

#### 2.2.4 Esferas Rígidas Variáveis (VHS)

Em 1981, Bird [28] propôs um modelo molecular mais realístico, denominado esferas rígidas variáveis, VHS, (do inglês, *Variable Hard Sphere*) para determinar o MFP. Como melhoria, para esse modelo foi implementado uma correção na seção transversal molecular de colisão, alterando-a para uma seção transversal variável, diferentemente do modelo anterior, HS, em que considera-se uma seção transversal fixa. Essa mudança permitiu corrigir os valores do coeficiente da viscosidade,  $\omega$ , incluindo nele o efeito da temperatura, diferentemente do modelo HS o qual possui um valor fixo para  $\omega$  e que é independente do gás considerado.

Adicionando o coeficiente  $k_\lambda$ , referente ao modelo VHS, na Equação (2.3) obtém-se:

$$\lambda^{VHS} = \left[ \frac{(5-2\omega)(7-2\omega)}{15\sqrt{\pi}} \right] \frac{\mu}{p} v_m \quad (2.9)$$

em que o valor de  $\omega$  foi determinado baseado em uma temperatura de referência,  $T_{ref}$ , além de ser relacionado a cada gás investigado. Já para o cálculo da viscosidade, utiliza-se na Equação (2.4) o mesmo valor de  $\omega$  usado para calcular o MFP. O valor desse coeficiente para cada gás está especificado na Seção 5.1.

#### 2.2.5 Moléculas Maxwellianas (MM)

O modelo de Moléculas Maxwellianas, MM (do inglês, *Maxwellian Molecules*), é um outro caso especial do modelo molecular IPL. Nesse, o valor de  $\omega$  unitário resulta em um comportamento linearmente proporcional à temperatura para a viscosidade. Apesar desse comportamento não-realístico, esse modelo é utilizado para estudos analíticos devido a sua simplicidade [12, 29].

Para esse modelo,  $k_\lambda^{MM} = 1/\sqrt{\pi}$  e  $\omega = 1$ . Substituindo esses parâmetros nas Equações (2.3) e (2.4), obtêm-se:

$$\lambda^{MM} = \left[ \frac{1}{\sqrt{\pi}} \right] \frac{\mu}{p} v_m \quad (2.10)$$

$$\mu^{MM} = \mu_{ref} \left( \frac{T}{T_{ref}} \right) \quad (2.11)$$

### 2.3 PARÂMETRO DE RAREFAÇÃO

De forma análoga ao número de Knudsen, outra maneira de se representar a rarefação de um escoamento é utilizar um parâmetro adimensional, proporcional ao inverso do número de Knudsen [20], descrito por:

$$\delta = \frac{k_\lambda}{Kn} = \frac{\ell p}{\mu v_m} \quad (2.12)$$

Esse parâmetro é preferencialmente utilizado para analisar escoamentos em regimes de transição e de moléculas livres, apesar de ser válido em qualquer regime. Ademais, vale notar que a existência de diferentes modelos moleculares para o cálculo do MFP torna o uso desse parâmetro de rarefação,  $\delta$ , vantajoso, pois em sua definição não há a necessidade de estabelecer nenhum modelo molecular. Dessa forma, seu uso simplifica os cálculos a serem realizados e facilita a comparação com os resultados existentes na literatura.

### 2.4 ESCOAMENTOS EM CONDIÇÕES LEVEMENTE RAREFEITAS

Para caracterizar escoamentos fora do regime contínuo, deve-se buscar outras maneiras de caracterizá-lo. Inicialmente, o primeiro método proposto é solucionar a equação de Boltzmann para obter todos os parâmetros desejados do escoamento. Outra estratégia, já mencionada, consiste em aplicar as equações de Navier-Stokes, como é feito no regime hidrodinâmico, mas com condições de contorno modificadas, as quais introduzem o efeito de deslizamento das moléculas de fluido nas proximidades de superfícies. Essa alternativa é muito vantajosa, pois a equação de Boltzmann é muito mais complexa para ser solucionada [30].

A necessidade da modificação da condição de contorno das equações de Navier-Stokes quando efeitos de rarefação começam a surgir no escoamento foi proposta inicialmente por **Kundt e Warburg** [31] em 1875. Em seus experimentos para investigar a capacidade de um gás amortecer um disco vibratório, os autores observaram que, em condições de baixas pressões, a capacidade de amortecimento era reduzida. Dessa forma, **Kundt e Warburg** [31] atribuíram esse efeito ao deslizamento do gás ao interagir com a superfície, fato que foi melhor compreendido e comprovado posteriormente a partir da teoria desenvolvida em conjunto com novos experimentos [22].

De acordo com **Kennard** [22], a condição de contorno proposta por **Kundt e Warburg** [31] é dada por:

$$u_{sl} = u_s - u_w = \zeta \left( \frac{\partial u_s}{\partial r} \right)_w \quad (2.13)$$

em que  $\zeta$  é um coeficiente nomeado de distância de deslizamento e representa o comprimento necessário para que a velocidade na superfície seja zero. A Figura 2.3 ilustra graficamente esse coeficiente e as velocidades associadas, sendo  $u_w$  a velocidade da superfície, que neste trabalho é considerada nula por ser um escoamento em um duto estacionário,  $u_g$  a velocidade

real do gás na superfície,  $u_s$  a velocidade do gás fora da camada de Knudsen e  $u_{sl}$  a velocidade relativa fictícia proposta para corrigir os efeitos causados pelo deslizamento, determinada a partir de uma aproximação de primeira ordem da velocidade real. Além das velocidades e do coeficiente, a camada de Knudsen representa a região onde os efeitos de não-continuidade acontecem.

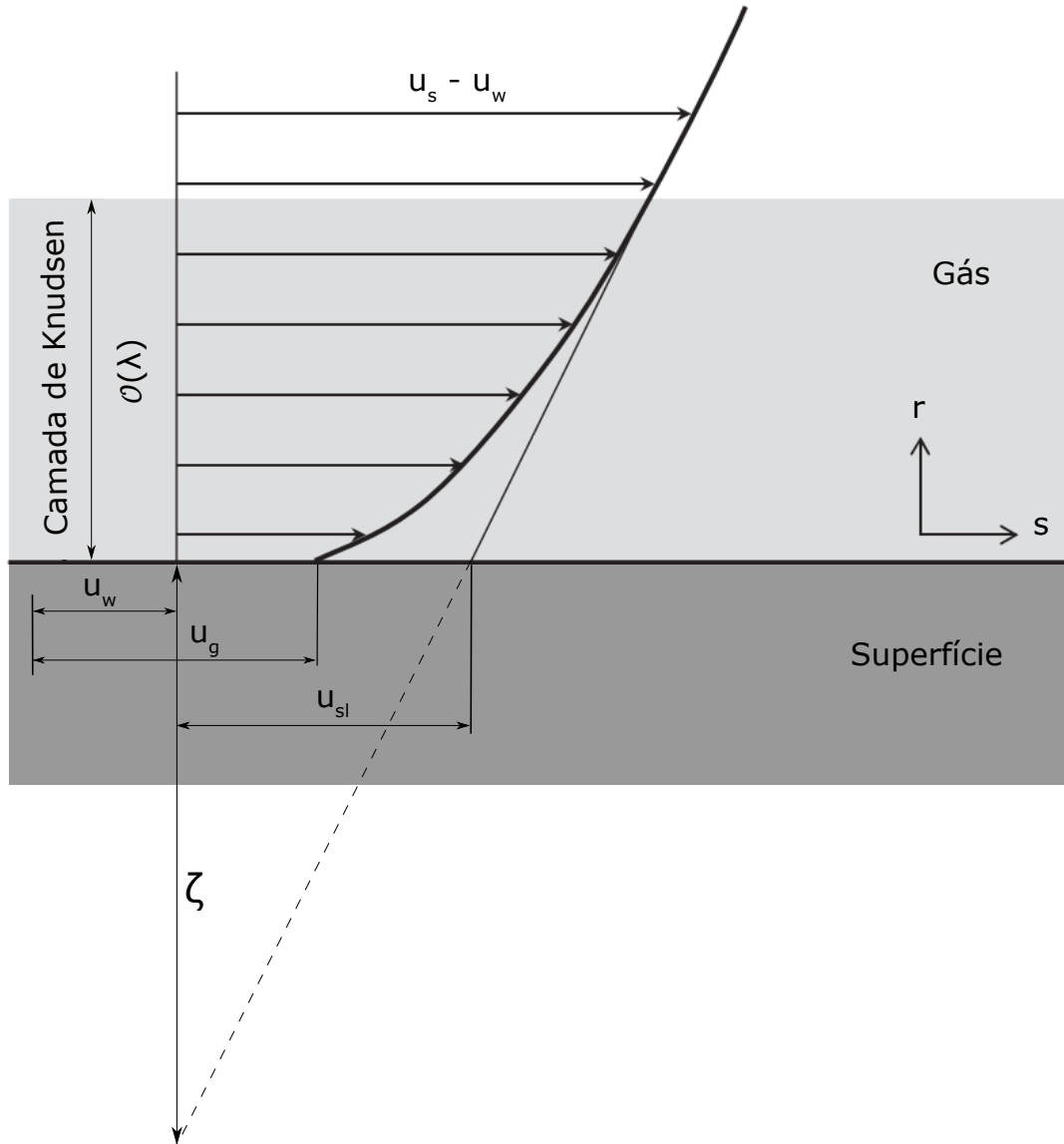


Figura 2.3 – Representação gráfica da camada de Knudsen e do perfil de velocidades. Adaptado de Colin [20]

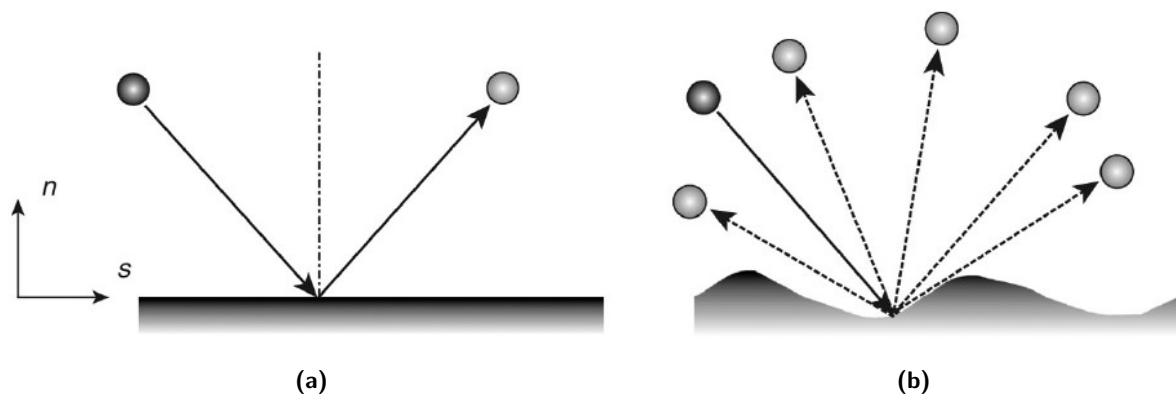
Kundt e Warburg [31] propuseram que o parâmetro  $\zeta$  fosse da ordem do caminho livre médio molecular [22]. Entretanto, Maxwell [32] sugeriu uma abordagem diferente baseada na teoria da cinética dos gases, em que foi admitido que a superfície na qual uma molécula interage poderia ser classificada entre uma superfície totalmente reflexiva e totalmente absorviva. Dessa forma, uma fração de moléculas  $\alpha$  que interage com a superfície é "absorvida" enquanto a outra parcela,  $(1 - \alpha)$  é completamente refletida [20]. À variável  $\alpha$ , que é um dos principais focos desse trabalho, dá-se o nome de coeficiente de acomodação de quantidade de movimento tangencial, TMAC, e seu valor pode variar entre 0 e 1. A condição de  $\alpha = 0$  indica

uma reflexão especular, ou seja, toda a quantidade de movimento tangencial das moléculas é conservada. Por outro lado, a condição de  $\alpha = 1$ , as moléculas transferem toda sua quantidade de movimento tangencial para a superfície [9, 18]. Considerando o exposto, o parâmetro  $\zeta$  é expresso da seguinte forma:

$$\zeta = \left( \frac{2 - \alpha}{\alpha} \right) \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\mu}{p} v_m \quad (2.14)$$

Apesar do valor do TMAC ter sido definido para a faixa de valores entre 0 e 1, alguns estudos mostraram que seu valor pode ser maior que 1 em alguns casos. Esse fenômeno foi nomeado retrodifusão, (do inglês, *backscattering*), e representa a reflexão de uma parcela das moléculas na direção oposta ao escoamento causando uma redução na vazão mássica. Como exemplos de trabalhos que reportaram esse fenômeno, podem ser citados [Berman e Maegley \[33\]](#), que sugeriram uma correção de 6% no valor do TMAC para que os resultados obtidos por meio da solução da equação de Boltzmann usando o modelo BGK fossem compatíveis com os resultados dos experimentos realizados com Ar escoando através de um tubo anular de níquel. Além disso, [Thomas e Lord \[34\]](#) reportaram valores de TMAC variando entre 0,824 a 1,024 ao utilizarem a técnica de medidor de esfera rotativa (SRG) (do inglês, *Spinning Rotor Gauge*) para investigar a influência da rugosidade no escoamento de gases através de esferas maciças de aço.

A Figura 2.4 exibe os comportamentos de uma molécula, como proposto por [Maxwell \[32\]](#), para a reflexão especular, Figura 2.4a, e para a reflexão difusa, Figura 2.4b, ao interagir com a superfície. Para uma superfície idealmente polida, a molécula conserva totalmente sua quantidade de movimento tangencial, não exercendo, assim, nenhum cisalhamento na superfície além de manter o mesmo ângulo de incidência inicial (Figura 2.4a). De outro modo, para uma superfície imperfeita, com rugosidades, a molécula ao colidir perde uma parcela de - ou até mesmo toda - sua quantidade de movimento tangencial, resultando em uma reflexão difusa, cujo ângulo de incidência é alterado (Figura 2.4b) [18].



**Figura 2.4** – (a) Reflexão especular ( $\alpha = 0$ ) e (b) difusa ( $\alpha = 1$ ). Adaptado de [Colin \[20\]](#)

Considerando que o TMAC é uma relação entre as quantidades de movimento tangenciais das moléculas incidentes e refletidas, define-se a seguinte relação:

$$\alpha = \frac{\tau_i - \tau_r}{\tau_i - \tau_w} \quad (2.15)$$

sendo  $\tau_i$  a quantidade de movimento tangencial das moléculas incidentes,  $\tau_r$  a quantidade de movimento tangencial das moléculas refletidas e  $\tau_w$  a quantidade de movimento tangencial da superfície que neste caso é zero.

Deve ser mencionado que para grande maioria das superfícies - para não se dizer todas elas - a reflexão das moléculas tenderá a ter um comportamento difuso o qual pode ser atribuído às imperfeições microscópicas na superfície. Essas deformidades superficiais podem gerar múltiplas dispersões, adsorção, e/ou até mesmo o aprisionamento, mesmo que por um breve momento, das moléculas que estão escoando [12].

A condição de contorno proposta por Maxwell [32] para a velocidade é dada por:

$$u_{sl} = \left( \frac{2 - \alpha}{\alpha} \right) \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\mu}{p} v_m \left[ \left( \frac{\partial u_s}{\partial r} \right)_w - \frac{3}{2} \frac{\mu}{\rho T} \left( \frac{\partial^2 T}{\partial r \partial s} \right)_w \right] - \frac{3}{4} \frac{\mu}{\rho T} \left( \frac{\partial T}{\partial s} \right)_w \quad (2.16)$$

sendo que  $\rho$  é a densidade do gás,  $T$  é a temperatura do gás e o subscrito  $w$  representa a direção tangente à superfície. Note que o referido autor inclui a variação da temperatura tanto na direção transversal do escoamento, referente à derivada de segunda ordem da temperatura, quanto na direção longitudinal, associada à derivada de primeira ordem da temperatura. No entanto, como neste trabalho a condição isotérmica será adotada, a dependência da temperatura pode ser desconsiderada, resultando em:

$$u_{sl} = \sigma_p^M \frac{\mu}{p} v_m \left( \frac{\partial u_s}{\partial r} \right)_w \quad (2.17)$$

sendo o parâmetro  $\sigma_p^M$  o coeficiente de deslizamento viscoso de primeira ordem sugerido por Maxwell [32] e dado por:

$$\sigma_p^M = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \left( \frac{2 - \alpha^M}{\alpha^M} \right) \quad (2.18)$$

em que  $\alpha^M$  é o TMAC extraído a partir dele. Ademais, é pode-se notar que o coeficiente  $\sigma_p^M$  está inserido no parâmetro  $\zeta$  (Equação (2.14)). Contudo, utiliza-se o coeficiente  $\sigma_p^M$  uma vez que este é adimensional.

A condição de contorno de primeira ordem proposta por Maxwell [32] é muito eficiente para os escoamentos que são classificados no regime de deslizamento. Entretanto, com a rarefação tornando-se mais evidente, o escoamento passa a ser classificado no regime de transição. Assim, a condição de contorno de primeira ordem previamente adotada não é mais suficiente para descrever os efeitos de não-continuidade que ocorrem na camada de Knudsen, a qual também aumenta por ser da ordem do MFP. Desta maneira, torna-se necessário utilizar outra abordagem para que o uso das equações de Navier-Stokes ainda seja válido.

Como solução desse problema, [Deissler \[35\]](#) propôs uma condição de contorno de segunda ordem que é uma extensão da condição de primeira ordem já apresentada [\[21, 36\]](#) e é dada por:

$$u_{sl} = \sigma_p \frac{\mu}{p} v_m \left( \frac{\partial u_s}{\partial r} \right)_w - \sigma_{2p} \left( \frac{\mu}{p} v_m \right)^2 \left[ \frac{1}{r} \left( \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial u_s}{\partial r} \right) \right]_w \quad (2.19)$$

em que  $\sigma_{2p}$  é denominado o coeficiente de deslizamento viscoso de segunda ordem. Utilizando a Equação [\(2.3\)](#), ainda é possível reescrever a Equação [\(2.19\)](#) no seguinte formato:

$$u_{sl} = \pm \mathbb{C}_1 \lambda \left( \frac{\partial u_s}{\partial r} \right)_w - \mathbb{C}_2 \lambda^2 \left[ \frac{1}{r} \left( \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial u_s}{\partial r} \right) \right]_w \quad (2.20)$$

sendo os coeficientes  $\mathbb{C}_1$  e  $\mathbb{C}_2$ :

$$\mathbb{C}_1 = \frac{\sigma_p}{k_\lambda} \quad (2.21)$$

$$\mathbb{C}_2 = \frac{\sigma_{2p}}{k_\lambda^2} \quad (2.22)$$

Apesar dessa condição de contorno de segunda ordem permitir a aplicação das equações de Navier–Stokes além do regime de deslizamento, não é possível caracterizar toda a extensão do regime de transição, ou seja, até  $Kn \approx 10$  utilizando-a. [Deissler \[35\]](#) observou a partir de seus experimentos que a curva obtida utilizando a condição de contorno proposta se afastava dos pontos experimentais para valores acima de  $Kn_m \approx 0,2$ , em que  $Kn_m$  o número de Knudsen médio é calculado utilizando a pressão média entre os reservatórios, ou seja,  $p_m = (p_I + p_{II})/2$ , sendo esse, portanto, o valor limite inicialmente estabelecido pelo autor.

Com o desenvolvimento tecnológico dos instrumentos e equipamentos utilizados nos experimentos, novos estudos na área de escoamentos rarefeitos, realizados por diferentes autores, apresentaram uma evolução nos resultados existentes. A partir desses estudos, concluiu-se que seria possível estender a validade dessa condição de contorno para valores superiores ao pré-estabelecido por [Deissler \[35\]](#). A Tabela [2.1](#) apresenta as proposições de diferentes autores para valores de Knudsen em que a condição de contorno de segunda ordem é válida. Por meio dessa tabela, nota-se que grande parte dos autores assegura a validade para valores até  $Kn_m \approx 0,3$ . Apesar desse limite comumente sugerido, alguns autores sugerem a adequação dessa condição de contorno para valores consideravelmente superiores, de  $Kn_m \approx 1,2$ .

Neste trabalho são adotadas duas abordagens. Inicialmente será adotado o valor máximo de  $Kn_m \approx 0,3$ , como a maioria dos autores sugere, para determinar os coeficientes de deslizamento e de acomodação. Em seguida, avalia-se a extensão desse limite para valores até  $Kn_m \approx 1,2$ . Por meio dessa análise, pretende-se avaliar se a condição de contorno de segunda ordem ainda é válida com o aumento da rarefação, como alguns autores (vide Tabela [2.1](#)) propõem. Para isso, será utilizado como parâmetro a curva ajustada da vazão mássica adimensional em função do número de Knudsen médio e o erro residual local existente entre as curvas obtidas e os dados experimentais.

Tratando-se de misturas gasosas, [Kramers e Kistemaker \[45\]](#) foram os primeiros pesquisadores a perceberem o surgimento de novos efeitos causados pela diferença de con-

**Tabela 2.1** – Valores máximos de  $Kn_m$  propostos por diferentes autores para a aplicação da condição de contorno de 2° ordem

Referências	$Kn_m^{max}$ limite para 2° ordem
Deissler [35]	0,2
Colin <i>et al.</i> [37]	0,25
Graur <i>et al.</i> [1]	0,3
Hadj-Nacer <i>et al.</i> [26]	
Ewart <i>et al.</i> [36]	
Ewart <i>et al.</i> [38]	
Silva [39]	
Graur <i>et al.</i> [40]	
Perrier <i>et al.</i> [41]	
Yamaguchi <i>et al.</i> [42]	
Perrier <i>et al.</i> [24]	0,4
Ewart <i>et al.</i> [25]	0,7
Maurer <i>et al.</i> [43]	0,8
Hemadri <i>et al.</i> [44]	1,2

centração ao longo do escoamento. De modo a inserir o efeito do deslizamento causado pelo gradiente de concentração, faz-se necessário adicionar um termo à condição de contorno (Equação (2.19)) utilizada nas equações de Navier-Stokes [11]:

$$u_{sl} = \sigma_p \frac{\mu}{p} v_m \left( \frac{\partial u_s}{\partial r} \right)_w - \sigma_{2p} \left( \frac{\mu}{p} v_m \right)^2 \left[ \frac{1}{r} \left( \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial u_s}{\partial r} \right) \right]_w + \sigma_c \frac{\mu}{p} \left( \frac{\partial \ln C}{\partial z} \right)_w \quad (2.23)$$

em que  $\sigma_c$  é denominado coeficiente de deslizamento difusivo,  $z$  é a coordenada tangencial ao escoamento e  $C$  é a concentração molar local de um dos gases que constitui a mistura gasosa que se deseja calcular, dado por:

$$C = \frac{n_1}{n_1 + n_2} \quad (2.24)$$

sendo  $n_1$  e  $n_2$  as densidades molares locais dos componentes 1 e 2 de uma mistura gasosa binária.

Por meio dessa condição de contorno, percebe-se que a velocidade tangencial da mistura gasosa é dependente tanto do perfil de velocidades induzido pela diferença de pressão,



quanto pela concentração da espécie considerada na região próxima à superfície, ou seja, na camada de Knudsen [46].

Apesar da condição isotérmica ter sido adotada neste trabalho, deve ser mencionada a existência do outro coeficiente, denominado coeficiente de deslizamento térmico,  $\sigma_T$ . De maneira similar ao que é feito para o coeficiente de deslizamento difusivo, para considerar os efeitos causados pelo gradiente de temperatura, insere-se na condição de contorno da velocidade o termo referente a esse coeficiente [47]. A Equação (2.25) representa a condição de contorno para a velocidade, caso sejam considerados no escoamento todos os efeitos causados pela pressão, concentração e temperatura, dada por

$$u_{sl} = \sigma_p \frac{\mu}{p} v_m \left( \frac{\partial u_s}{\partial r} \right)_w - \sigma_{2p} \left( \frac{\mu}{p} v_m \right)^2 \left[ \frac{1}{r} \left( \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial u_s}{\partial r} \right) \right]_w + \sigma_c \frac{\mu}{p} \left( \frac{\partial \ln C}{\partial z} \right)_w + \sigma_T \frac{\mu}{p} \left( \frac{\partial \ln T}{\partial z} \right)_w \quad (2.25)$$

Contudo, dada a condição isotérmica adotada, este coeficiente passa a ser desconsiderado visto que não haverá nenhum gradiente de temperatura atuando no escoamento.

#### 2.4.1 Variações do modelo proposto por Maxwell para obtenção do TMAC

A partir da Equação (2.18), nota-se que o coeficiente  $\sigma_p$  é função do TMAC. Por consequência, determinando-se o coeficiente  $\sigma_p$ , obtém-se o TMAC e vice-versa. Dessa forma, ao empregar o valor unitário para o TMAC nessa equação, ou seja, ao considerar uma acomodação completa na superfície ( $\alpha^M = 1$ ), encontra-se o valor de  $\sigma_p^M = 0,886$ . Entretanto, esse valor é inconsistente com as previsões teóricas obtidas por Kogan [48] e Albertoni *et al.* [49], em que foram encontrados os valores de  $\sigma_p^K = 1,012$  e  $\sigma_p^A = 1,016$  [36], respectivamente, aplicando o modelo BGK na equação cinética de Boltzmann para as mesmas condições supracitadas.

A diferença encontrada entre o coeficiente  $\sigma_p^M$ , proposto por Maxwell [32], e aquele obtido de forma teórica por Albertoni *et al.* [49] é explicada pelo fato de que  $\sigma_p^M$  não considera a influência da camada de Knudsen. De modo a incluir esses efeitos e suprir a deficiência desse coeficiente, Loyalka [50] baseou-se em resultados obtidos a partir da solução numérica da equação de Boltzmann utilizando o modelo cinético BGK, considerando reflexão difusa na superfície para propor uma modificação na relação previamente existente entre o coeficiente de deslizamento e de acomodação tangencial, resultando em:

$$\sigma_p^L = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \left( \frac{2 - \alpha^L}{\alpha^L} \right) \left( 1 + 0,1621 \alpha^L \right) \quad (2.26)$$

Utilizando reflexão difusa-especular para a interação das moléculas do gás com a superfície, Loyalka *et al.* [51] propôs outra relação fundamentada na solução da equação de Boltzmann linearizada por meio de uma técnica variacional:

$$\sigma_p^S = \left( \frac{2 - \alpha^S}{\alpha^S} \right) \left( \sigma_p^A(1) - 0,1211(1 - \alpha^S) \right) \quad (2.27)$$

em que  $\sigma_p^A(1) = 1,016$ , que é o valor sugerido por [Albertoni et al. \[49\]](#) para o TMAC unitário.

Outra relação entre os coeficientes  $\sigma_p$  e o TMAC também empregada na literatura foi proposta por [Loyalka \[52\]](#) ao solucionar a equação de Boltzmann utilizando o modelo cinético BGK considerando uma reflexão difusa-especular:

$$\sigma_p^t = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \left( \frac{2 - \alpha^t}{\alpha^t} \right) (1 + 0,1366 \alpha^t) \quad (2.28)$$

### 2.4.2 Métodos para determinação do TMAC

De acordo com [Cao et al. \[53\]](#), três técnicas são comumente utilizadas para se determinar o TMAC, a saber: técnica de feixe de moléculas, (do inglês, *Molecular Beam*), técnica do medidor de esfera rotativa, SRG, (do inglês, *Spinning Rotor Gauge*) e a técnica de escoamentos em microcanais, (do inglês, *Microchannel Flow*). Na sequência, discorre-se sucintamente sobre cada uma delas.

Na técnica de feixe de moléculas são medidas as forças exercidas por um feixe de moléculas de gás direcionado sobre uma superfície plana. Essa técnica é complexa, pois, para sua execução, necessita-se de alto vácuo e um controle preciso do ângulo de incidência do feixe de moléculas. Desse modo, por meio das forças medidas, calcula-se o TMAC e o NMAC (do inglês, *Normal Momentum Accommodation Coefficient*) para cada gás e tipo de superfície utilizados [53, 54].

A técnica do medidor de esfera rotativa consiste em levitar magneticamente uma esfera de aço localizada dentro de uma câmara vedada, e preenchida com o gás que se queira analisar, acelerando-a até uma frequência rotacional desejada [55]. Após remover a força motriz, a esfera vai gradualmente reduzindo sua velocidade rotacional devido à atmosfera gasosa que a circunda. Durante esse procedimento, mede-se a desaceleração rotacional e também a pressão do sistema. Com essas informações, é possível determinar o TMAC e também outros parâmetros como a viscosidade do gás [54]. Alguns estudos que utilizaram dessa técnica serão apresentados na Capítulo 3.

A técnica de escoamentos em microcanais resume-se na medição direta ou indireta utilizando condições de contorno que incluem o TMAC para determinar o fluxo mássico de um gás que escoar em um, ou mais, microcanal de dimensões variadas e geometrias diversas como, por exemplo, circulares, retangulares, trapezoidais, triangulares, anelares e elípticas [53]. Dependendo da rarefação que se deseja alcançar, alteram-se parâmetros como pressão, temperatura, comprimento característico da geometria, entre outros. Por ser a técnica adotada neste trabalho, detalhes dessa técnica são fornecidos na Capítulo 4.

Mais informações sobre os métodos referidos anteriormente e também sobre outros que não foram mencionados aqui podem ser encontrados nas revisões realizadas por [Zhang et al. \[21\]](#), [Cao et al. \[53\]](#), [Agrawal e Prabhu \[54\]](#) e [Maali et al. \[56\]](#).

## 2.5 ESCOAMENTOS EM CONDIÇÕES DE RAREFAÇÃO ELEVADAS

O regime de transição é aquele que possui a maior complexidade para ser caracterizado [36] e deve ser modelado a partir da solução da equação de Boltzmann, uma vez que os resultados encontrados na literatura empregando as equações de Navier–Stokes com as devidas condições de contorno para  $Kn_m > 0,3$  apresentam divergências e passam a não ser mais suficientes para retratar os efeitos causados pela rarefação, não quantificando corretamente a vazão mássica do escoamento.

De maneira sucinta, a equação de Boltzmann é uma equação integro-diferencial não linear e que foi proposta por Ludwig Boltzmann em 1872 [19]. Essa equação é a base para a análise da dinâmica molecular dos gases, desempenhando um papel muito importante na dinâmica dos gases rarefeitos [29]. Quando solucionada, essa equação fornece a função de distribuição probabilística que contém informações sobre a distribuição das posições e das velocidades das moléculas [19, 30]. Contudo, a grande dificuldade em solucioná-la está relacionada à complexidade para calcular o termo referente à integral de colisões, pois é necessário saber como se dá a interação das moléculas [57].

Dos diferentes métodos propostos para solucionar essa equação <sup>2</sup>, destacam-se dois: o modelo cinético BGK e o modelo McCormack. O primeiro modelo foi proposto por *Bhatnagar et al.* [58] em 1954 e é amplamente utilizado para caracterizar o escoamento de gases puros e em condições isotérmicas, pois simplifica o termo de colisões e fornece resultados satisfatórios [59]. O segundo modelo cinético, proposto por *McCormack* [60], é empregado em escoamentos com misturas gasosas, visto que o modelo BGK não é mais suficiente para quantificar os novos efeitos que surgem como, por exemplo, o fluxo de massa e de calor induzidos pelo gradiente de concentração e a difusão dos componentes devido aos gradientes de pressão, temperatura e de concentração [13].

Neste trabalho são comparadas as vazões mássicas adimensionais obtidas experimentalmente para os regimes de deslizamento e de transição com as soluções teóricas obtidas por *Porodnov et al.* [61], para os gases puros, e por *Sharipov e Kaledmpa* [16], para a mistura gasosa, para um escoamento em uma geometria circular. Mais detalhes sobre a metodologia utilizada estão mencionados no Capítulo 4.

<sup>2</sup> Os outros métodos propostos para solucionar a equação de Boltzmann podem ser encontrados em [13, 19, 29, 30].



### 3 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Nesta seção são apresentados alguns dos trabalhos encontrados na literatura especializada e que estão relacionados com o escoamento de gases em condições rarefeitas e que serão utilizados como fundamento para o presente trabalho. Na primeira parte, são apresentados os trabalhos relacionados aos gases puros e, na sequência, os estudos voltados a misturas gasosas.

#### 3.1 GASES PUROS

O estudo realizado por [Thomas e Lord \[34\]](#) foi um dos primeiros a utilizar a técnica de medidor de esfera rotativa para investigar a influência do acabamento superficial nos valores de TMAC. Nessa investigação, utilizaram-se duas esferas de aço com 6,35 mm de diâmetro e com acabamentos superficiais diferentes, sendo uma delas polida e a outra áspera. Os gases adotados foram Ar, He, Ne e Xe, e os experimentos foram realizados a uma temperatura de 25 °C. Os resultados mostraram que o acabamento superficial possui grande influência no TMAC, em que todos os resultados para a superfície rugosa foram superiores àqueles para a esfera com superfície polida. Além disso, os resultados referentes à esfera com a superfície rugosa foram acima da unidade, indicando o efeito da retrodifusão devido às imperfeições. Para a superfície polida, os valores de TMAC foram 0,824, 0,918, 0,931 e 0,943 para os gases He, Ne, Ar e Xe, nessa ordem, e, para a superfície rugosa, os valores foram de 1,040, 1,035, 1,049 e 1,075.

[Tekasakul et al. \[55\]](#) realizaram experimentos utilizando a técnica de medidor de esfera rotativa com três esferas de aço de diâmetros diferentes, sendo 3,85, 4 e 4,5 mm. Os experimentos situaram-se nos regimes contínuo e no de deslizamento, utilizando os gases Ar, He e Kr, a uma temperatura de 297 K. Por meio de uma equação que relaciona alguns parâmetros como, por exemplo, a variação da pressão aferida durante o experimento, o torque exercido pelas moléculas de gás sobre a esfera, a rotação angular da esfera, o caminho livre médio molecular, que nesse caso foi utilizado o modelo de Maxwell, raio da esfera, entre outros, foram obtidos a viscosidade de cada gás e o coeficiente de deslizamento viscoso. Para obter o TMAC ( $\alpha$ ) a partir do coeficiente de deslizamento viscoso, os autores adotaram outra relação, diferente daquelas apresentadas no Capítulo 2, dada por:

$$\sigma_p = \left( \frac{2 - \alpha}{\alpha} \right) \left[ \frac{\sqrt{\pi}}{2} (1 - \alpha) + 0,9875\alpha \right] \quad (3.1)$$

mas que, apesar de ser uma equação diferente, apresenta resultados aproximadamente 1 % menores quando comparados com aqueles encontrados com a relação de  $\alpha^t$  (Equação (2.28)). Para o coeficiente de deslizamento viscoso, os autores encontraram valores médios de 1,0781, 1,1742 e 1,1222 para os gases He, Ar e Kr, respectivamente, utilizando a esfera de diâmetro de 4 mm. Ao substituir o coeficiente de deslizamento viscoso na Equação (3.1), encontra-se os respectivos TMACs: 0,9542, 0,9105 e 0,9330. Para as esferas de diâmetros diferentes, a variação observada foi de cerca de 9 %.

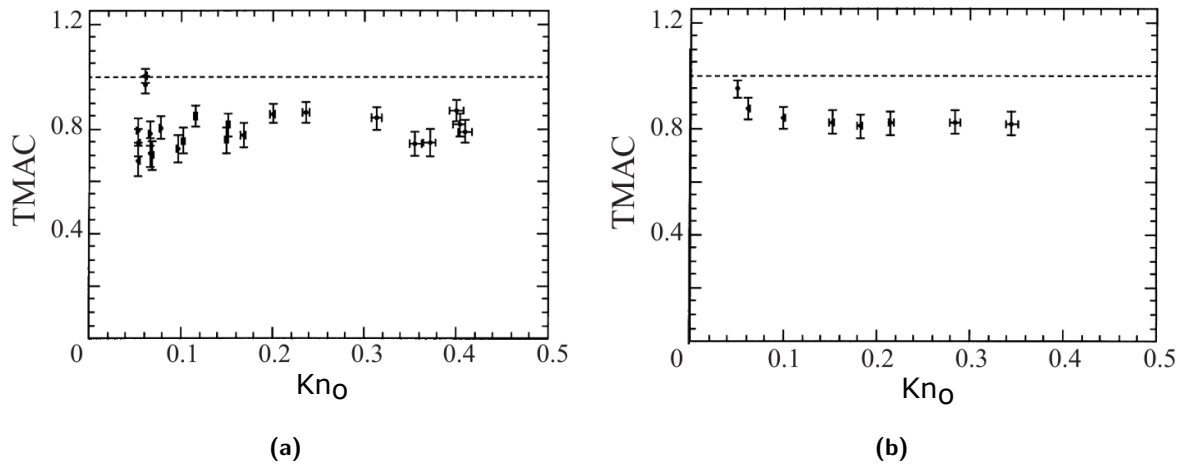
Bentz *et al.* [62] deram continuidade ao estudo realizado por Tekasakul *et al.* [55], empregando a técnica de medidor de esfera rotativa. Os autores utilizaram parâmetros similares, mas com duas alterações: uma redução de 3 graus na temperatura, ou seja, 294 K, e a realização de experimentos somente com esferas de aço de diâmetros 4 e 4,5 mm. A principal diferença encontra-se nos gases empregados nos experimentos, os quais foram o N<sub>2</sub> e o CH<sub>4</sub>. Para o N<sub>2</sub>, os valores médios obtidos para o coeficiente de deslizamento viscoso foram de 1,050 e 1,135, e os TMACs foram de 0,971 e 0,931 para as esferas de diâmetro de 4 e 4,5 mm, respectivamente. Considerando-se os mesmos diâmetros, para o CH<sub>4</sub> foram reportados valores médios de 0,925 e 0,905 para o coeficiente de deslizamento, e de 1,036 e 1,047 para o TMAC, calculados com a Equação (3.1).

Bentz *et al.* [63] propuseram uma modificação na técnica de medidor de esfera rotativa, consistindo em usar um inserto de nylon no tubo principal em que a esfera de aço de 3,85 mm está localizada. Nesse inserto havia um furo cilíndrico vertical para que o eixo de rotação da esfera fosse concêntrico ao do furo, uma vez que no método convencional o eixo de rotação da esfera é perpendicular ao tubo em que ela está inserida. Os gases utilizados foram o Ar e He na temperatura de 293 K e o nível de rarefação investigado compreendeu-se na região de deslizamento. A média dos resultados obtidos para o coeficiente de deslizamento viscoso foi de 1,364 e 1,416 para os gases He e Ar, respectivamente. Já os valores de TMAC, utilizando a Equação (3.1), foram de 0,8315 e 0,7929. Os autores mencionam que as diferenças encontradas entre os valores reportados nesse trabalho e o trabalho anterior (Tekasakul *et al.* [55]), que são de aproximadamente 21 % para o coeficiente de deslizamento e 15 % para o TMAC, podem estar associadas ao inserto de nylon utilizado, já que materiais diferentes podem influenciar significativamente nos valores desse coeficiente.

A partir de experimentos realizados com os gases Ar, N<sub>2</sub> e CO<sub>2</sub>, Arkilic *et al.* [64] empregaram o método do volume constante para efetuar a medição da vazão mássica do escoamento através de um microcanal de geometria retangular, cuja dimensões foram de  $1,33 \pm 0,01$   $\mu\text{m}$  de altura,  $52,3 \pm 0,3$   $\mu\text{m}$  de largura e  $7490 \pm 1$   $\mu\text{m}$  de comprimento. O microcanal foi fabricado a partir de uma técnica de corrosão anisotrópica (do inglês, *anisotropic etching*) de um material formado por lâminas de silício sobrepostas (do inglês, *silicon wafer*) em direções pré-determinadas para favorecer a formação do microcanal desejado, e a rugosidade medida foi menor do que 0,65  $\mu\text{m}$ . O número de Knudsen do escoamento, aferido no reservatório de saída,  $Kn_o$ , variou entre 0,03 e 0,44 e foi calculado com o caminho livre médio molecular utilizando o modelo de Maxwell.

De modo a obter o TMAC, a vazão mássica obtida experimentalmente foi comparada com a solução das equações de Navier-Stokes empregando a condição de contorno de primeira ordem. Entretanto, ao invés de considerar todos os experimentos para obter um único valor para o TMAC, os autores calcularam um TMAC local, que foi obtido de forma individual, resultando em um valor para cada experimento. A Figura 3.1 ilustra a variação dos valores do TMAC local em função do número de Knudsen no reservatório de saída, cujo a maioria dos valores está situada na faixa de 0,75 até 0,85. Quanto ao aumento observado nos valores do TMAC em rarefações menores, os autores afirmam que seriam necessários uma investigação

mais detalhada, pois não seria possível concluir a causa desse fenômeno, uma vez que fatores como erros no procedimento experimental ou até mesmo o processo de envelhecimento do microcanal poderiam resultar em conclusões indevidas.



**Figura 3.1** – (a) TMAC locais obtidos para cada experimento em função do número de Knudsen médio para os gases (a) Ar e (b) N<sub>2</sub>. Adaptado de [Arkilic et al. \[65\]](#)

[Maurer et al. \[43\]](#) realizaram experimentos com os gases He e N<sub>2</sub> escoando em um microcanal de geometria retangular fabricado em vidro e revestido com uma camada de silício. As dimensões desse microcanal foram de  $1,14 \pm 0,02 \mu\text{m}$  de altura,  $200 \mu\text{m}$  de largura e  $10 \text{ mm}$  de comprimento e com a rugosidade estimada em  $20 \text{ nm}$ . Em seus experimentos, foi usado o método da gota de líquido para determinar a vazão mássica, a qual foi comparada com a solução das equações de Navier-Stokes utilizando as condições de contorno de deslizamento de segunda ordem. O TMAC, obtido considerando a faixa de rarefação de Knudsen médio variando entre  $0,06 - 0,8$  para o He e  $0,002 - 0,59$  para o N<sub>2</sub>, foi de  $0,91 \pm 0,03$  e  $0,87 \pm 0,03$ , respectivamente.

De modo a comparar os resultados com as medições de [Arkilic et al. \[64\]](#), os autores também determinaram o TMAC local utilizando o mesmo procedimento. A Figura 3.2 ilustra os valores encontrados para o TMAC considerando cada experimento de forma individual para os gases He e N<sub>2</sub>. Assim como reportado por [Arkilic et al. \[64\]](#), os valores de TMAC deixam de apresentar um comportamento constante para valores de  $Kn_m$  mais baixos, principalmente na faixa de valores compreendida no regime de deslizamento. Os autores atribuíram essa divergência à elevada incerteza associada aos experimentos, que foi da ordem de  $40\%$ . Além disso, mencionam também que os efeitos de segunda ordem que foram observados nos experimentos podem ter inserido uma parcela de erro no cálculo do TMAC local, uma vez que o método empregado é de primeira ordem. Por fim, os autores propuseram o valor de  $Kn_m = 0,3 \pm 0,1$  como sendo o limite superior em que a condição de contorno de segunda ordem pode ser aplicada, baseado em algumas dispersões encontradas em seus resultados experimentais para valores superiores.

[Colin et al. \[37\]](#) realizaram experimentos com os gases He e N<sub>2</sub> em um microcanal de



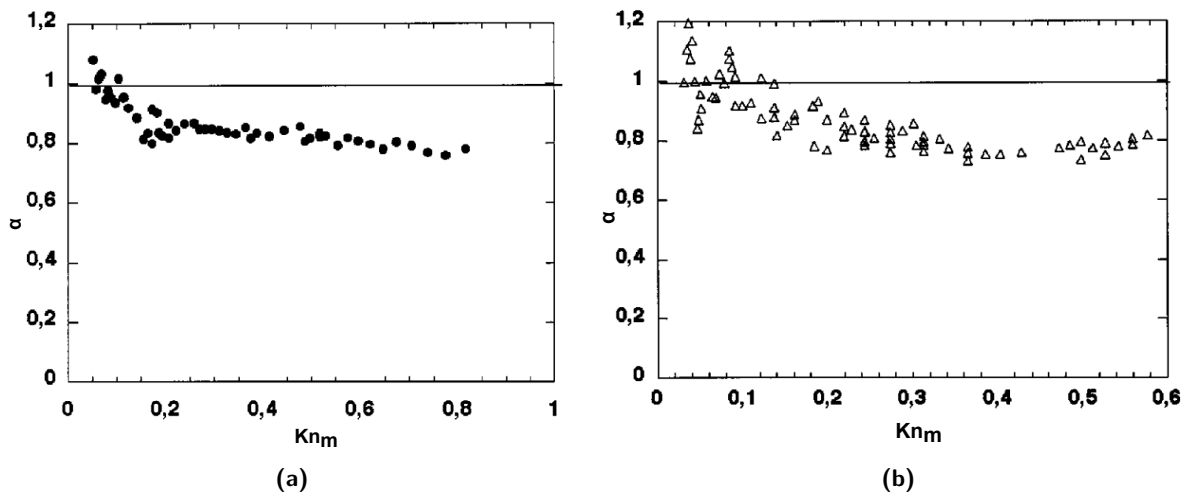


Figura 3.2 – (a) TMAC locais obtidos para cada experimento em função do número de Knudsen médio para os gases (a) He e (b) N<sub>2</sub>. Adaptado de Maurer *et al.* [43]

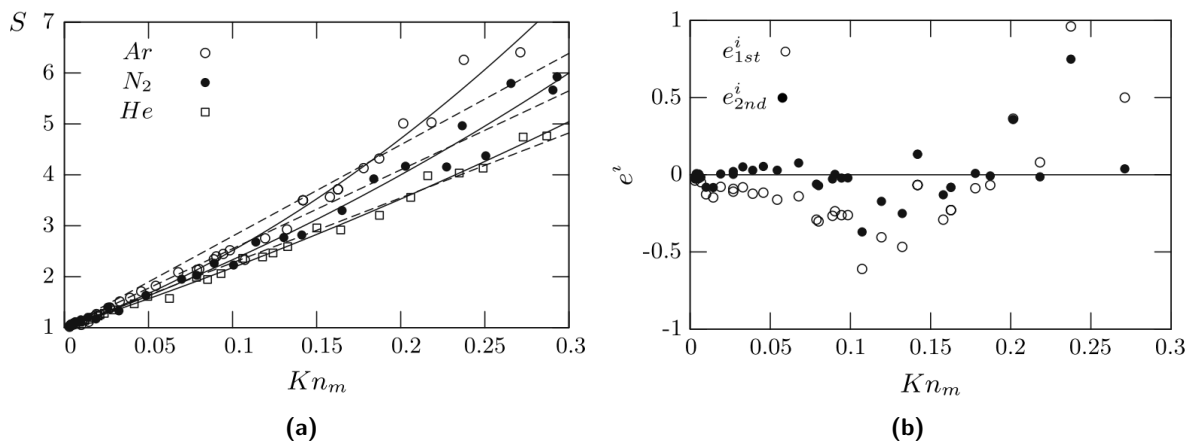
geometria retangular para investigar o uso das equações de Navier-Stokes além do regime de deslizamento, utilizando a condição de contorno de segunda ordem. Para a medição da vazão mássica foi utilizado a técnica da gota de líquido e o número de Knudsen empregado nos experimentos foi de 0,017 até 0,47, medido no reservatório da saída,  $Kn_o$ . Os microcanais foram fabricados com lâminas de silício sobrepostas – adotando a mesma técnica utilizada por Arkilic *et al.* [64] – e dispostos em diferentes configurações, que variaram desde 1 até um arranjo que continha 575 microcanais. As dimensões dos microcanais foram diferentes para cada configuração utilizada. Para a configuração de 1 microcanal, as dimensões foram de  $4,48 \pm 0,1 \mu\text{m}$  de altura,  $51,6 \pm 0,3 \mu\text{m}$  de largura e  $5000 \pm 0,1 \mu\text{m}$  de comprimento. Como resultados, os autores comprovaram a validade dessa condição de contorno para valores próximos de  $Kn_o \approx 0,25$  e o TMAC obtido para ambos os gases foi de 0,93.

Ewart *et al.* [36] mediram a vazão mássica em condições isotérmicas com os métodos da gota de líquido e do volume constante. Essas medições adotaram o gás N<sub>2</sub> escoando em um microcanal circular de diâmetro  $D = 25,20 \pm 0,35 \mu\text{m}$  e comprimento  $L = 53,0 \pm 0,1 \text{ mm}$  e revestido internamente com sílica fundida, o que resultou em uma rugosidade menor do que 0,1 % do diâmetro. O caminho livre médio molecular foi calculado com o modelo VHS e a rarefação dos escoamentos foi investigada até  $Kn_m \approx 0,3$ . Após determinar a vazão mássica, os resultados foram comparados com solução das equações de Navier-Stokes utilizando as condições de contorno de deslizamento de primeira e de segunda ordem para a velocidade. Dessa forma, foi possível obter o coeficiente de deslizamento viscoso  $e$ , conseqüentemente, o TMAC ao utilizar a Equação (2.18) para os dados experimentais extraídos considerando-se uma razão de pressões  $\mathbb{P} = 4,75$ . Os autores demonstraram que a condição de contorno de primeira ordem é adequada até  $Kn_m \leq 0,1$ . Entretanto, para valores além do regime de deslizamento até  $Kn_m \approx 0,3$ , a condição de contorno de segunda ordem foi indispensável, uma vez que os erros residuais mostraram-se elevados com a condição de primeira ordem. O único TMAC reportado foi de  $0,933 \pm 0,037$  para a condição de contorno de segunda ordem.



Ademais, o coeficiente de deslizamento viscoso de segunda ordem foi também calculado, resultando no valor de  $0,218 \pm 0,052$ . Segundo os autores, esse resultado indica que esse coeficiente é sensível tanto à geometria do escoamento quanto aos erros experimentais quando comparado com outros estudos como, por exemplo, aquele realizado por [Maurer et al. \[43\]](#).

[Ewart et al. \[38\]](#) adotaram melhorias em relação ao trabalho realizado por [Ewart et al. \[36\]](#). Os autores adotaram sensores de pressão mais precisos para reduzir as incertezas. Além disso, não utilizaram o método da gota líquida, devido às dificuldades inerentes para sua execução. Os autores investigaram o escoamento dos gases Ar e He, além do  $N_2$  já utilizado, com outra relação para determinar o valor de TMAC a partir do coeficiente de deslizamento viscoso, dada pela Equação (2.26). Todas as outras características foram as mesmas como, por exemplo, o microcanal e o método utilizado. Para os dados obtidos com a condição de contorno de segunda ordem e uma razão de pressões  $\mathbb{P} = 5$ , os valores de  $\alpha^L$  foram de  $0,942 \pm 0,017$ ,  $0,981 \pm 0,041$  e  $0,986 \pm 0,009$  para os gases Ar,  $N_2$  e He, respectivamente, sendo um dos primeiros autores a notar o aumento do TMAC com a redução da massa molecular do gás. A Figura 3.3a mostra as curvas obtidas por meio de um ajuste de curvas utilizando as condições de contorno de primeira e segunda ordem para os dados experimentais obtidos considerando a razão de pressões  $\mathbb{P} = 5$  para os três gases utilizados. Por sua vez, a Figura 3.3b ilustra o erro residual existente entre os pontos experimentais e a curva ajustada, para o gás Ar. Por meio dessas curvas, os autores ressaltam a necessidade da utilização da condição de contorno de segunda ordem para valores superiores ao regime de deslizamento.



**Figura 3.3** – (a) Vazão mássica adimensional em função do número de Knudsen médio para os gases He, Ar e  $N_2$  e (b) Exemplo de erro residual para as condições de contorno de primeira e segunda ordem para o gás Ar considerando a razão de pressões  $\mathbb{P} = 5$ . Obtido de [Ewart et al. \[38\]](#)

Por sua vez, [Ewart et al. \[25\]](#) realizaram experimentos em condições isotérmicas com o gás He escoando em um microcanal, fabricado em sílica, de seção retangular e rugosidade estimada em 20 nm, cuja dimensões foram  $9,38 \pm 0,2 \mu\text{m}$  de altura,  $492 \pm 1 \mu\text{m}$  de largura e  $9,39 \pm 0,1 \text{mm}$  de comprimento. A vazão mássica obtida com o método de volume constante foi comparada com a solução analítica das equações de Navier-Stokes determinada

ao empregar condições de contorno de deslizamento para a velocidade. Para a condição de contorno de primeira e de segunda ordem, consideraram  $0,03 \leq Kn_m \leq 0,3$ , enquanto para a condição de maior rarefação, os experimentos estenderam-se até valores de  $Kn_m \approx 50$ . As razões de pressões escolhidas para obter os resultados foram de  $\mathbb{P} = [3, 4, 5]$ . Utilizando a condição de contorno de primeira ordem e a Equação (2.27), os valores do TMAC obtidos foram de  $0,938 \pm 0,004$ ,  $0,903 \pm 0,004$  e  $0,900 \pm 0,005$  para as razões de pressões anteriores, na mesma ordem. Para a condição de contorno de segunda ordem, o TMAC não foi determinado, uma vez que não foi observado um comportamento quadrático para os dados experimentais. Estendendo a faixa de rarefação até  $Kn_m \approx 0,7$ , esse comportamento quadrático torna-se evidente. Contudo, para essa faixa, os autores não utilizaram a mesma abordagem descrita que compara a vazão mássica com a solução das equações de Navier-Stokes devido à possibilidade da existência de efeitos de ordem maior estarem inseridos nos resultados.

Os dados experimentais foram comparados com duas curvas teóricas obtidas com a solução da equação de Boltzmann empregando o modelo cinético BGK: a curva teórica para um escoamento entre placas paralelas e a curva teórica para o escoamento em um canal retangular. Os resultados mostraram que os dados experimentais acompanham ambas as curvas teóricas até valores próximos do regime de transição, caracterizado por  $\delta_m \approx 1$ . Contudo, com o aumento da rarefação, os valores começam a desviar das curvas teóricas e desprendem-se completamente quando atingem o regime de moléculas livres. Os autores sugerem que nesse regime a razão entre a altura e a largura do microcanal passa a ter uma influência significativa, sendo necessário considerar os efeitos causados pelas paredes laterais do microcanal no escoamento.

Empregando o método do volume constante, [Graur et al. \[40\]](#) realizaram experimentos com os gases Ar, He e N<sub>2</sub> escoando em um microcanal retangular de  $9,38 \pm 0,2 \mu\text{m}$  de altura,  $492 \pm 1 \mu\text{m}$  de largura e  $9,39 \pm 0,1 \text{ mm}$  de comprimento, fabricado com o mesmo procedimento utilizado por [Arkilic et al. \[64\]](#), em que foram usados lâminas de silício sobrepostas e que foram moldadas por meio de uma corrosão anisotrópica para formar o microcanal. Após a fabricação do microcanal, a rugosidade estimada para a superfície foi menor do que 20 nm. Seguindo a metodologia proposta por [Ewart et al. \[25\]](#), os experimentos foram realizados considerando  $Kn_m \leq 0,1$  para a condição de contorno de primeira ordem e  $Kn_m \leq 0,3$  para a condição de contorno de segunda ordem, sendo o caminho livre médio molecular calculado com o modelo molecular de Maxwell (Equação (2.7)). O TMAC foi calculado a partir da Equação (2.27), considerando a razão de pressões  $\mathbb{P} = 3$  para o He e  $\mathbb{P} = 2$  para os demais gases. Os resultados para o TMAC obtido com a primeira ordem foram de  $0,848 \pm 0,008$ ,  $0,889 \pm 0,004$  e  $0,933 \pm 0,003$  para os gases Ar, He e N<sub>2</sub>, nessa ordem. Para a condição de contorno de segunda ordem, foi encontrado  $0,910 \pm 0,028$  e  $0,956 \pm 0,005$  para os gases Ar e N<sub>2</sub>, sendo que o He não foi avaliado nessa condição devido ao erro experimental ser elevado.

Os autores também efetuaram uma análise para rarefações mais elevadas, com experimentos atingindo  $Kn_m = 30$ . Os resultados foram comparados com a solução teórica da equação de Boltzmann utilizando o modelo cinético BGK obtidos para os escoamentos entre

placas paralelas. Os dados experimentais apresentaram uma excelente adequação, seguindo a curva teórica ao longo de todos os regimes de rarefação. Avaliando os dados experimentais com relação à curva teórica, o TMAC encontrado foi 1, 0,96 e 0,94 para os gases He, N<sub>2</sub> e Ar, respectivamente. Esse resultado é similar ao encontrado para o regime de deslizamento, em que também notou-se o aumento do valor do TMAC com a redução da massa molecular do gás.

Com o objetivo de medir a vazão mássica de escoamentos isotérmicos a temperatura de 298,5 K em condições rarefeitas através de um conjunto de 45 microcanais retangulares paralelos entre si, Pitakarnnop *et al.* [66] desenvolveram uma bancada experimental que utiliza dois métodos diferentes: o método da gota de líquido e o método do volume constante. Os microcanais foram fabricados utilizando a mesma metodologia adotada por Arkilic *et al.* [64] e foram revestidos internamente com vidro. As dimensões dos microcanais foram de  $1,88 \pm 0,10 \mu\text{m}$  de altura,  $21,2 \pm 0,3 \mu\text{m}$  de largura e  $5000 \pm 10 \mu\text{m}$  de comprimento, e a rugosidade entre  $0,008 \mu\text{m}$ . Os gases empregados foram Ar e He e os escoamentos atingiram valores para o número de Knudsen médio de 0,034 e 0,095, respectivamente, para o regime de deslizamento, enquanto que, para o regime de transição esses valores chegaram a 0,5 e 1,4. A rarefação foi calculada utilizando o caminho livre médio molecular adotando o modelo de Maxwell (Equação (2.7)). Os resultados experimentais foram comparados com resultados numéricos obtidos por meio da solução da equação de Boltzmann utilizando o modelo cinético BGK, e também com os resultados obtidos por meio da solução das equações do contínuo considerando a condição de contorno de segunda ordem para a velocidade, com ambas as soluções considerando uma acomodação completa. Os autores demonstraram que os métodos utilizados são adequados, uma vez que foi observado uma excelente concordância entre os valores teóricos e experimentais. Para o gás Ar, a vazão mássica obtida foi de  $1,97 \times 10^{-11} \pm 4\%$  kg/s para a razão de pressões  $\mathbb{P} = 3$  e  $Kn_m = 0,021$ . Já para o gás He, a vazão mássica encontrada foi de  $3,09 \times 10^{-12} \pm 4\%$  kg/s para a razão de pressões  $\mathbb{P} = 2,9$  e  $Kn_m = 0,057$ . Em rarefações mais elevadas, as vazões mássicas obtidas foram de  $2,55 \times 10^{-13} \pm 9,6\%$  kg/s para a razão de pressões  $\mathbb{P} = 3,1$  e  $Kn_m = 0,5$ , e  $7,82 \times 10^{-14} \pm 6,4\%$  kg/s para a razão de pressões  $\mathbb{P} = 3,12$  e  $Kn_m = 1,4$ , para os gases na mesma ordem. Apesar de os autores terem obtido as vazões mássicas, não foram calculados as vazões mássicas adimensionais para determinar os coeficientes de deslizamento viscoso e o TMAC.

Perrier *et al.* [24] empregaram o método do volume constante para determinar a vazão mássica através de três microcanais – M1, M2 e M3 – de geometria circular e com revestimento interno de sílica fundida, cujo diâmetros foram de  $53,0 \pm 0,1 \text{ mm}$ ,  $18,2 \pm 0,1 \text{ mm}$  e  $23,3 \pm 0,1 \text{ mm}$  e comprimentos  $25,2 \pm 0,35 \mu\text{m}$ ,  $49,6 \pm 0,35 \mu\text{m}$  e  $75,3 \pm 0,35 \mu\text{m}$ , respectivamente. A rugosidade relativa aferida foi de 0,04%. Os experimentos foram realizados com cada microcanal de forma individual para os gases Xe, Ar, N<sub>2</sub> e He. A vazão mássica obtida foi comparada com a solução analítica das equações de Navier–Stokes empregando-se as condições de contorno de deslizamento de primeira e segunda ordem para a velocidade, em que a faixa de rarefação considerada foi de  $0,003 \leq Kn_m \leq 0,1$  para a primeira ordem e  $0,003 \leq Kn_m \leq 0,3$  para a segunda. O modelo molecular utilizado para calcular o caminho

livre médio molecular foi o modelo VHS e, para calcular o TMAC, foi empregado relação dada pela Equação (2.27). Para o microcanal M2, os valores de TMAC para a condição de contorno de segunda ordem foram de  $0,943 \pm 0,017$ ,  $0,981 \pm 0,041$  e  $0,986 \pm 0,009$  para os gases Ar, N<sub>2</sub> e He, respectivamente, demonstrando que assim como Ewart *et al.* [38] e Graur *et al.* [40], há a tendência do aumento do TMAC com a redução da massa molecular do gás. Tanto os resultados obtidos para os outros diâmetros, quanto aqueles encontrados ao se considerar a condição de contorno de primeira ordem também apresentaram essa tendência. Com relação ao coeficiente de deslizamento de segunda ordem, os autores notaram uma dependência significativa com a variação do diâmetro do microcanal, em que o aumento do diâmetro também provoca um aumento notável no valor do coeficiente. Além da curvatura, o gás utilizado também demonstrou ser outro fator de grande influência.

Níveis maiores de rarefação, com valores de  $Kn_m \approx 32$ , também foram investigados e comparados com a solução teórica da equação de Boltzmann utilizando o modelo cinético BGK. Apesar da dispersão observada em alguns experimentos, os resultados seguiram as curvas teóricas ao longo de todos os regimes analisados.

A fim de determinar experimentalmente os valores de TMAC para os gases Ar, N<sub>2</sub> e O<sub>2</sub>, Yamaguchi *et al.* [42] utilizaram o método do volume constante com microcanais de seção circular de diâmetros internos de  $D = 320 \mu\text{m}$  e  $D = 530 \mu\text{m}$  e comprimentos de  $L = 59,25 \text{ mm}$  e  $L = 46,95 \text{ mm}$ , respectivamente, sendo ambos com um revestimento interno de sílica fundida desativada. Para encontrar o coeficiente de deslizamento viscoso, e consequentemente o TMAC para cada gás, adotou-se a metodologia proposta por Ewart *et al.* [38], em que se emprega as equações de Navier-Stokes com a condição de contorno de segunda ordem para valores de  $Kn_m \leq 0,3$ . O caminho livre médio molecular foi calculado adotando-se o modelo VHS, e o TMAC foi extraído por meio das Equações (2.18), (2.26) e (2.27). Os resultados indicaram que o gás empregado não afeta o TMAC para esse revestimento interno. Com relação aos resultados para diferentes diâmetros, houve uma variação maior, mas que pode ser desconsiderada visto que a diferença é menor do que as incertezas experimentais. Contudo, o coeficiente de deslizamento viscoso de segunda ordem apresentou uma variação significativa tanto entre os gases quanto para os diâmetros utilizados.

O estudo realizado por Yamaguchi *et al.* [67] é uma continuação da investigação de Yamaguchi *et al.* [42]. Nesse estudo, foram utilizados três microcanais de aço inox SUS304 sem revestimento interno, e com diâmetro interno nominal de  $D = 290 \mu\text{m}$  e comprimento de  $L = 50 \text{ mm}$ . As mesmas condições anteriormente utilizadas foram empregadas nesse estudo como, por exemplo, os gases Ar, N<sub>2</sub> e O<sub>2</sub>, o método do volume constante, a condição de contorno de segunda ordem considerando  $Kn_m \leq 0,3$  e as Equações (2.18) e (2.27) para determinar o TMAC. Para os três microcanais e gases utilizados, o TMAC obtido foi semelhante, sendo  $\alpha^M \approx 0,954$  e  $\alpha^S \approx 0,889$  os valores médios. Apesar dos resultados mostrarem novamente que os diferentes gases não afetam o TMAC, os autores creditaram essa semelhança dos resultados à proximidade das massas moleculares dos três gases. Por fim, apesar de adotarem a condição de contorno de segunda ordem, o coeficiente de deslizamento de segunda ordem não foi reportado.

Utilizando o método do volume constante, [Hadj-Nacer et al. \[26\]](#) estudaram experimentalmente os gases Ar, He, N<sub>2</sub> e CO<sub>2</sub> escoando em um microcanal de geometria circular em condições de rarefação que variaram desde 10<sup>-4</sup> até 0,3 para o número de Knudsen médio calculado com o modelo molecular de Maxwell. Escoamentos através de dois microcanais de inox (T1 e T2) foram investigados, sendo T1 revestido internamente com sílica. O microcanal T1 possuía diâmetro D = 275 μm e comprimento L = 2 m, enquanto que para o microcanal T2, essas mesmas dimensões foram de D = 239 μm e L = 2,013 m. As condições de contorno de primeira ordem foram utilizadas, para  $Kn_m \leq 0,1$ , e de segunda ordem, para  $Kn_m \leq 0,3$ . A razão de pressões adotada foi  $\mathbb{P} = 5$  e o TMAC foi calculado por meio da Equação (2.27). Ao utilizar a condição de contorno de primeira ordem, os resultados mostraram que o TMAC tende a aumentar com a redução da massa molecular, caso seja desconsiderado os valores encontrados para o CO<sub>2</sub>. Os resultados mostraram que o TMAC sofre um aumento com a utilização da condição de contorno de segunda ordem. Para o microcanal T1, os valores obtidos para os gases Ar, He e N<sub>2</sub> estão contidos entre 0,985 - 1, enquanto que, para o microcanal T2, os valores variam entre 0,912 - 0,946. Com esses resultados, os autores concluíram que o TMAC não depende da massa molecular, enquanto que o revestimento superficial de sílica pode ser considerado uma superfície difusa para os gases Ar, He e N<sub>2</sub> e uma superfície difusa-reflexiva para o CO<sub>2</sub>, uma vez que o TMAC foi de 0,90 e 0,94 para primeira e segunda ordem, respectivamente.

[Hadj-Nacer et al. \[68\]](#) utilizaram o método do volume constante para a medição da vazão mássica através de microcanais de aço inox de geometria circular considerando condições isotérmicas para os escoamentos. Dois microcanais com superfícies internas diferentes foram utilizados, sendo um deles revestido com sílica (T1) e o outro sem revestimento (T2). Os gases utilizados nos experimentos foram Ar, He, N<sub>2</sub> e CO<sub>2</sub>, com uma pureza acima de 99,999 %. A rarefação atingida nos experimentos variou desde o regime hidrodinâmico até o de transição, compreendidos entre  $10^{-4} \leq Kn_m \leq 5$ , cujo caminho livre médio foi calculado utilizando o modelo molecular VHS. As dimensões referentes ao diâmetro e ao comprimento para o microcanal T1 foram de D = 287,11 μm e L = 2,340 m, respectivamente. Para o microcanal T2, essas mesmas dimensões foram de D = 239,73 μm e L = 2,013 m. Para obter o coeficiente de deslizamento viscoso, utilizou-se a condição de contorno de primeira ordem, considerando  $Kn_m \leq 0,1$ , e para extrair o TMAC empregou-se a Equação (2.27). Apesar da rugosidade não ter sido aferida, o TMAC mostrou ser dependente do revestimento interno utilizado no microcanal. Para o microcanal T1, os gases He e CO<sub>2</sub> apresentaram TMAC elevados, sendo eles  $\alpha^S(He) = 0,930 \pm 0,003$  e  $\alpha^S(CO_2) = 0,951 \pm 0,004$ , enquanto que os gases Ar e N<sub>2</sub> apresentaram os menores valores,  $\alpha^S(Ar) = 0,891 \pm 0,005$  e  $\alpha^S(N_2) = 0,909 \pm 0,003$ . Além disso, para os gases monoatômicos, notou-se que o aumento da massa molecular provoca um decréscimo no TMAC, assim como reportado por outros autores como [Perrier et al. \[24\]](#), [Ewart et al. \[38\]](#) e [Graur et al. \[40\]](#).

Os autores também realizaram uma análise comparando os resultados experimentais com a curva teórica obtida por meio da solução da equação de Boltzmann utilizando o

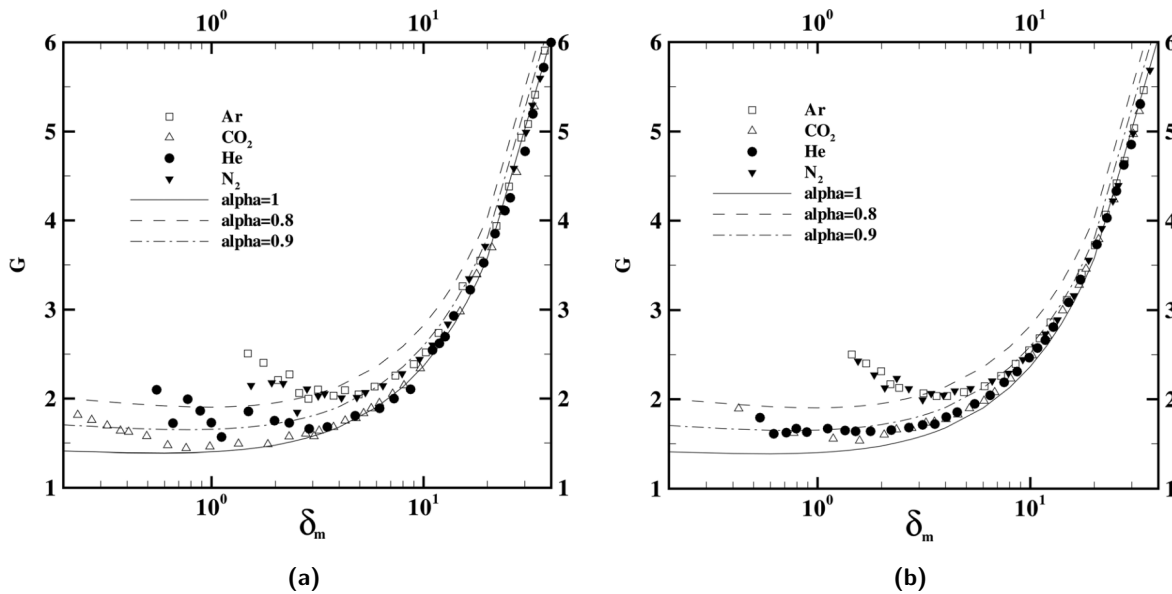


Figura 3.4 – Vazão mássica reduzida em função do parâmetro de rarefação médio para os microcanais (a) T1 e (b) T2. Obtido de [Hadj-Nacer et al. \[68\]](#)

modelo-S<sup>1</sup>. Como mostrado pela Figura 3.4, os resultados experimentais seguem a curva teórica ao longo de todo o regime de deslizamento. Entretanto, a partir de  $\delta_m < 5$  para o microcanal T1 e  $\delta_m < 8$  para o microcanal T2, observa-se um desvio dos dados experimentais com relação à curva teórica.

[Silva \[39\]](#) investigou experimentalmente o escoamento isotérmico do gás puro N<sub>2</sub> e dos fluidos refrigerantes R134a e R600a através de microcanais de geometrias circulares, fabricados em inox, latão e cobre, e retangulares, fabricados em inox. Para o microcanal circular de inox, o diâmetro foi de  $435,5 \pm 3,5 \mu\text{m}$  e o comprimento de  $92,22 \pm 0,01 \text{ mm}$ , e rugosidade relativa de aproximadamente 0,2 %, enquanto que, para o microcanal retangular as medidas foram de  $340,8 \pm 2,0 \mu\text{m}$  de altura,  $309,5 \pm 6,5 \mu\text{m}$  de largura e  $40,00 \pm 0,01 \mu\text{m}$  de comprimento, com uma rugosidade relativa de 0,05 %. Para a medição da vazão mássica experimental, o autor desenvolveu o método dinâmico de volume constante, o qual é um aprimoramento do método do volume constante, proposto por [Arkilic et al. \[65\]](#). De modo a obter os coeficientes de deslizamento viscoso e o TMAC, a vazão mássica experimental foi comparada com a solução das equações de Navier–Stokes com as condições de contorno de deslizamento de primeira e de segunda ordem, sendo a primeira empregada no regime de deslizamento e a segunda até o início do regime de transição com valores de  $Kn_m \approx 0,3$ . O caminho livre médio molecular utilizado no cálculo do número de Knudsen foi determinado a partir do modelo molecular HS (Equação (2.5)) e o TMAC foi calculado por meio das Equações (2.18), (2.26) e (2.27). Considerando o microcanal circular de inox, os valores do  $\alpha^S$  obtidos para os gases N<sub>2</sub>, R134a e R600a foram de  $0,960 \pm 0,003$ ,  $0,974 \pm 0,003$  e  $0,997 \pm$

<sup>1</sup> Do inglês, *S-model*, o modelo-S equivale ao modelo cinético BGK modificado para corrigir o número de Prandtl, uma vez que o modelo BGK resulta em um valor unitário para esse número adimensional, limitando seu uso para condições não-isotérmicas. Maiores detalhes sobre esse modelo podem ser encontrados em [13].

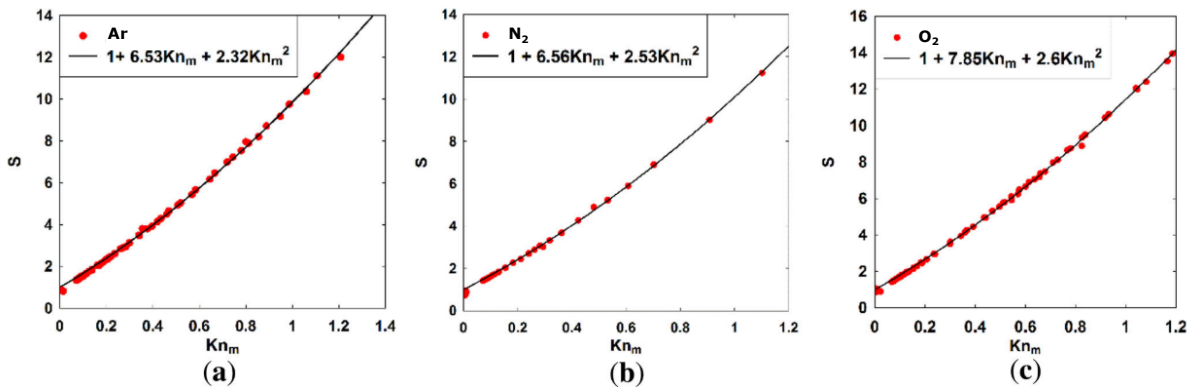


0,007, respectivamente, para a condição de contorno de primeira ordem e  $0,970 \pm 0,003$ ,  $0,982 \pm 0,004$  e  $1,008 \pm 0,008$  para a segunda ordem.

Buscando investigar os escoamentos compreendidos no regime de transição, também foram realizados experimentos que atingiram valores de Knudsen médio até  $Kn_m \approx 6$ . Os resultados experimentais foram comparados com a solução teórica da equação de Boltzmann utilizando o modelo cinético BGK para o escoamento em uma geometria circular e uma geometria quadrada. Os resultados para os microcanais circulares de inox e de cobre e o microcanal retangular de inox demonstraram boa adequação com as curvas teóricas disponíveis na literatura, com uma pequena divergência em rarefações mais elevadas e que pode estar associada a limitações dos transdutores de pressão utilizados na bancada experimental. Enquanto que para o microcanal circular de latão, os resultados apresentaram uma divergência maior da curva teórica, e que pode estar relacionada com a rugosidade e também com uma possível variação da geometria do microcanal ao longo de sua extensão.

Hemadri *et al.* [44] investigaram o escoamento isotérmico dos gases puros  $N_2$ ,  $O_2$  e Ar em condições rarefeitas através de um microcanal trapezoidal, cujas dimensões foram  $103 \mu\text{m}$  de altura, com a base inferior de  $998 \mu\text{m}$ , base superior de  $1143 \mu\text{m}$  e comprimento de  $2000 \mu\text{m}$ . O principal objetivo de seu estudo foi verificar a validade das condições de contorno de deslizamento de segunda ordem para níveis de rarefação mais elevados, alcançando valores do número de Knudsen médio próximos a 1,2. O modelo molecular adotado para calcular o caminho livre médio molecular utilizado para determinar o número de Knudsen foi o modelo de Maxwell, e o método empregado para medir indiretamente a vazão mássica dos escoamentos foi o método do volume constante. Os coeficientes de deslizamento viscoso de primeira e segunda ordem foram obtidos comparando-se as vazões mássicas experimentais com a solução das equações de Navier-Stokes utilizando a condição de contorno de deslizamento de segunda ordem, enquanto o TMAC foi calculado a partir da relação com o coeficiente de deslizamento viscoso de primeira ordem, dada pela Equação (2.26). A Figura 3.5 ilustra, para cada gás utilizado, os dados experimentais e as curvas ajustadas da vazão mássica adimensional,  $S$ , que foi obtida dividindo-se a vazão mássica experimental pela vazão mássica teórica de Poiseuille, em função do número de Knudsen médio. Os valores do TMAC encontrados foram  $0,970 \pm 0,03$ ,  $0,968 \pm 0,03$  e  $0,874 \pm 0,03$  para os gases Ar,  $N_2$  e  $O_2$ , respectivamente. Com base nos bons resultados, os autores concluíram que a utilização das equações de Navier-Stokes com a condição de contorno de deslizamento de segunda ordem para solucionar escoamentos em condições de rarefação até valores próximos de  $Kn_m = 1,2$  é possível e vantajosa, uma vez que o uso de simulações para solucionar escoamentos nessas condições possuem um custo elevado.

O trabalho de Perrier *et al.* [41] é uma complementação dos estudos realizados por Ewart *et al.* [25] e Graur *et al.* [40] adotando a mesma metodologia. A fim de investigar o escoamento isotérmico dos gases Ar, He e  $N_2$  em microcanais retangulares com revestimentos internos e rugosidades diferentes, os autores utilizaram o mesmo processo para fabricar os microcanais, entretanto aplicaram revestimentos internos diferentes - ouro e sílica - e com valores de rugosidades que variaram entre 0,9 e 12 nm. Os microcanais utilizados tiveram



**Figura 3.5** – Dados experimentais para a vazão mássica adimensional e suas curvas ajustadas utilizando um ajuste de curvas com um polinômio de segunda ordem para os gases (a) Ar, (b) N<sub>2</sub> e (c) O<sub>2</sub>. Adaptado de Hemadri *et al.* [44]

diferentes relações de altura  $\times$  largura  $\times$  comprimento. Como exemplos, podem ser citados o microcanal A1, com as dimensões de  $27,8 \pm 0,5 \mu\text{m} \times 52,2 \pm 0,5 \mu\text{m} \times 15,07 \pm 0,10 \text{ mm}$  e o microcanal S1, cuja dimensões foram de  $25,8 \pm 0,5 \mu\text{m} \times 1005,5 \pm 3,0 \mu\text{m} \times 14,87 \pm 0,10 \text{ mm}$ . Para os experimentos, a faixa do número de Knudsen médio foi de 0,01 até 0,3 e o caminho livre médio usado para determiná-lo foi calculado por meio do modelo molecular VHS (Equação (2.9)). Para um dos microcanais revestido com uma camada de ouro e rugosidade próxima a 1,1 nm (A1), o TMAC encontrado, considerando-se a condição de contorno de deslizamento de segunda ordem, foi de  $0,906 \pm 0,018$ ,  $0,851 \pm 0,007$  e  $0,883 \pm 0,007$  para o Ar, He e N<sub>2</sub>, respectivamente, enquanto que, para um outro microcanal revestido com sílica e rugosidade similar (S1), os valores foram de  $0,928 \pm 0,014$ ,  $0,927 \pm 0,011$  e  $0,953 \pm 0,005$  na mesma ordem. Para o microcanal E1, de dimensões  $33,5 \pm 0,5 \mu\text{m} \times 55,5 \pm 0,5 \mu\text{m} \times 15,02 \pm 0,10 \text{ mm}$  e rugosidade de 12 nm, o TMAC reportado foi de  $1,026 \pm 0,003$ ,  $1,027 \pm 0,005$  e  $1,048 \pm 0,004$  para os gases na mesma ordem. Esse resultado demonstra a importância da rugosidade no escoamento e também na determinação desse coeficiente, uma vez que os valores acima da unidade indicam a existência do fenômeno de retrodifusão.

### 3.2 MISTURAS GASOSAS

Em relação a misturas gasosas, Kramers e Kistemaker [45] foram os primeiros pesquisadores que notaram o fenômeno difusivo em um regime de deslizamento. Em seus experimentos, os autores utilizaram o gás H<sub>2</sub> e ar atmosférico na mesma pressão para ambos os reservatórios que foram conectados por um tubo capilar de  $0,92 \pm 0,10 \text{ mm}$  de diâmetro e comprimento de 400 mm. Após definida a pressão, o experimento consistiu em misturar os gases dos reservatórios ao longo do capilar. As pressões utilizadas variaram de 1,8 a 14,8 Torr, com cada experimento durando cerca de uma hora. Pequenas flutuações foram observadas na temperatura, mas não influenciaram nos resultados. O principal objetivo do trabalho foi constatar a existência do coeficiente de deslizamento difusivo a partir da medição da diferença de pressão devido à diferença de concentração dos gases. Visto que o coeficiente de deslizamento difusivo era o parâmetro de interesse, os autores não calcularam o coeficiente



de deslizamento viscoso, atribuindo-o o valor unitário, correspondente à reflexão difusa das moléculas na superfície do capilar. Após a realização de diversos experimentos para garantir a repetibilidade dos resultados, o valor encontrado para o coeficiente de deslizamento difusivo foi de 1,4.

De modo a determinar numericamente os coeficientes que surgem no regime de deslizamento para misturas gasosas, [Ivchenko et al. \[7\]](#) utilizaram o método de Loyalka. Esse método é baseado na aplicação da aproximação de primeira ordem de Chapman-Enskog para simplificar a equação de Boltzmann. Em suas simulações numéricas, o fenômeno do deslizamento ocorreu devido à presença de um gradiente constante de velocidade normal à superfície e dos gradientes de temperatura e concentração tangenciais à superfície e que são baixos o suficiente para satisfazer as condições necessárias para a linearização da equação de Boltzmann. O método utiliza o modelo molecular de Lennard-Jones em todas as simulações das misturas gasosas e, para caracterizar a interação sólido-fluido, adota o TMAC unitário para todos os gases. Os autores analisaram escoamentos de misturas gasosas em diferentes concentrações, incluindo He-Ar, N<sub>2</sub>-H<sub>2</sub>, He-H<sub>2</sub>, Ar-CO<sub>2</sub>, entre outras. Para a mistura He-Ar em uma concentração de 50 - 50 %, os valores encontrados para os coeficientes de deslizamento viscoso, difusivo e térmico foram de, aproximadamente, 1,1, 0,7 e 1,2, respectivamente. De forma geral, os resultados mostraram que os coeficientes viscoso e térmico apresentam um ponto de máximo e/ou de mínimo, enquanto que o difusivo comporta-se de maneira monotônica. Apesar dos autores mencionarem sobre a aplicabilidade e eficiência desse método em outras geometrias, não há estudos posteriores que certifiquem isso.

Por meio da técnica de medidor de esfera rotativa, [Bentz et al. \[69\]](#) realizaram experimentos com as misturas He-Ar, He-N<sub>2</sub> e He-Ne compreendidas no regime de deslizamento utilizando uma esfera de aço de diâmetro 4 mm. Todo o aparato experimental é proveniente de estudos anteriores [55, 62], conseqüentemente, o procedimento e a metodologia adotada são iguais. As concentrações empregadas foram de 90 - 10 %, 50 - 50 % e 10 - 90 %. Para a mistura gasosa de He-Ar, os coeficientes de deslizamento viscoso encontrados foram 1,3560, 1,5249 e 1,5511 para as concentrações empregadas, nessa ordem. O TMAC não foi fornecido, entretanto, caso seja utilizado a mesma relação proposta nos trabalhos anteriores (Equação (3.1)), os valores obtidos seriam de 0,8344, 0,7750 e 0,7665. Visando comparar os valores experimentais com resultados teóricos, os autores calcularam o coeficiente de deslizamento viscoso utilizando o método proposto por [Ivchenko et al. \[7\]](#) considerando valores de TMAC obtidos em trabalhos anteriores [55, 62], os quais foram de 0,9542 para o He e 0,9105 para o Ar. Os resultados teóricos foram inferiores aos experimentais e a divergência entre eles tornou-se mais evidente com o aumento da concentração de Ar na mistura He-Ar, em que os desvios encontrados foram de 6,28 %, 13,57 % e 21,45 % para as concentrações mencionadas inicialmente. Para as outras misturas gasosas, o mesmo comportamento foi observado, em que a máxima divergência observada foi de 26,24 %, para a mistura de He-N<sub>2</sub> em uma concentração de 10-90 %.

Em um outro trabalho, [Ivchenko et al. \[14\]](#) complementaram os estudos realizados previamente [7], utilizando as mesmas condições e gases para calcular numericamente os

coeficientes de deslizamento de misturas gasosas. A novidade foi a utilização da aproximação de segunda ordem de Chapman-Enskog para obter resultados mais precisos, e também a aplicação de outro modelo molecular, de esferas rígidas. Os coeficientes foram determinados numericamente utilizando aproximações de primeira e segunda ordem de Chapman-Enskog, juntamente com dois modelos moleculares: esferas rígidas e Lennard-Jones. Os resultados permitiram mostrar que o coeficiente de deslizamento viscoso não apresenta uma dependência significativa quando o modelo molecular é alterado, uma vez que a diferença encontrada entre os modelos foi de 1,45 % para a mistura gasosa de  $N_2$ - $CO_2$  com uma concentração de 50 - 50 %. Entretanto, o coeficiente de deslizamento difusivo e térmico sofrem variações com modelos diferentes, atingindo diferenças de 9,4 % e 9,8 %, respectivamente, para a mesma mistura.

Os estudos de Sharipov e Kalempe [10, 11] foram realizados de forma complementar. No primeiro, os autores determinam o coeficiente de deslizamento viscoso em função da concentração molar das misturas gasosas Ne-Ar, He-Ar e He-Xe por meio da solução da equação de Boltzmann aplicando o modelo cinético de McCormack para simulações numéricas realizadas considerando um escoamento em uma geometria plana e infinita. O modelo cinético implementado possui grande aplicação para misturas gasosas pelo fato de possuir todas as variáveis necessárias para caracterizar esse tipo de escoamento, além de ter a vantagem de apresentar resultados confiáveis com pouco esforço computacional. Para os cálculos numéricos, são considerados dois modelos moleculares: HS e Lennard-Jones, enquanto que para a interação solido-fluido considerou-se uma acomodação difusa, ou seja TMAC igual a unidade. As concentrações consideradas foram de [0 0,01 0,1 0,25 0,5 0,75 0,9 0,99 1] e a temperatura escolhida foi de 300 K. Para a mistura de He-Ar 50-50 %, por exemplo, o coeficiente de deslizamento viscoso calculado de 1,151 e 1,150 para os modelos de esferas rígidas e de Lennard-Jones, respectivamente, o que indica que o modelo molecular não possui influência significativa nesse coeficiente. Contudo, o aumento da razão entre as massas moleculares provoca o aumento do coeficiente de deslizamento viscoso. Para a mistura He-Xe, que possui a maior razão entre as misturas consideradas, o valor encontrado foi de 1,414.

Por sua vez, o segundo estudo [11] teve como foco determinar o coeficiente de deslizamento difusivo. Para isso, os autores aplicaram a mesma metodologia e parâmetros, com uma pequena diferença: o potencial de Lennard-Jones foi substituído por um potencial realístico calculado a partir de resultados experimentais dos coeficientes de transportes obtidos para misturas gasosas. Os resultados mostram que, para as misturas consideradas, o coeficiente de deslizamento difusivo tem um comportamento monotônico. O seu valor máximo é encontrado quando a concentração do elemento de menor massa molecular que compõe a mistura atinge um valor máximo, que é próximo da unidade, mas diferente de 1, pois nessa condição o gás é considerado puro e o coeficiente de deslizamento difusivo é nulo. Similar ao coeficiente de deslizamento viscoso, para uma dada concentração fixa, o aumento da razão entre as massas moleculares provoca o aumento do coeficiente de deslizamento difusivo. Para o gás He-Xe, o valor máximo encontrado foi de 11,355. A diferença encontrada

entre os valores obtidos para o modelo de esferas rígidas e o potencial realístico mostram uma variação de 20 %, aproximadamente, indicando que o coeficiente difusivo é sensível ao modelo molecular empregado, corroborando com os resultados apresentados por *Ivchenko et al.* [14].

Por sua vez, além dos gases puros, *Pitakarnnop et al.* [66] também realizaram a medição da vazão mássica da mistura gasosa de He–Ar em uma concentração de 30–70 % nas mesmas condições mencionadas anteriormente. Para a mistura, só foram realizados experimentos compreendidos no regime de deslizamento, em que o número de Knudsen médio máximo atingido foi de 0,038. Para  $Kn_m = 0,025$ , a vazão mássica experimental obtida foi de  $1,50 \times 10^{-11} \pm 4\%$  kg/s para a razão de pressões igual a 3, enquanto que para  $Kn_m = 0,038$ , foi encontrado  $3,51 \times 10^{-12} \pm 4\%$  kg/s para a razão de pressões  $\mathbb{P} = 1,63$ . Uma particularidade desses experimentos é que a mistura gasosa foi analisada como se fosse um único gás. Essa hipótese pôde ser considerada uma vez que, na faixa de Knudsen adotada, o efeito cruzado denominado barodifusão – que é um processo de difusão causado pelo gradiente de pressão e que altera a vazão mássica – possui pouca influência no escoamento, podendo ser desprezado. Os resultados experimentais para a mistura gasosa foram comparados com resultados numéricos obtidos por meio da solução da equação de Boltzmann utilizando o modelo cinético McCormack, e também com os aqueles obtidos por meio da solução das equações do contínuo considerando a condição de contorno de segunda ordem para a velocidade, com ambas as soluções considerando uma acomodação completa. Ao compará-los, uma boa adequação entre a teoria e os resultados numéricos foi observada, validando a hipótese adotada. Contudo, os autores destacam que para escoamentos em rarefações mais elevadas, o efeito de barodifusão será mais evidente, impossibilitando a aplicação dessa simplificação adotada.

*Szalmás et al.* [70] realizaram experimentos com misturas gasosas de He–Ar e He–Kr em condições isotérmicas na temperatura de 300 K e usando diferentes concentrações para um conjunto de 400 microcanais trapezoidais, cuja dimensões unitárias foram  $1,930 \pm 0,013 \mu\text{m}$  de altura, base inferior de  $5,38 \pm 0,019 \mu\text{m}$ , ângulo de  $54,74^\circ$  e comprimento de  $5000 \mu\text{m}$ , alocados de forma paralela. O método de volume constante foi utilizado nos experimentos, com o escoamento sendo induzido devido a gradientes de pressão. O nível de rarefação dos escoamentos variou entre  $0,05 \leq Kn_m \leq 0,36$ , com grande parte dos experimentos situados no regime de transição. Com relação à concentração do gás He, para a mistura de He–Ar, os valores foram de  $[0 \quad 0,1017 \quad 0,3012 \quad 0,5010 \quad 0,7019 \quad 0,9014 \quad 1]$  e para a mistura He–Kr somente a concentração de 50,1 % foi empregada. Nesse trabalho, as vazões molares experimentais foram medidos em razões de pressões que compreendidas entre 3–7. Para alcançá-las, a pressão do reservatório a jusante foi fixada em 8,05 kPa e 15,1 kPa enquanto a pressão do reservatório a montante variou de acordo com a razão de pressões desejada, atingindo valores desde 32 kPa até 105 kPa, aproximadamente. As vazões molares experimentais foram comparadas com aquelas calculadas numericamente por meio da solução da equação de Boltzmann utilizando o modelo cinético McCormack. As diferenças entre os resultados do modelo numérico e dos experimentos mostraram-se menores do que a incerteza

de medição, comprovando a eficácia do método numérico adotado. Como exemplo, a vazão molar experimental da mistura He-Ar 50 - 50 % com a pressão no reservatório 2 de 8,05 kPa, razão de pressões  $\mathbb{P} = 5$  e  $Kn_m = 0,19$  foi de  $1,35 \times 10^{-11}$  mol/s, enquanto que a vazão molar numérica foi de  $1,38 \times 10^{-11}$  mol/s para as mesmas condições.

A partir da solução numérica, os autores também apresentaram a distribuição da concentração do gás ao longo do microcanal para a mistura gasosa de He-Ar na concentração inicial de 50-50 % e nível de rarefação variando entre  $0,08 \leq Kn_m \leq 0,15$ , situando-se principalmente no regime de transição. Os resultados mostram uma variação da concentração ao longo do microcanal, a qual se torna mais evidente na segunda metade do microcanal, indicando o fenômeno da separação dos gases. A mesma análise foi feita para a mistura de He-Kr, observando o mesmo comportamento, entretanto, com uma variação de concentração mais elevada e que pode ser justificada pelo fato do gás Kr possuir a massa molar maior do que o Ar.

Yamaguchi *et al.* [71] utilizou o método de volume constante para medir experimentalmente o escoamento isotérmico de uma mistura gasosa de He-Ar nas concentrações de 25 - 75 %, 50 - 50 % e 75 - 25 % através de um microcanal de geometria circular revestido internamente com sílica fundida. O objetivo principal foi obter o coeficiente de deslizamento viscoso, no regime de deslizamento utilizando um único microcanal de diâmetro 250  $\mu\text{m}$  e comprimento  $57,7 \pm 0,1$  mm. Para calcular o caminho livre médio molecular, foi empregado o modelo molecular VHS, e as pressões adotadas nos experimentos foram cuidadosamente escolhidas de modo a garantir que  $Kn_m \leq 0,08$ . Dessa forma, a mistura gasosa pode ser analisada como um gás puro, uma vez que, para o regime de deslizamento, o efeito da separação dos gases é pequeno a ponto de poder ser desprezado, como apontado por Sharipov e Kalempe [16]. A metodologia usada para obter o coeficiente de deslizamento viscoso foi aquela proposta por Ewart *et al.* [38], empregando as equações de Navier-Stokes com a condição de contorno de primeira ordem. Para extrair as vazões mássicas dos experimentos, as razões de pressões escolhidas foram compreendidas entre 1,5-2,8. Os resultados para cada concentração mencionada foram de  $1,267 \pm 0,029$ ,  $1,391 \pm 0,033$  e  $1,371 \pm 0,029$ . Além disso, a fim de identificar a variação da composição da mistura gasosa ao longo do escoamento, os autores utilizaram um espectrômetro de massa quadrupolo no reservatório a jusante, associado a uma válvula de controle de vazão, necessária para limitar o fluxo de gás que adentrava no espectrômetro. Os resultados indicaram que a concentração de He reduziu ao longo do tempo no reservatório a jusante, o que significa que a vazão volumétrica do Ar foi maior do que a do He, diferentemente dos resultados numéricos apresentados por Sharipov e Kalempe [16].

A partir da revisão apresentada, nota-se que há uma série de trabalhos experimentais voltados à investigação de escoamentos de gases puros em condições rarefeitas. Os diferentes níveis de rarefação, metodologias, modelos moleculares, gases, revestimentos internos com rugosidades variadas e até mesmo a geometria em que ocorre o escoamento são fatores que justificam a variação encontrada nos valores dos coeficientes de deslizamento e de acomodação.

Ao se tratar de misturas gasosas, a quantidade de estudos disponíveis na literatura é consideravelmente inferior, quando comparados com os gases puros. Além disso, grande parte desses trabalhos são numéricos, evidenciando a escassez de dados experimentais.

Deste modo, destacam-se algumas contribuições deste trabalho:

- Fornecer dados experimentais para o escoamento de uma mistura gasosa Ar-He 50 - 50% e de seus gases puros em condições rarefeitas compreendidas no regime de deslizamento e de transição;
- Avaliar a eficiência do método dinâmico do volume constante aplicado a escoamentos com gases puros Ar e He e também uma mistura gasosa;
- Obter valores do TMAC locais, como proposto por alguns autores, e compará-los com os valores do TMAC obtidos utilizando o método convencional;
- Analisar a extensão da condição de contorno de deslizamento de segunda ordem para valores do número de Knudsen médio de até 1,2.



## 4 METODOLOGIA

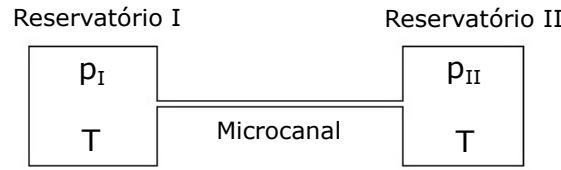
Como indicado no Capítulo 2, a técnica de escoamento em microcanais será empregada neste trabalho, visando obter os coeficientes de deslizamento e de acomodação. Para investigar escoamentos em microcanais, existem diferentes métodos que serão relatados na sequência. Inicialmente, neste capítulo serão mostrados os métodos diretos e indiretos utilizados para a obtenção da vazão mássica de escoamentos em microcanais com ênfase naquele a ser utilizado neste trabalho. Em seguida, apresenta-se a configuração da bancada experimental utilizada especificando todos os componentes que a integram. Após esse detalhamento, apresenta-se o procedimento elaborado para a realização de cada experimento. Por fim, explica-se a metodologia para obter as vazões mássicas e também os coeficientes de interesse.

### 4.1 MÉTODOS PARA OBTENÇÃO DA VAZÃO MÁSSICA

A medição da vazão mássica em condições de rarefação não é fácil, pois os valores são extremamente pequenos, na ordem de  $10^{-12}$  kg/s. Consequentemente, medidores disponíveis comercialmente não são adequados, pois comumente operam em valores próximos a  $10^{-8}$  kg/s [36, 56] podendo ainda chegar até  $10^{-10}$  kg/s [72]. Assim, deve-se utilizar outras técnicas para medir a vazão mássica de um escoamento nessas condições. Dentre os mais usados estão o método da gota de líquido, o método da pressão constante e o método do volume constante [26]. Cada um desses métodos possui vantagens e desvantagens e serão brevemente descritos a seguir.

O método da gota de líquido [24, 36, 37, 43, 56, 66, 73] é uma técnica de medição direta da vazão mássica por meio do acompanhamento de uma gota inserida em um tubo calibrado e sob a ação de uma diferença de pressão para provocar seu deslocamento [36]. Esse acompanhamento pode ser feito com o auxílio de microscópio, sensores ópticos ou simplesmente por meio de inspeção visual. Apesar da vantagem desse método permitir o controle visual, existem alguns pontos negativos como a dificuldade em se inserir a gota no sistema sem causar oscilações nos valores da pressão dos reservatórios ou, até mesmo, ocasionar a separação da gota em outras muito menores [36], invalidando o experimento. Outro ponto importante é a necessidade de uma correção do volume no equacionamento de modo a descontar o espaço ocupado pela gota [56].

O método da pressão constante, consiste em uma técnica indireta de medição da vazão mássica a partir da equação de estado dos gases ideais. Esse método baseia-se em manter constante a pressão do gás no reservatório a montante enquanto o gás escoar para o reservatório a jusante, cujo volume se altera no decorrer do experimento [74, 75]. Essa alteração no volume do reservatório é, na maioria das vezes, realizada com o auxílio de um pistão móvel ou de um fole. Este método é difícil de ser implementado visto que é necessário, além de um sistema automatizado para efetuar a variação do volume do reservatório, garantir a completa vedação dos elementos móveis do sistema [65], uma vez que vazamentos podem



**Figura 4.1** – Representação esquemática dos reservatórios I e II conectados pelo microcanal

ser maiores do que própria vazão mássica, acarretando valores incorretos na medição.

Outro método é o de volume constante, que utiliza dois reservatórios,  $R_I$  e  $R_{II}$ , conectados por um microcanal, como mostra a Figura 4.1. Os reservatórios têm volumes fixos e podem, ou não, ter as mesmas dimensões, dependendo das condições de rarefação que se deseja alcançar. Para gerar o escoamento de gás, uma diferença de pressão é aplicada entre os reservatórios, por exemplo,  $p_I > p_{II}$ . Pequenas variações de pressão com o tempo são medidas e utilizadas para inferir a vazão mássica do sistema a partir da derivação no tempo da equação dos gases ideais,  $pV = mR_gT$ , utilizando a hipótese de volume constante [36, 64, 65].

A Equação (4.1a) mostra o resultado dessa derivação. O subscrito  $i$  refere-se ao reservatório  $I$  ou  $II$ ,  $R_g$  à constante específica do gás utilizado e  $\varepsilon$  representa o coeficiente de condição isotérmica que é utilizado para classificar se o escoamento é perfeitamente isotérmico com seu valor podendo variar de 0 a 1. Para este trabalho, a condição escolhida para que o escoamento seja considerado isotérmico foi de  $\varepsilon_i \leq 1\%$ .

$$\dot{m}_i = \frac{V_i}{R_g T} \frac{dp_i}{dt} (1 - \varepsilon_i), \quad i = I, II \quad (4.1a)$$

$$\varepsilon_i = \left( \frac{1}{T} \frac{dT}{dt} \right) \bigg/ \left( \frac{1}{p_i} \frac{dp_i}{dt} \right) = \frac{p_i}{T} \frac{dT}{dp_i} \quad (4.1b)$$

Um ponto importante a ser ressaltado é que a vazão mássica em um dos reservatórios,  $R_I$  neste caso, representado pela Equação (4.1a), terá valor negativo, pois a pressão nele estará diminuindo ao longo do experimento.

Como demonstrado por [Arkilic et al. \[65\]](#), o diferencial de pressão nesse método é pequeno suficiente de modo que a pressão pode ser aproximada como uma função linear do tempo, resultando em um valor constante para a variação de pressão no intervalo de medição considerado. Corroborando com essa afirmação, outros autores como [Graur et al. \[1\]](#), [Ewart et al. \[36\]](#) e [Pitakarnnop et al. \[66\]](#), utilizando detectores de pressão de alta resolução em seus experimentos, demonstraram que essa variação ficava em torno de 1%, garantindo, portanto, a validade dessa hipótese. Em termos matemáticos, tem-se:

$$p_i(t) = a_i t + b_i, \quad i = I, II \quad (4.2a)$$

$$\frac{dp_i}{dt} = a_i \quad (4.2b)$$



sendo os coeficientes  $a_i$  e  $b_i$  determinados por meio de um ajuste de curvas obtido a partir dos experimentos efetuados.

Entretanto, para que essa variação da pressão seja mantida constante no intervalo de tempo analisado, os volumes dos reservatórios devem ser suficientemente grandes. Além disso, o intervalo de tempo adotado deve ser suficiente para que os transdutores de pressão sejam capazes de captar essa variação, mas também deve ser pequeno para que essa variação mantenha-se linear [65].

Por fim, há o método dinâmico do volume constante, desenvolvido por Silva [39] e que foi baseado na metodologia de Rojas Cardenas *et al.* [76], o qual pode ser aplicado em qualquer sistema sem limitação para as dimensões dos volumes dos reservatórios utilizados. A inovação do método dinâmico é que, ao invés de considerar que a pressão varia linearmente em cada intervalo de tempo, essa variação é avaliada em toda a duração do experimento, desde o início do teste até o equilíbrio termodinâmico final, permitindo a medição transiente de vazão através do microcanal [72]. Esse é o método adotado neste trabalho e que terá seus principais pontos abordados na sequência.

Para o método dinâmico, a correta determinação da variação da pressão com o tempo é fundamental. Desta forma, ao considerar toda a duração do experimento, observou-se que o comportamento da pressão ao longo do tempo era assintótico e que não seria possível determiná-lo a partir de um ajuste de curvas utilizando uma única função polinomial. Assim, para solucionar esse problema, foi proposto uma abordagem a qual é feita uma analogia com a elétrica em que se busca determinar a condutância  $k$  (inverso da resistência hidráulica) do microcanal. Como pode ser visto na Figura 4.2, essa analogia se dá associando a diferença de pressão através do microcanal ao potencial e a vazão de débito de gás (do inglês, *flow throughput*)  $\dot{Q}$  à corrente [77] resultando, portanto, na seguinte relação:

$$k = -\frac{\dot{Q}_I}{p_I - p_{II}} = \frac{\dot{Q}_{II}}{p_I - p_{II}} \quad (4.3)$$

Além disso, a vazão de débito de gás também pode ser expressa como sendo [76]:

$$\dot{Q}_i = \frac{d(p_i V_i)}{dt} = V_i \frac{dp_i}{dt}, \quad i = I, II \quad (4.4)$$

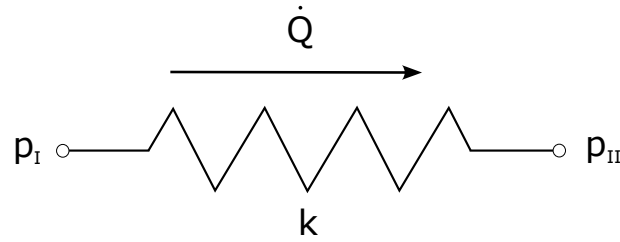
Reorganizando as equações apresentadas, obtém-se o seguinte sistema:

$$\frac{dp_I}{dt} = -\frac{k}{V_I} (p_I - p_{II}) \quad (4.5a)$$

$$\frac{dp_{II}}{dt} = \frac{k}{V_{II}} (p_I - p_{II}) \quad (4.5b)$$

Subtraindo a Equação (4.5a) da Equação (4.5b), é possível obter uma única equação em função da diferença de pressão existente nos reservatórios  $R_I$  e  $R_{II}$  dada por:

$$\frac{d\Delta p}{dt} = -\Delta p \frac{k}{V_0}, \quad V_0 = \frac{V_I V_{II}}{V_I + V_{II}} \quad (4.6)$$



**Figura 4.2** – Analogia à elétrica para determinação da condutância em um microcanal

em que  $V_0$  é denominado volume equivalente do sistema.

A partir desse ponto, para integrar a Equação (4.6), deve-se conhecer a condutância  $k$  ao longo do experimento. Para isso, há dois caminhos: A primeira possibilidade é assumi-la como sendo constante. Dessa forma, a solução torna-se simples:

$$\Delta p = \Delta p^0 \exp\left[\frac{-t}{\tau}\right] \quad (4.7)$$

sendo  $\Delta p^0$  a diferença de pressão no início do experimento e  $\tau$  o tempo característico do experimento (também conhecido como tempo de relaxamento) e definido por:

$$\tau = \frac{V_0}{k} \quad (4.8)$$

Entretanto, a condutância depende dos seguintes parâmetros: nível de rarefação, gás utilizado e geometria do microcanal. Analisando a Equação (2.12) nota-se que o parâmetro de rarefação médio,  $\delta_m$ , é função da pressão média do escoamento, a qual somente será constante durante o experimento se os volumes de ambos os reservatórios fossem exatamente iguais, ou seja  $V_I = V_{II}$ , ou se o regime do escoamento for de moléculas livres, uma vez que nesse regime a condutância é constante e independe da pressão média do escoamento [72].

De um ponto de vista prático, a necessidade de que os volumes dos reservatórios sejam iguais faz com que o processo de fabricação e até mesmo a montagem da bancada experimental seja dificultado. Sendo assim, Silva [39] propõe, como uma segunda possibilidade, que a variação da condutância do microcanal seja linear ao longo do experimento sendo somente uma função dependente da pressão média, já que o gás utilizado e a geometria do microcanal não se alteram. Essa proposição elimina totalmente a necessidade de que os volumes dos reservatórios sejam iguais ou que o escoamento esteja obrigatoriamente no regime de moléculas livres.

Para detalhar essa segunda possibilidade, parte-se do princípio que o experimento ocorre em um sistema fechado:

$$p_I V_I + p_{II} V_{II} = p^{eq} (V_I + V_{II}) \quad (4.9)$$

em que  $p^{eq}$  é a pressão de equilíbrio, atingida no final de cada experimento, que é constante e igual para ambos os reservatórios. Com essa relação e com a introdução de duas novas variáveis  $\hat{p}_I = p_I - p^{eq}$  e  $\hat{p}_{II} = p^{eq} - p_{II}$ , as Equações (4.5a) e (4.5b) podem ser reescritas da seguinte maneira:

$$\frac{d\hat{p}_I}{dt} = -\frac{k}{\Psi_0} \hat{p}_I \quad (4.10a)$$

$$\frac{d\hat{p}_{II}}{dt} = \frac{k}{\Psi_0} \hat{p}_{II} \quad (4.10b)$$

Como consequência da  $p^{eq}$  ser constante no final de cada experimento, pode-se inferir que  $k = k(p_I) = k(\hat{p}_I)$ . Além disso, como a condutância se comporta de maneira linear com a pressão média,  $p_m$ , é possível escrever a seguinte relação:

$$k(p_m) = A_m + B_m p_m = A_I + B_I \hat{p}_I = A_{II} + B_{II} \hat{p}_{II} \quad (4.11)$$

Para a condição de equilíbrio que ocorre no final do experimento,  $\hat{p}_I = \hat{p}_{II} = 0$  e  $k(p^{eq}) = A_I = A_{II} = k^{eq}$ . Além disso, é possível utilizar a equação anterior (4.11) para encontrar o valor máximo da condutância, o qual ocorre no início do experimento:

$$k(p_m^0) = A_I + B_I \hat{p}_I^0 = A_{II} + B_{II} \hat{p}_{II}^0 = k^0 \quad (4.12)$$

em que o sobrescrito 0 representa o instante inicial do experimento.

Por conseguinte, ao substituir a Equação (4.11) nas Equações (4.10a) e (4.10b), é possível integrá-las para obter a pressão a qualquer instante do experimento para qualquer um dos reservatórios. Essa integração resulta em:

$$p_i = \frac{\psi_{A,i}}{\psi_B + \exp\left[\frac{t}{\tau}\right]} + p^{eq}, \quad i = I, II \quad (4.13)$$

sendo que:

$$\psi_{A,i} = \frac{k^{eq} (p_i^0 - p^{eq})}{k^0} \quad (4.14a)$$

$$\psi_B = \frac{k^{eq} - k^0}{k^0} \quad (4.14b)$$

$$\tau = \frac{\Psi_0}{k^{eq}} \quad (4.14c)$$

em que os coeficientes  $\psi_{A,i}$ ,  $\psi_B$ ,  $\tau$  e  $p^{eq}$  são obtidos através de um ajuste de curvas com os dados coletados a cada experimento realizado.

Na sequência, após realizado o ajuste de curvas para a obtenção dos coeficientes, basta retornar à Equação (4.1a) e substituir o diferencial de pressão em função dos coeficientes obtidos para calcular a vazão mássica através do microcanal, resultando em:

$$\dot{m}_i = \frac{\Psi_i (p^{eq} - p_i)}{TR_g \tau \left(1 + \psi_B \exp\left[-\frac{t}{\tau}\right]\right)}, \quad i = I, II \quad (4.15)$$

Neste momento, é necessário ressaltar dois pontos. Primeiramente, como  $p_I > p_{II}$ , o gás estará escoando do  $R_I \Rightarrow R_{II}$  e, conseqüentemente, a vazão mássica será negativa para  $R_I$ . O outro ponto a ser ressaltado é que na equação anterior (4.15),  $\varepsilon_i = 0$ , ou seja, o escoamento é considerado isotérmico. Apesar disso,  $\varepsilon_i$  é calculado para ambos os reservatórios, buscando avaliar sua variação ao longo do experimento e estão descritos no Capítulo 5, referente aos resultados. Além disso, será mostrado também que essa condição é respeitada em todas as razões de pressões escolhidas para a determinação dos coeficientes.

## 4.2 BANCADA EXPERIMENTAL

A bancada experimental que foi utilizada neste trabalho está ilustrada na Figura 4.3, e seus principais elementos estão indicados na Figura 4.4. Essa bancada foi previamente desenvolvida por Silva [39] e aprimorada para este trabalho. Nela há dois reservatórios rígidos de aço inox ( $R_I$  e  $R_{II}$ ) nos quais estão instalados termopares ( $T_{RI}$  e  $T_{RII}$ ) e transdutores de pressão (CDG) cuja características estão descritas na Tabela 4.1. Acoplando o  $R_I$  e  $R_{II}$ , está o microcanal utilizado para os testes, o qual pode ter qualquer comprimento, visto que esses reservatórios são independentes.

Visto que o método utilizado é o baseado no método de volume constante, os reservatórios possuem um volume fixo. Entretanto, seus volumes podem ser alterados antes dos testes conforme desejado, simplesmente acoplando um reservatório adicional a qualquer um dos reservatórios  $R_I$  ou  $R_{II}$ . Para realização dos experimentos, o volume dos reservatórios devem ser corretamente determinados. O procedimento realizado para tal juntamente com os valores de cada volume estão detalhados logo adiante, na Seção 4.4.

Os gases utilizados nos experimentos,  $N_2$ , Ar, He e a mistura Ar-He 50-50 %, estão contidos nos reservatórios principais. Entretanto, a pressão do gás que está contido nesses reservatórios é muito alta - aproximadamente 100 bar - e poderia dificultar o manuseio da válvula micrométrica  $V_3$  que controla a quantidade de gás que será usada no experimento. Além disso, manter a estabilidade da temperatura dessa grande quantidade de gás - cerca de  $1 \text{ m}^3$  em CNTP - é difícil e, de certa forma, desnecessária, já que a quantidade de gás a ser utilizada nos experimentos é uma parcela ínfima desse montante. Portanto, decidiu-se utilizar dois reservatórios menores, nomeados reservatório de amostragem  $R_{a1}$  e  $R_{a2}$  e que estão conectados aos reservatórios principais através de mangueiras de PFA (*perfluoroalkoxy*), identificadas por  $M_{PFA}$ , como ilustrado na Figura 4.4.

Em cada reservatório de amostragem, há um transdutor de pressão utilizado apenas para o monitoramento da pressão do gás ali inserido, cuja pressão fica em torno de 2 bar. O modelo desses transdutores é o P-30 da marca WIKA®, que possui uma faixa de medição de 0 a 4 bar e incerteza de 0,1 % da escala total.

Para realizar o vácuo no sistema, é empregada uma estação de vácuo turbomolecular Edwards® *T-Station 75D turbo* que está acoplada na bancada através do  $R_{II}$ . O sistema de vácuo é composto por uma bomba de vácuo principal do tipo diafragma, XDD1, e por uma bomba turbomolecular, EXT75DX, capaz de atingir pressões próximas a  $5 \times 10^{-6}$  Pa. Vale



Figura 4.3 – Bancada de trabalho

ressaltar que a bomba turbomolecular não opera com óleo em seus componentes, garantindo a não contaminação dos gases que escoam pelo microcanal.

Visando reduzir o tempo para efetuar o vácuo no sistema, uma mangueira metálica flexível ( $M_m$ ) é conectada em paralelo para promover o vácuo de forma simultânea também na entrada do  $R_I$ . Além desse acoplamento, a utilização dessa mangueira metálica flexível ao invés de uma tubulação de inox rígida permite com que os reservatórios sejam facilmente movidos sempre que a troca do microcanal fosse necessária.

De modo a garantir a validade da hipótese de escoamento isotérmico ao longo do experimento, a temperatura de todo o sistema deve ser controlada da melhor maneira possível. Para tal, o ambiente em que a bancada experimental está instalada é controlado, possuindo um condicionador de ar inverter para manter a temperatura próxima de  $19^\circ\text{C}$ . Entretanto, somente esse equipamento não é suficiente para que a temperatura de todo o sistema permaneça constante por um longo período de tempo, pois a temperatura do ambiente externo aumenta no decorrer do dia e acaba influenciando no funcionamento do condicionador de ar, provocando oscilações na temperatura da sala as quais são percebidas pelos termopares.

Para que a temperatura do sistema não fosse afetada pelas condições do ambiente

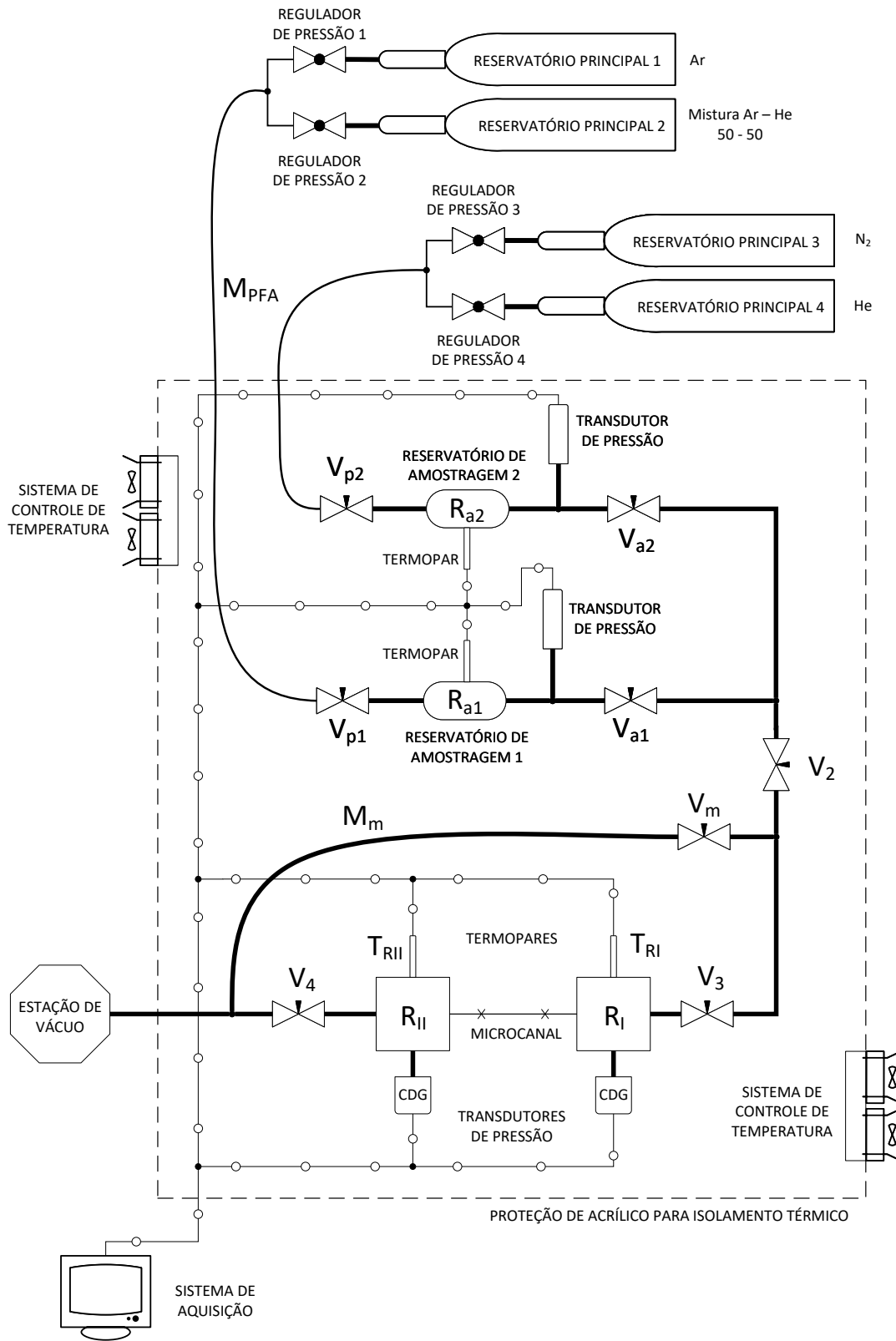


Figura 4.4 – Representação esquemática do aparato experimental utilizado



externo, foi projetada uma proteção para isolar termicamente toda a bancada experimental. Esse isolamento, identificado na Figura 4.4 pela linha tracejada, foi produzido em acrílico transparente de 6 mm de espessura e possui algumas aberturas para que as válvulas possam ser operadas sempre que necessário. Vale ressaltar que os acessos às válvulas possuem uma tampa para garantir o isolamento térmico e que são removidas somente para manuseá-las no início de cada experimento.

Em conjunto com a proteção de acrílico, um sistema de controle da temperatura foi proposto. Esse sistema é composto por um par de resistores halógenos de aquecimento de 400 W, cada um associado com um par de *coolers* instalados nas laterais da proteção de acrílico, e que são utilizados para forçar o escoamento de ar quente para dentro da bancada. Além disso, termopares são distribuídos por toda a bancada para monitoramento da temperatura em diferentes locais. Um controlador PID da marca EURO THERM®, modelo 2216e, - cujo parâmetros foram ajustados de acordo com as condições ambientais da sala - que, a partir da aferição da temperatura fornecida por meio dos termopares, realiza o controle da corrente enviada aos resistores.

Deve-se destacar que a configuração proposta permitiu que a temperatura da sala pudesse ser mantida próxima a 19 °C pelo condicionador de ar enquanto que a temperatura interna da bancada fosse mantida a 20 °C constantemente por meio do sistema de controle de temperatura.

Assim como os reservatórios, as tubulações são de aço inox e, com exceção dos transdutores de pressão e da mangueira metálica que utilizam conexões VCR (*Vacuum Coupling Radiation*), todas as demais conexões são Swagelok® padrão e possuem 1/4" de diâmetro. Além disso, os reservatórios  $R_I$  e  $R_{II}$  da bancada foram projetados com uma massa elevada a fim de aumentar a inércia térmica e, assim, dificultar pequenas variações na temperatura do gás.

Com relação às válvulas da bancada, inicialmente podem ser destacadas aquelas que estão instaladas na saída dos reservatórios principais e que são utilizadas para o controle do gás a alta pressão. Essa primeira válvula é o próprio regulador de pressão e está conectada à bancada por meio de uma mangueira PFA,  $M_{PFA}$ , de 1/4" de diâmetro, a qual é flexível para que os reservatórios principais possam ser movidos sem afetar a bancada.

Na entrada de cada reservatório de amostragem,  $R_{a1}$  e  $R_{a2}$ , há uma válvula micrométrica de agulha,  $V_{p1}$  e  $V_{p2}$ , cuja finalidade é controlar precisamente o fluxo de gás e, conseqüentemente, a quantidade a ser armazenada. A vantagem de ter dois reservatórios de amostragem, como proposto nesta bancada, deve-se à possibilidade de obter qualquer mistura binária gasosa com a concentração desejada somente controlando a pressão por meio de cada válvula micrométrica, visto que a temperatura e o volume de cada reservatório - tubulação inclusa - são conhecidos. Para efetuar a mistura dos gases, basta abrir as válvulas  $V_{a1}$  e  $V_{a2}$  simultaneamente e então deixar o sistema algumas horas em repouso para que haja a difusão entre os gases. Conseqüentemente, para a utilização de somente um dos gases, basta abrir a válvula,  $V_{a1}$  ou  $V_{a2}$ , referente ao reservatório em que o gás desejado esteja armazenado.

Conforme mostra a Figura 4.4, existe uma válvula de agulha,  $V_1$ , entre o reservatório

principal e o reservatório de amostragem, o qual contém uma pequena porção de gás necessária para os ensaios. O reservatório de amostragem é importante porque permite alcançar o equilíbrio térmico mais rapidamente, reduzindo incertezas em relação à temperatura do gás de trabalho. Nesses reservatórios estão conectados transdutores de pressão para monitorar a quantidade de gás inserida, cuja pressão fica em torno de 2 bar.

Na sequência, há a válvula de agulha,  $V_2$ , que atua como válvula de segurança separando a região de alta pressão em que o gás fica armazenado da região de baixa pressão em que ocorre o experimento. Além disso, essa válvula facilita o processo de vácuo dos reservatórios  $R_I$  e  $R_{II}$ , pois reduz o comprimento de tubulação em que a estação de vácuo atua.

Por fim, têm-se as principais válvulas do sistema:  $V_3$ ,  $V_4$  e  $V_m$ . A válvula micrométrica de agulha,  $V_3$ , é aquela que controla o fluxo de gás utilizado em cada experimento que entra no  $R_I$ . Já a válvula de agulha  $V_4$ , que conecta a saída do reservatório  $R_{II}$  diretamente à estação de vácuo, fica aberta somente nos momentos em que é necessário efetuar vácuo no sistema e permanece fechada durante a realização dos experimentos. A última válvula a ser mencionada é a válvula de agulha,  $V_m$ , que conecta a mangueira metálica,  $M_m$ , à tubulação que supre o gás ao  $R_I$ . Essa válvula será aberta sempre que for necessário agilizar o processo de vácuo no reservatório  $R_I$  ou nos reservatórios de amostragem  $R_{a1}$  e  $R_{a2}$  para efetuar a troca dos gases utilizados nos experimentos, evitando, portanto, que o processo de vácuo ocorra somente pelo microcanal.

Os transdutores de pressão utilizados nos reservatórios foram escolhidos de acordo com a faixa de pressão a ser utilizada em cada experimento, definida a partir das características do microcanal utilizado. Os transdutores escolhidos são da marca INFICON® e são transdutores CDG (do inglês, *Capacitance Diaphragm Gauge*), ou seja, transdutores de diafragma e que possuem conexão VCR Swagelok® para reduzir o risco de vazamentos. Um par desses transdutores foi utilizado para cada faixa de pressão dos experimentos. Assim, para os experimentos com maior rarefação, foram instalados os transdutores com escala de 133 Pa, enquanto que transdutores com escalas de 1333 Pa foram adotados para as maiores faixas de pressão. As especificações desses transdutores estão na Tabela 4.1. Para a temperatura, são utilizados termopares Omega tipo-T, que possuem incerteza de  $\pm 0,5^\circ\text{C}$  e que operam na faixa entre  $-60$  a  $100^\circ\text{C}$ .

Deve ser mencionado que, apesar do transdutor de pressão  $TPB$  conseguir medir valores próximos de 0 Pa, os experimentos realizados nas pressões abaixo de 133 Pa foram exclusivamente efetuados com o transdutor de pressão  $TPA$ , devido a sua maior precisão nessa faixa.

Um sistema de aquisição de dados da NI (*National Instruments*®) é utilizado, sendo formado por um chassi SCXI-1001, com um bloco terminal SCXI-1303 em que é acoplado um módulo SCXI-1102 e que recebe as informações dos transdutores de pressão e temperatura. Esse módulo possui uma capacidade para aquisição de dados de  $333 \times 10^3$  amostras por segundo, muito superior ao tempo de resposta dos transdutores utilizados. Para efetuar o processamento dos dados coletados com os instrumentos instalados na bancada, utiliza-se o *software* LabVIEW®, por meio de um algoritmo pré-desenvolvido inicialmente por *Silva*



**Tabela 4.1** – Características dos transdutores de pressão utilizados. Mais detalhes no manual de operações disponível em [78]

Transdutor de pressão INFICON® CGD025D	TP A	TP B
Fundo de escala (FS)	133,332 Pa	1333,32 Pa
Precisão	0,2 % da leitura	
Resolução	0,003 % (FS)	
Tempo de resposta	30 ms	

[39] e que foi aprimorado e otimizado para este trabalho.

#### 4.2.1 Microcanais

Os microcanais utilizados neste trabalho são de aço inox e foram fabricados a partir de agulhas para raquianestesia facilmente encontradas no comércio. Para utilizá-los nos experimentos, foi necessário uma adaptação para haver o acoplamento à bancada. Os microcanais foram individualmente inseridos em tubos de inox de 1/4" com conexões anilhadas já instaladas nas extremidades e unidos com cola estrutural Araldite® AW3131. Deste modo, a cola preencheu todo o espaço interno remanescente entre o microcanal e o tubo, garantindo que o gás escoasse somente através do microcanal. O procedimento adotado para fixação do microcanal ao tubo, proposto por Silva [39], consiste nas seguintes etapas:

- Centralizar o microcanal no interior do tubo de 1/4" já com as anilhas e porcas instaladas para a aplicação da cola estrutural em uma de suas extremidades;
- Realizar o aquecimento completo da peça em um forno por um período de 24 horas à temperatura de 70 °C para evitar a formação de bolhas no interior da cola;
- Para a outra extremidade do tubo, aplicar a cola estrutural e repetir o passo anterior;
- Realizar o aquecimento completo da peça em um forno à temperatura de 120 °C para efetuar a cura completa da cola localizada em ambas as extremidades do microcanal.

A Figura 4.5a mostra um dos microcanais descrito e a Figura 4.5b exibe a sua seção transversal. A determinação dessas dimensões, foram realizadas pelo CERTI, localizado na UFSC - Florianópolis, utilizando o equipamento óptico *Quick Vision*, da Mitutoyo®. As características desses microcanais estão resumidas na Tabela 4.2.

Após a realização e análise de diversos experimentos sob diferentes condições de rarefação utilizando diferentes gases, constatou-se que os resultados obtidos não estavam compatíveis com a literatura. Dessa forma, foi efetuada uma minuciosa investigação visando encontrar quaisquer fatores que pudessem estar afetando os resultados até então obtidos.

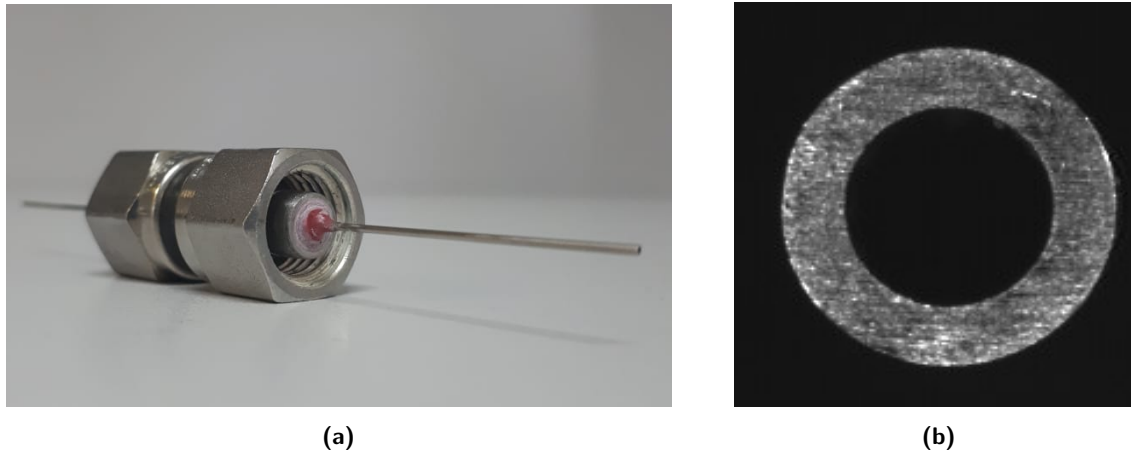


Figura 4.5 – (a) Microcanal proposto inicialmente para os experimentos e sua (b) seção transversal

Tabela 4.2 – Características dos microcanais

Microcanal	Diâmetro interno [ $\mu\text{m}$ ]	Comprimento [mm]
Mc1	$446,50 \pm 4$	$91,44 \pm 0,01$
Mc2	$460,00 \pm 4$	$91,83 \pm 0,01$
Mc3	$456,50 \pm 4$	$91,85 \pm 0,01$

Por meio dessa análise, concluiu-se que o motivo dos resultados estarem em desacordo com a literatura foi causado pelo desgaste inesperado das conexões instaladas nos reservatórios  $R_I$  e  $R_{II}$ . Devido a esse desgaste, foi necessário um aperto maior nas conexões para eliminar os vazamentos e, como consequência, resultou no estrangulamento no microcanal. Os detalhes referentes a essa investigação são encontrados no Apêndice D.

Com a constatação desse problema, percebeu-se a necessidade de se alterar a maneira utilizada para acoplar o microcanal à bancada para realização de novos experimentos. A solução encontrada foi substituir o tubo com conexões anilhadas nas extremidades por uma conexão VCR, conforme ilustrado na Figura 4.6, além das conexões danificadas de ambos os reservatórios,  $R_I$  e  $R_{II}$ .

A principal vantagem em empregar a conexão do tipo VCR se dá pelo fato de que a união entre as conexões é feita entre as faces e utiliza um anel metálico de vedação, o qual é descartado sempre que as conexões são desacopladas (mais detalhes no Apêndice D). Além disso, esse anel evita qualquer avaria entre as conexões, diferentemente do sistema usado anteriormente, que utiliza anilhas cônicas e que acabam deformando tanto o tubo em que estão instaladas, quanto a conexão em que são acopladas. Com essa solução encontrada, a integridade do microcanal é garantida, pois não há nenhuma chance de que lhe ocorra qualquer deformação, mesmo que haja um aperto excessivo nas conexões utilizadas. Por fim, vale destacar que o método usado para colar o microcanal nessa conexão foi o mesmo usado para aquele feito com tubo com conexões anilhadas.

Em razão da descoberta do problema mencionado ter sido na etapa final deste trabalho, não houve tempo hábil para a aferição do diâmetro interno utilizando técnicas diretas, ou seja, por microtomografia ou por meio óptico – como feito para os microcanais propostos inicialmente –, já que todos os experimentos tiveram que ser refeitos com o novo microcanal, Mc4, proposto. Contudo, essa medição pode ser realizada de maneira indireta, utilizando o próprio escoamento. O procedimento para obtenção do diâmetro de maneira indireta será descrito na Seção 4.7. O comprimento do novo microcanal foi obtido de maneira direta, assim como foi feito para os microcanais anteriores, cujo valor foi de  $92,51 \pm 0,01$  mm.



Figura 4.6 – Novo microcanal (Mc4) fabricado a partir de uma conexão VCR

#### 4.2.2 Rugosidade do microcanal

Um parâmetro importante e que influencia diretamente o TMAC é a rugosidade do microcanal [53, 54]. Alguns autores como [Berman e Maegley \[33\]](#) e [Thomas e Lord \[34\]](#) reportaram um aumento no valor do TMAC para superfícies com uma rugosidade maior, considerando as mesmas condições de escoamento.

Apesar da importância desse parâmetro no escoamento, neste trabalho não foi possível determiná-la devido às razões indicadas a seguir. Em princípio, os resultados a serem considerados seriam aqueles obtidos com os microcanais apresentados inicialmente (vide Figura 4.5) e identificados na Tabela 4.2. Contudo, devido ao problema relatado anteriormente, em que os microcanais sofreram uma restrição em seu diâmetro, decidiu-se primeiramente realizar a caracterização do perfil dos microcanais por meio de microtomografia por Raio-X, com o objetivo de determinar o perfil interno após as deformações sofridas. Desse modo, isso possibilita todos os resultados experimentais coletados com esses microcanais. Visto que o procedimento para obter a rugosidade da superfície interna dos microcanais por meio de um perfilômetro é um processo destrutivo, em que será necessário seccionar o microcanal longitudinalmente, optou-se por realizá-lo após a caracterização dos perfis dos microcanais.

Além de tudo, como o problema relatado foi identificado em um estágio adiantado da investigação e todos os experimentos tiveram que ser refeitos com o novo microcanal (Figura 4.6), não houve tempo suficiente para efetuar a determinação da rugosidade interna.

Apesar disso, visto que o microcanal utilizado em todos os experimentos deste trabalho é do mesmo material - aço inox - e foi adquirido do mesmo fabricante daquele usado no trabalho de Silva [39], estima-se que a rugosidade relativa esteja próxima do valor reportado em seu trabalho, que foi de aproximadamente 0,2%. Ademais, no Capítulo 5, será demonstrado a validade dessa consideração ao ser ressaltado a semelhança dos resultados deste trabalho com aqueles reportados por Silva [39].

### 4.3 PROCEDIMENTO PARA EXECUÇÃO DOS EXPERIMENTOS

Primeiramente, define-se o microcanal a ser utilizado, juntamente com o transdutor de pressão de acordo a faixa de rarefação desejada. Após a escolha e instalação do microcanal e transdutores, abrem-se todas as válvulas para o início da remoção de todo o gás existente na tubulação da bancada, utilizando a estação de vácuo. Esse procedimento deve também remover todo o gás que foi adsorvido pelas superfícies internas do sistema em testes anteriores. Esse processo dura cerca de 48h, garantindo que outros gases não estejam presentes e agindo como contaminantes no experimento.

O próximo passo é a realização do teste de vazamento, que visa garantir que ar do ambiente não esteja entrando no sistema. Esse teste consiste em efetuar o vácuo na bancada experimental, fechar todas as válvulas e monitorar as variações das pressões dos reservatórios  $R_I$  e  $R_{II}$  por um longo período de tempo. Um exemplo desse teste é apresentado na Figura 4.7, no qual houve o monitoramento da pressão por cerca de 5 h. Obviamente, a estanqueidade perfeita é praticamente impossível, portanto, busca-se obter o menor vazamento possível no sistema, o qual, para a figura apresentada, foi de aproximadamente 0,124 Pa/h. Tomando a inclinação da reta obtida como uma variação da pressão ao longo do tempo, basta substituí-la na Equação (4.1a) para estimar a ordem de grandeza desse vazamento, resultando em uma vazão mássica da ordem de  $O(-14)$  kg/s. Portanto, esse vazamento encontrado pode ser desprezado visto que seu valor é menor do que qualquer vazão mássica obtida nos experimentos realizados. Ademais, caso seja detectado algum vazamento, todas as conexões devem ser checadas para que então sejam realizados novamente os dois passos anteriores: degaseificação da bancada e o teste de vazamento.

Após a realização de um novo vácuo e a constatação da ausência de vazamentos no sistema, é possível a introdução do gás a ser utilizado em um dos reservatórios de amostragem  $R_{a1}$  ou  $R_{a2}$ . Para isso, fecham-se todas as válvulas, com exceção de  $V_m$ ,  $V_3$  e  $V_4$ , para que a estação de vácuo continue atuando nos reservatórios  $R_I$  e  $R_{II}$ .

Para facilitar o detalhamento do procedimento, considera-se que será utilizado o gás Ar nos experimentos, cujo reservatório principal está conectado ao reservatório de amostragem  $R_{a1}$ , como ilustrado na Figura 4.4. Portanto, abre-se a válvula do regulador de pressão e controla-se o fluxo de gás por meio de  $V_{p1}$  até atingir a pressão de 2 bar,

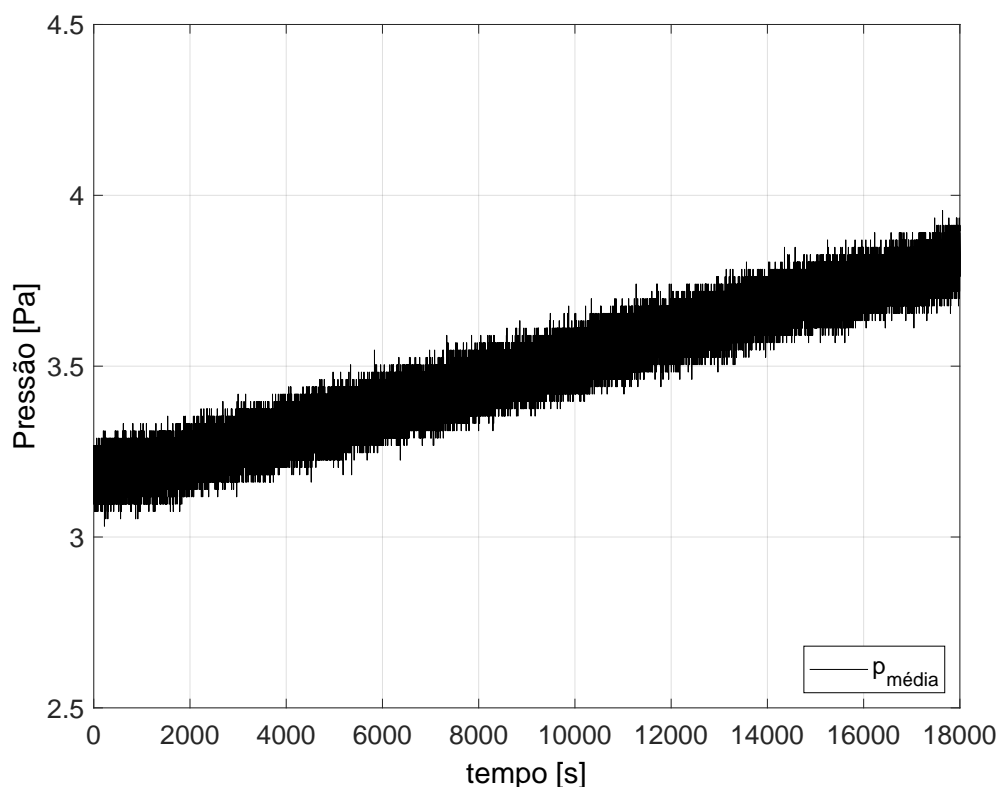


Figura 4.7 – Exemplo de um teste de vazamento

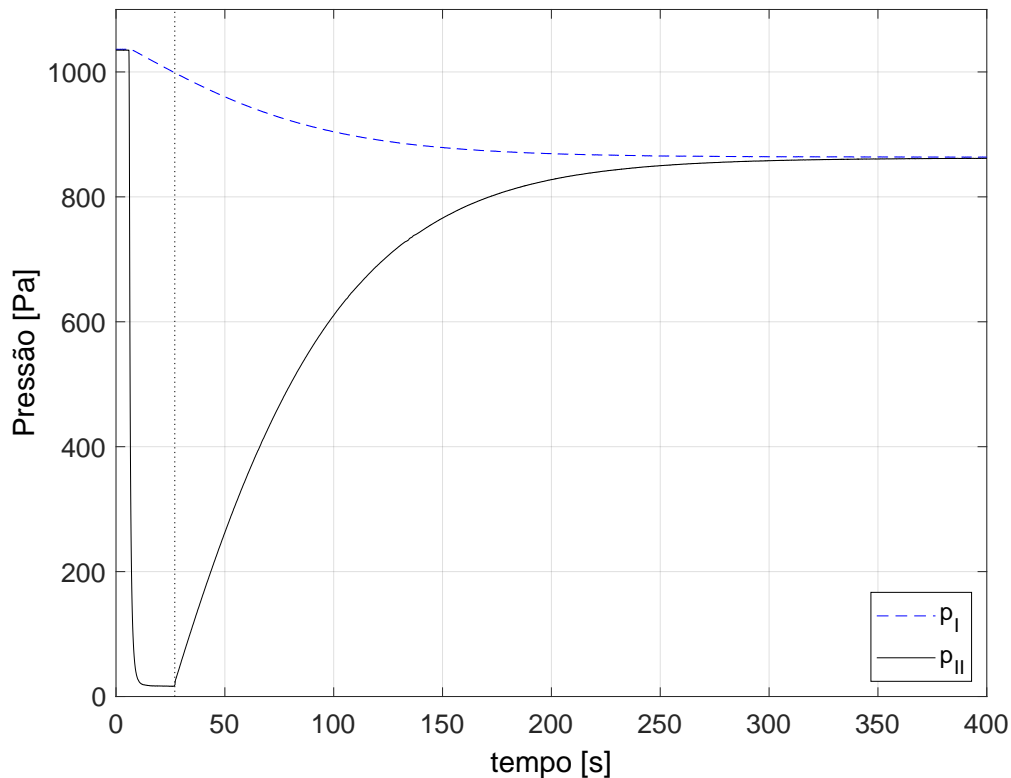
fechando-as logo em seguida. Na sequência, espera-se por um curto período de tempo, geralmente 30 min, para garantir que o equilíbrio térmico seja atingido. É importante mencionar que é recomendável introduzir uma quantidade de gás suficiente para deixar a pressão dos reservatórios de amostragem acima da pressão atmosférica, pois, assim, mesmo que haja qualquer vazamento, o gás atmosférico não adentrará ao sistema, evitando, portanto, qualquer risco de contaminação do gás usado nos experimentos.

Após o equilíbrio térmico da parcela de gás contida no reservatório de amostragem ter acontecido, o procedimento pode ser retomado. O próximo passo é fechar as outras válvulas,  $V_m$ ,  $V_3$  e  $V_4$ , que estavam abertas desde o início, para que a estação de vácuo não remova o gás inserido. Em seguida, abre-se a válvula  $V_2$  para que o gás chegue até a entrada da válvula micrométrica  $V_3$ , a qual será manuseada para controlar o fluxo de gás que será inserido aos reservatórios  $R_I$  e, conseqüentemente, ao  $R_{II}$  por estarem acoplados por meio do microcanal.

Para preencher o reservatório  $R_I$  e o  $R_{II}$  com a quantidade de gás desejada, opera-se a válvula micrométrica  $V_3$  até atingir a pressão levemente maior do que a pretendida para o início do experimento, fechando-a na sequência juntamente com a válvula  $V_2$ . Essa pressão um pouco acima da desejada é necessária, pois ao efetuar o vácuo no  $R_{II}$  para gerar a diferença de pressão necessária para o experimento, ocorre um escoamento através do microcanal, reduzindo a pressão do reservatório  $R_I$ .

Para o início do experimento, a pressão no  $R_{II}$  deve retornar ao seu valor inicial, próxima de zero, para que as condições do escoamento estejam corretas. Assim, abre-se a

válvula  $V_4$ , localizada na saída do  $R_{II}$ , para que a estação de vácuo remova todo o gás ali presente, reduzindo a pressão para o menor valor possível, estabilizando-se. Dessa forma, após a pressão no  $R_{II}$  se estabilizar ( $p_{II} \approx 0$  Pa), a válvula  $V_4$  é fechada. A partir desse momento, representado pela linha vertical pontilhada na Figura 4.8, o teste é iniciado.



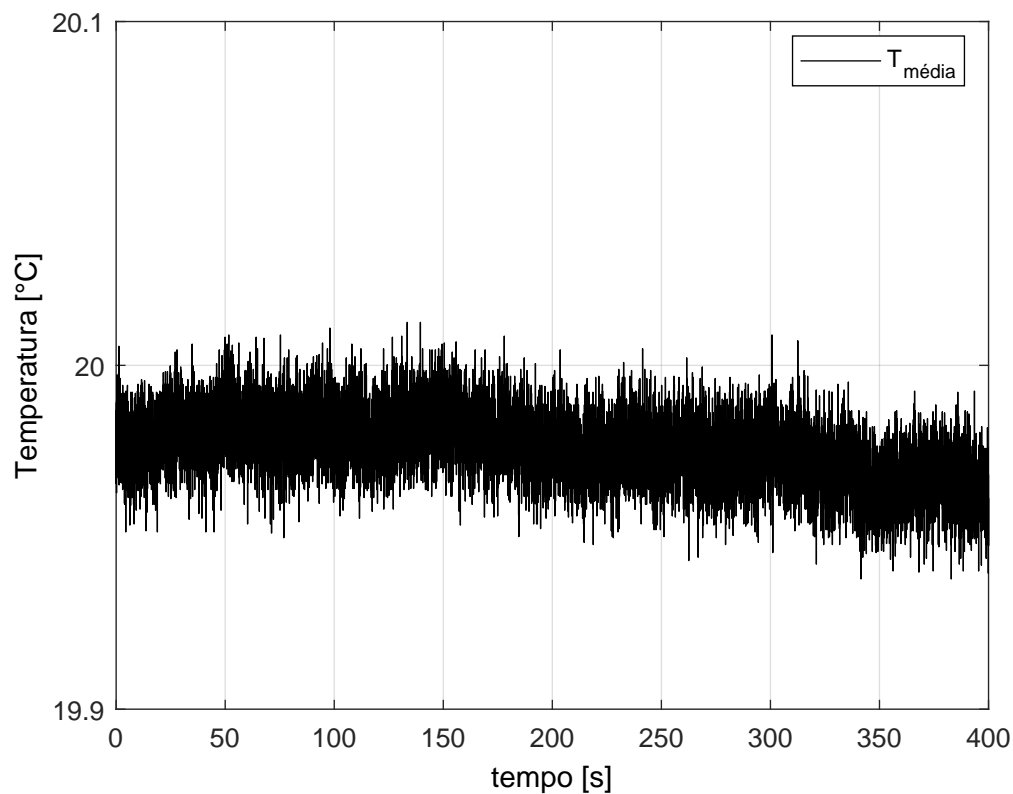
**Figura 4.8** – Variação das pressões nos reservatórios  $R_I$  e  $R_{II}$  ao longo de todo o procedimento proposto para um experimento realizado com gás Ar

O término do experimento acontece quando o equilíbrio termodinâmico é alcançado, ou seja, quando as pressões de ambos os reservatórios  $R_I$  e  $R_{II}$  se igualam. A Figura 4.8 representa todos os processos acima descritos. Um ponto a ser destacado é que a válvula  $V_m$  para a mangueira metálica nunca é operada durante o experimento e que a estação de vácuo permanece ligada durante todo o procedimento.

Além da pressão, deve ser também destacada a variação da temperatura do gás ao longo do experimento realizado. A Figura 4.9 ilustra a variação da temperatura média entre os reservatórios  $R_I$  e  $R_{II}$  e evidencia a eficácia do sistema de controle de temperatura e do isolamento térmico, feito pela proteção de acrílico, que foram instalados na bancada experimental.

#### 4.4 DETERMINAÇÃO DO VOLUME DOS RESERVATÓRIOS

Como apontado anteriormente, esse método permite a utilização de reservatórios de quaisquer dimensões, dependendo da faixa de rarefação que se deseja atingir. Dessa forma,



**Figura 4.9** – Variação da temperatura média entre os reservatórios ao longo de um experimento realizado com gás Ar

é muito importante determinar com acurácia o volume dos reservatórios utilizados nos experimentos. Para determinar os volumes de ambos os reservatórios, serão necessárias duas configurações para a bancada. A primeira é a configuração original, ou seja, sem a alteração de nenhum componente e representada pelo subscrito *a* no equacionamento que se segue. Para a segunda configuração, indicada pelo subscrito *b*, é necessário a adição de um reservatório extra a qualquer um daqueles já instalados na bancada que, neste caso, o escolhido foi o  $R_{II}$ .

O cálculo do volume dos reservatórios, detalhado na sequência, se dá a partir de um sistema de duas equações, obtidas com a bancada experimental sob as duas configurações já mencionadas. Além disso, é importante ressaltar também que são utilizadas hipóteses de gás ideal e que o processo é considerado isotérmico ao longo de toda sua duração.

Partindo do princípio que ambos os reservatórios estão conectados pelo microcanal, pode-se dizer que o estado inicial do sistema será igual ao seu estado final, caracterizados pelos sobrescritos 0 e *eq*, respectivamente. Desta forma, para o instante zero de um experimento:

$$p_{I,a}^0 V_I + p_{II,a}^0 V_{II} = p_a^{eq} (V_I + V_{II}) \quad (4.16)$$

Por meio dessa equação, obtém-se uma relação entre  $V_I$  e  $V_{II}$ . Entretanto, ainda é necessária uma segunda equação para calcular os valores de cada volume. Esta vem da segunda configuração proposta, obtida ao adicionar um reservatório extra, de volume  $V_e$  conhecido,

ao  $V_{II}$ . O volume  $V_e$  foi calculado dividindo-se a massa de água, necessária para preencher completamente esse reservatório extra, por sua densidade. Dito isso, a outra relação resume-se a:

$$p_{I,b}^0 V_I + p_{II,b}^0 (V_{II} + V_e) = p_b^{eq} (V_I + V_{II} + V_e) \quad (4.17)$$

Reorganizando as Equações (4.16) e (4.17), obtêm-se as seguintes relações usadas para calcular  $V_I$  e  $V_{II}$ :

$$V_I = \frac{V_e}{(Y_b - Y_a)} \quad (4.18a)$$

$$V_{II} = \frac{V_e}{\left(\frac{Y_b}{Y_a} - 1\right)} \quad (4.18b)$$

em que os coeficientes  $Y_a$  e  $Y_b$  apresentados são dados por:

$$Y_a = \frac{p_a^{eq} - p_{I,a}^0}{p_{II,a}^0 - p_a^{eq}}, \quad (4.19a)$$

$$Y_b = \frac{p_b^{eq} - p_{I,b}^0}{p_{II,b}^0 - p_b^{eq}} \quad (4.19b)$$

Após a realização de experimentos em ambas as configurações propostas, foi possível determinar o valor de  $V_I$  e de  $V_{II}$  a partir do valor médio de  $Y_a$  e  $Y_b$ , apresentados na Tabela 4.3, e do valor do  $V_e = 290,20 \pm 0,10$  mL. Os resultados foram  $V_I = 81,48 \pm 2,30$  mL e  $V_{II} = 29,30 \pm 0,61$  mL. O procedimento para efetuar o cálculo das incertezas está detalhado no Apêndice A.

**Tabela 4.3** – Coeficientes  $Y_a$  e  $Y_b$  para determinação dos volumes  $V_I$  e  $V_{II}$

Experimentos sem $V_e$ instalado		Experimentos com $V_e$ instalado	
Exp. n°	$Y_a$	Exp. n°	$Y_b$
1	0,16168	9	1,76170
2	0,16171	10	1,76030
3	0,16209	11	1,76130
4	0,16160	12	1,76000
5	0,16139	13	1,76100
6	0,16114	14	1,75890
7	0,16087		
8	0,16118		
Média $Y_a$	0,16146	Média $Y_b$	1,76053



#### 4.5 OBTENÇÃO DOS COEFICIENTES DE DESLIZAMENTO E DE ACOMODAÇÃO

Para determinar os coeficientes de deslizamento viscoso e de acomodação deve-se correlacioná-los com algum parâmetro que possa ser extraído a partir dos experimentos. O parâmetro em questão é a vazão mássica experimental, dada pela Equação (4.15), que pode ser comparada com a vazão mássica obtida a partir da solução analítica das equações de Navier-Stokes utilizando a condição de contorno de deslizamento de segunda ordem para a velocidade, representada por  $\dot{m}_{sl}$ , e dada pela Equação (2.20) [36]. A vazão mássica referida é dada por:

$$\dot{m}_{sl} = \dot{m}_{po} \left[ 1 + (8 \mathbb{C}_1) Kn_m + \left( 32 \mathbb{C}_2 \frac{p_m}{\Delta p} \ln(\mathbb{P}) \right) Kn_m^2 \right] \quad (4.20)$$

em que  $\Delta p = p_I - p_{II}$ ,  $p_m = (p_I + p_{II})/2$  e  $\mathbb{P} = p_I/p_{II}$  e significam, respectivamente, a diferença de pressões, a pressão média e a razão de pressões entre os reservatórios  $R_I$  e  $R_{II}$ . A variável  $\dot{m}_{po}$  refere-se à vazão mássica de Poiseuille e é definida por:

$$\dot{m}_{po} = \frac{\pi}{8\mu} \frac{p_m}{R_g T} \frac{\Delta p}{L} \left( \frac{D}{2} \right)^4 \quad (4.21)$$

A Equação (4.20) pode ser reorganizada dividindo-se a vazão mássica no regime de deslizamento,  $\dot{m}_{sl}$ , pela vazão mássica de Poiseuille,  $\dot{m}_{po}$  com o intuito de obter uma vazão mássica adimensional teórica,  $S^{teor}$ , resultando em:

$$S^{teor} = \frac{\dot{m}_{sl}}{\dot{m}_{po}} = 1 + (8 \mathbb{C}_1) Kn_m + \left( 16 \mathbb{C}_2 \frac{\mathbb{P} + 1}{\mathbb{P} - 1} \ln(\mathbb{P}) \right) Kn_m^2 \quad (4.22)$$

Uma conclusão interessante que pode ser extraída por meio de uma breve análise da Equação (4.20) é o fato de que quando o escoamento está no regime de deslizamento, ou seja, levemente rarefeito, há o acréscimo de uma parcela no fluxo mássico de Poiseuille, resultando no aumento da vazão mássica do escoamento.

Alternativamente, ainda é possível expressar a Equação (4.22) de uma forma mais compacta, deixando a vazão mássica adimensional somente em função do número de Knudsen médio:

$$S^{teor} = 1 + B^{teor} Kn_m + C^{teor} Kn_m^2 \quad (4.23)$$

em que o sobrescrito *teor* representa uma vazão mássica adimensional teórica e os coeficientes são equivalentes a:

$$B^{teor} = 8 \mathbb{C}_1 = 8 \frac{\sigma_p}{k_\lambda} \quad (4.24a)$$

$$C^{teor} = 16 \mathbb{C}_2 \frac{\mathbb{P} + 1}{\mathbb{P} - 1} \ln(\mathbb{P}) = 16 \frac{\sigma_{2p}}{k_\lambda^2} \frac{\mathbb{P} + 1}{\mathbb{P} - 1} \ln(\mathbb{P}) \quad (4.24b)$$

Analogamente, a mesma relação entre uma vazão mássica adimensional experimental e o número de Knudsen médio pode ser obtida substituindo-se a vazão mássica teórica,  $\dot{m}_{sl}$ , pela vazão mássica obtida experimentalmente,  $\dot{m}$  (Equação (4.15)) [43]. Dessa forma:

$$S^{exp} = \frac{\dot{m}}{\dot{m}_{po}} = A^{exp} + B^{exp} Kn_m + C^{exp} Kn_m^2 \quad (4.25)$$

em que os coeficientes  $A^{exp}$ ,  $B^{exp}$  e  $C^{exp}$  são obtidos a partir de um ajuste de curvas. Comparando os coeficientes de ambas as Equações (4.23) e (4.25), conclui-se que  $A^{exp} = 1$ ,  $B^{exp} = B^{teor}$  e  $C^{exp} = C^{teor}$ . Por fim, substituindo-os nas Equações (4.24a) e (4.24b), encontram-se os coeficientes  $\sigma_p$  e  $\sigma_{2p}$ .

Vale notar que a Equação (4.25) é utilizada para a condição de contorno de segunda ordem. Entretanto, para avaliar somente a condição de contorno de primeira ordem, basta assumir  $C^{exp} = 0$  e realizar o ajuste de curvas com os experimentos que estejam dentro do valor limite, ou seja,  $Kn_m \leq 0,1$ .

Por sua vez, escoamentos de misturas gasosas através de longos canais apresentam uma particularidade que não é encontrada nos gases puros. O gradiente de pressão existente no escoamento pode induzir velocidades diferentes nas espécies que compõem a mistura gasosa, provocando a separação dos gases ao longo do escoamento para determinadas condições de rarefação [79]. Como consequência, a concentração dos componentes na entrada e na saída do tubo são diferentes.

Percebe-se que conhecer a variação da concentração de cada componente da mistura ao longo do escoamento é necessário para determinar corretamente todos os efeitos ocasionados por esse fenômeno. Infelizmente, a bancada experimental utilizada no presente trabalho não dispunha do instrumento de medição necessário - como, por exemplo, um espectrômetro de massa quadrupolo - para coletar dados sobre a variação da concentração de cada componente do gás ao longo de um experimento. Devido a essa limitação, foi necessário utilizar outra abordagem para avaliar os dados experimentais.

A solução proposta baseia-se em considerar somente os experimentos compreendidos na faixa de rarefação até  $Kn_m \approx 0,1$ , ou seja, no regime de deslizamento. Essa solução, que também foi adotada por Yamaguchi *et al.* [71], fundamenta-se no trabalho de Sharipov e Kalempa [79], o qual demonstra que o efeito de separação dos componentes de uma mistura gasosa pode ser desprezado para escoamentos em que  $\delta_m \gg 1$ , ou seja, para escoamentos no regime de deslizamento.

Neste ponto é importante ressaltar sobre a escala utilizada por Sharipov e Kalempa [79] para classificar a rarefação dos escoamentos. Os autores mencionados adotam somente 3 regimes: moléculas livres ( $\delta_m \ll 1$ ), de transição ( $\delta_m \approx 1$ ) e hidrodinâmico ( $\delta_m \gg 1$ ). Dessa forma, o regime hidrodinâmico adotado pelos autores também engloba o regime de deslizamento usado no presente trabalho.

Por conseguinte, como não há a separação dos gases, o gradiente de concentração é nulo, simplificando a Equação (2.23) para a Equação (2.19). Assim, para obter os valores de  $\sigma_p$  e do TMAC para a mistura gasosa, basta utilizar as mesmas relações propostas anteriormente

para os gases puros para cada razão de pressões e modelo molecular desejado.

#### 4.6 ESCOAMENTOS NO REGIME DE TRANSIÇÃO

Por meio dos resultados teóricos obtidos a partir da solução da equação de Boltzmann, define-se outra vazão mássica adimensional para esse regime de rarefação [80], denominada vazão mássica reduzida local  $Q$ , dada por:

$$Q = -\dot{m} \frac{v_m}{\pi r^2 p} X_p^{-1} \quad (4.26)$$

a qual pode ser utilizada para calcular uma vazão mássica adimensional em qualquer seção transversal do microcanal. O parâmetro  $X_p$  é o gradiente de pressão local e que obedece a seguinte condição:

$$X_p = \frac{r}{p} \left( \frac{dp}{dz} \right) \ll 1 \quad (4.27)$$

sendo  $r$  o raio do tubo e  $z$  a coordenada na direção do comprimento do microcanal.

Para retirar a dependência da coordenada longitudinal  $z$  e assim calcular uma vazão mássica reduzida  $G$  ao longo de toda a extensão do microcanal, é adequado definir a Equação (4.26) em termos do comprimento  $L$  e da diferença de pressão  $\Delta p$  existente entre a entrada e a saída do microcanal. Considerando essas simplificações e substituindo o gradiente de pressão, obtém-se:

$$G = -\dot{m} \frac{v_m}{\pi r^3} \frac{L}{\Delta p} \quad (4.28)$$

Essa definição pode não parecer muito adequada, visto que em muitos experimentos a diferença de pressão - e conseqüentemente o parâmetro de rarefação  $\delta$  - entre a entrada e a saída é relativamente alta, além de não ser constante no decorrer do experimento. Contudo, essa simplificação é válida dado que, na grande maioria dos casos,  $r \ll L$  (assim como neste trabalho em que  $r/L \approx 2,5 \times 10^{-3}$ ) respeitando a hipótese proposta para o gradiente de pressão (Equação (4.27)).

Além disso, Sharipov e Seleznev [80] demonstraram por meio de resultados numéricos que, devido à hipótese de  $X_p \ll 1$ , a vazão mássica reduzida local  $Q$  pode ser aproximada como uma vazão mássica reduzida  $G$  calculada a partir da pressão média  $p_m$ , já que a diferença encontrada entre os resultados teóricos e experimentais foi menor do que 1%. Portanto, conclui-se que:

$$G(\delta_I, \delta_{II}) = Q \left( \frac{\delta_I + \delta_{II}}{2} \right) = Q(\delta_m) \quad (4.29)$$

em que  $\delta_I$  e  $\delta_{II}$  são os parâmetros de rarefação calculados em cada reservatório,  $R_I$  e  $R_{II}$ , respectivamente.

Essa simplificação também permite determinar a vazão mássica reduzida  $G$  para qualquer nível de rarefação, proporcionando uma outra análise dos resultados obtidos dado

que o modelo molecular adotado não causa nenhuma influência. Por conseguinte, neste trabalho será calculada a vazão mássica reduzida  $G$  em função do parâmetro de rarefação médio  $\delta_m = \delta_m(p_m)$  utilizando os dados experimentais coletados.

Para os gases puros, os valores obtidos para  $G$  serão comparados com a vazão mássica reduzida teórica,  $Q^{BGK}$ , que foi obtida por [Porodnov et al. \[81\]](#) ao solucionar a equação de Boltzmann empregando o modelo cinético BGK considerando uma acomodação completa. Na análise realizada para rarefações até  $Kn_m \approx 0,3$ , o modelo molecular utilizado é o modelo VHS, entretanto, para essa análise, utiliza-se o modelo Max, pois foi esse o modelo adotado para obter os resultados teóricos. De maneira similar, os pontos experimentais comparados com o modelo teórico foram obtidos com a razão de pressões igual a 5.

Por sua vez, para a mistura gasosa, as mesmas equações anteriormente apresentadas continuam válidas, entretanto, a solução teórica usada como comparação foi calculada por meio de outro modelo cinético. A curva teórica usada como comparação foi obtida por [Sharipov e Kalempe \[16\]](#) ao solucionar a equação de Boltzmann linearizada utilizando o modelo cinético McCormack considerando uma acomodação completa.

Neste ponto é importante destacar a hipótese considerada para avaliar os experimentos com a mistura gasosa para todas os níveis de rarefação. Para a análise realizada anteriormente, utilizou-se somente a condição de contorno de primeira ordem considerando-se os experimentos compreendidos na faixa de valores até  $Kn_m \approx 0,1$ , já que nessas condições a separação dos gases pode ser desprezada e a mesma abordagem utilizada para os gases puros pode ser empregada. Para os experimentos realizados em rarefações mais elevadas, é possível comparar os resultados experimentais com a curva teórica obtida pela solução da equação de Boltzmann, a qual é válida para qualquer regime de rarefação [20]. Contudo, para isso é necessário utilizar uma abordagem diferente.

A fim de comparar os resultados obtidos com a mistura gasosa para os experimentos realizados em todos os regimes de rarefação, propõe-se utilizar os pontos iniciais de cada experimento ao invés dos pontos selecionados a partir de uma razão de pressões escolhida, pois nessas condições pode-se considerar que a concentração não foi alterada devido ao escoamento. Desse modo, além da concentração nesse ponto ser conhecida, é possível afirmar que não houve separação dos gases, dado que o escoamento não teve tempo para se desenvolver.

Por fim, apesar de utilizar essa abordagem considerando os pontos iniciais, serão plotados também os pontos experimentais para as razões de pressões  $\mathbb{P} = 2$  e  $\mathbb{P} = 5$ , que são pontos extraídos ao longo do escoamento. Dessa forma, será possível identificar as diferenças existentes entre as duas abordagens, principalmente para aqueles escoamentos no regime de transição. Todos os valores teóricos obtidos pela solução da equação de Boltzmann que foram calculados pelos autores supracitados estão apresentados na Tabela E.1.

#### 4.7 DETERMINAÇÃO INDIRETA DO DIÂMETRO DO MICROCANAL

Tomando as Equações (2.1), (4.21) e (4.25), conclui-se que  $S = S(1/D^4)$  e  $Kn_m = Kn_m(1/D)$ . Considerando que  $A^{exp} = 1$ , é possível definir um coeficiente  $f$  para ajustar o

diâmetro do microcanal obedecendo a seguinte condição:

$$S^{exp} = \frac{A^{exp} + B^{exp} Kn_m f + C^{exp} Kn_m^2 f^2}{f^4}, \quad f = \frac{D^{original}}{D^{corrigido}} \quad (4.30)$$

em que  $f$  é a razão entre o diâmetro original e o diâmetro corrigido. Dessa forma, ajusta-se o valor do diâmetro corrigido até que o fator  $A^{exp} \approx 1$ . Esse procedimento é equivalente à determinação indireta do diâmetro no regime hidrodinâmico utilizando o escoamento de Poiseuille [39]. Vale ressaltar que esse procedimento foi realizado com o gás Ar por duas razões: devido a sua pureza ser de 99,999 %, enquanto que a do N<sub>2</sub> é de 99,99 %, e por ter atingido valores de Knudsen próximos ao regime hidrodinâmico, reduzindo a influência da rarefação do escoamento. Além disso, os experimentos considerados para ajustar indiretamente o microcanal foram aqueles compreendidos até valores de  $Kn_m \leq 0,3$ , uma vez que a relação utilizada (Equação (4.25)) foi obtida a partir da condição de contorno de segunda ordem.

O fato da vazão mássica adimensional ser função do diâmetro do microcanal elevado à quarta potência destaca o quão importante é a correta determinação de seu valor. Ademais, atendo-se ao fato que a correção do diâmetro do microcanal também depende do número de Knudsen, o modelo molecular utilizado para sua determinação também é importante.

Como neste trabalho são considerados quatro modelos moleculares diferentes para o cálculo do MFP, e, conseqüentemente, do número de Knudsen, o emprego de um único modelo para a determinação indireta do diâmetro poderia inserir erros inerentes de um modelo no outro. Assim sendo, optou-se por realizar a correção do diâmetro individualmente para cada modelo molecular utilizado. A Tabela 4.4 exibe o valor do diâmetro corrigido do microcanal associado a seu modelo.

**Tabela 4.4** – Diâmetro do microcanal Mc4 obtido indiretamente para cada modelo molecular

Diâmetro [ $\mu\text{m}$ ]	Modelo Molecular
457,90 $\pm$ 4	Moléculas Maxwellianas (MM)
455,20 $\pm$ 4	Modelo de Maxwell (Max)
455,00 $\pm$ 4	Esferas Rígidas (HS)
456,75 $\pm$ 4	Esferas Rígidas Variáveis (VHS)

Evidentemente, a melhor condição para ajustar o valor do diâmetro de maneira indireta seria utilizando dados de experimentos compreendidos no regime hidrodinâmico, ou seja, com  $Kn \leq 0,001$ . Entretanto, dadas as configurações físicas da bancada experimental, bem como dos transdutores disponíveis, não foi possível atingir essa condição. Portanto, o procedimento apresentado foi utilizado por ser a melhor solução encontrada.



## 5 RESULTADOS E DISCUSSÕES

Este capítulo apresenta os resultados obtidos por meio dos experimentos realizados com os gases  $N_2$ , Ar, He e a mistura gasosa de Ar-He na concentração de 50 - 50 %. Primeiramente, são especificadas as características dos gases utilizados para cada modelo molecular adotado e também as condições escolhidas para caracterizar o escoamento. Na sequência, mostra-se as curvas das pressões obtidas por meio do ajuste de curvas utilizando o método dinâmico de volume constante para cada gás utilizado, além de outros resultados como, por exemplo, a variação da condição isotérmica, da rarefação e a vazão mássica ao longo do escoamento. Prosseguindo, são apresentados os resultados englobados em todo o regime de deslizamento até valores próximos de  $Kn_m \approx 0,3$ , situado no regime de transição, no qual a condição de contorno para as equações de Navier-Stokes é válida. Além dessa condição, também é feita uma investigação da extensão da aplicação da condição de contorno para valores até  $Kn_m \approx 1,2$ . Posteriormente, os coeficientes de deslizamento viscoso e de acomodação são apresentados em forma de tabelas para os diferentes gases e modelos moleculares empregados. Por fim e não menos importante, uma análise dos escoamentos que vão além da condição de  $Kn_m \approx 0,3$ , situando-se por toda a extensão do regime de transição, também é realizada. Para essa situação, calcula-se a vazão mássica reduzida,  $G$ , visando compará-la com o modelo cinético BGK, para os gases puros, e com o modelo cinético McCormack, para a mistura gasosa.

### 5.1 PARÂMETROS DOS GASES E CONDIÇÕES EXPERIMENTAIS

Os parâmetros descritos na Tabela 5.1 foram utilizados para a obtenção de todos os resultados apresentados ao longo deste trabalho. É importante mencionar que a viscosidade dinâmica de referência,  $\mu_{ref}$ , é baseada na  $T_{ref} = 273,15$  K que é utilizada para determinar a viscosidade do gás ao longo do escoamento por meio da Equação (2.4). Além disso, também são apresentados a constante específica para cada gás  $R_g$ , a massa molar  $\mathcal{M}_m$ , a constante específica para cada modelo molecular  $k_\lambda$  e o expoente da viscosidade  $\omega$ , que é um fator que corrige a viscosidade dinâmica do gás em relação à temperatura.

Os experimentos foram realizados com os gases  $N_2$ , Ar, He e a mistura gasosa de Ar-He com a concentração de 50 - 50 % <sup>1</sup> em uma faixa de pressão variando desde valores próximos a 6 Pa até 1330 Pa para o reservatório  $R_I$  que possui a maior pressão estabelecida no início do experimento.

No que tange ao montante de experimentos, foram realizados um total de 314 experimentos, sendo que foram 113 para o gás Ar, 75 para o gás He, 59 para o gás  $N_2$  e 67 para a mistura gasosa. A maior quantidade de experimentos com o gás Ar deve-se a sua alta pureza, cerca de 99,999 %, associada ao fato ter sido possível alcançar valores muito baixos para o número de Knudsen, aproximando-se mais da região hidrodinâmica. Essas condições

<sup>1</sup> Visto que somente a mistura gasosa de Ar e He em uma concentração de 50 - 50 % foi utilizada neste trabalho, para evitar a repetição desnecessária, a partir de agora esse termo será simplificado sendo referenciado somente como "mistura gasosa".

**Tabela 5.1** – Parâmetros de cada gás utilizado nos experimentos

Parâmetros	Ar	He	N <sub>2</sub>	Ar-He
$\mu_{ref}$ [Pas] ( $\times 10^{-5}$ )	2,108 <sup>(a)</sup>	1,881 <sup>(a)</sup>	1,656 <sup>(b)</sup>	2,202 <sup>(a)</sup>
$R_g$ [ J/kgK]	208,13	2077,10	296,80	377,60
$\mathcal{M}_m$ [g/mol]	39,948	4,002	28,013	22,011
$k_\lambda^{MM}$		0,564		
$k_\lambda^{HS}$		0,903		
$k_\lambda^{Max}$		0,886		
$k_\lambda^{VHS}$	0,684	0,786	0,731	0,704
$\omega^{MM}$		1		
$\omega^{HS} = \omega^{Max}$		0,5		
$\omega^{VHS}$ (c)	0,81	0,66	0,74	0,78

(a) Disponível em [82] - Tabelas 1, 3 e 10

(b) Disponível em [36] - Tabela 3

(c) Disponível em [12] - Apêndice A - Tabela A1

permitiram garantir uma maior exatidão na correção do diâmetro do microcanal de maneira indireta (Equação (4.30)), dado que com os transdutores de pressão disponíveis não foi possível alcançar o regime hidrodinâmico, já que seria necessário realizar experimentos com pressões além de 1330 Pa, as quais não seriam captadas por eles. Para o gás He e a mistura gasosa, a pureza também é de 99,999 %, enquanto que para o N<sub>2</sub>, esse valor é de 99,99 %.

A análise dos experimentos foi realizada considerando quatro razões de pressões entre os reservatórios, sendo elas:  $\mathbb{P} = [2, 3, 4, 5]$ . Dentre esses valores,  $\mathbb{P} = 5$  se encontra na condição mais próxima do início do experimento e  $\mathbb{P} = 2$  está localizada em uma condição em que o escoamento encontra-se melhor desenvolvido. O tempo referente a cada razão de pressão varia com a pressão inicial do experimento, bem como com o gás que está sendo analisado. De forma a ilustrar a localização das razões de pressões mencionadas ao longo de um experimento, a Figura 5.2 exibe as curvas das pressões em função do tempo, obtida pelo ajuste de curvas. Esses valores para as razões de pressões foram escolhidos pois são os mais comumente encontrados na literatura, o que permite a comparação com resultados reportados por outros autores.

Os modelos moleculares adotados foram comparados entre si, buscando-se evidenciar a diferença existente entre eles baseando-se nos resultados encontrados. Além disso, uma ênfase maior foi dada ao modelo molecular de esferas rígidas variáveis, VHS, visto que esse é o modelo mais realístico dentre aqueles utilizados neste trabalho.

Para executar o tratamento de todos os dados coletados, a análise de resultados e a geração de figuras, foi desenvolvido um algoritmo no *software* MATLAB<sup>®</sup>. A obtenção dos coeficientes relacionados ao ajuste de curvas foi realizada aplicando-se o algoritmo de



Levenberg-Marquardt para o problema de mínimos quadrados não-lineares. Dessa forma, foi possível obter os coeficientes relacionados com o método dinâmico de volume constante para cada experimento, bem como os coeficientes  $B^{exp}$  e  $C^{exp}$ , fundamentais para a determinação dos coeficientes de deslizamento viscoso e de acomodação. Além disso, as incertezas provenientes do ajuste de curvas foram obtidas por meio dos desvios-padrão utilizando um intervalo de confiança de 95 %.

## 5.2 CURVAS DE PRESSÕES EM FUNÇÃO DO TEMPO

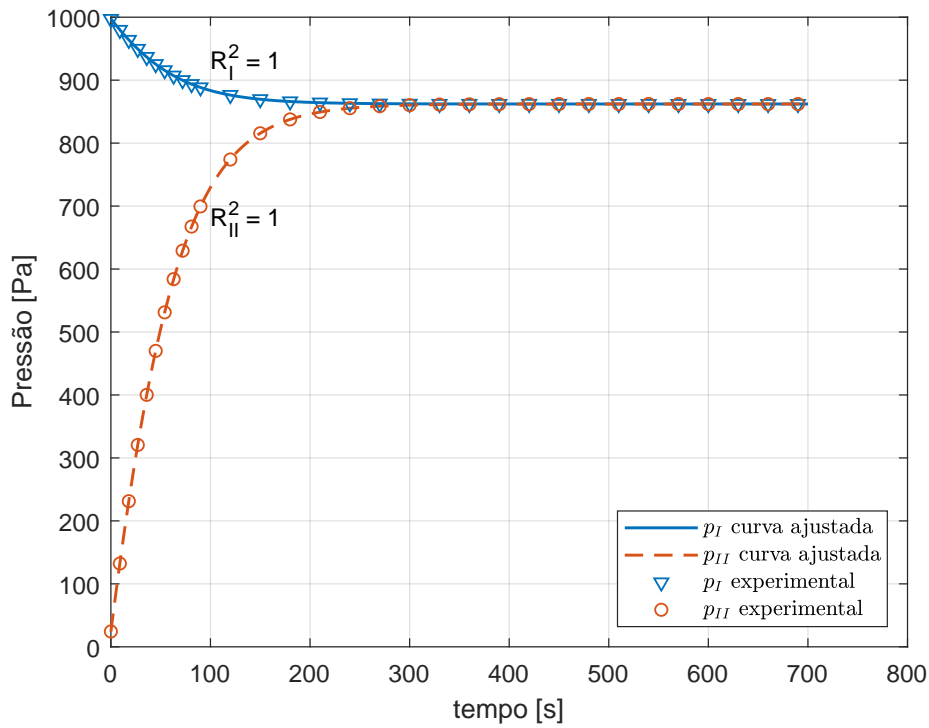
Com o objetivo de investigar o comportamento da mistura gasosa, optou-se por realizar experimentos também com os gases puros que compunham essa mistura gasosa. Além desses gases, também decidiu-se realizar experimentos com o gás  $N_2$  por dois motivos, a saber: a disponibilidade desse gás junto à bancada experimental e a ampla quantidade de trabalhos disponíveis na literatura que permitiria avaliar, de maneira mais abrangente, os resultados obtidos, além de garantir que toda a metodologia experimental foi executada corretamente.

Inicialmente, experimentos foram realizados com os gases  $N_2$ , Ar e He alternadamente e em dias diferentes com o objetivo de garantir que não houvesse nenhum fator que pudesse influenciar nos resultados como, por exemplo, condições ambientes externas que variam constantemente. Assim sendo, após obter os resultados com os gases puros e garantir que estavam em conformidade com a literatura, os experimentos com a mistura gasosa foram realizados, seguindo os mesmos procedimentos anteriores.

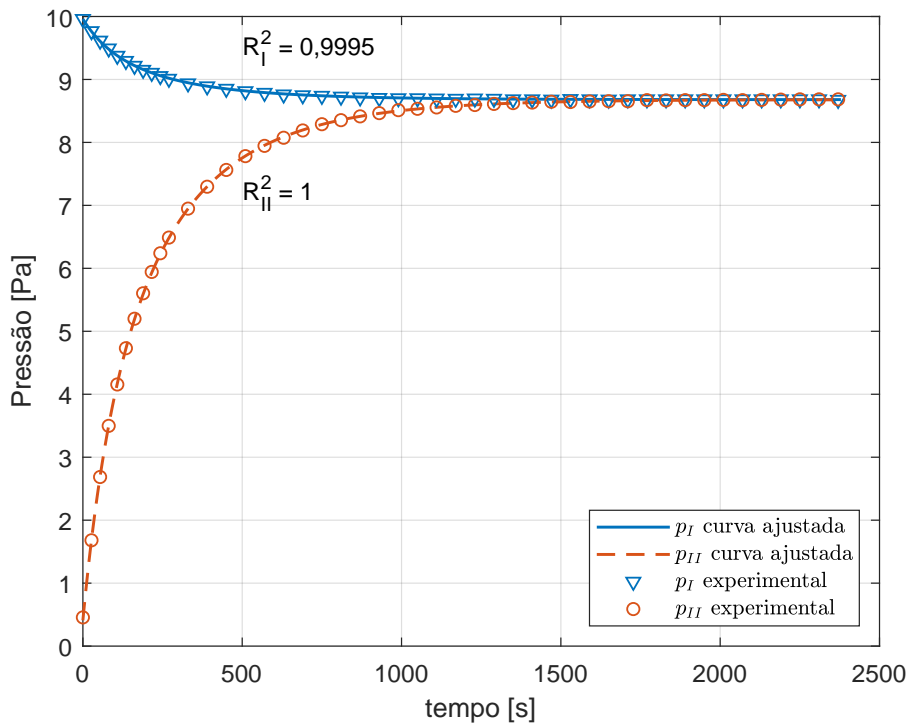
Utilizando a Equação (4.13), foi realizado um ajuste de curvas das pressões em função do tempo para todos os experimentos realizados na faixa desde 6 Pa até 1330 Pa, aproximadamente, e que foi definida com base nos transdutores de pressão disponíveis na bancada experimental. Tratando-se da equação proposta para realizar o ajuste de curvas das pressões para o método dinâmico de volume constante para gases puros, sua coerência já havia sido verificada no trabalho de Silva [39] e foi mais uma vez comprovada neste trabalho, cujo resultados podem ser encontrados nas tabelas do Apêndice G. Contudo, com relação a misturas gasosas, nenhum registro havia sido reportado até o presente momento.

Após a realização dos experimentos com a mistura gasosa, o mesmo procedimento de ajuste de curvas foi empregado para os pontos de pressão coletados. Como resultado, constatou-se uma excelente concordância dos valores experimentais com as curvas ajustadas, tal como ocorreu para os gases puros. As Figuras 5.1a e 5.1b ilustram as curvas ajustadas da pressão comparadas com alguns pontos experimentais para as pressões iniciais de 1000 Pa e 10 Pa, respectivamente. Em ambas as figuras é possível notar uma excelente concordância entre os pontos experimentais e as curvas ajustadas, dado que o coeficiente de determinação ajustado,  $R^2$ , é muito próximo do valor unitário. Deve ser mencionado que a quantidade de pontos representados foi reduzida, de modo a favorecer a visualização, já que a alta taxa de aquisição de dados - 33Hz - impediria a clareza das informações.

Como somente a mistura gasosa de Ar e He com a concentração de 50 - 50 % foi



(a)



(b)

Figura 5.1 – Comparação dos pontos experimentais com as curvas ajustadas da pressão em função do tempo para a mistura gasosa para a pressão inicial de (a) 1000 Pa e (b) 10 Pa

considerada neste trabalho, não é aconselhável generalizar a coerência desse método para diferentes concentrações ou até mesmo misturas gasosas com outros gases, sendo necessário uma investigação mais aprofundada e detalhada a partir de outros experimentos. No entanto, dadas todas as considerações físicas utilizadas no desenvolvimento do método dinâmico de volume constante, acredita-se que resultados consistentes seriam obtidos mesmo quando outras misturas fossem consideradas.

As curvas de pressões obtidas por meio do ajuste de curvas para os gases  $N_2$ , He, Ar e a mistura gasosa, nessa ordem, considerando uma pressão inicial de 1000 Pa no reservatório  $R_I$  são exibidas na Figura 5.2. A linha tracejada demarca o limite em que a condição isotérmica deixa de ser válida, ou seja, quando  $\varepsilon > 0,01$ . Nota-se que essa condição é mantida por um período de tempo considerável, atingindo valores de pressão bem próximos à pressão de equilíbrio. Esse resultado é excelente, pois demonstra que praticamente todo o experimento se deu nessa condição, garantindo a validade da hipótese adotada, além de confirmar a eficácia do isolamento térmico e do controle de temperatura implementado na bancada experimental.

Os pontos demarcados representam a localização de cada razão de pressões escolhida para análise. Deve-se ressaltar que não só para esses experimentos apresentados, mas para todos os outros realizados em quaisquer faixa de pressão inicial considerada, os pontos referentes às razões de pressões escolhidas sempre respeitam a condição de  $\varepsilon \leq 0,01$ , garantindo a validade dos resultados para a hipótese de condição isotérmica.

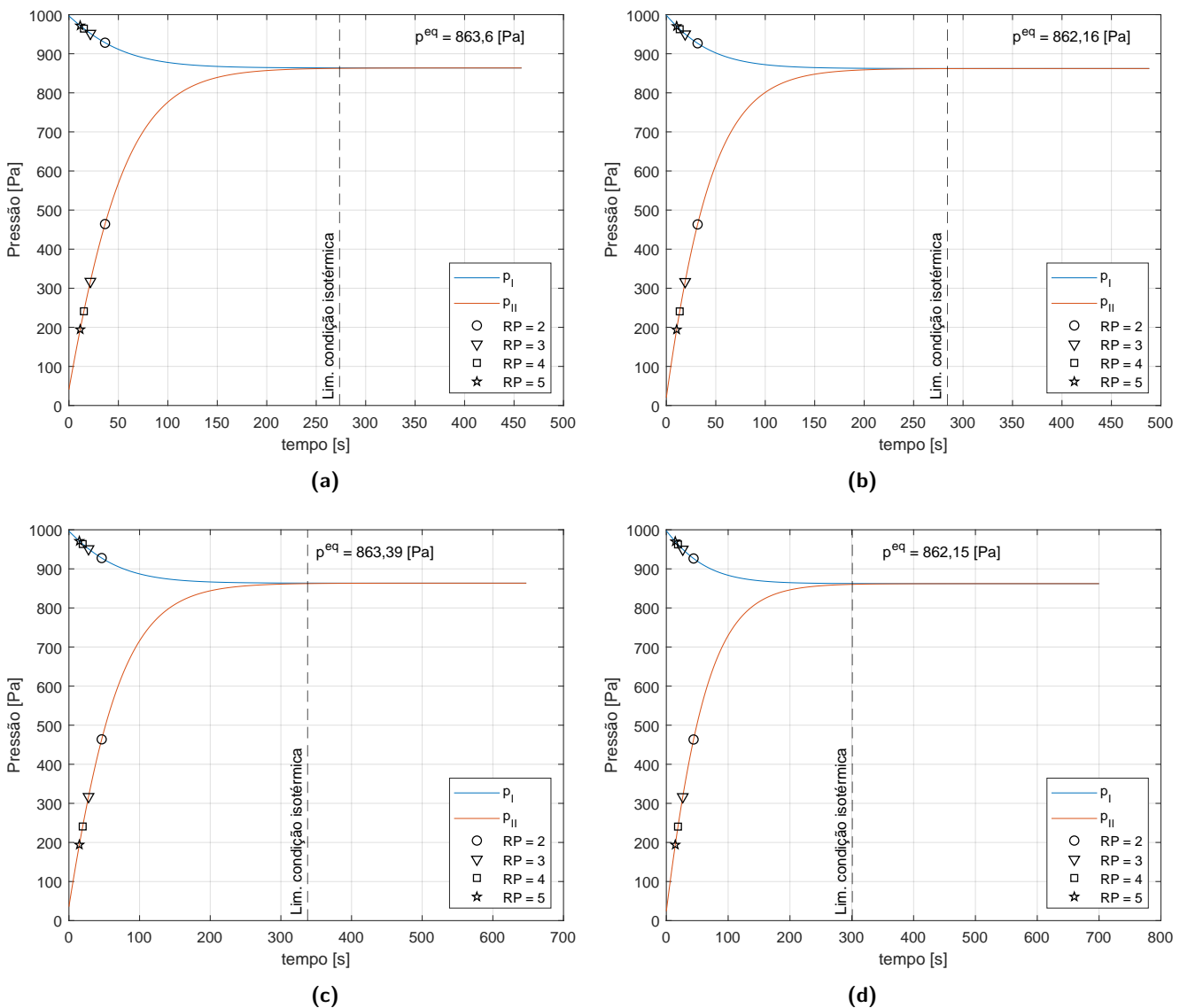
### 5.3 VARIAÇÃO DO COEFICIENTE DE CONDIÇÃO ISOTÉRMICA

Para determinar o coeficiente de condição isotérmica,  $\varepsilon_i$ , de um experimento, primeiramente foi realizado um ajuste de curvas nos dados experimentais de temperatura utilizando uma série de Fourier, dado que essa adequou melhor aos dados coletados. Na sequência, a derivada temporal da temperatura foi calculada numericamente para ser empregada na Equação (4.1b).

Na Figura 5.3, apresentam-se as variações do coeficiente  $\varepsilon_i$  para os respectivos experimentos descritos na Figura 5.2. Para todos os gases, a condição isotérmica  $\varepsilon_{II}$  estende-se por um período brevemente maior do que a condição  $\varepsilon_I$ , ou seja, a hipótese de que o escoamento é isotérmico deixa de ser válida primeiramente no reservatório  $R_I$ . A esse acontecimento, pode ser atribuído a diferença existente entre a dimensão dos volumes dos reservatórios e também ao fato de que  $p_I \gg p_{II}$  principalmente no início do experimento, contribuindo significativamente para que o valor de  $\varepsilon_I$  seja sempre maior.

Dessa forma, dada a prolongação da condição isotérmica no  $R_{II}$ , todas as variáveis dependentes da vazão mássica como, por exemplo, a vazão mássica adimensional e a vazão mássica reduzida, serão calculadas com base nesse reservatório.

De fato, espera-se que os resultados obtidos sejam iguais para os dados de qualquer um dos reservatórios utilizados. Entretanto, sabe-se que, além das diferenças de volume entre eles, há também as incertezas inerentes ao processo de medição, já que são utilizados instrumentos diferentes em cada reservatório. Apesar das diferenças existentes, elas podem ser utilizadas

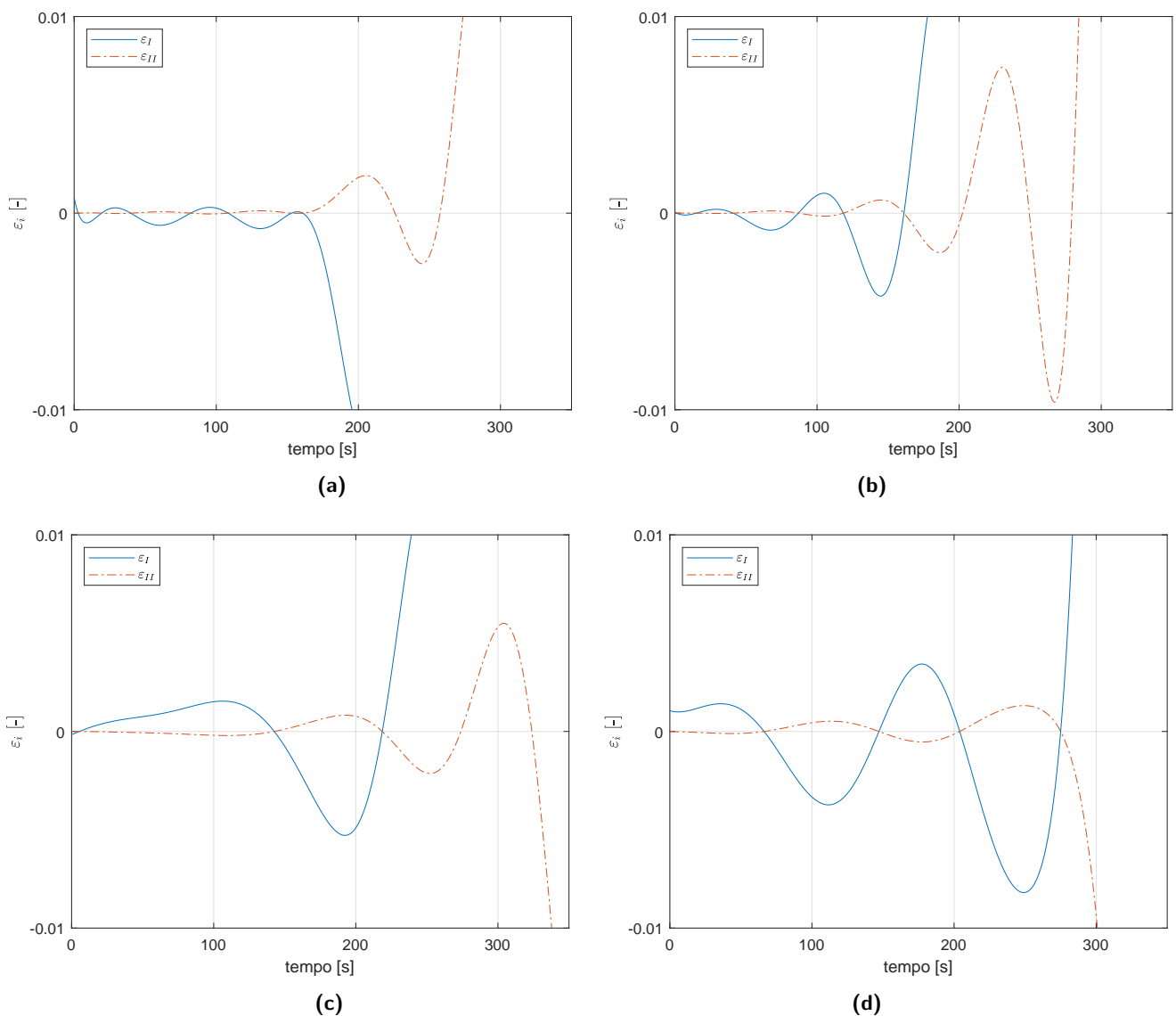


**Figura 5.2** – Curvas de pressão em função do tempo obtidas por meio do ajuste de curvas para os gases (a)  $N_2$ , (b) He, (c) Ar e (d) mistura gasosa para a pressão inicial de 1000 Pa com a representação dos pontos de cada razão de pressão escolhida

para conferir se não há divergência nos resultados obtidos, sinalizando a existência de um provável erro nos cálculos ou até mesmo algum problema na execução do experimento.

#### 5.4 COMPARAÇÃO DA CURVA AJUSTADA DE PRESSÃO ENTRE OS GASES PUROS E A MISTURA GASOSA

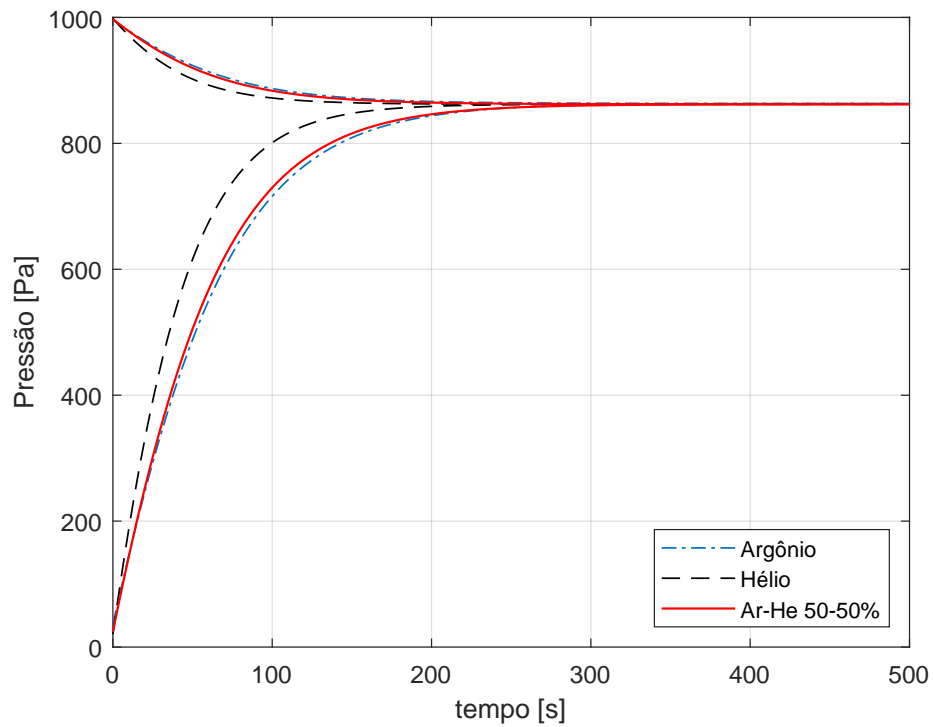
A Figura 5.4 demonstra a comparação das curvas obtidas por meio do ajuste de curvas utilizando a Equação (4.13) para os experimentos realizados a uma pressão inicial de aproximadamente 1000 Pa e 10 Pa entre os gases puros Ar e He e a mistura gasosa. Em ambas as Figuras 5.4a e 5.4b é possível notar que o gás He tem uma curva de pressão mais acentuada, quando comparadas com o Ar e com a mistura, resultando em um menor tempo



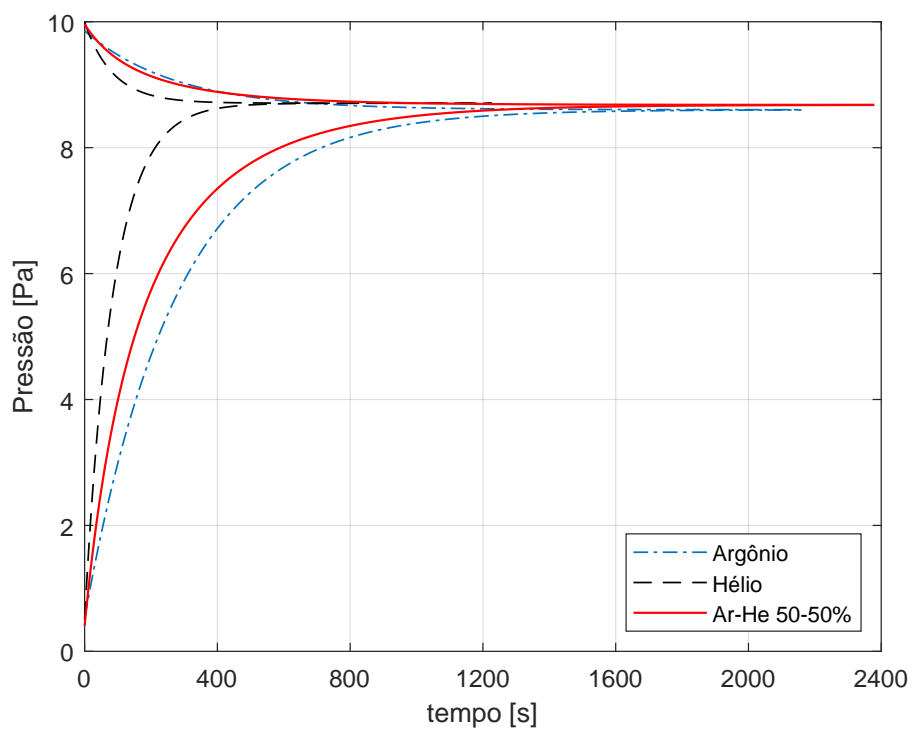
**Figura 5.3** – Variação do  $\varepsilon_i$  para os gases (a)  $N_2$ , (b) He, (c) Ar e (d) mistura gasosa para experimentos realizados com a pressão inicial de 1000 Pa

para atingir a pressão de equilíbrio. A mesma análise pode ser feita com o gás Ar, em que se observa uma curva de pressão mais suave, resultando em um tempo maior para alcançar o equilíbrio. A priori, esse comportamento para ambos os gases era esperado, visto que a massa molar do He é praticamente 10 vezes menor do que a do Ar, como pode ser visto na Tabela 5.1.

Entretanto, a principal observação inferida ao se analisar ambas as Figuras 5.4a e 5.4b está relacionada com a diferença existente entre o comportamento da mistura gasosa nas duas faixas de pressões analisadas e o dos gases puros. O comportamento da curva da mistura gasosa assemelha-se à do gás Ar à pressão inicial de aproximadamente 1000 Pa, dada pela Figura 5.4a, enquanto que, à pressão inicial de 10 Pa, seu comportamento desvia-se completamente daquele do gás Ar, apesar de ainda situar-se entre as curvas dos gases puros como demonstrado



(a)



(b)

Figura 5.4 – Comparação entre as curvas de pressão em função do tempo obtidas por meio do ajuste de curvas para os gases Ar, He e a mistura gasosa nas pressões iniciais (a)  $p_I^0 \approx 1000$  Pa e (b)  $p_I^0 \approx 10$  Pa

pela Figura 5.4b. Uma justificativa para esse comportamento pode ser atribuída ao fenômeno de separação dos gases durante o escoamento no microcanal, como constatado por Sharipov e Kalempa [16]. Esses autores demonstraram que o componente mais leve da mistura gasosa, neste caso o He, escoava mais rapidamente do que o gás de maior massa molecular. Essa diferença de velocidades corrobora com o fato da inclinação da curva inferior de pressão, referente ao reservatório  $R_{II}$ , ser mais elevada no início do experimento. Entretanto, a diferença de velocidades dos componentes gera um gradiente de concentração entre os reservatórios, resultando em um contra-fluxo difusivo do gás mais leve e aumentando o tempo necessário para que a condição de equilíbrio seja alcançada.

É possível observar também que todos os experimentos, sejam eles com o Ar, o He ou a mistura gasosa, levaram mais tempo para alcançar a pressão de equilíbrio quando realizados a pressões mais baixas, sendo que a mistura gasosa leva um tempo brevemente superior do que o Ar. Por fim, vale enfatizar que as pressões iniciais representadas na Figura 5.4 não são exatamente as mesmas, embora sejam bem próximas. O fato é que as válvulas são operadas manualmente, dificultando estabelecer precisamente os mesmos valores iniciais para as pressões e, conseqüentemente, obter os mesmos valores para a pressão de equilíbrio. Por exemplo, para a Figura 5.4a, as pressões iniciais  $p_I$  foram de  $9,96 \times 10^2$  Pa,  $9,98 \times 10^2$  Pa e  $9,97 \times 10^2$  Pa, para o Ar, He e para a mistura gasosa, respectivamente, enquanto que para a Figura 5.4b esses valores foram de 9,86 Pa, 9,99 Pa e 9,96 Pa, para os gases na mesma ordem. As outras pressões iniciais, referentes ao reservatório  $R_{II}$  e todas as incertezas podem ser conferidas nas tabelas contidas no Apêndice C.

## 5.5 VAZÃO MÁSSICA EXPERIMENTAL

Após realizar o ajuste de curvas para todos os experimentos, a vazão mássica do escoamento através do microcanal foi calculada por meio da Equação (4.15). A Figura 5.5 ilustra as curvas das vazões mássicas para os experimentos indicados na Figura 5.2, enquanto a Tabela 5.2 apresenta a diferença entre os valores calculados. Como pode ser visto no detalhe ampliado dessa figura e na tabela, a diferença inicial entre as vazões mássicas de cada reservatório é significativamente pequena. Isso demonstra a convergência dos resultados, garantindo a efetividade do procedimento adotado nos experimentos. As linhas tracejadas representam as incertezas expandidas para a vazão mássica  $\dot{m}_{II}$ .

A Tabela 5.2 apresenta as pressões iniciais, a vazão mássica com as incertezas expandidas para cada reservatório expressas em porcentagem, a diferença percentual entre as vazões mássicas iniciais referentes ao reservatório  $R_{II}$ ,  $\Delta \dot{m}^0$ , a vazão mássica mínima que ocorre no momento em que a condição isotérmica deixa de ser válida,  $\dot{m}_{II}^e$  juntamente com sua incerteza expandida expressa em porcentagem,  $U \dot{m}_{II}^e$ . Para o gás He, nota-se a maior variação da vazão mássica, partindo de  $8,7 \times 10^{-10}$  kg/s para  $4,1 \times 10^{-13}$  kg/s, enquanto que o gás Ar apresentou a menor variação, iniciando em  $5,5 \times 10^{-9}$  kg/s para  $1,1 \times 10^{-11}$  kg/s para esse experimento especificamente. Além disso, considerando-se as mesmas pressões em cada reservatório, a vazão mássica para o gás Ar é sempre maior do que para o gás He. Esse mesmo

**Tabela 5.2** – Vazão mássica inicial em ambos os reservatórios  $R_I$  e  $R_{II}$  obtida em um experimento realizado com pressão inicial  $p_I^0 \approx 1000$  Pa para cada gás

Parâmetro	N <sub>2</sub>	Ar	He	Ar-He
$p_I^0$ [Pa]	9,96731E+02	9,96540E+02	9,98481E+02	9,97476E+02
$p_{II}^0$ [Pa]	4,08633E+01	3,56687E+01	2,00202E+01	2,39426E+01
$\dot{m}_I^0$ [kg/s]	4,82295E-09	5,45112E-09	8,72983E-10	3,32586E-09
$U\dot{m}_I^0$ [%]	2,21	2,21	2,19	2,19
$\dot{m}_{II}^0$ [kg/s]	4,81277E-09	5,47173E-09	8,70823E-10	3,32657E-09
$U\dot{m}_{II}^0$ [%]	2,35	2,35	2,35	2,35
$\Delta\dot{m}^0$ [%]	0,21	0,38	0,25	0,02
$\dot{m}_{II}^\epsilon$ [kg/s]	8,49303E-12	1,12282E-11	4,12409E-13	1,03743E-11
$U\dot{m}_{II}^\epsilon$ [%]	180,92	124,21	590,73	95,57

resultado foi encontrado por [Pitakarnnop \*et al.\* \[66\]](#) e pode ser justificado devido ao fato que, embora as pressões nos dois reservatórios sejam praticamente iguais para ambos os gases, a rarefação de cada gás nas mesmas condições é diferente. Isso ocorre devido às diferentes massas e velocidades médias moleculares de cada gás. As tabelas completas contendo todas as informações referentes às vazões mássicas de todos os experimentos para todos os gases estão disponíveis no Apêndice B.

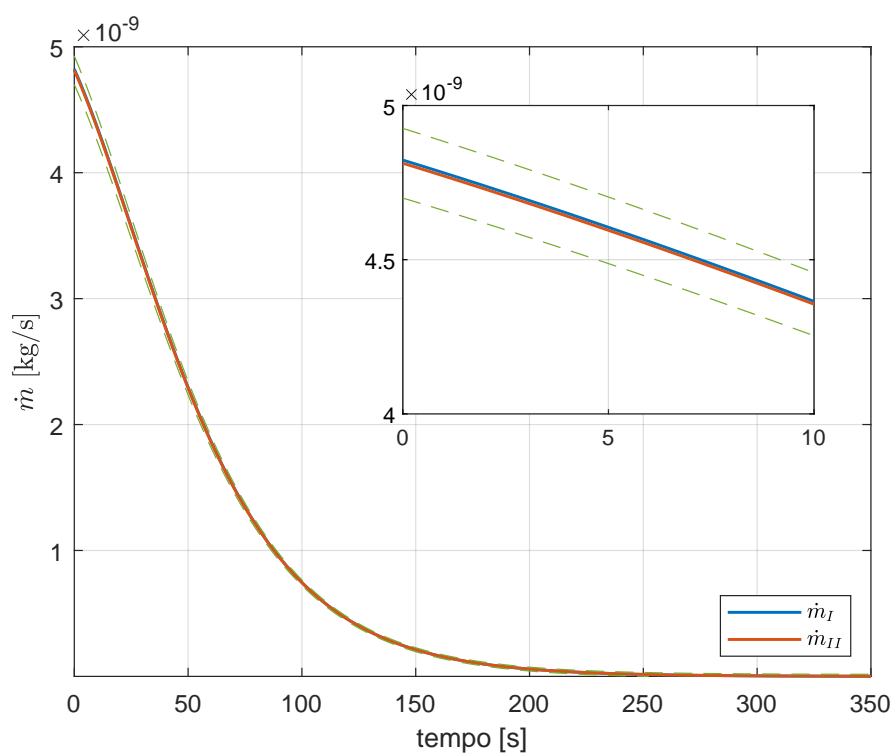
## 5.6 VARIAÇÃO DO KNUDSEN MÉDIO E DO PARÂMETRO DE RAREFAÇÃO MÉDIO AO LONGO DO ESCOAMENTO

A próxima etapa para a obtenção dos coeficientes desejados é calcular o nível de rarefação do escoamento de todos os experimentos para identificar corretamente em qual regime ele estará inserido. Para tanto, calculam-se os números de Knudsen médio ao longo de todo o experimento e, para cada razão de pressões escolhida inicialmente, define-se em qual dos regimes existentes o escoamento será classificado.

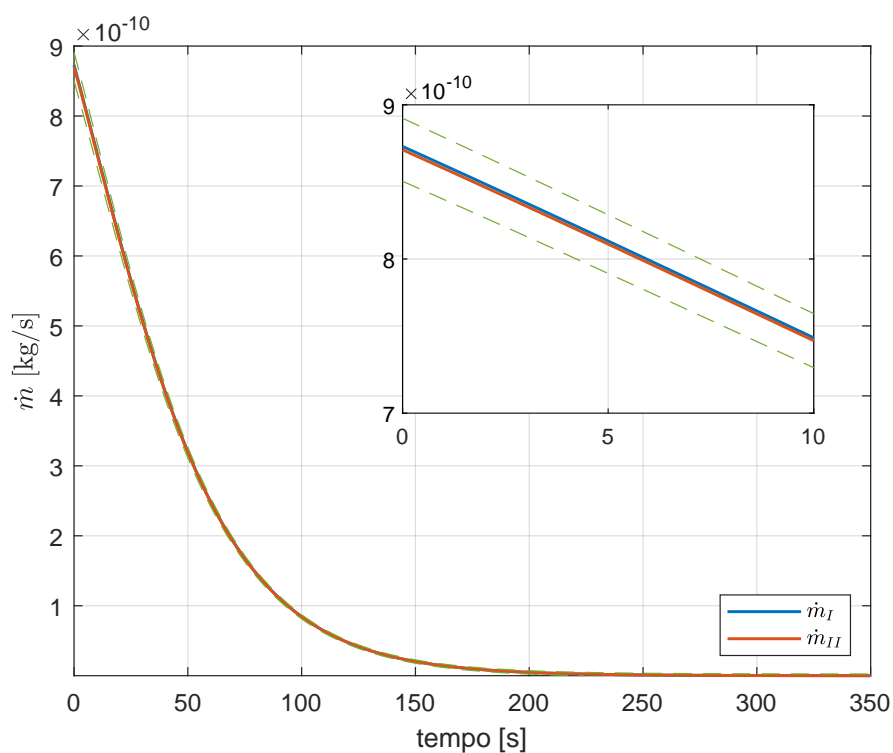
Devido o número de Knudsen ser dependente do MFP, os valores obtidos para o nível de rarefação do escoamento dependem diretamente do modelo molecular utilizado. Visando exemplificar a diferença existente para cada um dos modelos moleculares utilizados neste trabalho, a Figura 5.6 ilustra a variação dos valores de Knudsen médio ao longo de um único experimento realizado com o gás Ar a uma pressão inicial  $p_I^0 \approx 1000$  Pa.

Nota-se da Figura 5.6 que os valores de Knudsen médio calculados com o modelo MM, que não utiliza nenhuma correção para os efeitos da temperatura na viscosidade, são aproximadamente 60 % menores do que aqueles calculados com os modelos HS e Max, que possuem um valor fixo para tal. O modelo VHS, que considera a correção nos valores da viscosidade com relação à temperatura, apresenta um valor intermediário dentre os outros



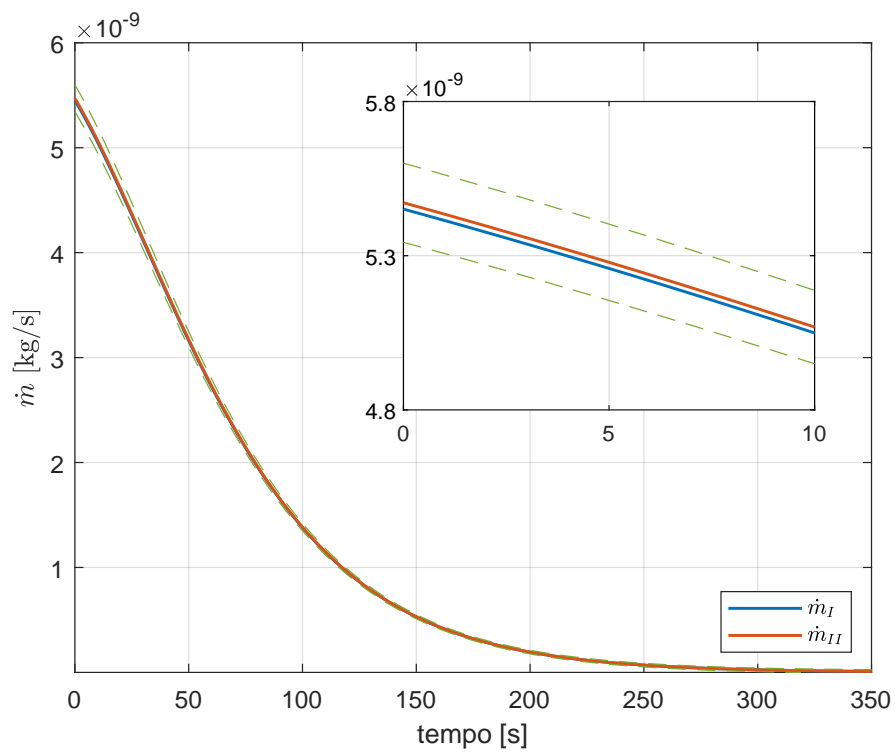


(a)

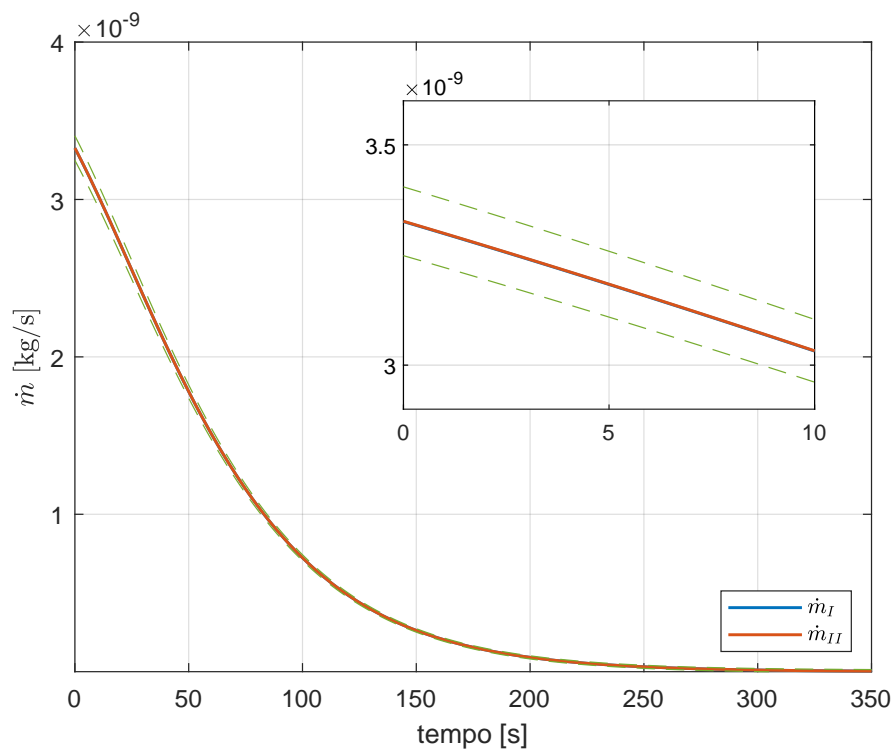


(b)

Figura 5.5 – Curvas das vazões mássicas para os gases (a)  $N_2$ , (b) He, (c) Ar e (d) mistura gasosa obtidas para os experimentos realizados com a pressão inicial  $p_I^0 \approx 1000$  Pa

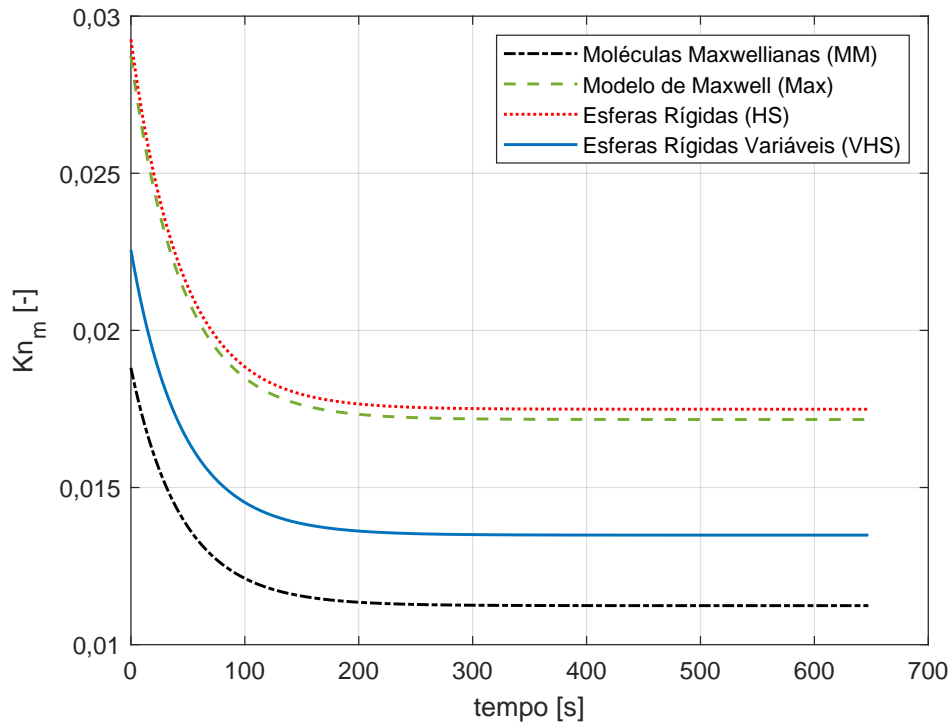


(c)



(d)

Figura 5.5 – Curvas das vazões mássicas para os gases (a)  $N_2$ , (b) He, (c) Ar e (d) mistura gasosa obtidas para os experimentos realizados com a pressão inicial  $p_I^0 \approx 1000$  Pa (continuação)

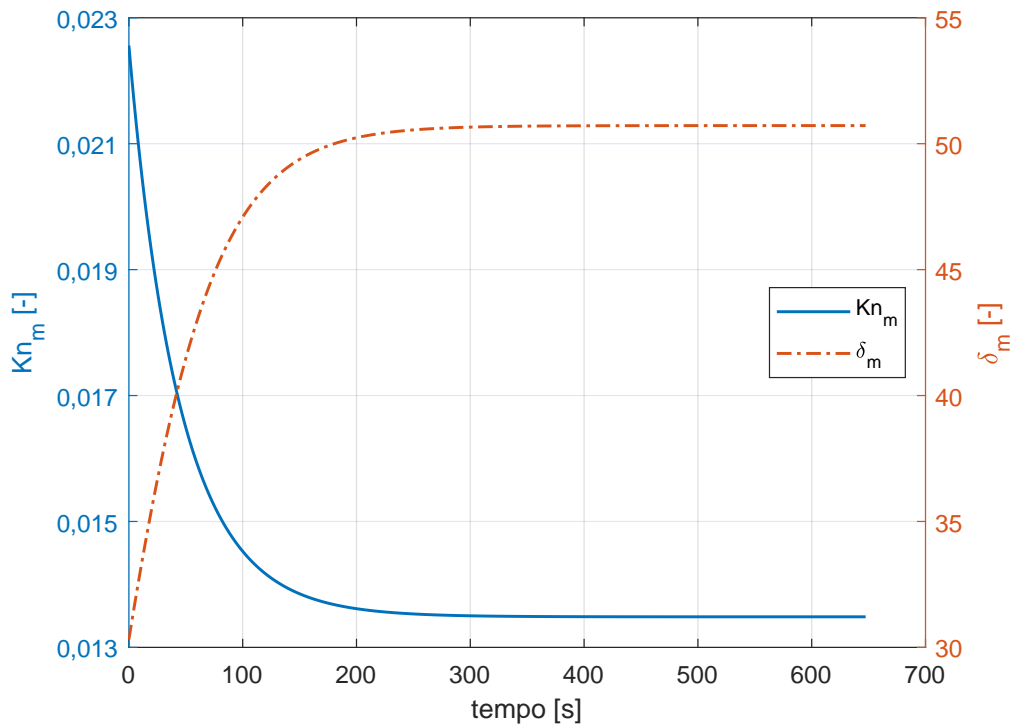


**Figura 5.6** – Diferença existente no valores do número de Knudsen médio entre os diferentes modelos moleculares para um único experimento realizado com o gás Ar partindo de uma pressão inicial  $p_I^0 \approx 1000$  Pa

modelos. Comparando-se os modelos HS e o Max, a diferença encontrada é muito pequena, em que os valores para o modelo HS são aproximadamente 1,86 % maiores do que aqueles calculados com o modelo Max. Com essa análise, observa-se a importância do modelo molecular utilizado, visto que o modelo HS superestima os valores calculados para o Knudsen médio enquanto que o modelo MM acaba subestimando o nível de rarefação do escoamento.

Além do número de Knudsen, utiliza-se também o parâmetro de rarefação,  $\delta$ , calculado pela Equação (2.12), para definir o nível de rarefação de um escoamento, sendo este mais utilizado para aqueles compreendidos no regime de transição e de moléculas livres, apesar de ser válido em qualquer regime. A Figura 5.7 mostra os diferentes valores obtidos para Knudsen médio,  $Kn_m$ , e para o parâmetro de rarefação médio,  $\delta_m$ , obtidos para um único experimento realizado com o gás Ar e com o modelo molecular VHS para a pressão inicial de  $p_I^0 \approx 1000$  Pa.

Ademais, observa-se também que as variações de  $Kn_m$  e  $\delta_m$  ocorrem principalmente no início dos experimentos. Isso se deve ao fato de ambos os parâmetros dependerem da pressão média do escoamento, a qual se inicia com o valor próximo à metade do valor da pressão inicial  $p_I^0$ , já que  $p_{II}^0 \approx 0$  em vários experimentos, e estabiliza-se no final do experimento, em que seu valor torna-se equivalente à pressão de equilíbrio.



**Figura 5.7** – Comparação entre a curva obtida para o Knudsen médio e o parâmetro de rarefação médio para um experimento realizado com gás Ar e uma pressão inicial  $p_I^0 \approx 1000$  Pa utilizando o modelo VHS

## 5.7 INVESTIGAÇÃO DOS ESCOAMENTOS COM NÍVEL DE RAREFAÇÃO ATÉ $Kn_m \approx 0,3$

Após calcular os valores de Knudsen médio para todos os experimentos e para cada razão de pressões, os resultados obtidos são analisados de duas formas diferentes. Na primeira análise, realizada nesta seção, os experimentos que atingem valores até  $Kn_m \approx 0,1$  e  $Kn_m \approx 0,3$  são considerados a fim de extrair os coeficientes de deslizamento e de acomodação utilizando as condições de contorno de primeira e de segunda ordem, respectivamente, nas equações de Navier-Stokes. Na segunda análise, detalhada na próxima seção (Seção 5.9), são considerados os experimentos em todos os níveis de rarefação atingidos para cada razão de pressões utilizada.

Primeiramente, tomando como referência o modelo VHS e  $\mathbb{P} = 5$  para todos os gases, determinam-se as curvas ajustadas de  $S \times Kn_m$  de primeira e segunda ordem para os gases puros e somente de primeira ordem para a mistura gasosa, visto que a separação dos gases pode ser desprezada no regime de deslizamento, e faz-se uma comparação para identificar as diferenças existentes entre elas calculando-se também o erro residual entre os pontos experimentais e as curvas ajustadas. Com as curvas, têm-se também os coeficientes  $B^{exp}$  e  $C^{exp}$ , os quais são usados para obter os coeficientes de deslizamento de primeira e segunda ordem,  $\sigma_p$  e  $\sigma_{2p}$ , respectivamente. Além disso, de modo a investigar a influência do modelo molecular no coeficiente de deslizamento, comparam-se as curvas ajustadas de  $S \times Kn_m$  de segunda ordem dos quatro modelos moleculares empregados para o gás Ar e utilizando a

mesma razão de pressões.

Na sequência, com os coeficientes de deslizamento calculados, determinam-se os diferentes TMACs por meio das relações apresentadas no Capítulo 2. Por fim, adiciona-se uma breve discussão sobre a possibilidade de estender a condição de contorno de segunda ordem para valores até  $Kn_m \approx 1,2$  baseando-se nos dados experimentais coletados para essa faixa de valores e no erro residual entre a curva ajustada e os pontos experimentais.

Ademais, antes prosseguir aos resultados, é importante mencionar que os experimentos utilizados para cada uma das condições de contorno foram determinados com base na maior razão de pressões escolhida neste trabalho, ou seja,  $\mathbb{P} = 5$ . A explicação para isso é a seguinte: devido ao fato da rarefação do escoamento alterar-se no decorrer do experimento, como visto na Figura 5.6, dependendo da razão de pressões considerada, o valor de  $Kn_m$  será diferente. Consequentemente, quanto maior a razão de pressões escolhida, maior o  $Kn_m$ , pois estará mais próximo do início do escoamento. Assim, há situações em que para um experimento qualquer e considerando  $\mathbb{P} = 2$ , observa-se  $Kn_m \leq 0,3$ . Entretanto, para esse mesmo experimento, ao considerar  $\mathbb{P} = 5$ , encontra-se  $Kn_m > 0,3$ . De maneira análoga, ao se tratar da condição de contorno de primeira ordem, o mesmo procedimento é seguido, porém para o valor limite de  $Kn_m \leq 0,1$ . Com isso, caso essa condição não fosse estabelecida, ao comparar os resultados obtidos entre as razões de pressões adotadas, experimentos diferentes estariam sendo avaliados, o que levaria a conclusões incorretas. Portanto, partindo da  $\mathbb{P} = 5$  ao se analisar as razões de pressões inferiores, os experimentos considerados serão sempre os mesmos, garantindo uma comparação adequada.

### 5.7.1 Coeficientes $B^{exp}$ e $C^{exp}$ obtidos pelo ajuste de curvas

De modo a obter a vazão mássica dimensional  $S$ , basta dividir a vazão mássica  $\dot{m}$  obtida em cada experimento, calculada pela Equação (4.15), pela vazão mássica de Poiseuille,  $\dot{m}_{po}$  (Equação (4.21)). Na sequência, extraem-se os valores de  $S$  com cada uma das razões de pressões escolhidas, tanto para os gases puros quanto para a mistura gasosa. O mesmo procedimento deve ser realizado para obter os valores de  $Kn_m$  com as mesmas condições. Logo depois, selecionando os pontos compreendidos na condição de  $Kn_m \leq 0,1$  para a primeira ordem e  $Kn_m \leq 0,3$  para a segunda ordem, plota-se as curvas de  $S \times Kn_m$ . Por meio de um ajuste de curvas utilizando o método dos mínimos quadrados baseado na Equação (4.25) com  $A^{exp} = 1$ , obtém-se a curva ajustada e, consequentemente, os coeficientes  $B^{exp}$  e  $C^{exp}$  para a segunda ordem. Dado que a condição de contorno de segunda ordem é uma extensão daquela de primeira ordem, basta definir  $C^{exp} = 0$  para a determinar o coeficiente referente à primeira ordem.

A Tabela 5.3 exhibe os coeficientes  $B^{exp}$  e  $C^{exp}$  para a primeira e a segunda ordem obtidos com o modelo VHS e o gás Ar para cada uma das razões de pressões escolhidas. Além disso, apresenta-se também os valores do coeficiente de determinação ajustado,  $R^2$ , do SSE (do inglês, *Sum of Square Error*) e do RMSE (do inglês, *Root Mean Square Error*). O coeficiente SSE é dado por  $SSE = \sum_{j=1}^n e_j^2$ , em que  $e = S_{me}^{exp} - S_{aj}^{exp}$ , também conhecido como erro residual,

**Tabela 5.3** – Coeficientes obtidos por meio do ajuste de curvas de 1° (valores superiores) e de 2° ordem (valores inferiores) para cada razão de pressões utilizando o gás Ar e o modelo molecular VHS

	$\mathbb{P}$	$B^{exp}$	$C^{exp}$	$R^2$	SSE	RMSE
VHS	2	$12,7029 \pm 0,0268$	-	0,9997	0,0010	0,0045
		$12,3940 \pm 0,0636$	$4,8855 \pm 0,3950$	0,9998	0,0082	0,0098
	3	$12,7654 \pm 0,0325$	-	0,9996	0,0018	0,0059
		$12,4604 \pm 0,0553$	$4,6530 \pm 0,3129$	0,9999	0,0075	0,0094
	4	$12,7978 \pm 0,0367$	-	0,9995	0,0026	0,0071
		$12,4949 \pm 0,0535$	$4,5170 \pm 0,2873$	0,9999	0,0078	0,0096
	5	$12,8177 \pm 0,0396$	-	0,9994	0,0032	0,0079
		$12,5160 \pm 0,0533$	$4,4284 \pm 0,2773$	0,9999	0,0083	0,0099

é a diferença entre o ponto experimental medido,  $S_{me}^{exp}$ , e o ponto obtido pela curva ajustada,  $S_{aj}^{exp}$ , e  $n$  é o número de experimentos considerados. Já o RMSE é a raiz quadrada do erro residual médio, portanto,  $RMSE = \sqrt{SSE/n}$ . Esses coeficientes permitem avaliar de uma forma mais abrangente as curvas ajustadas encontradas, pois, além de constatar a qualidade da curva obtida por meio do  $R^2$ , também auxilia na verificação da existência de pontos muito dispersos, já que o erro residual apresentaria valores elevados.

Como pode ser notado pela mesma tabela, todos os valores de  $R^2 > 0,999$  para as curvas ajustadas. Os coeficientes SSE e RMSE também apresentaram valores consideravelmente baixos, o que corrobora com o fato de que as curvas ajustadas adequaram-se muito bem aos dados experimentais coletados. Com relação a todos os outros gases, razões de pressões e modelo moleculares, o mesmo comportamento foi notado, como pode ser observado nos valores tabelados no Apêndice F. Portanto, avaliando os resultados encontrados, conclui-se que a utilização das equações de Navier-Stokes com as condições de contorno de deslizamento se adequam de maneira satisfatória aos dados experimentais coletados.

Ao alterar a razão de pressões, percebe-se que o coeficiente  $B^{exp}$  não apresenta uma variação significativa, em que a maior diferença encontrada foi de aproximadamente 1 % entre  $\mathbb{P} = 2$  e  $\mathbb{P} = 5$  para a condição de segunda ordem. No entanto, para o coeficiente  $C^{exp}$ , observa-se um comportamento oposto, com uma diferença de aproximadamente 10 % para as mesmas razões de pressões. Avaliando-se as incertezas obtidas a partir do desvio-padrão fornecido pelo ajuste de curvas, observa-se que elas também são maiores para  $C^{exp}$ , sendo próximas de 8 %, enquanto que, para  $B^{exp}$ , os valores ficam próximos a 0,5 %. Esse mesmo comportamento foi apontado por outros autores como, por exemplo, [Ewart et al. \[25\]](#) e [Perrier et al. \[24\]](#), que observaram, respectivamente, para  $B^{exp}$ , valores de incertezas próximos a 1,7 % e 1,8 % e, para  $C^{exp}$ , 11 % e 12,6 % levando em conta o mesmo gás, razão de pressões e modelo molecular.

De modo a apresentar uma análise completa, as curvas de primeira e segunda ordem para os gases puros e a de primeira ordem para a mistura gasosa, obtidas com o modelo molecular VHS com  $\mathbb{P} = 5$ , são ilustradas pelas Figuras 5.8 a 5.11. Além disso, para cada curva de  $S \times Kn_m$ , foram apresentados também os erros residuais em porcentagem. As barras horizontais referentes às incertezas dos valores de  $Kn_m$  foram omitidas, uma vez que os valores são muito pequenos e impediriam a visualização dos pontos com clareza. Contudo, todas as incertezas foram calculadas e estão descritas nas tabelas do Apêndice C. Visto que as figuras possuem uma grande quantidade de pontos aglomerados, optou-se por ampliar essa região de modo facilitar a visualização e a identificação de todos eles.

Por meio das Figuras 5.8b, 5.9b, 5.10b e 5.11b, que ilustram os erros residuais, com exceção do gás He, a utilização da condição de segunda ordem melhorou a adequação da curva com os pontos experimentais, uma vez que os erros encontrados para a segunda ordem foram menores. Além disso, o coeficiente de determinação para a segunda ordem também foi muito próximo da unidade para todas as condições testadas. Isso demonstra que os efeitos de segunda ordem tornam-se mais evidentes com o aumento da rarefação do escoamento.

Para o gás He, apesar o erro residual na faixa de valores para  $Kn_m \approx 0,1$  ter apresentado um leve aumento ao utilizar a condição de contorno de segunda ordem, como ilustrado pela Figura 5.9, a diferença resultante é consideravelmente pequena, com valores próximos a 0,7%. Infelizmente, devido aos transdutores de pressão disponíveis na bancada experimental captarem pressões somente até 1333 Pa, não foi possível atingir valores menores de rarefação para esse gás, impossibilitando realizar experimentos que alcançassem uma rarefação mais próxima do regime hidrodinâmico. Contudo, é possível concluir que ambas as ordens apresentam uma boa adequação da curva ajustada com os dados experimentais.

Embora somente a condição de contorno de primeira ordem tenha sido utilizada na análise da mistura gasosa, percebe-se que o erro relativo percentual ficou próximo daqueles encontrados para os gases puros até uma faixa próxima de  $Kn_m \approx 0,08$ . À medida que o escoamento vai se aproximando do fim do regime de deslizamento, observa-se que os pontos começam a divergir da curva ajustada de primeira ordem. Como apontado por Sharipov e Kalempa [16], a separação dos gases torna-se evidente no regime de transição e, consequentemente, essa divergência encontrada pode estar associada ao início desse fenômeno. Contudo, não é possível afirmar com exatidão que isto esteja ocorrendo, visto que a bancada experimental não dispunha dos instrumentos necessários para a coleta de informações sobre a concentração dos gases ao longo dos escoamentos.

Alguns autores como Arkilic *et al.* [64] e Ewart *et al.* [25, 36] utilizaram a condição de contorno de primeira ordem para valores além do regime de deslizamento. Como é possível notar nas Figuras 5.8 a 5.11, caso a mesma abordagem fosse adotada, os resultados tenderiam a valores incorretos, já que a curva obtida para a primeira ordem desvia-se completamente daquela de segunda ordem. Assim, com base nos resultados alcançados nesse trabalho, conclui-se que para valores acima de  $Kn_m \approx 0,1$  a utilização da condição de contorno de segunda ordem é mais adequada para caracterizar corretamente os efeitos causados pela rarefação.

Ao se compararem as curvas obtidas para cada gás, observa-se que a curva do gás Ar

possui uma inclinação maior do que a do  $N_2$ , ou seja, o gás Ar desliza mais do que o  $N_2$ , que por sua vez é maior do que a do He. Maurer *et al.* [43] também encontrou o mesmo comportamento em seus experimentos, apesar da diferença entre os gases ser pequena e estar inclusa na dispersão dos dados coletados. Apesar da mistura gasosa ter sido avaliada somente até  $Kn_m \leq 0,1$ , é possível notar que ela apresenta um deslizamento maior do que os gases puros que a compõe. Os valores dos coeficiente de deslizamento viscoso, que validam essas observações, serão apresentado logo na sequência.

No geral, a adequação de todas as curvas obtidas com os dados experimentais foi excelente, dado que o maior erro residual encontrado foi de 1,7 % para o Ar e de 2,4 % para a mistura gasosa. Além disso, os baixos valores do erro residual associados à baixa dispersão dos dados contribuíram para uma incerteza menor para os valores dos coeficientes de deslizamento viscoso e de acomodação.

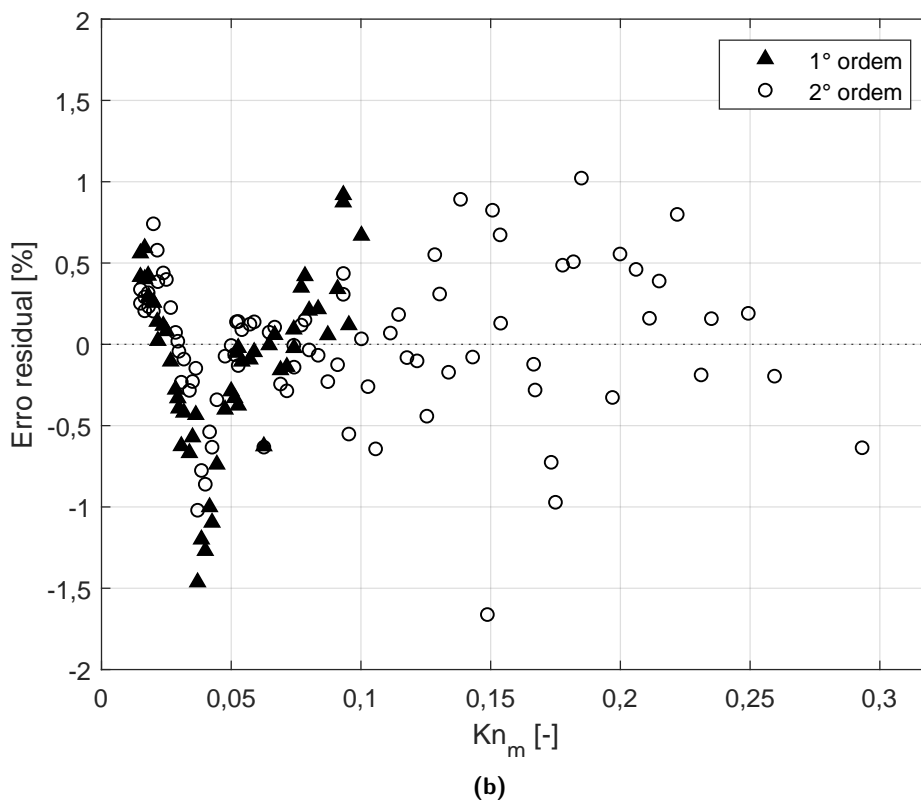
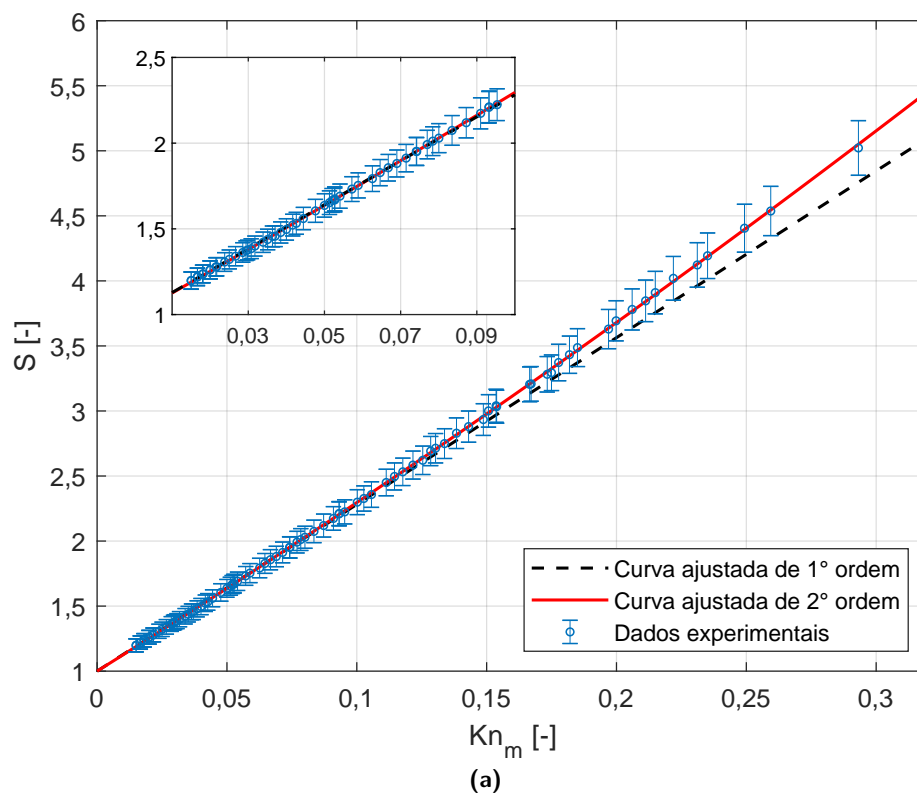
### 5.7.2 Coeficientes de deslizamento viscoso de primeira e segunda ordem

A partir dos coeficientes  $B^{exp}$  e  $C^{exp}$  obtidos por meio do ajuste de curvas, basta aplicar as Equações (4.24a) e (4.24b) para calcular os coeficientes de deslizamento de primeira e de segunda ordem para cada uma das quatro razões de pressões e modelo molecular adotados.

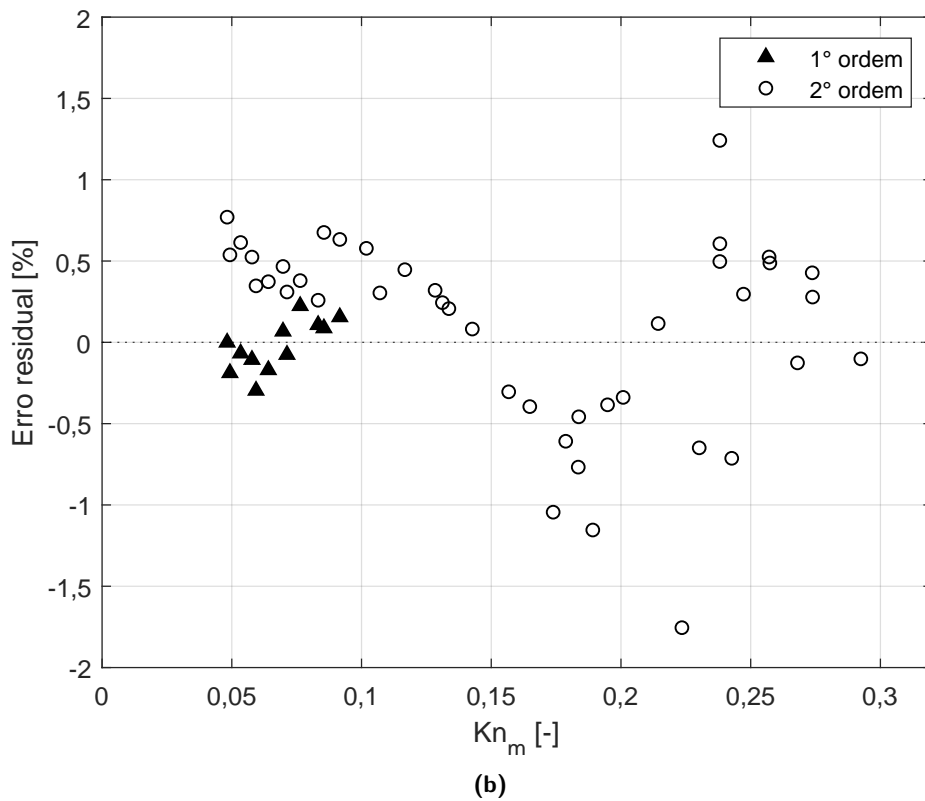
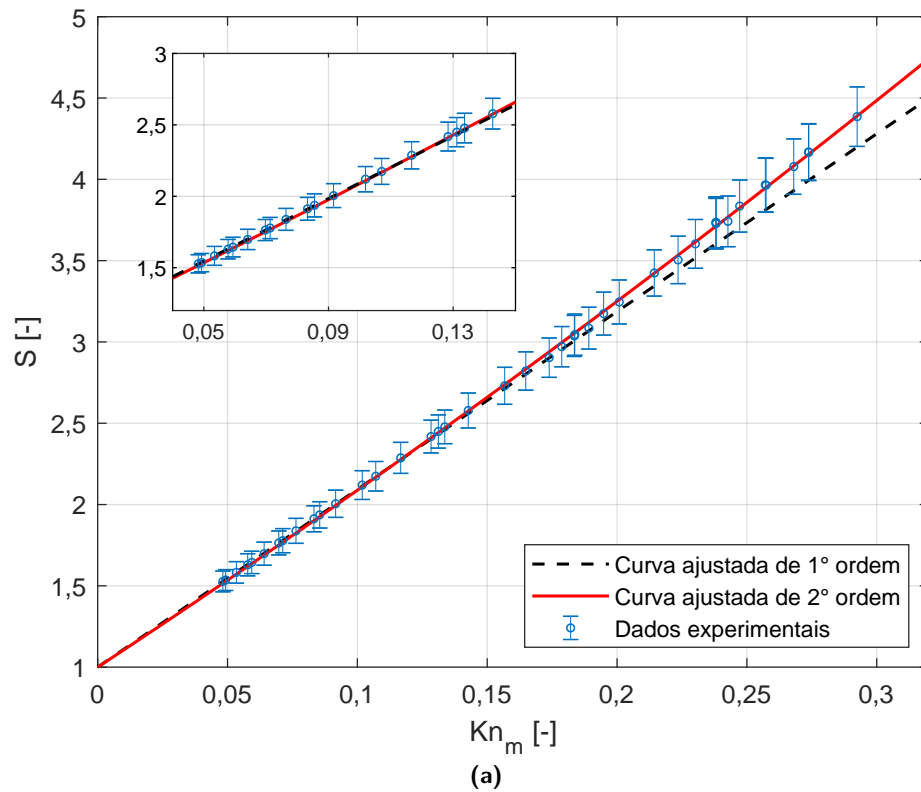
A Tabela 5.4 apresenta, para cada razão de pressões e gás utilizados, os valores dos coeficientes  $\sigma_p$ , calculados para a condição de contorno de primeira e segunda ordem, e do  $\sigma_{2p}$  e a faixa de valores do número de Knudsen para cada um deles. A partir dos resultados obtidos, nota-se que, para os gases puros, a variação média observada para o  $\sigma_p$  foi próxima de 1 %, sendo a maior variação encontrada de 1,93 % para o coeficiente obtido com a condição de contorno de primeira ordem e 1,16 % com a de segunda ordem para o gás He. Com relação ao coeficiente  $\sigma_{2p}$ , observa-se uma variação mais significativa, em que as maiores variações encontradas foram de, aproximadamente, 24 % para o gás  $N_2$  e 35 % para o gás He. É importante mencionar que essas diferenças foram encontradas com base na menor e na maior razões de pressões utilizadas, ou seja,  $P = 2$  e  $P = 5$ . Além disso, esse mesmo comportamento também é observado para os outros modelos moleculares empregados neste trabalho, como pode ser observado por meio das tabelas do Apêndice F. Deste modo, é possível afirmar que o coeficiente  $\sigma_p$  não é dependente da razão de pressões escolhida seja para a condição de contorno de primeira ou de segunda ordem. Como será visto na sequência, essa não-dependência será refletida para os valores de TMAC, uma vez que há uma relação direta entre ambos os coeficientes. Por outro lado, o coeficiente  $\sigma_{2p}$  demonstrou uma dependência com a variação das razões de pressões. Essa dependência também pode ser observada nos trabalhos de Silva [39] e Ewart *et al.* [25, 38], em que foram observadas variações de cerca de 43, 124 e 29 %, respectivamente. Isso demonstra a dificuldade existente em se determinar um valor fixo para empregá-lo como um parâmetro universal, já que esse coeficiente é muito sensível a diferentes parâmetros.

Dadas as limitações da bancada experimental e, conseqüentemente, da hipótese adotada em que foi possível desconsiderar a separação dos gases no regime de deslizamento [79], no

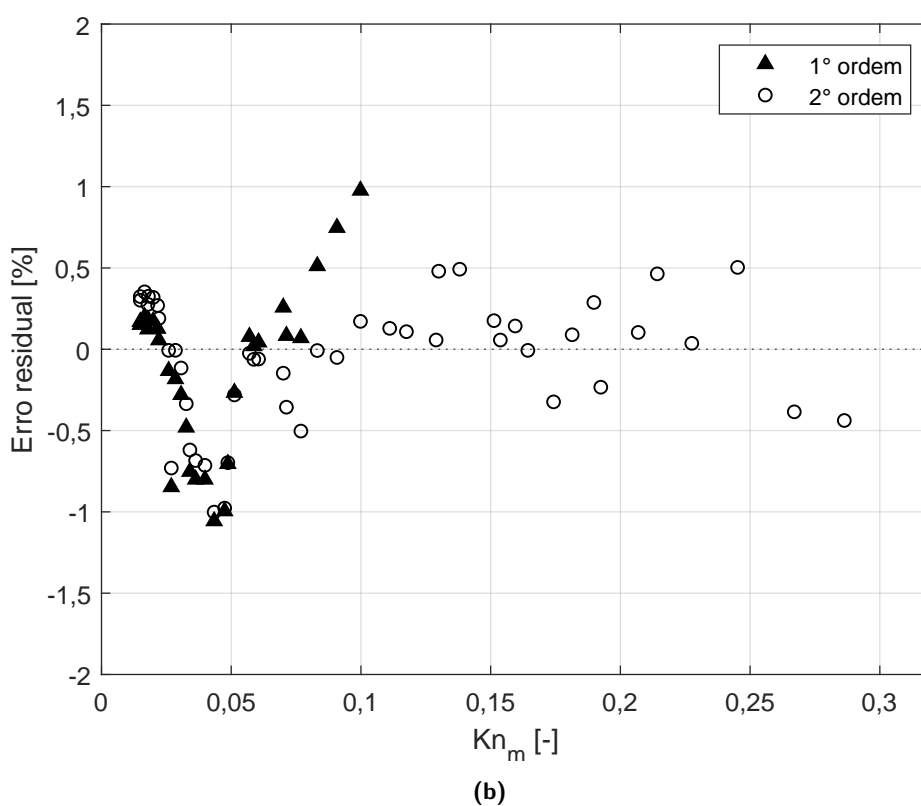
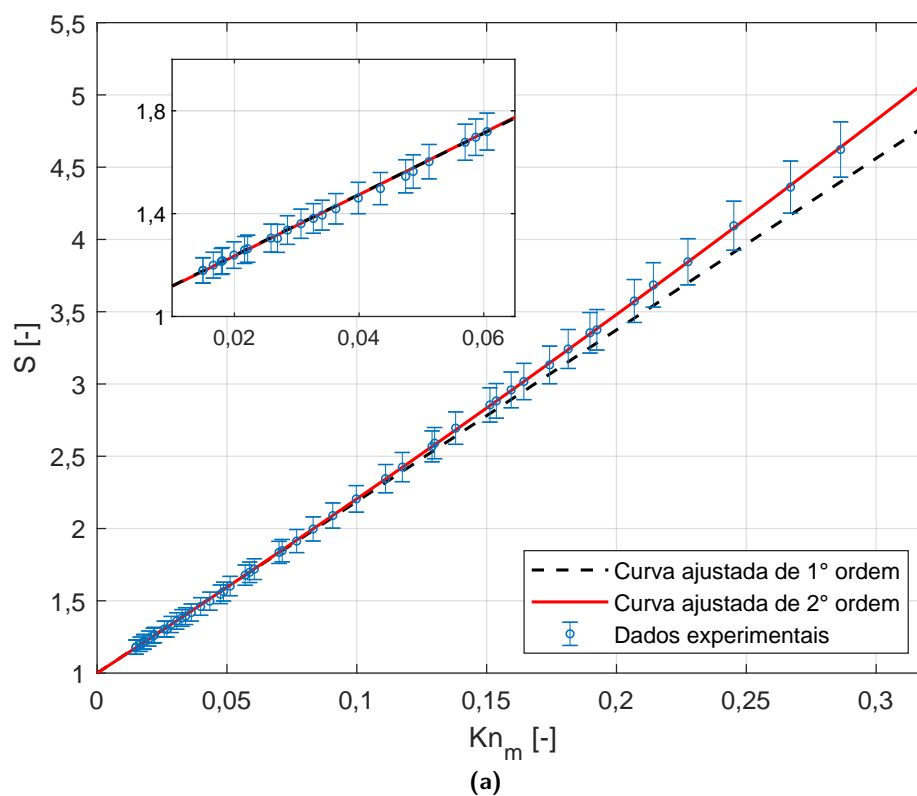




**Figura 5.8** – (a) Curvas ajustadas de primeira (---) e segunda (—) ordem da vazão mássica adimensional em relação ao número de Knudsen médio e (b) Erro residual percentual para a primeira ( $\blacktriangle$ ) e segunda ( $\circ$ ) ordem utilizando o gás Ar com o modelo VHS e  $\mathbb{P} = 5$



**Figura 5.9** – (a) Curvas ajustadas de primeira (---) e segunda (—) ordem da vazão mássica adimensional em relação ao número de Knudsen médio e (b) Erro residual percentual para a primeira ( $\blacktriangle$ ) e segunda ( $\circ$ ) ordem utilizando o gás He com o modelo VHS e  $\mathbb{P} = 5$



**Figura 5.10** – (a) Curvas ajustadas de primeira (---) e segunda (—) ordem da vazão mássica adimensional em relação ao número de Knudsen médio e (b) Erro residual percentual para a primeira ( $\blacktriangle$ ) e segunda ( $\circ$ ) ordem utilizando o gás  $N_2$  com o modelo VHS e  $P = 5$

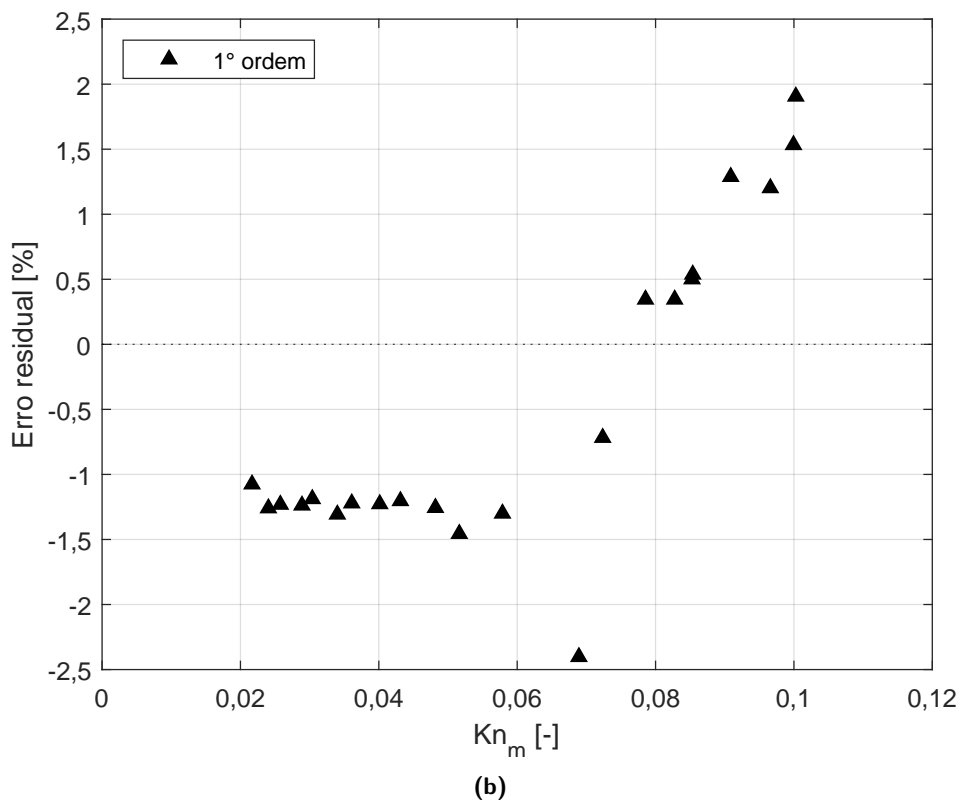
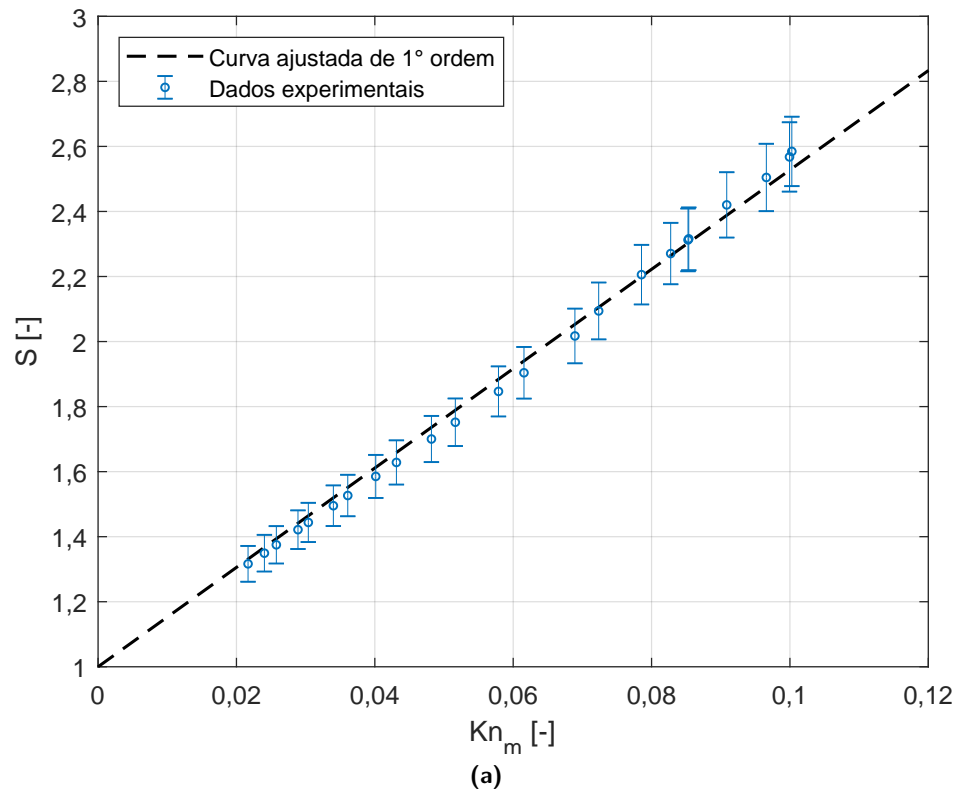


Figura 5.11 – (a) Curva ajustada de primeira ordem da vazão mássica adimensional em relação ao número de Knudsen médio e (b) Erro residual percentual para a primeira ordem utilizando a mistura gasosa com o modelo VHS e  $\mathbb{P} = 5$

**Tabela 5.4** – Coeficientes de deslizamento de 1° (valores superiores) e de 2° ordem (valores inferiores) referentes a cada razão de pressões e utilizando o modelo molecular VHS para cada gás

	$\mathbb{P}$	$\sigma_p$	$\sigma_{2p}$	$Kn_m^{min}$	$Kn_m^{max}$	
$N_2$	2	$1,0754 \pm 0,0044$	-	0,0125	0,0835	
		$1,0596 \pm 0,0057$	$0,0608 \pm 0,0059$		0,2397	
	3	$1,0803 \pm 0,0053$	-	0,0137	0,0917	
		$1,0644 \pm 0,0053$	$0,0557 \pm 0,0047$		0,2630	
	4	$1,0828 \pm 0,0060$	-	0,0145	0,0966	
		$1,0669 \pm 0,0055$	$0,0519 \pm 0,0044$		0,2770	
	5	$1,0844 \pm 0,0064$	-	0,0149	0,0998	
		$1,0684 \pm 0,0057$	$0,0489 \pm 0,0042$		0,2863	
	Ar	2	$1,0860 \pm 0,0023$	-	0,0126	0,0839
			$1,0596 \pm 0,0054$	$0,0687 \pm 0,0056$		0,2454
3		$1,0914 \pm 0,0028$	-	0,0138	0,0920	
		$1,0653 \pm 0,0047$	$0,0619 \pm 0,0042$		0,2693	
4		$1,0942 \pm 0,0031$	-	0,0145	0,0969	
		$1,0683 \pm 0,0046$	$0,0572 \pm 0,0036$		0,2836	
5		$1,0959 \pm 0,0034$	-	0,0150	0,1002	
		$1,0701 \pm 0,0046$	$0,0536 \pm 0,0034$		0,2932	
He		2	$1,0538 \pm 0,0018$	-	0,0404	0,0768
			$1,0211 \pm 0,0063$	$0,0798 \pm 0,0063$		0,2448
	3	$1,0651 \pm 0,0020$	-	0,0443	0,0842	
		$1,0276 \pm 0,0087$	$0,0697 \pm 0,0075$		0,2686	
	4	$1,0710 \pm 0,0022$	-	0,0466	0,0887	
		$1,0311 \pm 0,0102$	$0,0633 \pm 0,0079$		0,2829	
	5	$1,0746 \pm 0,0024$	-	0,0482	0,0916	
		$1,0331 \pm 0,0112$	$0,0589 \pm 0,0081$		0,2925	
	Ar-He	2	$1,3103 \pm 0,0107$	-	0,0182	0,0840
			-	-		-
3		$1,3287 \pm 0,0139$	-	0,0199	0,0921	
		-	-		-	
4		$1,3382 \pm 0,0157$	-	0,0210	0,0970	
		-	-		-	
5		$1,3441 \pm 0,0168$	-	0,0217	0,1003	
		-	-		-	

presente trabalho limitou-se a determinar somente o coeficiente de deslizamento viscoso para a mistura gasosa. Deste modo, as condições utilizadas foram as mesmas empregadas para os gases puros, em que se calculou  $\sigma_p$  para as quatro razões de pressões em cada modelo molecular.

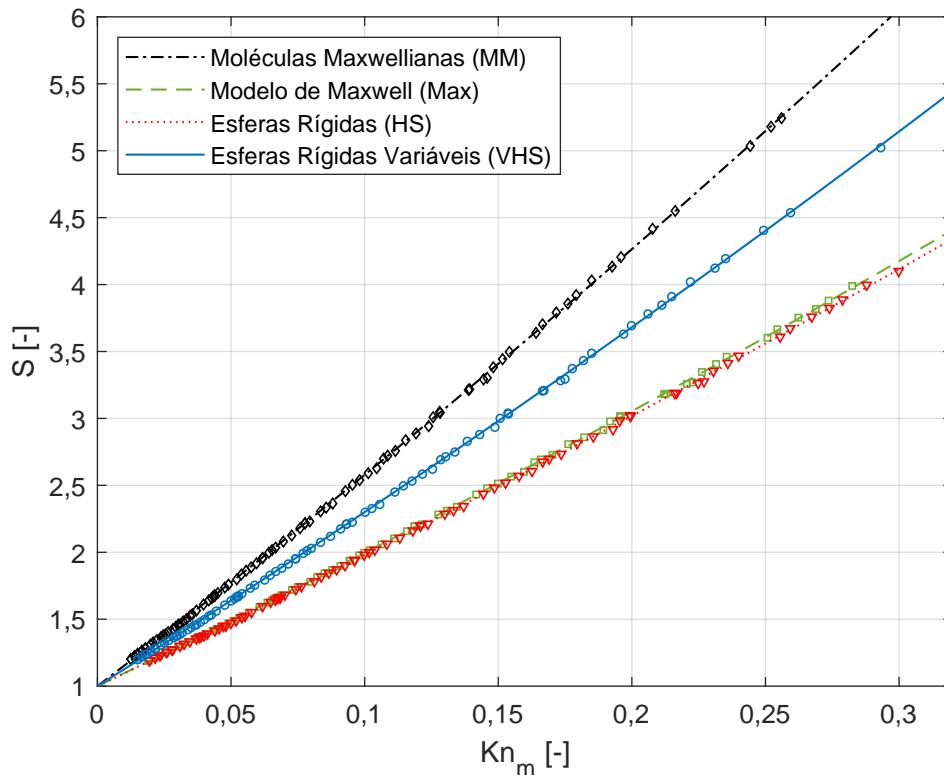
Os resultados obtidos para a mistura apresentam valores de  $\sigma_p$  superiores àqueles encontrados para os gases que a compõe, quando estes são analisados individualmente. De maneira semelhante ao observado para os gases puros, com o aumento da razão de pressões, também ocorre o aumento do valor de  $\sigma_p$ . Contudo, esse acréscimo no valor é próximo a 2%, similarmente ao que foi obtido para o  $\sigma_p$  de primeira ordem para o gás He, indicando que a dependência neste parâmetro pode ser desprezada. Além disso, nota-se uma incerteza maior para esse coeficiente, se comparado com os gases puros. Uma justificativa para isso pode ser associada ao fato de que, com a proximidade do fim do regime de deslizamento, o fenômeno de separação dos gases se intensifica e altera o comportamento do gás. Essa variação pode ser visualizada na Figura 5.11, em que os pontos experimentais deixam de apresentar uma tendência linear à medida que os valores vão se aproximando de  $Kn_m \approx 0,1$ .

Os resultados encontrados para o coeficiente  $\sigma_p$  podem ser comparados com aqueles encontrados nos experimentos de Yamaguchi *et al.* [71], em que foi adotada a mesma abordagem ao lidar com os escoamentos de uma mistura gasosa de Ar e He em diferentes concentrações. O resultado encontrado pelos autores ao considerarem uma faixa de razões de pressões de  $\mathbb{P} = 1,5$  a  $2,8$  e a concentração de 50 - 50% foi de  $\sigma_p = 1,3910 \pm 0,0330$  para a faixa de valores de Knudsen médio entre 0,019 a 0,078. No presente trabalho, adotando a mesma faixa de valores para as razões de pressões, o valor obtido foi de  $\sigma_p = 1,3025 \pm 0,0031$ , ou seja, uma diferença de, aproximadamente, 6,7%. Essa diferença pode estar associada a dois fatores: a faixa de valores do número de Knudsen médio empregada nos experimentos e o revestimento interno do microcanal utilizado nos experimentos, que foi de sílica fundida. Outro trabalho experimental a ser mencionado foi realizado por Bentz *et al.* [69], encontrando  $\sigma_p = 1,5249$  ao utilizarem a técnica de medidor de esfera rotativa (SRG) em seus experimentos. Alguns resultados numéricos também foram reportados na literatura. Entre eles, podem ser citados Sharipov e Kalempa [10] e Siewert e Valougeorgis [83], cujo resultados reportados foram de  $\sigma_p = 1,151$  e  $\sigma_p = 1,150$ , respectivamente. Apesar de discrepantes, a diferença pode ser justificada pelo fato de que ambos as referências consideraram  $TMAC = 1$ , ou seja uma acomodação difusa.

### 5.7.3 Variação dos coeficientes de deslizamento viscoso para os diferentes modelos moleculares

Como demonstrado na Seção 5.6, dependendo do modelo molecular escolhido, os valores de Knudsen médio se alteram significativamente. Dessa forma, é importante avaliar de que forma essa variação afeta os valores dos coeficientes de deslizamento viscoso para cada um dos modelos.

Comparando-se as curvas ajustadas de  $S \times Kn_m$  obtidas para o gás Ar e  $\mathbb{P} = 5$  de cada



**Figura 5.12** – Diferença existente nas vazões mássicas adimensionais entre cada modelo molecular para o gás Ar e  $P = 5$

modelo molecular, nota-se uma grande diferença entre elas, como ilustrado na Figura 5.12. Para um mesmo valor de Knudsen médio, por exemplo,  $Kn_m = 0,15$ , os respectivos valores para a vazão mássica adimensional são  $S^{MM} \approx 3,4$ ,  $S^{VHS} \approx 3$  e  $S^{HS} \approx S^{Max} \approx 2,5$ .

Estendendo essa análise para todos os gases, obtém-se os valores para os coeficientes de deslizamento viscoso  $\sigma_p$  e  $\sigma_{2p}$ , os quais estão organizados na Tabela 5.5. Avaliando-os, percebe-se que, embora haja uma grande diferença entre as vazões mássicas adimensionais, os valores de  $\sigma_p$  apresentam variações muito pequenas, principalmente se comparadas com aquelas encontradas para  $\sigma_{2p}$ .

Considerando os gases puros e fazendo uma comparação entre os modelos VHS e HS, o He apresentou as maiores diferenças para o coeficiente  $\sigma_p$ , os quais foram aproximadamente 1,7% e 2% para a primeira e a segunda ordem, respectivamente. Para o coeficiente  $\sigma_{2p}$ , observou-se uma dependência mais significativa do modelo molecular empregado, no qual a diferença entre o maior e o menor valor calculados variou em cerca de 30%, em média, para todos esses gases.

Em se tratando da mistura gasosa, a diferença entre o coeficiente  $\sigma_p$  foi mais significativa. Entre os modelos Max e MM, os quais apresentaram o menor e o maior valor, respectivamente, a diferença foi de, aproximadamente, 4,1%. Desse modo, como essa diferença é praticamente o dobro daquela encontrada para os gases puros, percebe-se que o modelo molecular apresenta uma leve influência no coeficiente de deslizamento.

**Tabela 5.5** – Coeficientes de deslizamento de 1° (valores superiores) e de 2° ordem (valores inferiores) de todos os gases e modelos moleculares adotados considerando  $\mathbb{P} = 5$

	Modelo	$\sigma_p$	$\sigma_{2p}$	$Kn_m^{min}$	$Kn_m^{max}$
N <sub>2</sub>	MM	1,0927 ± 0,0054	-	0,0117	0,0921
		1,0723 ± 0,0043	0,0421 ± 0,0025		0,2841
	Max	1,0851 ± 0,0067	-	0,0179	0,0996
		1,0674 ± 0,0059	0,0602 ± 0,0051		0,2935
	HS	1,0872 ± 0,0065	-	0,0182	0,0938
		1,0721 ± 0,0059	0,0584 ± 0,0050		0,2991
	VHS	1,0844 ± 0,0064	-	0,0149	0,0998
		1,0684 ± 0,0057	0,0489 ± 0,0042		0,2863
Ar	MM	1,0949 ± 0,0031	-	0,0125	0,0981
		1,0692 ± 0,0043	0,0479 ± 0,0028		0,2560
	Max	1,0887 ± 0,0044	-	0,0191	0,0998
		1,0616 ± 0,0051	0,0692 ± 0,0045		0,2825
	HS	1,0920 ± 0,0042	-	0,0195	0,0998
		1,0677 ± 0,0050	0,0657 ± 0,0044		0,2999
	VHS	1,0959 ± 0,0034	-	0,0150	0,1002
		1,0701 ± 0,0046	0,0536 ± 0,0034		0,2932
He	MM	1,0854 ± 0,0013	-	0,0353	0,0979
		1,0526 ± 0,0092	0,0414 ± 0,0054		0,2771
	Max	1,0891 ± 0,0022	-	0,0539	0,0957
		1,0498 ± 0,0130	0,0558 ± 0,0100		0,2999
	HS	1,0929 ± 0,0024	-	0,0550	0,0949
		1,0538 ± 0,0137	0,0546 ± 0,0108		0,2935
	VHS	1,0746 ± 0,0024	-	0,0482	0,0916
		1,0331 ± 0,0112	0,0589 ± 0,0081		0,2925
Ar-He	MM	1,3607 ± 0,0167	-	0,0176	0,0981
		-	-		-
	Max	1,3074 ± 0,0157	-	0,0269	0,0973
		-	-		-
	HS	1,3121 ± 0,0153	-	0,0274	0,0991
		-	-		-
	VHS	1,3441 ± 0,0168	-	0,0217	0,1003
		-	-		-



#### 5.7.4 TMACs

Por fim, após determinar os coeficientes de deslizamento viscoso, é possível calcular para todos os gases os diferentes TMACs utilizando as equações apresentadas na Seção 2.4. Como visto anteriormente, os coeficientes de deslizamento viscoso,  $\sigma_p$ , exibem uma variação praticamente desprezível ao se comparar as diferentes razões de pressões. Desta forma, como  $\sigma_p$  é dependente do TMAC, os resultados exibem o mesmo comportamento. A Tabela 5.6 apresenta os valores de  $\alpha^S$  para as diferentes razões de pressões para todos os gases e utilizando o modelo molecular VHS.

Para os gases puros, ao comparar a menor e a maior razão de pressões, observa-se que a diferença encontrada é menor do que 0,6 % para a primeira e a segunda ordem, com exceção do gás He que apresenta uma diferença de 1,1 % para a primeira ordem. Comparando esses resultados com aqueles encontrados na literatura, percebe-se que alguns autores encontraram diferenças similares. Por exemplo, Ewart *et al.* [38] encontraram uma diferença de 0,4 % e 1,9 % para a primeira e segunda ordem, respectivamente, para o gás Ar e comparando uma razão de pressões de  $\mathbb{P} = 4$  e  $\mathbb{P} = 5$ , e uma diferença de 0,8 % e 0,9 % para a primeira e segunda ordem, respectivamente, para o gás He e comparando uma razão de pressões de  $\mathbb{P} = 3$  e  $\mathbb{P} = 5$ , ambos para  $\alpha^S$  e considerando o modelo molecular VHS. Semelhantemente, Silva [39] observou, para o gás  $N_2$ , uma diferença de 0,1 % e 0,2 % para a primeira e segunda ordem, respectivamente, ao comparar as razões de pressões  $\mathbb{P} = 2$  e  $\mathbb{P} = 8$ , para  $\alpha^S$  e o modelo molecular HS. Apesar de somente os valores de  $\alpha^S$  para um determinado modelo molecular tenham sido apresentados, o mesmo comportamento é observado para os outros TMACs e modelos moleculares, como pode ser conferido no Apêndice F, em que estão todos os outros coeficientes tabelados.

Por sua vez, a mistura gasosa apresentou uma variação levemente superior à do gás He, com uma diferença de 1,5 % comparando-se as razões de pressões  $\mathbb{P} = 2$  e  $\mathbb{P} = 5$  para a primeira ordem. Como somente valores  $Kn_m \leq 0,1$  foram considerados, não calculou-se nenhum coeficiente para a segunda ordem. Infelizmente, até o presente momento, na literatura não há o registro de estudos experimentais que analisaram a variação do TMAC para diferentes razões de pressões no escoamento de uma mistura gasosa para comparar os resultados encontrados neste trabalho.

Ao analisar os resultados obtidos para os gases puros, nota-se que o TMAC aumenta com a redução da massa molecular do gás. Essa mesma tendência foi observada e reportada por Perrier *et al.* [24], Ewart *et al.* [38], Graur *et al.* [40], Yamaguchi *et al.* [71] e Hadj-Nacer *et al.* [68]. Como uma possível interpretação para esse fenômeno observado, pode-se dizer que os gases mais leves são mais sensíveis às imperfeições da superfície do microcanal. O estudo realizado por Perrier *et al.* [41] corrobora com a interpretação apresentada. Os autores mostraram que com o aumento da rugosidade, os valores de TMAC aumentaram significativamente, alcançando valores além da unidade e, conseqüentemente, provocando o fenômeno de retrodifusão. Isso reforça a tendência encontrada do TMAC ser maior para os gases mais leves, além de enfatizar a importância da rugosidade no escoamento de gases em

**Tabela 5.6** – Coeficientes de acomodação  $\alpha^S$  de 1° (valores superiores) e de 2° ordem (valores inferiores) referentes a cada razão de pressões e ao modelo VHS

	P	N <sub>2</sub>	Ar	He	Ar-He
VHS	2	0,9698 ± 0,0022	0,9646 ± 0,0011	0,9806 ± 0,0009	0,8655 ± 0,0043
		0,9776 ± 0,0029	0,9776 ± 0,0027	0,9973 ± 0,0033	-
	3	0,9674 ± 0,0026	0,9620 ± 0,0014	0,9749 ± 0,0010	0,8583 ± 0,0054
		0,9753 ± 0,0026	0,9748 ± 0,0024	0,9939 ± 0,0045	-
	4	0,9661 ± 0,0029	0,9606 ± 0,0015	0,9720 ± 0,0011	0,8546 ± 0,0061
		0,9740 ± 0,0027	0,9733 ± 0,0023	0,9922 ± 0,0053	-
	5	0,9654 ± 0,0031	0,9598 ± 0,0016	0,9702 ± 0,0012	0,8523 ± 0,0065
		0,9733 ± 0,0028	0,9724 ± 0,0023	0,9911 ± 0,0058	-

condições rarefeitas.

Na literatura, há vários valores de TMAC disponíveis e que foram calculados para diferentes modelos moleculares, gases, geometrias e revestimentos superficiais. Entretanto, devido às diferentes equações que relacionam o TMAC com o  $\sigma_p$ , não é possível realizar uma comparação direta dos valores obtidos, pois, dependendo da equação empregada, os valores encontrados são significativamente diferentes. Dessa forma, a Tabela 5.7 apresenta os diferentes TMACs encontrados na literatura, obtidos por meio de experimentos realizados com diferentes gases em geometrias circulares e revestimentos internos variados. Os dados em destaque referem-se àqueles encontrados neste trabalho e, para diferenciar os resultados obtidos com as condições de contorno de primeira e de segunda ordem, utiliza-se a fonte em negrito para os valores de segunda ordem. Além disso, as colunas com linhas vazias indicam que o valor desse TMAC não foi fornecido pela referência mencionada.

Como é possível notar para todos os gases, os valores de  $\alpha^L$ ,  $\alpha^S$  e  $\alpha^t$  são próximos entre si, enquanto que  $\alpha^M$  apresenta uma diferença significativa dentre todos eles. Essa diferença está associada ao fato de que, em sua definição, não há a inclusão dos efeitos existentes na camada de Knudsen. Além disso,  $\alpha^L$  apresenta os maiores valores e que podem ser justificados pelo fato de que em sua definição, é considerado uma acomodação completa das moléculas do gás com a superfície, enquanto que  $\alpha^S$  e  $\alpha^t$  consideram uma acomodação difusa-especular.

Comparando-se os resultados obtidos neste trabalho com aqueles encontrados na literatura, observa-se para o N<sub>2</sub> uma boa concordância com os resultados obtidos por [Perrier et al. \[24\]](#) e [Ewart et al. \[38\]](#) somente para a segunda ordem. Para a condição de contorno de primeira ordem observa-se uma maior divergência entre os valores. Isso se deve ao fato que ambos os autores estenderam a validade da condição de primeira ordem, aplicando-a para valores até  $Kn_m \approx 0,3$ , metodologia a qual não é recomendada por alguns trabalhos da literatura [36, 84], devido à possibilidade de apresentar resultados incorretos causados pelo surgimento dos efeitos de segunda ordem para valores acima de  $Kn_m \approx 0,1$ . Por outro lado, os

valores de TMAC obtidos pelo presente autor são próximos aos obtidos por [Silva \[39\]](#), sendo esse resultado esperado visto que foram utilizados microcanais com características similares, cuja diferenças são de aproximadamente 20  $\mu\text{m}$  no diâmetro e 1 mm no comprimento. Além disso, embora a rugosidade do microcanal utilizada no presente estudo não tenha sido mensurada, a proximidade com os resultados de [Silva \[39\]](#) demonstram que essa é próxima àquela determinada pelo referido autor. Isso porque o aumento desse parâmetro provocaria um aumento na perda de carga, o que reduziria a vazão mássica e, conseqüentemente, aumentaria o valor do TMAC. Essa conclusão é corroborada pelo estudo realizado por [Demsis et al. \[85\]](#), o qual observou-se que o aumento da rugosidade relativa de 0,2 % para 0,5 % e 1 % provocou um aumento de 10 % e 13 %, respectivamente, nos valores de  $fRe$  – Número de Poiseuille, dada pela multiplicação do fator de atrito pelo número de Reynolds – para escoamentos com o gás  $N_2$  no regime de deslizamento.

Para os gases Ar e He, observa-se que a metodologia proposta por [Perrier et al. \[24\]](#) e [Ewart et al. \[38\]](#) para estender a condição de contorno de primeira ordem para  $Kn_m > 0,1$ , similar ao que foi feito para o gás  $N_2$ , também resultou em valores divergentes, se comparados tanto com os resultados obtidos neste trabalho quanto com aqueles reportados pelos outros autores mencionados na Tabela 5.7. Dentre os valores apresentados na tabela referida, os resultados mais próximos daqueles encontrados neste trabalho foram aqueles reportados por [Yamaguchi et al. \[71\]](#), para o  $\alpha^t$  de primeira ordem do gás Ar, e por [Perrier et al. \[24\]](#), para o  $\alpha^s$  de segunda ordem para o gás He.

Como é possível notar, mesmo microcanais com revestimentos internos semelhantes, diferentes valores de TMAC foram encontrados. Acredita-se que uma justificativa para essa diferença possa estar associada à rugosidade de cada superfície, já que este é um parâmetro que afeta diretamente nos valores do TMAC [53, 54]. Entretanto, não é possível realizar uma comparação detalhada dos resultados, visto que nem todos os autores informaram os valores referentes às rugosidades dos microcanais utilizados em seus experimentos.

Além das referências apresentadas na Tabela 5.7, há um outro trabalho, realizado por [Porodnov et al. \[61\]](#), em que foi investigado o escoamento de gases puros em microcanais circulares. Entretanto, a equação utilizada para calcular o TMAC foi diferente daquelas apresentadas no Capítulo 2 e por isso não foi incluída na tabela. A relação empregada foi  $\sigma_p = \frac{1,147(2-\alpha)}{\alpha}$ , que é similar à Equação (2.18), mas com uma constante diferente, foi utilizada para valores de  $Kn < 0,1$  com o modelo Max, resultando em:  $\alpha^{N_2} = 0,925 \pm 0,014$ ;  $\alpha^{Ar} = 0,927 \pm 0,028$  e  $\alpha^{He} = 0,895 \pm 0,004$ . Comparando os resultados deste trabalho com essa referência, percebe-se que o valor de  $\alpha^M$  do gás He foi o que mais se aproxima. Novamente, os diferentes valores obtidos podem ser justificados pelo diferente material da superfície que, neste caso, foi vidro.

Para a mistura gasosa, o único trabalho experimental encontrado na literatura com resultados para a mistura gasosa de Ar-He 50 - 50 %, foi realizado por [Yamaguchi et al. \[71\]](#). Além disso, como esses autores forneceram somente os valores de  $\sigma_p$ , o coeficiente  $\alpha^t$  apresentado ao final da Tabela 5.7 foi calculado para ser usado como referência. Deste modo, ao comparar o resultado de [Yamaguchi et al. \[71\]](#) com aquele reportado neste trabalho, nota-se

boa concordância, com a diferença entre os coeficientes  $\alpha^t$  sendo de 2 %, aproximadamente.

Por conseguinte, ao avaliar os resultados da literatura, percebe-se que o TMAC é sensível a alguns fatores como a rugosidade, o material da superfície e a faixa de Knudsen utilizada em cada análise, dificultando a comparação rigorosa dos resultados. Apesar disso, na maior parte dos casos, há uma concordância na observação de que o gás He é refletido de maneira praticamente difusa, por apresentar valores de TMAC muito próximos da unidade, enquanto que o Ar e o N<sub>2</sub> apresentam uma reflexão difusa-especular com valores de TMAC menores do que 1, apesar de próximos. Com relação à mistura gasosa investigada neste trabalho, embora não se tenham outros estudos experimentais semelhantes para serem usados como referência, é possível afirmar que esta também apresenta uma reflexão difusa-especular, em que a parcela especular é maior do que aquela obtida para os gases puros que a compõe.

**Tabela 5.7** – Coeficientes de acomodação de 1° e 2° ordem encontrados na literatura para os gases e modelos moleculares utilizados

Modelo	$\alpha^M$	$\alpha^L$	$\alpha^S$	$\alpha^t$	Ref.
<b>Nitrogênio</b>					
Max	0,8991 ± 0,0030	0,9719 ± 0,0033	0,9650 ± 0,0033	0,9604 ± 0,0033	Autor
Max	<b>0,9072 ± 0,0028</b>	<b>0,9808 ± 0,0030</b>	<b>0,9737 ± 0,0030</b>	<b>0,9692 ± 0,0030</b>	Autor
VHS	0,8994 ± 0,0029	0,9723 ± 0,0032	0,9654 ± 0,0031	0,9608 ± 0,0031	Autor
VHS	<b>0,9068 ± 0,0026</b>	<b>0,9803 ± 0,0029</b>	<b>0,9733 ± 0,0028</b>	<b>0,9687 ± 0,0028</b>	Autor
VHS	<b>0,794 ± 0,022</b>	<b>0,857 ± 0,024</b>	<b>0,851 ± 0,024</b>		[42] <sup>a</sup>
VHS	<b>0,845 ± 0,038</b>	<b>0,913 ± 0,041</b>	<b>0,906 ± 0,041</b>		[42] <sup>b</sup>
Max			0,903 ± 0,002		[26] <sup>c</sup>
Max			<b>0,986 ± 0,008</b>		[26] <sup>c</sup>
Max			0,882 ± 0,004		[26] <sup>d</sup>
Max			<b>0,927 ± 0,009</b>		[26] <sup>d</sup>
VHS			0,882 ± 0,003		[68] <sup>e</sup>
VHS			0,909 ± 0,003		[68] <sup>f</sup>
VHS	0,770 ± 0,010				[38] <sup>g</sup>
VHS	<b>0,908 ± 0,041</b>	<b>0,981 ± 0,041</b>			[38] <sup>g</sup>
VHS	<b>0,933 ± 0,037</b>				[36] <sup>g</sup>
VHS			0,826 ± 0,010		[24] <sup>h</sup>
VHS			<b>0,981 ± 0,041</b>		[24] <sup>h</sup>
VHS			0,899 ± 0,009		[24] <sup>i</sup>

Continua na próxima página...

Tabela 5.7 – Continuação

Modelo	$\alpha^M$	$\alpha^L$	$\alpha^S$	$\alpha^t$	Ref.
VHS			<b>0,961 ± 0,005</b>		[24] <sup>i</sup>
VHS			0,901 ± 0,001		[24] <sup>j</sup>
HS	0,894 ± 0,003	0,967 ± 0,003	0,960 ± 0,003		[39] <sup>k</sup>
HS	<b>0,904 ± 0,003</b>	<b>0,978 ± 0,003</b>	<b>0,970 ± 0,003</b>		[39] <sup>k</sup>
Max	<b>0,933 ± 0,004</b>				[86] <sup>l</sup>
<b>Argônio</b>					
Max	0,8975 ± 0,0020	0,9702 ± 0,0022	0,9633 ± 0,0021	0,9587 ± 0,0021	Autor
Max	<b>0,9099 ± 0,0024</b>	<b>0,9837 ± 0,0026</b>	<b>0,9766 ± 0,0025</b>	<b>0,9720 ± 0,0025</b>	Autor
VHS	0,8942 ± 0,0015	0,9666 ± 0,0017	0,9598 ± 0,0016	0,9552 ± 0,0016	Autor
VHS	<b>0,9060 ± 0,0021</b>	<b>0,9794 ± 0,0023</b>	<b>0,9724 ± 0,0023</b>	<b>0,9678 ± 0,0023</b>	Autor
VHS	<b>0,812 ± 0,034</b>	<b>0,877 ± 0,038</b>	<b>0,872 ± 0,037</b>		[42] <sup>a</sup>
VHS	<b>0,837 ± 0,032</b>	<b>0,904 ± 0,034</b>	<b>0,898 ± 0,034</b>		[42] <sup>b</sup>
VHS				0,956 ± 0,021	[71] <sup>m</sup>
Max			0,904 ± 0,004		[26] <sup>c</sup>
Max			<b>0,992 ± 0,009</b>		[26] <sup>c</sup>
Max			0,875 ± 0,004		[26] <sup>d</sup>
Max			<b>0,946 ± 0,005</b>		[26] <sup>d</sup>
VHS			0,884 ± 0,004		[68] <sup>e</sup>
VHS			0,891 ± 0,005		[68] <sup>f</sup>
VHS	0,725 ± 0,007				[38] <sup>g</sup>
VHS	<b>0,871 ± 0,017</b>	<b>0,942 ± 0,017</b>			[38] <sup>g</sup>
VHS			0,778 ± 0,013		[24] <sup>h</sup>
VHS			<b>0,943 ± 0,017</b>		[24] <sup>h</sup>
VHS			0,878 ± 0,013		[24] <sup>i</sup>
VHS			<b>0,954 ± 0,010</b>		[24] <sup>i</sup>
VHS			0,886 ± 0,002		[24] <sup>j</sup>
<b>Hélio</b>					
Max	0,8973 ± 0,0010	0,9700 ± 0,0011	0,9631 ± 0,0011	0,9585 ± 0,0011	Autor
Max	<b>0,9155 ± 0,0061</b>	<b>0,9897 ± 0,0066</b>	<b>0,9826 ± 0,0066</b>	<b>0,9780 ± 0,0066</b>	Autor
VHS	0,9039 ± 0,0011	0,9772 ± 0,0012	0,9702 ± 0,0012	0,9656 ± 0,0012	Autor
VHS	<b>0,9235 ± 0,0054</b>	<b>0,9983 ± 0,0058</b>	<b>0,9911 ± 0,0058</b>	<b>0,9865 ± 0,0058</b>	Autor

Continua na próxima página...

Tabela 5.7 – Continuação

Modelo	$\alpha^M$	$\alpha^L$	$\alpha^S$	$\alpha^t$	Ref.
VHS				0,979 ± 0,020	[71] <sup>m</sup>
Max			0,947 ± 0,003		[26] <sup>c</sup>
Max			<b>1,001 ± 0,010</b>		[26] <sup>c</sup>
Max			0,899 ± 0,002		[26] <sup>d</sup>
Max			<b>0,912 ± 0,004</b>		[26] <sup>d</sup>
VHS			0,931 ± 0,003		[68] <sup>e</sup>
VHS			0,907 ± 0,002		[68] <sup>f</sup>
VHS	0,829 ± 0,004				[38] <sup>g</sup>
VHS	<b>0,914 ± 0,009</b>	<b>0,986 ± 0,009</b>			[38] <sup>g</sup>
VHS			0,879 ± 0,005		[24] <sup>h</sup>
VHS			<b>0,986 ± 0,009</b>		[24] <sup>h</sup>
VHS			0,967 ± 0,010		[24] <sup>i</sup>
VHS			<b>1,000 ± 0,019</b>		[24] <sup>i</sup>
Argônio-Hélio 50-50%					
Max	0,8080 ± 0,0058	0,8724 ± 0,0064	0,8667 ± 0,0063	0,8622 ± 0,0063	Autor
VHS	0,7947 ± 0,0060	0,8578 ± 0,0066	0,8523 ± 0,0065	0,8477 ± 0,0065	Autor
VHS				0,830 ± 0,012	[71] <sup>m</sup>

<sup>a</sup> Sílica fundida desativada (do inglês, *Deactivated-Fused Silica*); D = 320 μm

<sup>b</sup> Sílica fundida desativada; D = 530 μm

<sup>c</sup> Aço inox com revestimento de sílica (do inglês, *Silica Based Coating*); D = 275 μm

<sup>d</sup> Aço inox; D = 239 μm

<sup>e</sup> Aço inox com revestimento de sílica; D = 287,11 μm

<sup>f</sup> Aço inox; D = 239,73 μm

<sup>g</sup> Sílica fundida (do inglês, *Fused Silica*); D = 25,2 μm

<sup>h</sup> Sílica fundida; D = 25 μm

<sup>i</sup> Sílica fundida; D = 50 μm

<sup>j</sup> Sílica fundida; D = 75 μm

<sup>k</sup> Aço inox; D = 435,5 μm

<sup>l</sup> Aço inox; D = 438,6 μm

<sup>m</sup> Sílica fundida; D = 252,2 μm

### 5.7.5 TMACs locais

Além da técnica utilizada para extrair um TMAC global que inclua todos os experimentos em uma determinada faixa de Knudsen, também é possível obter o TMAC local para cada um deles, assim como feito por Maurer *et al.* [43] e Arkilic *et al.* [64].

No procedimento padrão, extrai-se um único valor de  $S$  e de  $Kn_m$  a partir de uma razão de pressões para cada experimento e constrói-se uma curva a partir desses pontos. O coeficiente referente à inclinação da curva obtida é, então, utilizado para obter o valor do TMAC. Para essa nova abordagem, ao invés de construir a curva com todos os experimentos, utiliza-se diretamente os valores de  $S$  e de  $Kn_m$  obtidos pela razão de pressões para determinar o TMAC local. Para tal, basta substituí-los na Equação (4.23) com  $C^{teor} = 0$ , calcular  $B^{teor}$  e, em seguida, encontrar  $\sigma_p$  por meio da Equação (4.24a). Por fim, para determinar o TMAC, basta utilizar as mesmas relações já apresentadas no Seção 2.4. É importante ressaltar que esse procedimento só é realizável para a condição de contorno de primeira ordem, visto que utiliza-se somente valor de  $S$  e de  $Kn_m$  para cada experimento e que resulta em um único valor de  $B^{teor}$ .

A Figura 5.13 exhibe os valores para cada um dos quatro TMAC locais -  $\alpha^M$ ,  $\alpha^L$ ,  $\alpha^S$  e  $\alpha^t$  - para o gás Ar, utilizando o modelo molecular VHS,  $\mathbb{P} = 5$ . Como é possível notar, o comportamento dos pontos é exatamente o mesmo, havendo somente um deslocamento para cima ou para baixo, dependendo de qual relação foi utilizada para calcular o TMAC. Novamente, exatamente como encontrado anteriormente no procedimento padrão,  $\alpha^M$  apresenta o menor valor dentre aqueles calculados, enquanto  $\alpha^L$  exhibe o maior valor. Apesar de ter sido apresentado os valores para o gás Ar, esse deslocamento nos valores dos diferentes TMACs locais calculados foi análogo para todos os outros gases. Com relação à razão de pressões, a única alteração ocorre com o parâmetro  $Kn_m$ , em que se observa um aumento ou uma redução de seus valores. Apesar dessa variação resultar em um leve deslocamento dos pontos para a esquerda ou direita, dependendo da razão de pressão escolhida como referência, os valores do TMAC local não são afetados.

Para comparar os diferentes modelos moleculares, plota-se a Figura 5.14 utilizando  $\alpha^S$  como referência. De maneira similar ao que acontece com o TMAC global, constata-se que o uso de um modelo molecular diferente não causa alterações significativas no valor do TMAC local, uma vez que as curvas obtidas são praticamente iguais para todos os modelos empregados. Considerando a condição de primeira ordem, percebe-se que o valor do TMAC não deve variar com o aumento da rarefação no regime de deslizamento. Entretanto, isso não ocorre ao aplicar essa metodologia. A Figura 5.14 mostra que há uma tendência dos valores de TMAC local serem maiores para números de Knudsen menores a qual também foi observada por Maurer *et al.* [43] e Arkilic *et al.* [64] ao empregar o mesmo método para experimentos realizados com os gases puros Ar e He.

A Figura 5.15 ilustra os resultados obtidos para os valores de TMAC local para todos os gases empregados. Os gases Ar e  $N_2$  apresentam um comportamento idêntico, enquanto que o gás He não exhibe um pico nos valores de  $\alpha^S$ . Contudo, observando com mais detalhes, o valor máximo do TMAC encontra-se próximo de  $Kn_m \approx 0,03$ , ao passo que o menor valor exibido para o gás He foi de  $Kn_m \approx 0,05$ , como identificado pela linha tracejada. Portanto, acredita-se que, caso sejam realizados experimentos com valores menores de Knudsen para o gás He, o comportamento encontrado será semelhante àquele do Ar e do  $N_2$ .

Em se tratando da mistura gasosa, os valores de  $\alpha^S$  são praticamente constantes até

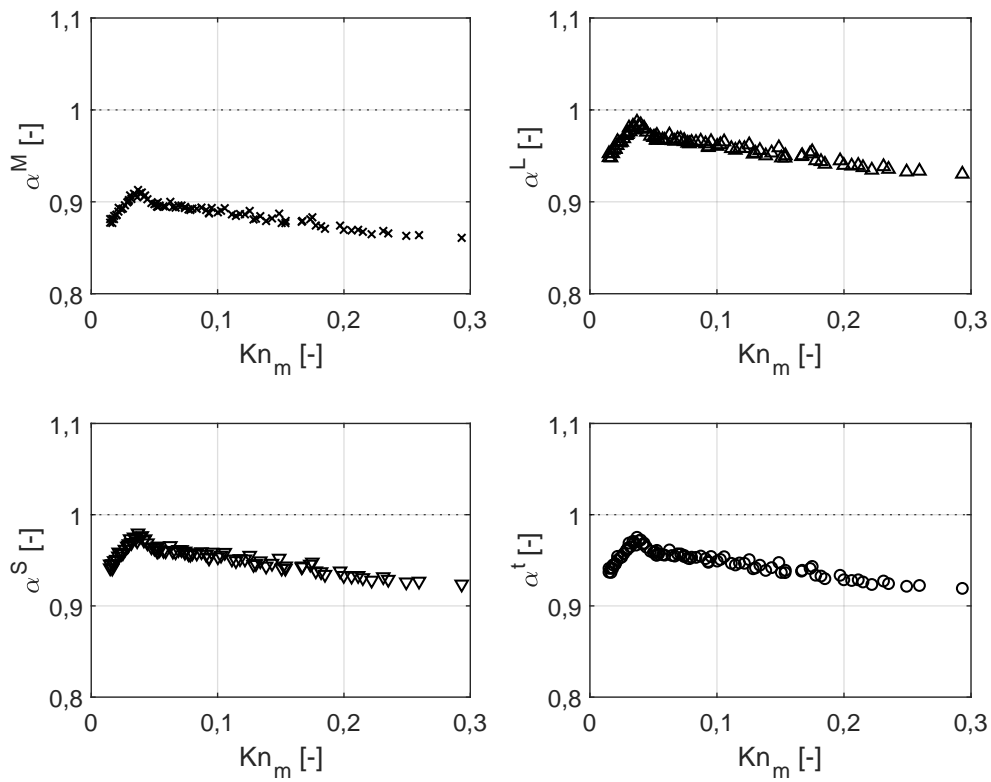


Figura 5.13 – Diferentes TMACs locais com relação ao número de Knudsen médio para o gás Ar e  $P = 5$  para o modelo VHS

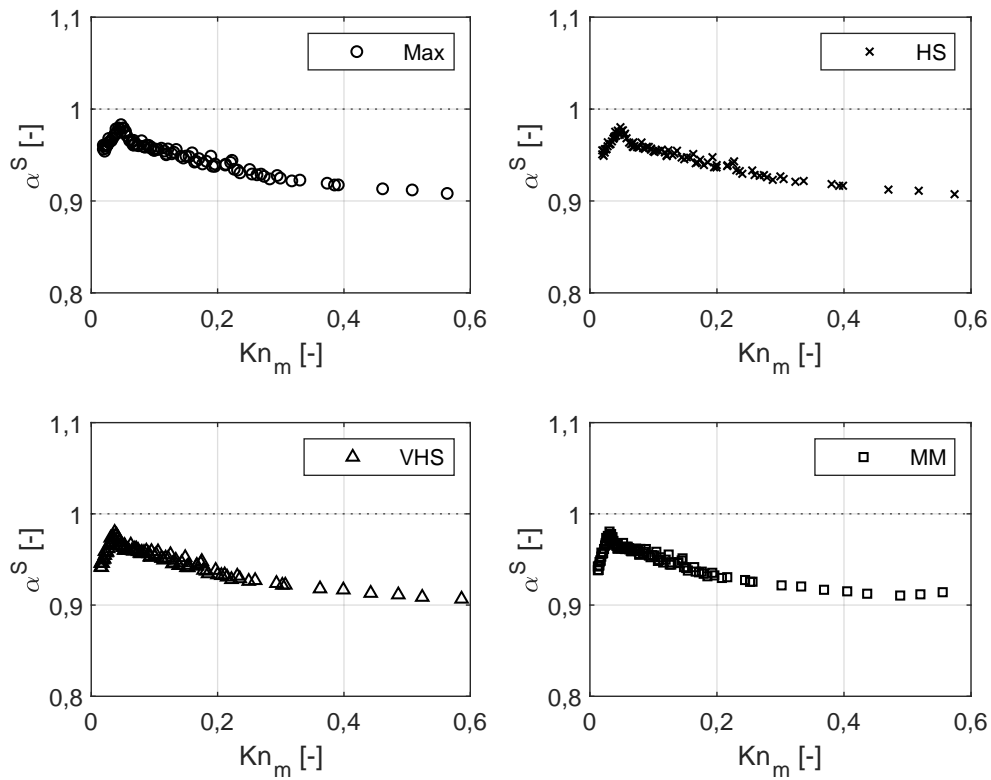
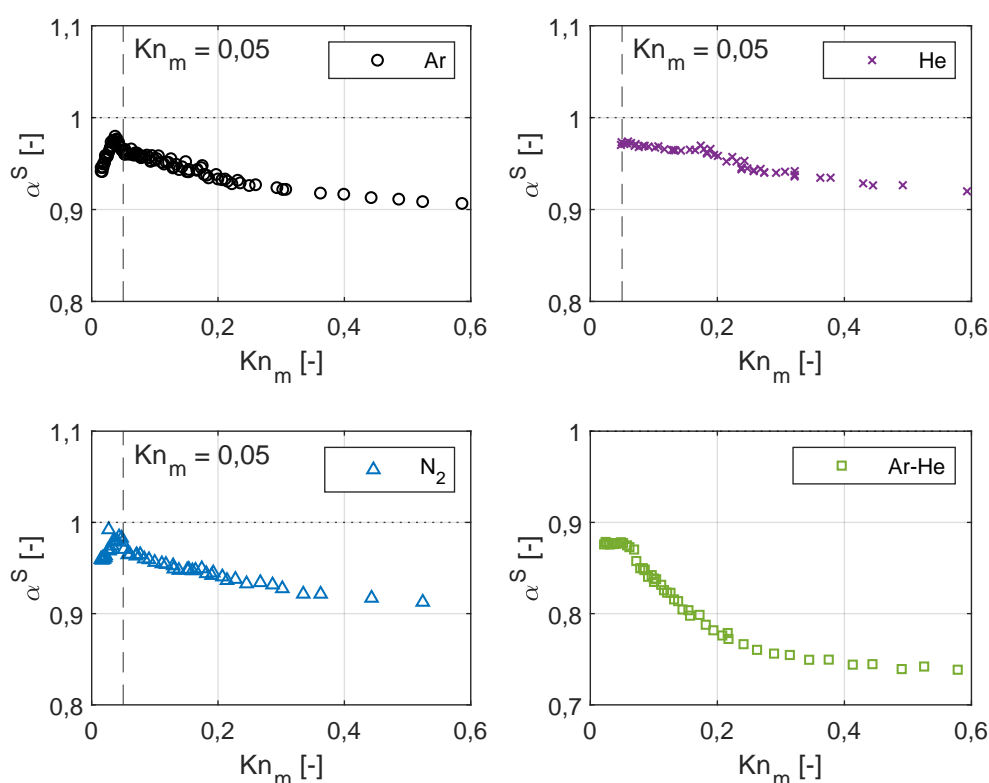


Figura 5.14 – Comparação dos valores locais de  $\alpha^S$  em função do número de Knudsen médio entre os modelos moleculares adotados para o gás Ar e  $P = 5$





**Figura 5.15** – Valores locais de  $\alpha^S$  em função do número de Knudsen médio para todos os gases usando o modelo VHS e  $\mathbb{P} = 5$

$Kn_m \approx 0,08$ , ou seja, na região de deslizamento em que a condição de contorno de primeira ordem é válida. Conforme o número de Knudsen vai aumentando, os valores de TMAC vão decaindo até apresentar uma certa estabilidade ao atingir valores próximos de  $Kn_m \approx 0,6$ . Embora não tenha sido possível coletar informações que comprovem a ocorrência da separação dos gases nos experimentos realizados, acredita-se que essa variação possa estar associada a esse fenômeno.

Por fim, é importante ressaltar duas particularidades. A primeira é que, apesar da condição de primeira ordem ser válida até  $Kn_m \approx 0,1$ , os resultados apresentados anteriormente nas figuras foram calculados até  $Kn_m \approx 0,6$  somente para comparar com aqueles apresentados por [Maurer et al. \[43\]](#) e [Arkilic et al. \[64\]](#). O outro ponto a ser destacado é que as incertezas referentes aos pontos experimentais ilustrados nas figuras anteriores foram ocultadas de modo a permitir a clareza das informações apresentadas. De qualquer forma, a título de informação, as incertezas tiveram a mesma ordem de grandeza daquelas apresentadas na Tabela F.6, com valores próximos de 0,3 %.

## 5.8 ANÁLISE DA EXTENSÃO DA CONDIÇÃO DE CONTORNO DE SEGUNDA ORDEM PARA VALORES ATÉ $Kn_m \approx 1,2$

Como mostrado na Tabela 2.1, alguns autores aplicaram a condição de contorno de segunda ordem para valores do número de Knudsen superiores a 0,3. Por meio dos resultados

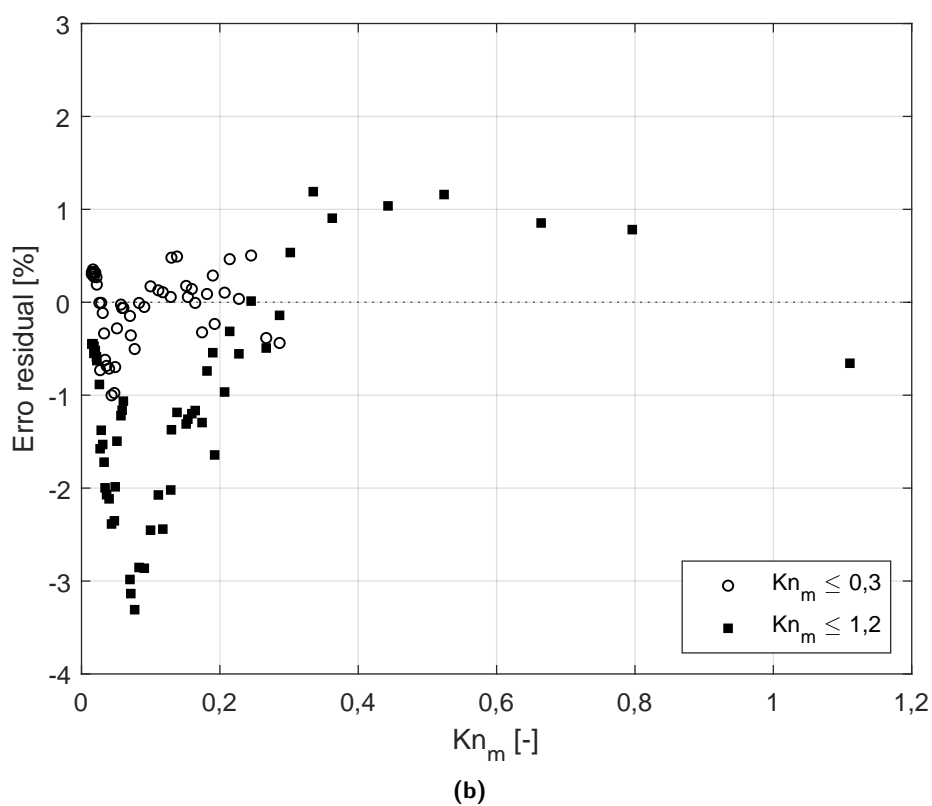
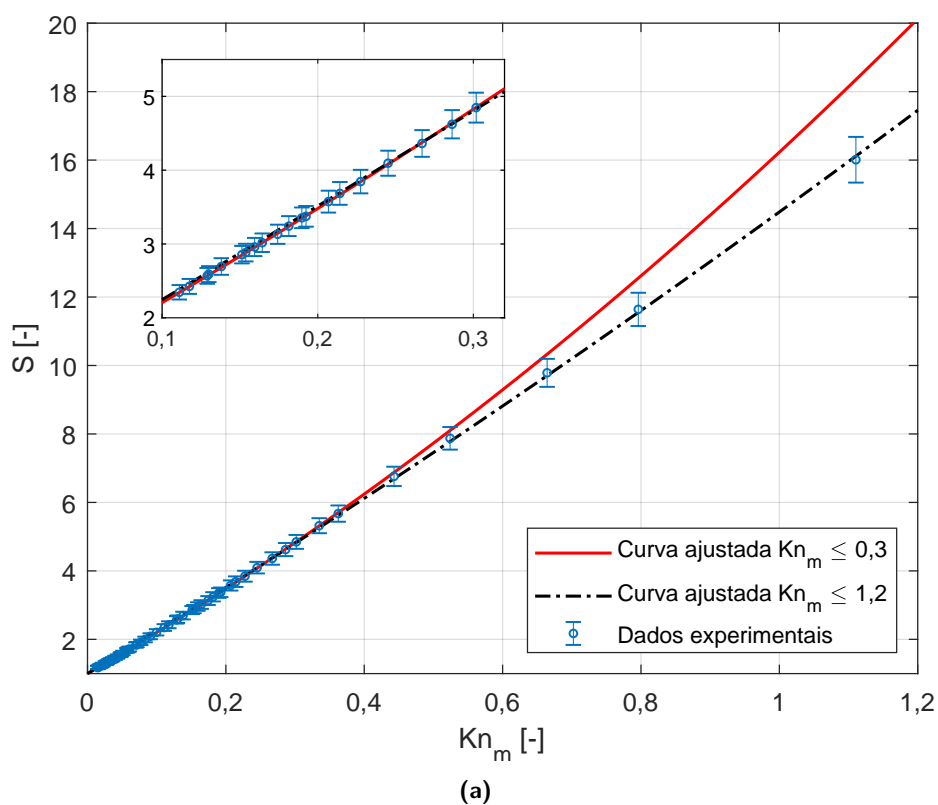
apresentados nas seções anteriores, observa-se que a condição de contorno de segunda ordem é muito eficaz para caracterizar os escoamentos rarefeitos compreendidos na faixa de valores até  $Kn_m \approx 0,3$ . Visto os excelentes resultados obtidos até então, propõe-se avaliar a sua eficácia para valores de Knudsen maiores.

Nessa investigação, a condição de contorno de segunda ordem foi analisada em diferentes valores de  $Kn_m$  como limite superior, que foram desde 0,4 até 1,2. Para cada limite considerado, obteve-se uma curva  $S \times Kn_m$  seguindo o mesmo procedimento já mencionado. Para cada curva ajustada, extraiu-se os coeficientes  $B^{exp}$  e  $C^{exp}$ , bem como o  $R^2$ , SSE, RMSE e o erro relativo percentual máximo,  $e^{max}$ . Por meio dessas informações foi possível avaliar as curvas encontradas para cada limite escolhido, baseando-se principalmente nos erros apresentados. Ademais, deve ser mencionado que devido à condição de contorno de primeira ordem não ser considerada nessa análise, somente os gases puros são avaliados.

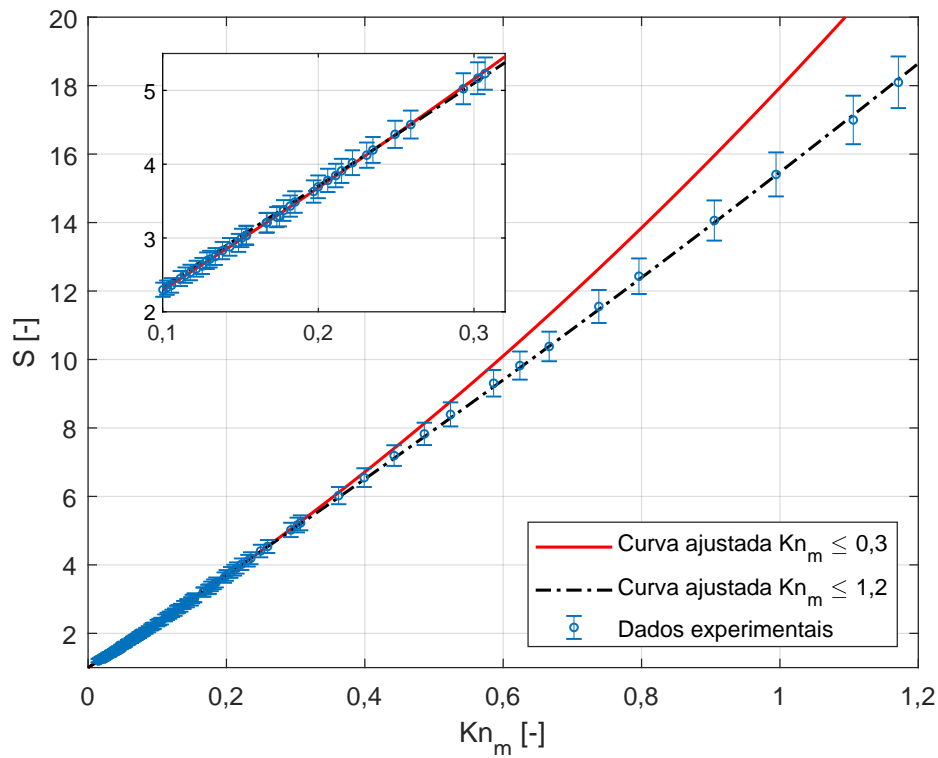
Assim como feito na Seção 5.7.1, plota-se as Figuras 5.16 a 5.18 a fim de comparar as curvas obtidas para  $Kn_m \leq 0,3$  e  $Kn_m \leq 1,2$  e os dados experimentais. Para ilustrar a diferença existente entre as curvas ajustadas e os pontos experimentais, plota-se também o erro residual percentual para as mesmas condições mencionadas. A Tabela 5.8 apresenta os coeficientes das curvas ajustadas e os erros encontrados para todos os valores de Knudsen utilizados como limite.

A partir dos resultados apresentados na Tabela 5.8, é possível destacar alguns pontos. Para todos os gases considerados, com o aumento do número de Knudsen utilizado como limite, os valores do coeficiente  $B^{exp}$  também aumentam. Como consequência, os valores de TMAC sofreriam uma redução caso fossem calculados. Tratando-se do coeficiente  $C^{exp}$ , nota-se uma redução em seus valores, indicando que o termo quadrático vai perdendo influência. Além disso, a redução desse coeficiente, provoca a redução da vazão mássica adimensional, indicando um deslizamento menor, como pode ser observado nas Figuras 5.16a, 5.17a e 5.18a. Um comportamento similar ao encontrado para o coeficiente  $C^{exp}$  foi reportado por Ewart *et al.* [25], principalmente para os gases Ar e He. Isso mostra que, além de ser sensível à razão de pressões e ao modelo molecular adotado, a faixa de Knudsen, ou seja, a rarefação utilizada para obtenção dos coeficientes, também exerce uma influência considerável sobre esse coeficiente. Essa conclusão é corroborada pelo estudo realizado por Duan [87], em que o autor menciona a discrepância dos valores disponíveis na literatura para esse coeficiente, os quais variam entre 0,5 a 1,1. Devido às discordâncias encontradas para os valores do coeficiente de segunda ordem, o seu uso como um coeficiente global, assim como é feito para o TMAC, é dificultado [39] dada sua sensibilidade a diversos parâmetros.

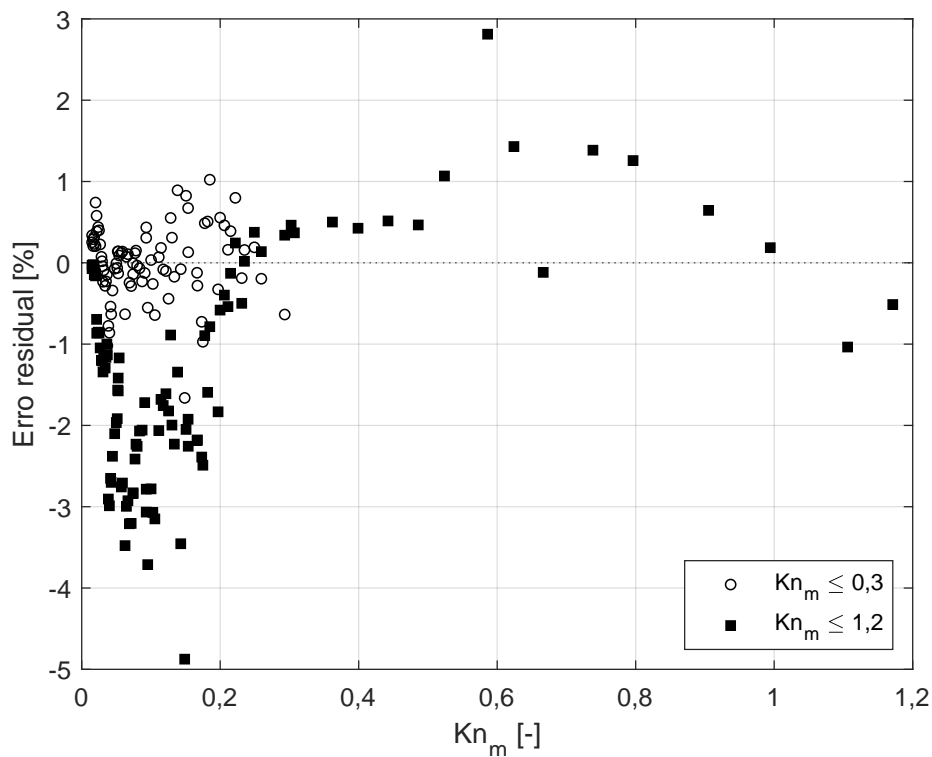
Apesar do coeficiente de determinação,  $R^2$ , ter apresentado um valor próximo da unidade para praticamente todos os valores de Knudsen, nota-se que o SSE teve um aumento considerável em seu valor, similar ao que ocorreu com os resultados apresentados por Ewart *et al.* [25]. Considerando-se os limites de  $Kn_m = 0,3$  e  $Kn_m = 1,2$ , para o  $N_2$ , esse valor aumentou de 0,0032 para 0,0906, enquanto que para o Ar esse coeficiente aumentou de 0,0083 para 0,2085 e para o He de 0,0101 para 0,1249. Essa dispersão pode ser constatada por meio das Figuras 5.16b, 5.17b e 5.18b e também a partir do aumento dos valores do



**Figura 5.16** – (a) Comparação entre as curvas ajustadas com a condição de contorno de deslizamento de segunda ordem da vazão mássica adimensional em função do número de Knudsen médio para o limite de  $Kn_m \leq 0,3$  e  $Kn_m \leq 1,2$  e (b) Erro residual percentual em função do número de Knudsen médio para o gás  $N_2$  utilizando o modelo VHS e  $\mathbb{P} = 5$

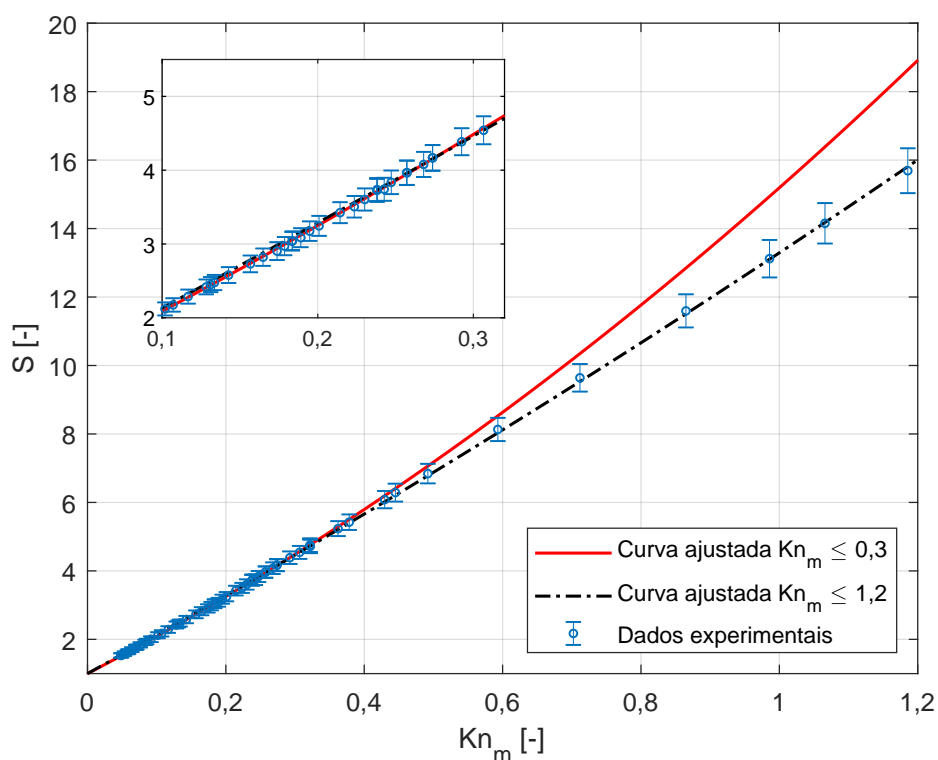


(a)

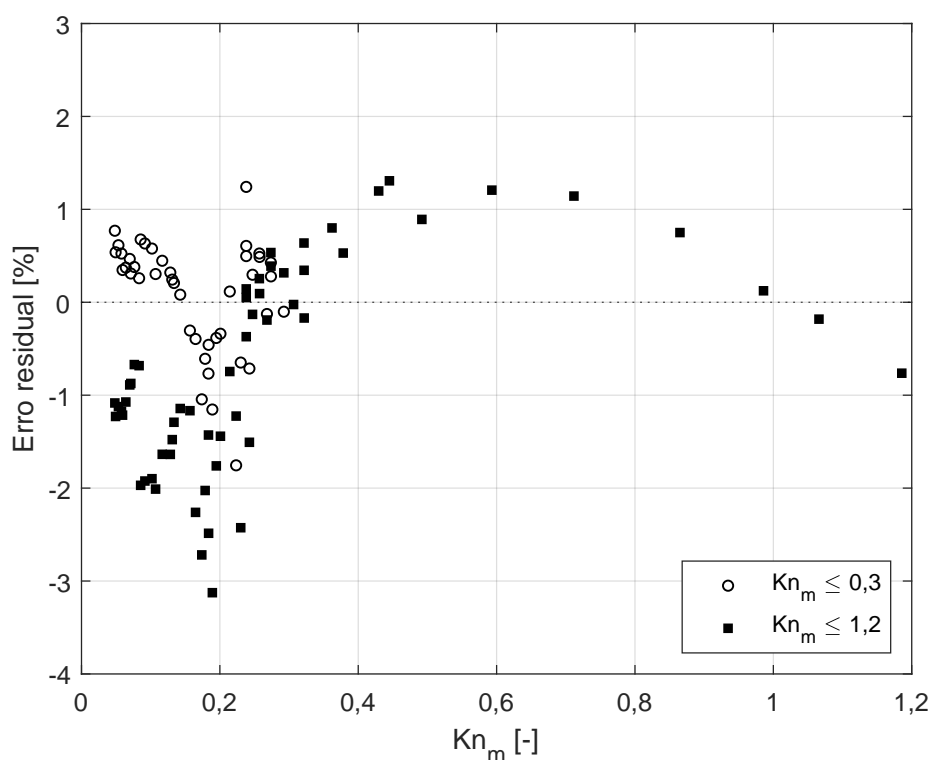


(b)

**Figura 5.17** – (a) Comparação entre as curvas ajustadas com a condição de contorno de deslizamento de segunda ordem da vazão mássica adimensional em função do número de Knudsen médio para o limite de  $Kn_m \leq 0,3$  e  $Kn_m \leq 1,2$  e (b) Erro residual percentual em função do número de Knudsen médio para o gás Ar utilizando o modelo VHS e  $\mathbb{P} = 5$



(a)



(b)

**Figura 5.18** – (a) Comparação entre as curvas ajustadas com a condição de contorno de deslizamento de segunda ordem da vazão mássica adimensional em função do número de Knudsen médio para o limite de  $Kn_m \leq 0,3$  e  $Kn_m \leq 1,2$  e (b) Erro residual percentual em função do número de Knudsen médio para o gás He utilizando o modelo VHS e  $\mathbb{P} = 5$

erro relativo máximo, em que para os gases  $N_2$  e Ar foi observado um  $e^{max}$  três vezes maior, considerando-se os mesmos limites, enquanto que para o gás He esse erro dobrou.

Dessa forma, percebe-se que o aumento do valor do número de Knudsen utilizado como limite para a condição de contorno de deslizamento provoca uma dispersão maior dos pontos experimentais e as curvas ajustadas. Essa dispersão é mais evidente principalmente na região em que o número de Knudsen é menor, ou seja, próximo a  $Kn_m = 0,1$ . Tratando-se do TMAC, caso esse coeficiente seja extraído a partir da curva ajustada obtida para o limite de  $Kn_m = 1,2$ , percebe-se que será introduzido a parcela do erro ocasionado pelo ajuste de curvas, resultando em um coeficiente incorreto, uma vez que os maiores desvios encontram-se na região de deslizamento. Por outro lado, analisando-se os resultados para o limite de  $Kn_m = 0,4$  para todos os gases considerados, percebe-se que os valores de SSE, RMSE e erro máximo são muito próximos daqueles obtidos para  $Kn_m = 0,3$ . Deste modo, a extensão da condição de contorno para esse valor é vantajosa, uma vez que os erros encontrados são satisfatoriamente pequenos. Ademais, a possibilidade de continuar aplicando as equações de Navier-Stokes em rarefações mais elevadas no regime de transição é muito vantajosa, dado a complexidade para solucionar o escoamento por meio da equação de Boltzmann [44].

## 5.9 INVESTIGAÇÃO DOS ESCOAMENTOS EM TODOS OS NÍVEIS DE RAREFAÇÃO

Após caracterizar os escoamentos compreendidos desde o regime de deslizamento até valores iniciais do regime de transição, próximos à  $Kn_m \approx 0,3$ , o próximo passo foi investigar aqueles experimentos que atingiram maiores níveis de rarefação. Para isso são utilizados como referência os resultados teóricos obtidos por meio da solução da equação de Boltzmann ao empregar o modelo cinético BGK para os gases puros e o modelo McCormack para as misturas gasosas.

Além do mais, dado que a solução da equação de Boltzmann é válida para todos os regimes de rarefação [20], os resultados experimentais encontrados no regime de deslizamento também são plotados. Dessa forma é possível realizar uma análise completa de todos os resultados experimentais em todos os regimes de escoamento.

Neste momento, é importante ressaltar dois pontos importantes. Nas etapas anteriores, o modelo molecular utilizado foi o VHS. Entretanto, para esta comparação com os resultados teóricos, faz-se necessário utilizar o modelo de Maxwell, uma vez que foi esse o modelo molecular empregado ao solucionarem a equação de Boltzmann. A outra observação é referente à mistura gasosa. Como mencionado na Capítulo 4, para investigar os experimentos de rarefação mais elevadas, são utilizados os pontos iniciais de cada um deles. Posto que, nessas condições, é possível assumir que a concentração de cada gás é conhecida em ambos os reservatórios, uma vez que o fenômeno de separação dos gases não teve tempo para se desenvolver. Apesar disso, ao final, também é feito uma comparação entre os pontos iniciais e os pontos obtidos ao considerar as razões de pressões  $\mathbb{P} = 2$  e  $\mathbb{P} = 5$ , de modo a identificar as diferenças existentes entre as duas condições.

**Tabela 5.8** – Coeficientes obtidos para cada gás com o modelo VHS e  $\mathbb{P} = 5$  considerando-se diferentes valores de  $Kn_m$  como limite para a aplicação da condição de contorno de deslizamento

	$Kn_m$	$B^{exp}$	$C^{exp}$	$R^2$	SSE	RMSE	$e^{max}$ [%]	
N <sub>2</sub>	0,3	11,6953 ± 0,0621	3,5358 ± 0,3045	0,9999	0,0032	0,0083	-1,00	
	0,4	11,7224 ± 0,0503	3,3836 ± 0,1986	0,9999	0,0038	0,0088	-1,05	
	0,5	11,8224 ± 0,0603	2,8894 ± 0,2074	0,9999	0,0079	0,0126	-1,25	
	0,6	11,9197 ± 0,0657	2,4548 ± 0,1910	0,9999	0,0136	0,0163	-1,46	
	0,7	12,0621 ± 0,0768	1,9084 ± 0,1761	0,9998	0,0286	0,0234	-1,97	
	0,8	12,1474 ± 0,0771	1,6275 ± 0,1413	0,9998	0,0393	0,0272	-2,36	
	0,9	12,1474 ± 0,0771	1,6275 ± 0,1413	0,9998	0,0393	0,0272	-2,36	
	1,0	12,1474 ± 0,0771	1,6275 ± 0,1413	0,9998	0,0393	0,0272	-2,36	
	1,1	12,1474 ± 0,0771	1,6275 ± 0,1413	0,9998	0,0393	0,0272	-2,36	
	1,2	12,3404 ± 0,0924	1,1432 ± 0,1195	0,9998	0,0906	0,0410	-3,31	
	Ar	0,3	12,5160 ± 0,0533	4,4284 ± 0,2773	0,9999	0,0083	0,0099	-1,66
		0,4	12,6824 ± 0,0552	3,4188 ± 0,2222	0,9999	0,0176	0,0141	-1,92
0,5		12,7956 ± 0,0564	2,8280 ± 0,1848	0,9998	0,0279	0,0175	-2,17	
0,6		12,8909 ± 0,0579	2,3978 ± 0,1536	0,9998	0,0412	0,0211	-2,49	
0,7		13,0196 ± 0,0738	1,8937 ± 0,1625	0,9998	0,0858	0,0300	-3,04	
0,8		13,0792 ± 0,0689	1,7005 ± 0,1254	0,9998	0,0968	0,0316	-3,36	
0,9		13,0792 ± 0,0689	1,7005 ± 0,1254	0,9998	0,0968	0,0316	-3,36	
1,0		13,1883 ± 0,0694	1,4199 ± 0,1013	0,9998	0,1352	0,0370	-4,05	
1,1		13,1883 ± 0,0694	1,4199 ± 0,1013	0,9998	0,1352	0,0370	-4,05	
1,2		13,3073 ± 0,0748	1,1654 ± 0,0891	0,9998	0,2085	0,0454	-4,87	
He		0,3	10,5129 ± 0,1144	3,6787 ± 0,5049	0,9997	0,0101	0,0159	-1,75
		0,4	10,6524 ± 0,0922	2,9783 ± 0,3412	0,9997	0,0145	0,0177	1,86
	0,5	10,7770 ± 0,0772	2,4527 ± 0,2376	0,9998	0,0207	0,0206	1,87	
	0,6	10,8656 ± 0,0739	2,1207 ± 0,2015	0,9997	0,0280	0,0237	-1,88	
	0,7	10,8656 ± 0,0739	2,1207 ± 0,2015	0,9997	0,0280	0,0237	-1,88	
	0,8	10,9609 ± 0,0715	1,7925 ± 0,1647	0,9997	0,0396	0,0279	-2,14	
	0,9	11,0591 ± 0,0722	1,4899 ± 0,1348	0,9997	0,0591	0,0337	-2,46	
	1,0	11,1332 ± 0,0756	1,2845 ± 0,1174	0,9997	0,0828	0,0395	-2,73	
	1,1	11,1763 ± 0,0766	1,1751 ± 0,1039	0,9998	0,0992	0,0429	-2,90	
	1,2	11,2260 ± 0,0798	1,0661 ± 0,0954	0,9998	0,1249	0,0476	-3,13	

Visto que os resultados teóricos obtidos por [Porodnov \*et al.\* \[61\]](#) (gases puros) e por [Sharipov e Kalempa \[16\]](#) (misturas gasosas) estão em função do parâmetro de rarefação  $\delta_m$  e da vazão mássica reduzida  $G$ , calcula-se esses valores por meio das Equações (2.12) e (4.28) e, em seguida, plota-se esses pontos experimentais justamente com as curvas teóricas em um gráfico  $G \times \delta_m$ .

As Figuras 5.19 a 5.21 apresentam, respectivamente, uma comparação entre os pontos experimentais, extraídos com a razão de pressões  $\mathbb{P} = 5$ , e a curva teórica calculada com o modelo BGK, para os gases Ar, N<sub>2</sub> e He. Por conta da grande quantidade de pontos e também das incertezas do parâmetro  $G$  estarem representadas, optou-se por incluir uma ampliação da região mais concentrada de pontos, buscando melhorar a visualização e facilitar a identificação de cada um deles. As incertezas do parâmetro  $\delta_m$  não foram apresentadas nas referidas figuras, mas estão tabeladas no Apêndice C.

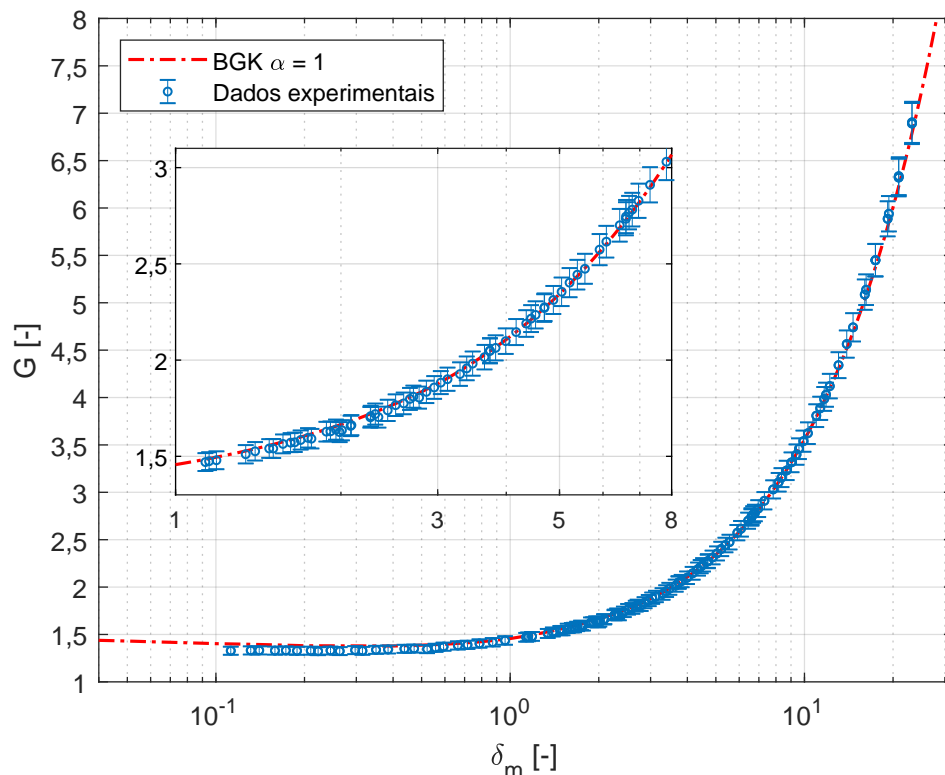
Como é possível notar para todos os gases puros, os pontos experimentais apresentaram uma tendência bem comportada, com dispersões desprezíveis e acompanhando de maneira excelente a curva teórica. Além disso, percebe-se uma diferença considerável entre os valores mínimos para o parâmetro de rarefação médio alcançados com cada um dos gases, devida às diferentes massas molares de cada um dos gases. Consequentemente, como o gás He possui a massa molar aproximadamente 10 vezes menor do que o Ar, o parâmetro de rarefação será 3 vezes menor, uma vez que esse parâmetro é proporcional à raiz da constante dos gases,  $R_g$ , (vide Equações (2.3) e (2.12)).

Comparado com os gases Ar e N<sub>2</sub>, percebe-se que resultados obtidos para o gás He apresentam um leve desvio da curva teórica nas proximidades de  $\delta_m \approx 2$ . Contudo, a diferença existente entre os pontos experimentais e a curva teórica é consideravelmente pequena, sendo da mesma ordem de grandeza das incertezas experimentais, que são de, aproximadamente, 3% (Apêndice C). Com relação aos desvios observados para os valores de  $\delta_m$  mais baixos, estes podem estar associados a alguma imperfeição da própria bancada experimental como, por exemplo, as limitações relacionadas aos transdutores de pressão empregados na bancada experimental. Além disso, o diâmetro do microcanal é outro fator que pode estar associado a esses pequenos desvios, uma vez que a vazão mássica reduzida depende desse parâmetro para ser determinada.

Dos trabalhos experimentais encontrados na literatura, destacam-se três que realizaram uma análise similar para microcanais de seção circular e que são brevemente discutidos a seguir. [Silva \[39\]](#), ao investigar escoamentos com o N<sub>2</sub> em diversas condições de rarefação, apresentou resultados similares àqueles reportados neste trabalho. De certo modo, isso era esperado, uma vez que todos os métodos e procedimentos de [Silva \[39\]](#) foram adotados como referência. Os dados experimentais reportados apresentaram o mesmo comportamento, seguindo a solução teórica do modelo BGK até valores de rarefação elevados. Pequenos desvios na região de maior rarefação, similares aos apontados anteriormente, também foram encontrados.

Por sua vez, os dados experimentais reportados por [Perrier \*et al.\* \[24\]](#) apresentaram uma grande dispersão dos valores ao longo da curva teórica BGK, sendo que, entre os



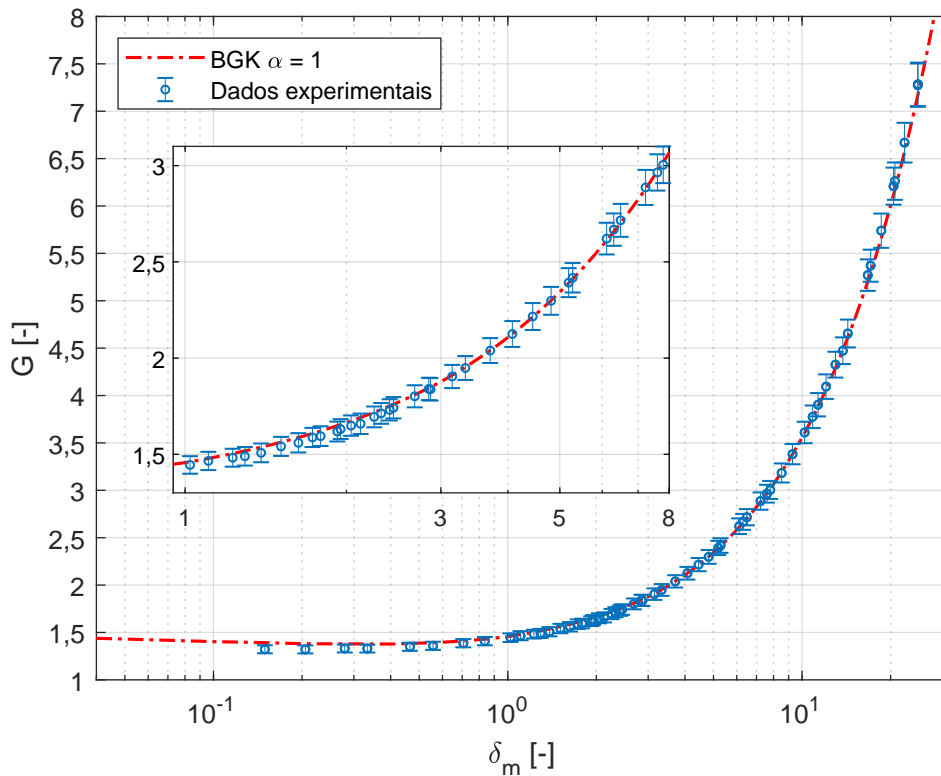


**Figura 5.19** – Vazão mássica reduzida para a razão de pressões  $\mathbb{P} = 5$  para o gás Ar comparado com a curva teórica obtida por meio do modelo cinético BGK com uma acomodação completa

gases analisados, o Ar foi aquele que demonstrou os melhores resultados, apresentando uma dispersão dos dados experimentais pequena. Para o gás He, os dados não apresentaram uma boa adequação com a curva teórica, uma vez que a dispersão encontrada foi elevada. Por fim, ao comparar os resultados dos experimentos realizados em dois microcanais, com revestimentos internos diferentes, com a curva teórica obtida por meio do modelo-S, [Hadj-Nacer et al. \[68\]](#) encontraram uma boa adequação dos dados experimentais somente para valores  $\delta_m > 8$ , ou seja, para o regime de deslizamento, enquanto que para rarefações superiores os dados experimentais tiveram um comportamento destoante da curva teórica.

Em suma, considerando-se as incertezas inerentes ao procedimento experimental, a excelente adequação dos dados experimentais à curva teórica calculada com o modelo BGK corrobora com os resultados obtidos para os valores de TMAC encontrados com as condições de contorno aplicadas às equações de Navier-Stokes para o regime de deslizamento. Além disso, percebe-se que grande parte dos resultados reportados na literatura apresentam dispersões consideráveis e diferenças em relação à solução teórica, enquanto que neste trabalho os resultados adequaram-se satisfatoriamente em praticamente todos os níveis de rarefação investigados.

Tratando-se da mistura gasosa, como já mencionado, são comparados os pontos iniciais de cada experimento com a curva teórica obtida por [Sharipov e Kalempa \[16\]](#) ao solucionar a equação de Boltzmann aplicando o modelo cinético McCormack. Essa comparação é feita

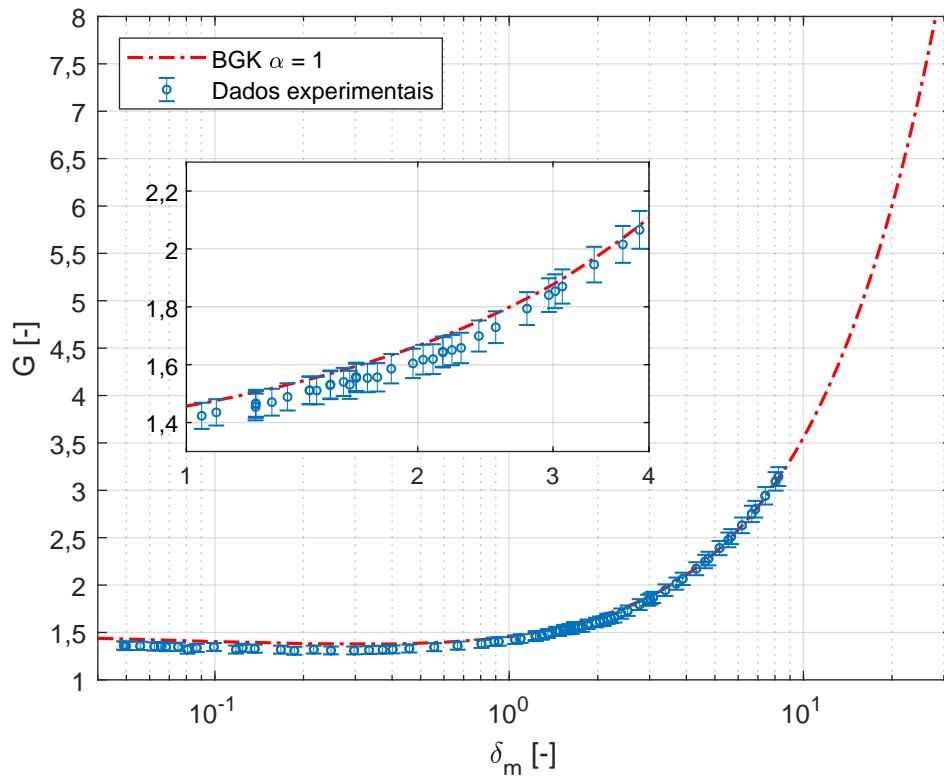


**Figura 5.20** – Vazão mássica reduzida para a razão de pressões  $\mathbb{P} = 5$  para o gás  $\text{N}_2$  comparado com a curva teórica obtida por meio do modelo cinético BGK com uma acomodação completa

por meio da Figura 5.22 que também contém a curva teórica do modelo BGK somente como uma referência para identificar a diferença com os gases puros.

Avaliando-se os resultados, percebe-se que os pontos experimentais apresentaram uma excelente adequação tanto para o regime de deslizamento, quanto para o regime de transição até valores de  $\delta_m \approx 1,8$ , considerando-se as incertezas experimentais. Para valores de  $0,5 < \delta_m < 1,8$ , nota-se um leve desvio de cerca de 2% entre a curva teórica e os valores experimentais incluindo a faixa de incertezas. Contudo, esse desvio manteve-se praticamente constante e acompanhando a curva teórica por todo o intervalo mencionado.

A partir de valores menores do que  $\delta_m \approx 0,5$ , os dados experimentais apresentam uma queda com relação à curva teórica e que se acentua à medida que a rarefação vai aumentando. Acredita-se que a partir desse nível de rarefação, a hipótese de que a concentração é idêntica em ambos os reservatórios  $R_I$  e  $R_{II}$  deixa de ser válida por conta de um possível problema causado pela própria configuração da bancada experimental. Como já mencionado, antes de cada experimento, é realizado o vácuo no reservatório  $R_{II}$  para que sua pressão seja reduzida a valores  $p_{II} \approx 0$  Pa. Contudo, entre o sistema de vácuo e o reservatório  $R_{II}$  localiza-se a válvula de agulha  $V_4$ , utilizada para isolar a seção de testes das outras partes da bancada. Deste modo, pressupõe-se que a restrição existente na seção interna dessa válvula associada com a diferença de pressões, que diminui com o aumento da rarefação, tenha causado a separação dos gases nessa região, o que alterou a concentração da quantidade de gás residual no reservatório  $R_{II}$

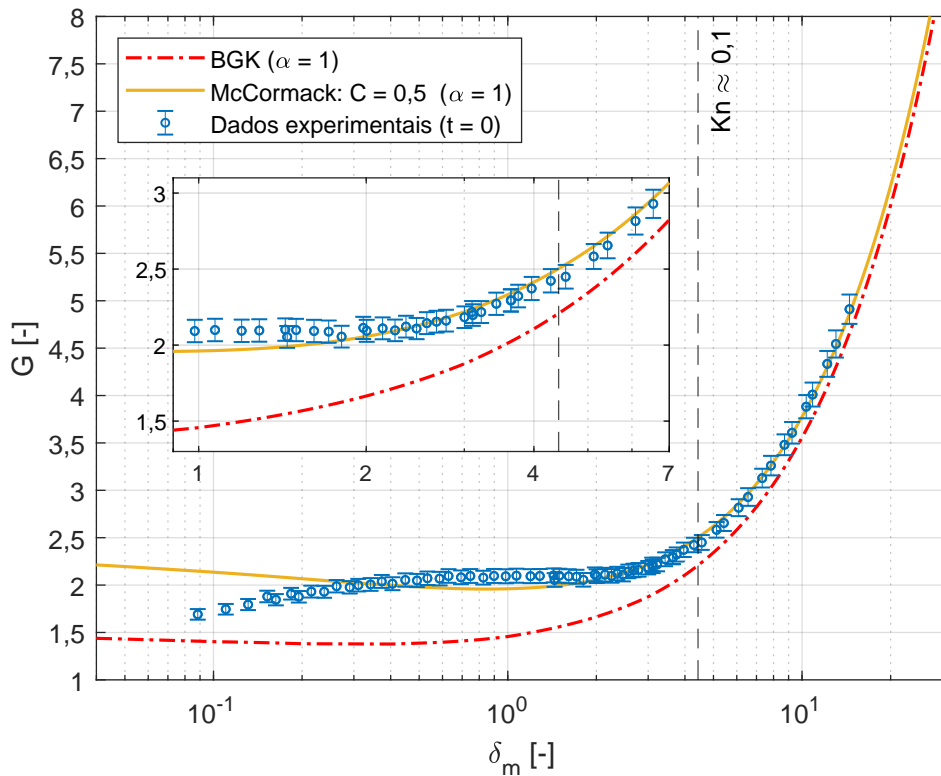


**Figura 5.21** – Vazão mássica reduzida para a razão de pressões  $\mathbb{P} = 5$  para o gás He comparado com a curva teórica obtida por meio do modelo cinético BGK com uma acomodação completa

no início de cada experimento, uma vez que o processo de vácuo não é perfeito.

Nota-se uma diferença entre as curvas teóricas obtidas para os gases puros e para a mistura gasosa, embora ambas tenham sido determinadas considerando-se uma acomodação completa, ou seja, TMAC unitário. De acordo com [Sharipov e Kalempa \[79\]](#), isso está associado ao fato de que cada gás exerce uma parcela de influência no escoamento de Poiseuille e que dependerá da diferença entre as massas moleculares dos componentes da mistura. Como as massas moleculares são diferentes, haverá um aumento na vazão mássica do escoamento, como é possível notar pela curva contínua, referente à solução teórica com o modelo cinético McCormack para a mistura gasosa de Ar e He na concentração de 50 - 50 %, ilustrada na [Figura 5.22](#). Deste modo, se não houver diferença entre as massas moleculares, a solução teórica resume-se àquela encontrada para os gases puros com o modelo BGK. Evidentemente, a concentração também exerce um papel importante no comportamento da solução teórica resultante, em que, para a mistura de Ar e He, os maiores desvios da curva  $G \times \delta_m$  foram encontradas para a concentração de 50 - 50 %. Maiores detalhes sobre as diferentes curvas teóricas para diferentes concentrações e misturas podem ser encontrados nas referências [\[16, 79\]](#).

A [Figura 5.23](#) ilustra os valores obtidos com a razão de pressões  $\mathbb{P} = 2$  e  $\mathbb{P} = 5$  e comparados com a curva teórica do modelo McCormack. Observa-se que os pontos experimentais acompanharam a curva teórica de maneira satisfatória para ambas as razões de pressões até

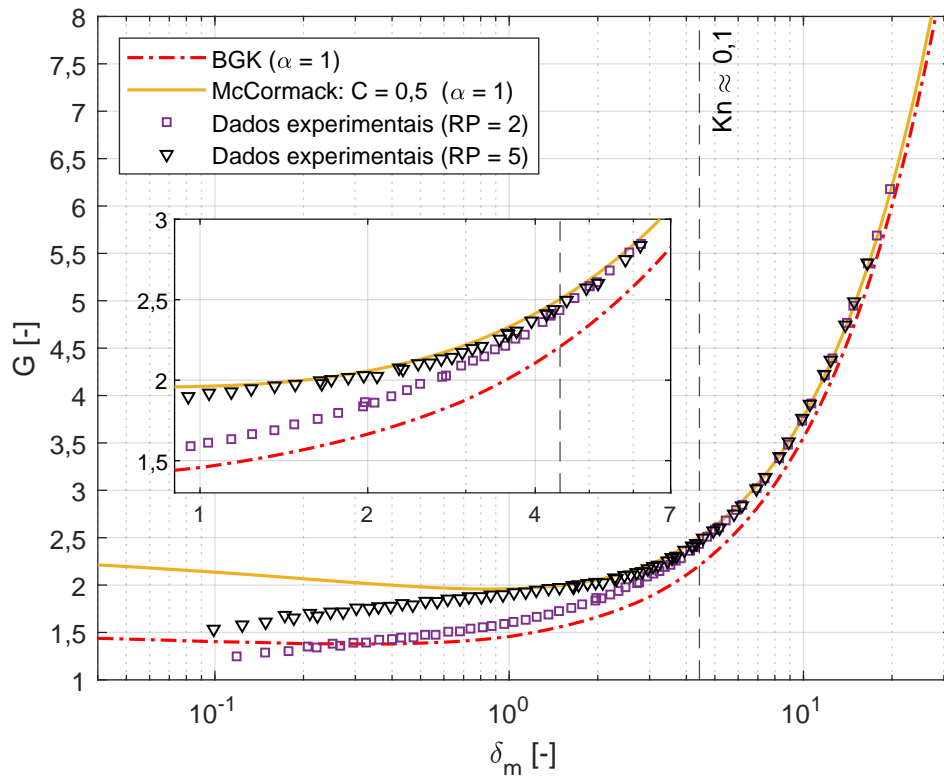


**Figura 5.22** – Vazão mássica reduzida dos pontos iniciais para a mistura gasosa comparadas com as curvas teóricas obtidas por meio dos modelos cinéticos BGK para gases puros e McCormack para uma mistura gasosa de Ar-He 50 - 50 % com ambos considerando uma acomodação completa

valores próximos do fim do regime de deslizamento, indicado pela linha vertical tracejada. Para o regime de transição, os pontos experimentais para a razão de pressões  $\mathbb{P} = 5$  ainda acompanham a curva teórica até  $\delta_m \approx 1,5$ , enquanto que, para  $\mathbb{P} = 2$ , os pontos se afastam em  $\delta_m \approx 5$ . Vale mencionar que as incertezas experimentais não foram indicadas na figura de modo a permitir uma melhor visualização dos detalhes existentes. Apesar disso, as incertezas referentes aos pontos extraídos com as razões de pressão possuem a mesma ordem de grandeza daquelas obtidas para os pontos iniciais do experimento, tabeladas no Apêndice C.

A partir dos resultados, nota-se que tanto para os pontos experimentais extraídos a partir das razões de pressão quanto para aqueles extraídos no início do experimento (em  $t = 0$ ) há uma excelente adequação com a curva teórica de McCormack no regime de deslizamento. Isso demonstra que a condição adotada de que não há diferença de concentração dos gases durante o escoamento nesse regime é válida. Além disso, o fato dos pontos iniciais se adequarem além do regime de deslizamento, como já mencionado, demonstra que, embora ocorra a separação em rarefações mais elevadas, no instante inicial a separação dos gases não ocorreu, reforçando a hipótese que a concentração não se alterou.

Apesar de não ter sido possível medir a concentração de cada gás durante os experimentos, o aumento da divergência dos pontos experimentais da curva teórica com a redução da razão de pressões é um indicativo de que, ao longo do experimento, ocorre a separação



**Figura 5.23** – Vazão mássica reduzida para as razões de pressões  $\mathbb{P} = 2$  e  $\mathbb{P} = 5$  para a mistura gasosa comparadas com as curvas teóricas obtidas por meio dos modelos cinético BGK para gases puros e McCormack para uma concentração de Ar-He 50 - 50% com ambos considerando uma acomodação completa

dos gases, causando uma diferença de concentração nos reservatórios. Os pontos extraídos com a razão de pressões  $\mathbb{P} = 5$  estão situados na região próxima ao início de cada escoamento, enquanto que aqueles extraídos com  $\mathbb{P} = 2$  situam-se na região mais próxima à metade da duração do escoamento. Dessa forma, para a maior razão de pressões, a separação dos gases já teve início, mas não teve tempo para se desenvolver, enquanto que, para a menor razão de pressões, a diferença de concentração é maior, já que houve tempo para esse fenômeno acontecer, o que explica os valores serem inferiores.



## 6 CONCLUSÕES

Com o intuito de se determinar os coeficientes de deslizamento e de acomodação para escoamentos rarefeitos de gases puros e de uma mistura gasosa de Ar e He, realizaram-se diversos experimentos em microcanais fabricados em aço inox com uma geometria circular sob diferentes condições de rarefação, empregando-se o método dinâmico de volume constante, proposto por Silva [39].

Essa metodologia se mostra eficiente tanto para os gases puros Ar e He, quanto para a mistura gasosa entre eles em uma concentração de 50 - 50 %. Os resultados obtidos para os coeficientes de deslizamento e de acomodação com diferentes modelos moleculares e condições de contorno de primeira e segunda ordem estão em conformidade com outros trabalhos experimentais encontrados na literatura.

Ao comparar os resultados experimentais com as soluções teóricas da equação de Boltzmann utilizando modelos cinéticos BGK, para os gases puros, e McCormack, para a mistura gasosa, observou-se uma excelente adequação com as curvas teóricas propostas em todos os regimes de rarefação alcançados, com pequenos desvios em rarefações mais elevadas e que podem ser associados às limitações dos instrumentos de medição empregados.

### 6.1 PRINCIPAIS CONCLUSÕES

Na sequência, são sintetizadas as principais conclusões obtidas no presente trabalho.

- O método dinâmico de volume constante aplicado à mistura gasosa permitiu um bom ajuste de curvas aos dados experimentais, mas deve ser verificado também para diferentes tipos de misturas e concentrações;
- Ótimo ajuste de curvas  $S \times Kn_m$  foi verificado para todos os gases analisados, apresentando  $R^2 > 0,999$  e erros residuais muito baixos;
- A condição de contorno de primeira ordem caracteriza de maneira satisfatória o regime de deslizamento. Entretanto, ao estender o nível de rarefação até  $Kn_m \approx 0,3$ , a condição de contorno de segunda ordem demonstrou ser a mais adequada para caracterizar corretamente os efeitos causados pelo aumento da rarefação;
- Observou-se que as razões de pressões não afetam o coeficiente  $\sigma_p$  para nenhuma das condições de contorno de primeira ou segunda ordem para os gases puros e também para a mistura gasosa. Por outro lado, notou-se uma divergência elevada para  $\sigma_{2p}$  entre a maior e menor razão de pressões utilizada, com a maior diferença de 35 % para o gás He;
- Verificou-se que o modelo molecular não tem influência significativa no coeficiente  $\sigma_p$  para os gases puros, enquanto o coeficiente  $\sigma_{2p}$  apresentou uma variação média de 30 % entre os diferentes modelos;

- O coeficiente  $\sigma_p$  obtido para a mistura gasosa apresentou uma dependência levemente maior do que a encontrada para os gases puros quanto ao modelo molecular, sendo de, aproximadamente, 4,1 % entre os modelos Max e MM;
- Apesar da rugosidade do microcanal utilizada no presente estudo não tenha sido mensurada, a proximidade dos valores de TMAC para o gás  $N_2$ , reportados por [Silva \[39\]](#), com aqueles obtidos neste trabalho é um indicativo que esse parâmetro também tem valores semelhantes, uma vez que foram usados microcanais com características equivalentes;
- Embora o TMAC varie com parâmetros como a geometria do escoamento, superfície e o gás analisado, resultando em uma faixa de valores entre 0,85 e 1, os resultados de TMAC encontrados neste trabalho estão contidos nesta faixa;
- O TMAC apresentou uma tendência de aumentar com a redução da massa molecular (gases puros) corroborando com trabalhos reportados na literatura;
- A obtenção do TMAC por meio dos valores de TMACs locais obtidos de experimentos de forma isolada não é recomendado, uma vez que não apresentam valores constantes na região no regime de deslizamento;
- Para a mistura gasosa, o TMAC local apresentou um decaimento exponencial para valores acima de  $Kn_m \approx 0,08$ . Esse comportamento é um indicativo da existência de um gradiente de concentração ocasionado pelo fenômeno de separação dos gases. Contudo, como não foi possível medir a concentração ao longo dos experimentos, não é possível comprovar essa hipótese;
- Ao ajustar curvas de vazão mássica adimensional (S) para a condição de contorno de segunda ordem considerando valores de  $Kn_m > 0,3$ , observou-se um aumento dos erros residuais para todos os gases puros, com as maiores dispersões observadas para  $Kn_m = 1, 2$ ;
- A curva de vazão mássica adimensional ajustada considerando o limite  $Kn_m = 0,4$ , resultou em valores de SSE, RMSE e erro máximo muito próximos daqueles obtidos para o limite de  $Kn_m = 0,3$ , demonstrando que a extensão da condição de contorno para esse valor é satisfatória;
- Os pontos experimentais obtidos de  $G \times \delta_m$  para os gases puros apresentaram ótima concordância com a solução teórica da equação de Boltzmann com o modelo cinético BGK, embora tenha-se observado um pequeno desvio da curva teórica para o gás hélio quando  $\delta_m < 0,3$ ;
- Boa concordância foi observada para os valores obtidos com a mistura gasosa de Ar-He com concentração 50 - 50 % até  $\delta_m \approx 2$ , em relação à solução teórica da equação de Boltzmann utilizando o modelo McCormack com acomodação completa.



## 6.2 SUGESTÕES DE TRABALHOS FUTUROS

A partir dos resultados deste trabalho, algumas possibilidades de melhorias e estudos complementares são propostas:

- Efetuar a troca da válvula de agulha  $V_4$  por uma válvula globo e que tenha uma seção interna maior, a fim de reduzir o possível efeito de separação dos gases da mistura gasosa causado pela restrição imposta pela válvula atual;
- Instalar na bancada experimental um medidor de concentrações quadrupolo (QMS), visando caracterizar o gradiente de concentração de cada componente da mistura ao longo do escoamento;
- Avaliar diferentes concentrações para a mistura de Ar e He;
- Investigar diferentes tipos de misturas com gases que possuam massas moleculares semelhantes e distintas, de modo a identificar os efeitos causados pelas diferenças das massas moleculares;
- Introduzir o efeito térmico nos experimentos por meio da instalação de um módulo termoelétrico Peltier em cada um dos reservatórios, com o intuito de investigar o efeito da temperatura, associado ou não, com diferença de pressão nos escoamentos de gases puros e também de misturas gasosas.



## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] GRAUR, I. A.; MÉOLANS, J. G. e ZEITOUN, D. E. Analytical and numerical description for isothermal gas flows in microchannels. **Microfluidics and Nanofluidics**, v. 2, n. 1, p. 64–77, 2006. DOI: [10.1007/s10404-005-0055-6](https://doi.org/10.1007/s10404-005-0055-6).
- [2] SZALMÁS, L. **Flows of gas mixtures in microchannels**. 2012. F. 182. Tese (Doutorado) – Budapest University of Technology e Economics, Institute of Physics.
- [3] ZAHMATKESH, I.; ALISHAHI, M. M. e EMDAD, H. New velocity-slip and temperature-jump boundary conditions for Navier–Stokes computation of gas mixture flows in microgeometries. **Mechanics Research Communications**, v. 38, n. 6, p. 417–424, 2011. DOI: [10.1016/j.mechrescom.2011.06.001](https://doi.org/10.1016/j.mechrescom.2011.06.001).
- [4] GAD-EL-HAK, M. **The MEMS Handbook**. CRC press, 2001. v. 23, p. 1368.
- [5] KANDLIKAR, S. G.; GARIMELLA, S.; LI, D.; COLIN, S. e KING, M. R. **Heat Transfer and Fluid Flow in Minichannels and Microchannels**. 2006. DOI: [10.1016/B978-0-08-044527-4.X5000-2](https://doi.org/10.1016/B978-0-08-044527-4.X5000-2).
- [6] SILVA, L. R. e DESCHAMPS, C. J. Modeling of gas leakage through compressor valves. **International Journal of Refrigeration**, v. 53, p. 195–205, 2015. DOI: [10.1016/j.ijrefrig.2014.05.003](https://doi.org/10.1016/j.ijrefrig.2014.05.003).
- [7] IVCHENKO, I. N.; LOYALKA, S. K. e TOMPSON, R. V. Slip coefficients for binary gas mixtures. **Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films**, v. 15, n. 4, p. 2375–2381, 1997. DOI: [10.1116/1.580750](https://doi.org/10.1116/1.580750).
- [8] CHAMBERS, A. **Basic vacuum technology**. 2. ed.: CRC Press, 1998. P. 100.
- [9] KARNIADAKIS, G. E.; BESKOK, A. e ALURU, N. **Microflows and Nanoflows – Fundamentals and Simulation**. 2005. v. 8, p. 824.
- [10] SHARIPOV, F. e KALEMPA, D. Velocity slip and temperature jump coefficients for gaseous mixtures. I. Viscous slip coefficient. **Physics of Fluids**, v. 15, n. 6, p. 1800–1806, 2003. DOI: [10.1063/1.1574815](https://doi.org/10.1063/1.1574815).
- [11] \_\_\_\_\_. Velocity slip and temperature jump coefficients for gaseous mixtures. III. Diffusion slip coefficient. **Physics of Fluids**, American Institute of Physics, v. 16, n. 10, p. 3779–3785, 2004. DOI: [10.1063/1.1781159](https://doi.org/10.1063/1.1781159).
- [12] BIRD, G. A. **Molecular gas dynamics and the direct simulation of gas flows**. 1994.
- [13] SHARIPOV, F. e SELEZNEV, V. Data on internal rarefied gas flows. **Journal of Physical and Chemical Reference Data**, v. 27, n. 3, p. 657–706, 1998. DOI: [10.1063/1.556019](https://doi.org/10.1063/1.556019).
- [14] IVCHENKO, I. N.; LOYALKA, S. K. e TOMPSON, R. V. Boundary slip phenomena in a binary gas mixture. **Zeitschrift für angewandte Mathematik und**

- Physik ZAMP**, Springer, v. 53, n. 1, p. 58–72, 2002. DOI: <https://doi.org/10.1007/s00033-002-8142-y>.
- [15] SHARIPOV, F. Data on the Velocity Slip and Temperature Jump on a Gas-Solid Interface. **Journal of Physical and Chemical Reference Data**, v. 40, n. 2, 2011. DOI: [10.1063/1.3580290](https://doi.org/10.1063/1.3580290).
- [16] SHARIPOV, F. e KALEMPA, D. Gaseous mixture flow through a long tube at arbitrary Knudsen numbers. **Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films**, v. 20, n. 3, p. 814–822, 2002. DOI: [10.1116/1.1469010](https://doi.org/10.1116/1.1469010).
- [17] AGRAWAL, A.; KUSHWAHA, H. M. e JADHAV, R. S. **Microscale flow and heat transfer**. Springer, 2020.
- [18] GAD-EL-HAK, M. The fluid mechanics of microdevices—the freeman scholar lecture. **Journal of Fluids Engineering, Transactions of the ASME**, v. 121, n. 1, p. 5–33, 1999. DOI: [10.1115/1.2822013](https://doi.org/10.1115/1.2822013).
- [19] FERZIGER, J. H.; KAPER, H. G. e GROSS, E. P. **Mathematical Theory of Transport Processes in Gases**. 1973. v. 41, p. 601–603. DOI: [10.1119/1.1987312](https://doi.org/10.1119/1.1987312).
- [20] COLIN, S. Single-Phase Gas Flow in Microchannels. In: **HEAT Transfer and Fluid Flow in Minichannels and Microchannels**. Elsevier, 2013. cap. 2, p. 11–102. DOI: [10.1016/B978-0-08-098346-2.00002-8](https://doi.org/10.1016/B978-0-08-098346-2.00002-8).
- [21] ZHANG, W. M.; MENG, G. e WEI, X. A review on slip models for gas microflows. **Microfluidics and Nanofluidics**, v. 13, n. 6, p. 845–882, 2012. DOI: [10.1007/s10404-012-1012-9](https://doi.org/10.1007/s10404-012-1012-9).
- [22] KENNARD, E. H. **Kinetic theory of gases: with an introduction to statistical mechanics**. 1. ed.: McGraw-Hill Book Company, Inc, 1938. P. 500.
- [23] COLIN, S. **Microfluidics**. Edição: Stéphane Colin. Wiley, 2010. P. 445.
- [24] PERRIER, P.; GRAUR, I. A.; EWART, T. e MÉOLANS, J. G. Mass flow rate measurements in microtubes: From hydrodynamic to near free molecular regime. **Physics of Fluids**, v. 23, n. 4, 2011. DOI: [10.1063/1.3562948](https://doi.org/10.1063/1.3562948).
- [25] EWART, T.; PERRIER, P.; GRAUR, I. A. e MÉOLANS, J. G. Mass flow rate measurements in a microchannel, from hydrodynamic to near free molecular regimes. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 584, August, p. 337–356, 2007. DOI: [10.1017/S0022112007006374](https://doi.org/10.1017/S0022112007006374).
- [26] HADJ-NACER, M.; PERRIER, P.; MÉOLANS, J. G.; GRAUR, I. e WÜEST, M. Experimental study of the gas flows through channels with circular cross sections. **Journal of Physics: Conference Series**, v. 362, n. 1, 2012. DOI: [10.1088/1742-6596/362/1/012025](https://doi.org/10.1088/1742-6596/362/1/012025).

- [27] BIRD, G. A. Definition of mean free path for real gases. **Physics of Fluids**, American Institute of Physics, v. 26, n. 11, p. 3222, 1983. DOI: [10.1063/1.864095](https://doi.org/10.1063/1.864095).
- [28] \_\_\_\_\_. Monte-Carlo Simulation in an Engineering Context. In: **RAREFIED Gas Dynamics, Parts I and II**. New York: American Institute of Aeronautics e Astronautics, 1981. v. 74. P. 239–255. DOI: [10.2514/5.9781600865480.0239.0255](https://doi.org/10.2514/5.9781600865480.0239.0255).
- [29] SHEN, C. **Rarefied gas dynamics: fundamentals, simulations and micro flows**. 1. ed.: Springer Science & Business Media, 2006. P. 430.
- [30] CERCIGNANI, C. **The Boltzmann Equation and Its Applications**. Springer, 1988. P. 456.
- [31] KUNDT, A. e WARBURG, E. Ueber Reibung und Wärmeleitung verdünnter Gase. **Annalen der Physik und Chemie**, v. 231, n. 7, p. 337–365, 1875. DOI: [10.1002/andp.18752310702](https://doi.org/10.1002/andp.18752310702).
- [32] MAXWELL, J. C. VII. On stresses in rarified gases arising from inequalities of temperature. **Philosophical Transactions of the Royal Society of London**, The Royal Society London, v. 170, n. 170, p. 231–256, 1879. DOI: [10.1098/rstl.1879.0067](https://doi.org/10.1098/rstl.1879.0067).
- [33] BERMAN, A. S. e MAEGLEY, W. J. Internal Rarefied Gas Flows with Backscattering. **Physics of Fluids**, American Institute of Physics, v. 15, n. 5, p. 772, 1972. DOI: [10.1063/1.1693983](https://doi.org/10.1063/1.1693983).
- [34] THOMAS, L. B. e LORD, R. Comparative Measurements of Tangential Momentum and Thermal Accommodations on Polished and on Roughened Steel Spheres. In: **RAREFIED Gas Dynamics**. Elsevier, 1974. v. 8. P. 405–412. DOI: [10.1016/B978-0-12-398150-9.50045-6](https://doi.org/10.1016/B978-0-12-398150-9.50045-6).
- [35] DEISLER, R. G. An analysis of second-order slip flow and temperature-jump boundary conditions for rarefied gases. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 7, n. 6, p. 681–694, 1964. DOI: [10.1016/0017-9310\(64\)90161-9](https://doi.org/10.1016/0017-9310(64)90161-9).
- [36] EWART, T.; PERRIER, P.; GRAUR, I. e GILBERT MÉOLANS, J. Mass flow rate measurements in gas micro flows. **Experiments in Fluids**, v. 41, n. 3, p. 487–498, 2006. DOI: [10.1007/s00348-006-0176-z](https://doi.org/10.1007/s00348-006-0176-z).
- [37] COLIN, S.; LALONDE, P. e CAEN, R. Validation of a Second-Order Slip Flow Model in Rectangular Microchannels. **Heat Transfer Engineering**, v. 25, n. 3, p. 23–30, 2004. DOI: [10.1080/01457630490280047](https://doi.org/10.1080/01457630490280047).
- [38] EWART, T.; PERRIER, P.; GRAUR, I. e MÉOLANS, J. G. Tangential momentum accommodation in microtube. **Microfluidics and Nanofluidics**, v. 3, n. 6, p. 689–695, 2007. DOI: [10.1007/s10404-007-0158-3](https://doi.org/10.1007/s10404-007-0158-3).

- [39] SILVA, E. **Characterization of rarefied flows of refrigerants with a new method for the measurement of mass flow rate through microchannels**. 2016. F. 183. Tese (Doutorado) – Universidade Federal de Santa Catarina.
- [40] GRAUR, I. A.; PERRIER, P.; GHOZLANI, W. e MÉOLANS, J. G. Measurements of tangential momentum accommodation coefficient for various gases in plane microchannel. **Physics of Fluids**, v. 21, n. 10, 2009. DOI: [10.1063/1.3253696](https://doi.org/10.1063/1.3253696).
- [41] PERRIER, P.; HADJ-NACER, M.; MÉOLANS, J. G. e GRAUR, I. Measurements and modeling of the gas flow in a microchannel: influence of aspect ratios, surface nature, and roughnesses. **Microfluidics and Nanofluidics**, v. 23, n. 8, 2019. DOI: [10.1007/s10404-019-2259-1](https://doi.org/10.1007/s10404-019-2259-1).
- [42] YAMAGUCHI, H.; HANAWA, T.; YAMAMOTO, O.; MATSUDA, Y.; EGAMI, Y. e NIIMI, T. Experimental measurement on tangential momentum accommodation coefficient in a single microtube. **Microfluidics and Nanofluidics**, v. 11, n. 1, p. 57–64, 2011. DOI: [10.1007/s10404-011-0773-x](https://doi.org/10.1007/s10404-011-0773-x).
- [43] MAURER, J.; TABELING, P.; JOSEPH, P. e WILLAIME, H. Second-order slip laws in microchannels for helium and nitrogen. **Physics of Fluids**, v. 15, n. 9, p. 2613–2621, 2003. DOI: [10.1063/1.1599355](https://doi.org/10.1063/1.1599355).
- [44] HEMADRI, V.; AGRAWAL, A. e BHANDARKAR, U. V. Determination of tangential momentum accommodation coefficient and slip coefficients for rarefied gas flow in a microchannel. **Sādhanā**, Springer India, v. 43, n. 10, p. 164, 2018. DOI: [10.1007/s12046-018-0929-4](https://doi.org/10.1007/s12046-018-0929-4).
- [45] KRAMERS, H. A. e KISTEMAKER, J. On the slip of a diffusing gas mixture along a wall. **Physica**, v. 10, n. 8, p. 699–713, 1943. DOI: [10.1016/S0031-8914\(43\)80018-5](https://doi.org/10.1016/S0031-8914(43)80018-5).
- [46] KALEMPA, D. **Fenômenos de transporte no escoamento de misturas de gases rarefeitos**. 2005. F. 104. Tese (Doutorado) – Universidade Federal do Paraná.
- [47] SHARIPOV, F. e KALEMPA, D. Velocity slip and temperature jump coefficients for gaseous mixtures. II. Thermal slip coefficient. **Physics of Fluids**, v. 16, n. 3, p. 759–764, 2004. DOI: [10.1063/1.1644572](https://doi.org/10.1063/1.1644572).
- [48] KOGAN, M. N. **Rarefied Gas Dynamics**. 1. ed. Boston, MA: Springer US, 1969. P. 515. DOI: [10.1007/978-1-4899-6381-9](https://doi.org/10.1007/978-1-4899-6381-9).
- [49] ALBERTONI, S.; CERCIGNANI, C. e GOTUSSO, L. Numerical Evaluation of the Slip Coefficient. **Physics of Fluids**, American Institute of Physics, v. 6, n. 7, p. 993, 1963. DOI: [10.1063/1.1706857](https://doi.org/10.1063/1.1706857).
- [50] LOYALKA, S. K. Approximate Method in the Kinetic Theory. **Physics of Fluids**, American Institute of Physics, v. 14, n. 11, p. 2291, 1971. DOI: [10.1063/1.1693331](https://doi.org/10.1063/1.1693331).

- [51] LOYALKA, S. K.; PETRELLIS, N. e STORVICK, T. S. Some numerical results for the BGK model: Thermal creep and viscous slip problems with arbitrary accommodation at the surface. **Physics of Fluids**, v. 18, n. 9, p. 1094, 1975. DOI: [10.1063/1.861293](https://doi.org/10.1063/1.861293).
- [52] LOYALKA, S. K. Momentum and Temperature-Slip Coefficients with Arbitrary Accommodation at the Surface. **The Journal of Chemical Physics**, American Institute of Physics, v. 48, n. 12, p. 5432–5436, 1968. DOI: [10.1063/1.1668235](https://doi.org/10.1063/1.1668235).
- [53] CAO, B.-Y.; SUN, J.; CHEN, M. e GUO, Z.-Y. Molecular Momentum Transport at Fluid-Solid Interfaces in MEMS/NEMS: A Review. **International Journal of Molecular Sciences**, Molecular Diversity Preservation International (MDPI), v. 10, n. 11, p. 4638–4706, 2009. DOI: [10.3390/ijms10114638](https://doi.org/10.3390/ijms10114638).
- [54] AGRAWAL, A. e PRABHU, S. V. Survey on measurement of tangential momentum accommodation coefficient. **Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films**, v. 26, n. 4, p. 634–645, 2008. DOI: [10.1116/1.2943641](https://doi.org/10.1116/1.2943641).
- [55] TEKASAKUL, P.; BENTZ, J. A.; TOMPSON, R. V. e LOYALKA, S. K. The spinning rotor gauge: Measurements of viscosity, velocity slip coefficients, and tangential momentum accommodation coefficients. **Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films**, American Vacuum Society, v. 14, n. 5, p. 2946–2952, 1996. DOI: [10.1116/1.580249](https://doi.org/10.1116/1.580249).
- [56] MAALI, A.; COLIN, S. e BHUSHAN, B. Slip length measurement of gas flow. **Nanotechnology**, v. 27, n. 37, p. 374004, 2016. DOI: [10.1088/0957-4484/27/37/374004](https://doi.org/10.1088/0957-4484/27/37/374004).
- [57] KREMER, G. M. **Uma Introdução à Equação de Boltzmann**. 2005. P. 160.
- [58] BHATNAGAR, P. L.; GROSS, E. P. e KROOK, M. A Model for Collision Processes in Gases. I. Small Amplitude Processes in Charged and Neutral One-Component Systems. **Physical Review**, APS, v. 94, n. 3, p. 511–525, 1954. DOI: [10.1103/PhysRev.94.511](https://doi.org/10.1103/PhysRev.94.511).
- [59] SHARIPOV, F. Rarefied gas flow through a long rectangular channel. **Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films**, American Vacuum Society, v. 17, n. 5, p. 3062–3066, 1999. DOI: [10.1116/1.582006](https://doi.org/10.1116/1.582006).
- [60] MCCORMACK, F. J. Construction of linearized kinetic models for gaseous mixtures and molecular gases. **Physics of Fluids**, v. 16, n. 12, p. 2095–2105, 1973. DOI: [10.1063/1.1694272](https://doi.org/10.1063/1.1694272).
- [61] PORODNOV, B. T.; SUETIN, P. E.; BORISOV, S. F. e AKINSHIN, V. D. Experimental investigation of rarefied gas flow in different channels. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 64, n. 3, p. 417–438, 1974. DOI: [10.1017/S0022112074002485](https://doi.org/10.1017/S0022112074002485).

- [62] BENTZ, J. A.; TOMPSON, R. V. e LOYALKA, S. K. The spinning rotor gauge: measurements of viscosity, velocity slip coefficients, and tangential momentum accommodation coefficients for N<sub>2</sub> and CH<sub>4</sub>. **Vacuum**, Elsevier, v. 48, n. 10, p. 817–824, 1997. DOI: [10.1016/S0042-207X\(97\)00031-6](https://doi.org/10.1016/S0042-207X(97)00031-6).
- [63] \_\_\_\_\_. Measurements of viscosity, velocity slip coefficients, and tangential momentum accommodation coefficients using a modified spinning rotor gauge. **Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films**, v. 19, n. 1, p. 317–324, 2001. DOI: [10.1116/1.1335833](https://doi.org/10.1116/1.1335833).
- [64] ARKILIC, E. B.; BREUER, K. S. e SCHMIDT, M. A. Mass flow and tangential momentum accommodation in silicon micromachined channels. **J. Fluid Mechanics**, v. 437, p. 29–43, 2001. DOI: [10.1017/S0022112001004128](https://doi.org/10.1017/S0022112001004128).
- [65] ARKILIC, E. B.; SCHMIDT, M. A. e BREUER, K. S. Gaseous slip flow in long microchannels. **Journal of Microelectromechanical Systems**, v. 6, n. 2, p. 167–178, 1997. DOI: [10.1109/84.585795](https://doi.org/10.1109/84.585795).
- [66] PITAKARNNOP, J.; VAROUTIS, S.; VALOUGEORGIS, D.; GEOFFROY, S.; BALDAS, L. e COLIN, S. A novel experimental setup for gas microflows. **Microfluidics and Nanofluidics**, v. 8, n. 1, p. 57–72, 2010. DOI: [10.1007/s10404-009-0447-0](https://doi.org/10.1007/s10404-009-0447-0).
- [67] YAMAGUCHI, H.; MATSUDA, Y. e NIIMI, T. Tangential momentum accommodation coefficient measurements for various materials and gas species. **Journal of Physics: Conference Series**, v. 362, n. 1, 2012. DOI: [10.1088/1742-6596/362/1/012035](https://doi.org/10.1088/1742-6596/362/1/012035).
- [68] HADJ-NACER, M.; GRAUR, I.; PERRIER, P.; MÉOLANS, J. G. e WUEST, M. Gas flow through microtubes with different internal surface coatings. **Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films**, v. 32, n. 2, p. 021601, 2014. DOI: [10.1116/1.4828955](https://doi.org/10.1116/1.4828955).
- [69] BENTZ, J. A.; TOMPSON, R. V. e LOYALKA, S. K. Viscosity and velocity slip coefficients for gas mixtures: Measurements with a spinning rotor gauge. **Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films**, v. 17, n. 1, p. 235–241, 1999. DOI: [10.1116/1.581577](https://doi.org/10.1116/1.581577).
- [70] SZALMÁS, L.; COLIN, S. e VALOUGEORGIS, D. Flow rate measurements of binary gas mixtures through long trapezoidal microchannels. **Journal of Physics: Conference Series**, v. 362, n. 1, 2012. DOI: [10.1088/1742-6596/362/1/012003](https://doi.org/10.1088/1742-6596/362/1/012003).
- [71] YAMAGUCHI, H.; TAKAMORI, K.; PERRIER, P.; GRAUR, I.; MATSUDA, Y. e NIIMI, T. Viscous slip coefficients for binary gas mixtures measured from mass flow rates through a single microtube. **Physics of Fluids**, v. 28, n. 9, 2016. DOI: [10.1063/1.4961647](https://doi.org/10.1063/1.4961647).



- [72] SILVA, E.; DESCHAMPS, C. J.; ROJAS-CÁRDENAS, M.; BARROT-LATTES, C.; BALDAS, L. e COLIN, S. A time-dependent method for the measurement of mass flow rate of gases in microchannels. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 120, p. 422–434, 2018. DOI: [10.1016/j.ijheatmasstransfer.2017.11.147](https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2017.11.147).
- [73] HARLEY, J. C.; HUANG, Y.; BAU, H. H. e ZEMEL, J. N. Gas flow in micro-channels. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 284, p. 257–274, 1995. DOI: [10.1017/S0022112095000358](https://doi.org/10.1017/S0022112095000358).
- [74] JOUSTEN, K.; MENZER, H. e NIEPRASCHK, R. A new fully automated gas flowmeter at the PTB for flow rates between 10–13 mol/s and 10–6 mol/s. **Metrologia**, v. 39, n. 6, p. 519–529, 2002. DOI: [10.1088/0026-1394/39/6/2](https://doi.org/10.1088/0026-1394/39/6/2).
- [75] MCCULLOH, K. E.; TILFORD, C. R.; EHRlich, C. D. e LONG, F. G. Low-range flowmeters for use with vacuum and leak standards. **Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films**, v. 5, n. 3, p. 376–381, 1987. DOI: [10.1116/1.574163](https://doi.org/10.1116/1.574163).
- [76] ROJAS CARDENAS, M.; GRAUR, I.; PERRIER, P. e MEOLANS, J. G. Thermal transpiration flow: A circular cross-section microtube submitted to a temperature gradient. **Physics of Fluids**, v. 23, n. 3, 2011. DOI: [10.1063/1.3561744](https://doi.org/10.1063/1.3561744).
- [77] KIRBY, B. J. **Micro-and nanoscale fluid mechanics: transport in microfluidic devices**. 1. ed.: Cambridge university press, 2010. P. 537.
- [78] INFICON. **Capacitance Diaphragm Gauge - CDG025D - Operating Manual**. 2016. P. 36.
- [79] SHARIPOV, F. e KALEMPA, D. Separation phenomena for gaseous mixture flowing through a long tube into vacuum. **Physics of Fluids**, v. 17, n. 12, p. 1–8, 2005. DOI: [10.1063/1.2140290](https://doi.org/10.1063/1.2140290).
- [80] SHARIPOV, F. M. e SELEZNEV, V. D. Rarefied gas flow through a long tube at any pressure ratio. **Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films**, American Vacuum Society, v. 12, n. 5, p. 2933–2935, 1994. DOI: [10.1116/1.578969](https://doi.org/10.1116/1.578969).
- [81] PORODNOV, B. T.; KULEV, A. N. e TUCHVETOV, F. T. Thermal transpiration in a circular capillary with a small temperature difference. **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge University Press, v. 88, n. 4, p. 609–622, 1978. DOI: [10.1017/S002211207800230X](https://doi.org/10.1017/S002211207800230X).
- [82] KESTIN, J.; KNIERIM, K.; MASON, E. A.; NAJAFI, B.; RO, S. T. e WALDMAN, M. Equilibrium and Transport Properties of the Noble Gases and Their Mixtures at Low Density. **Journal of Physical and Chemical Reference Data**, v. 13, n. 1, p. 229–303, 1984. DOI: [10.1063/1.555703](https://doi.org/10.1063/1.555703).

- [83] SIEWERT, C. E. e VALOUGEORGIS, D. Concise and accurate solutions to half-space binary-gas flow problems defined by the McCormack model and specular-diffuse wall conditions. **European Journal of Mechanics - B/Fluids**, Elsevier, v. 23, n. 5, p. 709–726, 2004. DOI: [10.1016/j.euromechflu.2003.12.002](https://doi.org/10.1016/j.euromechflu.2003.12.002).
- [84] GAD-EL-HAK, M. Gas and Liquid Transport at the Microscale. **Heat Transfer Engineering**, Taylor & Francis, v. 27, n. 4, p. 13–29, 2006. DOI: [10.1080/01457630500522305](https://doi.org/10.1080/01457630500522305).
- [85] DEMSIS, A.; PRABHU, S. V. e AGRAWAL, A. Influence of wall conditions on friction factor for flow of gases under slip condition. **Experimental Thermal and Fluid Science**, Elsevier Inc., v. 34, n. 8, p. 1448–1455, 2010. DOI: [10.1016/j.expthermflusci.2010.07.008](https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2010.07.008).
- [86] SILVA, E.; ROJAS-CARDENAS, M. e DESCHAMPS, C. J. Experimental analysis of velocity slip at the wall for gas flows of nitrogen, R134a, and R600a through a metallic microtube. **International Journal of Refrigeration**, Elsevier Ltd, v. 66, p. 121–132, 2016. DOI: [10.1016/j.ijrefrig.2016.02.006](https://doi.org/10.1016/j.ijrefrig.2016.02.006).
- [87] DUAN, Z. Second-order gaseous slip flow models in long circular and noncircular microchannels and nanochannels. **Microfluidics and Nanofluidics**, v. 12, n. 5, p. 805–820, 2012. DOI: [10.1007/s10404-011-0924-0](https://doi.org/10.1007/s10404-011-0924-0).
- [88] ALBERTAZZI JR., A. G. e SOUSA, A. R. **Fundamentos de metrologia científica e industrial**. 1. ed.: Editora Manole, Barueri, 2008. P. 424.

## Apêndices



## APÊNDICE A – ANÁLISE DE INCERTEZAS

Ao realizar experimentos, incertezas surgem por diversos fatores. Segundo [Albertazzi Jr. e Sousa \[88\]](#), não existe nenhum sistema de medição perfeito, ou seja, que não possua erros em seus resultados. Sempre haverá imperfeições em seus circuitos, módulos e demais componentes. Tal como esses fatores internos que podem influenciar no resultado final da medição, há também fatores externos como, por exemplo, a temperatura ambiente a qual pode variar ao longo de um experimento. Desta forma, destaca-se a importância de se determinar corretamente todas as incertezas relacionadas ao sistema utilizado.

Todas as medições possuem incertezas associadas em seus resultados. As quantidades que são derivadas a partir desses resultados deverão englobar, da mesma forma, todas as incertezas relativas às variáveis que a compõem por meio da associação delas. A combinação das incertezas da pressão, da temperatura, do volume e das variáveis derivadas a partir delas é demonstrada na sequência. Vale ressaltar que o intervalo de confiança para todas as incertezas foi de 95,45 % que é equivalente a  $2\sigma$ .

[Albertazzi Jr. e Sousa \[88\]](#) mencionam que para medições não-correlacionadas de uma ou  $n$  grandezas de entrada,  $x_n$ , que podem ser representadas por uma função matemática contínua e derivável,  $f$ , a determinação da incerteza padrão combinada,  $u_c(W)$ , dessa nova grandeza  $W$  pode ser calculada por:

$$W = f(x_1, x_2, x_3, \dots, x_n) \quad (\text{A.1a})$$

$$u_c(W)^2 = \sum_{k=1}^n \left( \frac{\partial W}{\partial x_k} u(x_k) \right)^2 \quad (\text{A.1b})$$

Além disso, caso haja correlação entre as grandezas de entrada, essa deve ser considerada. Para tanto, utiliza-se:

$$u_c(W)^2 = \sum_{k=1}^n \left( \frac{\partial W}{\partial x_k} u(x_k) \right)^2 + 2 \sum_{k=1}^{n-1} \sum_{j=k+1}^n \frac{\partial W}{\partial x_k} \frac{\partial W}{\partial x_j} u(x_k) u(x_j) r(x_k, x_j) \quad (\text{A.2})$$

em que  $r$  é denominado o coeficiente de correlação entre as medições das grandezas de entrada  $x_k$  e  $x_j$  e que pode variar entre  $-1 \leq r \leq 1$ , sendo  $r = 1$  para uma correlação direta e  $r = -1$  para uma correlação inversa.

Para o caso em que não haja uma função matemática  $W$  combinando todas as  $n$  fontes de incertezas independentes, a incerteza padrão combinada  $u_c$  pode ser calculada pela raiz quadrada da soma dos quadrados das incertezas padrão individuais:

$$u_c^2 = u_1^2 + u_2^2 + u_3^2 + \dots + u_n^2 \quad (\text{A.3})$$

Por meio das relações apresentadas anteriormente, é possível calcular todas as incertezas inerentes ao procedimento experimental. Na sequência, é apresentado o passo a passo para a obtenção de cada uma delas.

## A.1 PRESSÃO E TEMPERATURA

De acordo com o fabricante, os termopares tipo  $T$ , utilizados nos experimentos, possuem uma incerteza expandida,  $U(T)$ , de  $\pm 0,5^\circ\text{C}$ . Portanto, por se tratar de uma distribuição uniforme com infinitos graus de liberdade, o valor do  $t$  de *Student* é igual a 2. Desta maneira, para se obter a incerteza padrão relacionada ao instrumento,  $u(T_{inst})$ , necessária para os cálculos, basta dividir a incerteza expandida pelo  $t$  de *Student* [88]:

$$u(T_{inst}) = \frac{U(T_{inst})}{t} = \frac{0,5}{2} = 0,25^\circ\text{C} \quad (\text{A.4})$$

Além da incerteza associada ao instrumento, há também aquela que surge em consequência de cada um dos coeficientes referentes ao ajuste de curvas dos dados experimentais. Segundo [Albertazzi Jr. e Sousa \[88\]](#), a incerteza expandida combinada de todas as fontes de incerteza relacionadas ao procedimento do ajuste de curvas equivale ao desvio-padrão, o qual pode ser calculado pelo próprio procedimento:

$$u(T_{ajuste}) = \frac{std(T)}{2} \quad (\text{A.5})$$

Portanto, a incerteza combinada da temperatura é:

$$u_c(T)^2 = u(T_{inst})^2 + u(T_{ajuste})^2 \quad (\text{A.6})$$

Para encontrar a incerteza combinada da pressão, deve-se considerar as incertezas individuais relativas à leitura, à escala total e ao ajuste de curvas realizado. Os transdutores utilizados possuem uma incerteza expandida de 0,2% da leitura, se encaixando em uma distribuição gaussiana (ou uniforme):

$$u(p_{leitura}) = \frac{0,2\%}{2} p_i \quad (\text{A.7})$$

e uma incerteza expandida de 0,003% da escala total, associada à resolução do instrumento, se encaixando em uma distribuição retangular [88]:

$$u(p_{escala}) = \frac{0,003\%}{2\sqrt{3}} FE_i \quad (\text{A.8})$$

sendo  $p_i$  a leitura referente ao transdutor utilizado e  $FE_i$  o fator de escala (FS) total referente ao transdutor utilizado. Para as incertezas relacionadas aos coeficientes obtidos por meio do ajuste de curvas dos dados da pressão, basta utilizar o desvio-padrão resultante desse procedimento:

$$u(p_{ajuste}) = \frac{std(p_i)}{2} \quad (\text{A.9})$$

Por conseguinte, para obter a incerteza padrão combinada para a pressão, basta utilizar a Equação (A.3):

$$u_c(p_i)^2 = u(p_{escala})^2 + u(p_{leitura})^2 + u(p_{ajuste})^2 \quad (\text{A.10})$$

A.2 COEFICIENTE  $Y_{a,b}$ 

Para o coeficiente  $Y_{a,b}$  usado para na determinação da incerteza dos volumes dos reservatórios  $R_I$  e  $R_{II}$ , sabe-se que  $Y_{a,b} = Y_{a,b}(p_I, p_{II}, p^{eq})$ . Para calcular a incerteza padrão combinada, deriva-se parcialmente em relação a cada uma de suas variáveis. Partindo de:

$$Y_{a,b} = \frac{p_{a,b}^{eq} - p_{I,a,b}^0}{p_{II,a,b}^0 - p_{a,b}^{eq}} \quad (\text{A.11})$$

Para  $x_1 = p_I$ :

$$\frac{\partial Y_{a,b}}{\partial x_1} = \frac{1}{p^{eq} - p_{II}^0} = -\frac{Y_{a,b}}{p^{eq} - p_I^0}$$

Para  $x_2 = p_{II}$ :

$$\frac{\partial Y_{a,b}}{\partial x_2} = \frac{p_I^0 - p^{eq}}{(p_{II}^0 - p^{eq})^2} = -\frac{Y_{a,b}}{p_{II}^0 - p^{eq}}$$

Para  $x_3 = p^{eq}$ :

$$\frac{\partial Y_{a,b}}{\partial x_3} = \frac{p_{II}^0 - p_I^0}{(p_{II}^0 - p^{eq})^2} = \frac{Y_{a,b}}{(p^{eq} - p_I)(p_{II}^0 - p^{eq})}$$

A equação final para o cálculo de incerteza combinada é dada por:

$$\frac{u_c(Y_{a,b})^2}{Y_{a,b}^2} = \left( \frac{u(p_I)}{p_I^0 - p^{eq}} \right)^2 + \left( \frac{u(p_{II})}{p^{eq} - p_{II}^0} \right)^2 + \left( \frac{u(p^{eq})}{(p^{eq} - p_I)(p_{II}^0 - p^{eq})} \right)^2 \quad (\text{A.12})$$

Aqui vale ressaltar o fato de que a incerteza da  $p^{eq}$  é o desvio padrão dessa variável, a qual é obtida por meio do ajuste de curva para as pressões. Como a pressão de equilíbrio é relacionada tanto com  $p_i$  quanto com  $p_{II}$ , a incerteza pode ser obtida a partir da média dos desvios padrões desse coeficiente para ambas as curvas:

$$U(p^{eq}) = \frac{std(p^{eq})_{p_I} + std(p^{eq})_{p_{II}}}{2} = 2u(p^{eq})$$

A.3 VOLUMES DOS RESERVATÓRIOS  $R_I$  E  $R_{II}$ 

Com relação ao volume dos reservatórios, em virtude de terem sido determinados de forma indireta, utilizando a pressão e um reservatório extra de volume conhecido,  $V_e$ , também é importante calcular a incerteza padrão associada a este método indireto. Partindo do princípio geral para se obter as incertezas padrão, retratado pela Equação (A.1b), as Equações (A.15a) e (A.15b) foram obtidas derivando as Equações (4.18a) e (4.18b) usadas para determinação dos volumes de  $R_I$  e  $R_{II}$ . Desta forma, a incerteza padrão é obtida para o volume de cada reservatório utilizado nos experimentos.

Para o volume do reservatório  $R_I$ , sabe-se que  $V_I = V_I(V_e, Y_a, Y_b)$ . Para calcular a incerteza combinada, deriva-se parcialmente em relação a cada uma de suas variáveis. Partindo de:

$$V_I = \frac{V_e}{Y_b - Y_a} = \frac{V_I}{V_e} \quad (\text{A.13})$$

Para  $x_1 = V_e$ :

$$\frac{\partial V_I}{\partial x_1} = \frac{1}{Y_b - Y_a} = \frac{V_I}{V_e}$$

Para  $x_2 = Y_a$ :

$$\frac{\partial V_I}{\partial x_2} = \frac{V_e}{(Y_b - Y_a)^2} = \frac{V_I}{Y_b - Y_a} = \frac{V_I^2}{V_e}$$

Para  $x_3 = Y_b$ :

$$\frac{\partial V_I}{\partial x_3} = -\frac{V_e}{(Y_b - Y_a)^2} = -\frac{V_I}{Y_b - Y_a} = -\frac{V_I^2}{V_e}$$

Para o volume do reservatório  $R_{II}$ , sabe-se que  $V_{II} = V_{II}(V_e, Y_a, Y_b)$ . Para calcular a incerteza combinada, deriva-se parcialmente em relação a cada uma de suas variáveis. Partindo de:

$$V_{II} = \frac{V_e}{\left(\frac{Y_b}{Y_a} - 1\right)} \quad (\text{A.14})$$

Para  $x_1 = V_e$ :

$$\frac{\partial V_{II}}{\partial x_1} = \frac{V_e}{\left(\frac{Y_b}{Y_a} - 1\right)} = \frac{V_{II}}{V_e}$$

Para  $x_2 = Y_a$ :

$$\frac{\partial V_{II}}{\partial x_2} = \frac{Y_b V_e}{(Y_a - Y_b)^2} = \frac{V_{II} V_I}{V_e} \frac{Y_b}{Y_a} = V_{II} \left( \frac{V_I}{V_{II}} + \frac{V_I}{V_e} \right)$$

Para  $x_3 = Y_b$ :

$$\frac{\partial V_{II}}{\partial x_3} = -\frac{Y_a V_e}{(Y_a - Y_b)^2} = -\frac{V_{II}}{Y_b - Y_a} = V_{II} \left( -\frac{V_I}{V_e} \right)$$

As equações finais para o cálculo de incerteza combinada para os volumes dos reservatórios são dadas por:

$$\frac{u(V_I)^2}{V_I} = \left[ \frac{u(V_e)}{V_e} \right]^2 + \left[ \frac{V_I}{V_e} u(Y_a) \right]^2 + \left[ -\frac{V_I}{V_e} u(Y_b) \right]^2 \quad (\text{A.15a})$$

$$\frac{u(V_{II})^2}{V_{II}} = \left[ \frac{u(V_e)}{V_e} \right]^2 + \left[ \left( \frac{V_I}{V_{II}} + \frac{V_I}{V_e} \right) u(Y_a) \right]^2 + \left[ \frac{V_I}{V_e} u(Y_b) \right]^2 \quad (\text{A.15b})$$



A.4 VAZÃO MÁSSICA  $\dot{m}_i$ 

Como mencionado anteriormente, para se determinar a incerteza padrão de quantidades derivadas da combinação de outros valores, basta que se associe todas as incertezas padrão de cada termo [88]. Além das incertezas dos volumes, da temperatura e pressões, Silva [39] menciona a importância de se adicionar a incerteza do termo utilizado para caracterização da condição isotérmica dos experimentos  $(1 - \varepsilon_i)$ .

Para a vazão mássica  $\dot{m}_i$ , sabe-se que  $\dot{m}_i = \dot{m}_i(V, T, p_i, p^{eq}, \varepsilon_i)$ . Para calcular a incerteza combinada, deriva-se parcialmente em relação a cada uma de suas variáveis. Partindo de:

$$\dot{m}_i = \frac{V_i (p^{eq} - p_i)}{TR_g \tau \left(1 + \psi_B \exp\left[-\frac{t}{\tau}\right]\right)} \quad (\text{A.16})$$

Para  $x_1 = V_i$ :

$$\frac{\partial \dot{m}_i}{\partial x_1} = \frac{p^{eq} - p_i}{TR_g \tau \left(1 + \psi_B \exp\left[-\frac{t}{\tau}\right]\right)} = \frac{\dot{m}_i}{V_i}$$

Para  $x_2 = T$ :

$$\frac{\partial \dot{m}_i}{\partial x_2} = \frac{V_i (p^{eq} - p_i)}{TR_g \tau \left(1 + \psi_B \exp\left[-\frac{t}{\tau}\right]\right)} \left(-\frac{1}{T}\right) = -\frac{\dot{m}_i}{T}$$

Para  $x_3 = p_i$ :

$$\frac{\partial \dot{m}_i}{\partial x_3} = \frac{V_i}{TR_g \tau \left(1 + \psi_B \exp\left[-\frac{t}{\tau}\right]\right)} = -\frac{\dot{m}_i}{p^{eq} - p_i}$$

Para  $x_4 = p^{eq}$ :

$$\frac{\partial \dot{m}_i}{\partial x_4} = \frac{V_i}{TR_g \tau \left(1 + \psi_B \exp\left[-\frac{t}{\tau}\right]\right)} = \frac{\dot{m}_i}{p^{eq} - p_i}$$

Para a variável  $\varepsilon$ , dada a hipótese inicialmente adotada de 1% de variação máxima para a validade do experimento, adota-se esse valor como sendo o máximo possível para a incerteza padrão:

$$U(\varepsilon_i) = \text{std}(\varepsilon_i)^{\text{max}} = 0,01 = 2u(\varepsilon_i)$$

A equação final para o cálculo de incerteza padrão combinada para a vazão mássica é dada por:

$$\frac{u(\dot{m}_i)^2}{\dot{m}_i^2} = \left[\frac{\dot{m}_i}{V_i}\right]^2 + \left[-\frac{u(T)}{T}\right]^2 + \left[\frac{u(p_i)}{p_i - p^{eq}}\right]^2 + \left[\frac{u(p^{eq})}{p^{eq} - p_i}\right]^2 + [u(\varepsilon_i)]^2 \quad (\text{A.17})$$

### A.5 VAZÃO MÁSSICA ADIMENSIONAL $S$

Para a vazão mássica adimensional  $S$ , sabe-se que  $S = S(\dot{m}, T, L, D, p_I, p_{II})$ . Para calcular a incerteza combinada, deriva-se parcialmente em relação a cada uma de suas variáveis. Partindo de:

$$S = \frac{\dot{m}_i}{m_{po}} = \dot{m}_i \frac{128 \mu R_g T L}{\pi D^4 p_m \Delta p} \quad (\text{A.18})$$

Para  $x_1 = \dot{m}_i$ :

$$\frac{\partial S}{\partial x_1} = \frac{128 \mu R_g T L}{\pi D^4 p_m \Delta p} = \frac{S}{\dot{m}_i}$$

Para  $x_2 = T$ :

$$\frac{\partial S}{\partial x_2} = \dot{m}_i \frac{128 \mu R_g L}{\pi D^4 p_m \Delta p} = \frac{S}{T}$$

Para  $x_3 = L$ :

$$\frac{\partial S}{\partial x_3} = \dot{m}_i \frac{128 \mu R_g T}{\pi D^4 p_m \Delta p} = \frac{S}{L}$$

Para  $x_4 = D$ :

$$\frac{\partial S}{\partial x_4} = \dot{m}_i \frac{128 \mu R_g T L}{\pi p_m \Delta p} \left( -\frac{4}{D^5} \right) = -S \frac{4}{D}$$

Para  $x_5 = p_I$ :

$$\frac{\partial S}{\partial x_5} = \dot{m}_i \frac{128 \mu R_g T L}{\pi D^4} \frac{4 p_I}{p_m^2 \Delta p^2} = -S \frac{2 p_I}{p_m \Delta p}$$

Para  $x_6 = p_{II}$ :

$$\frac{\partial S}{\partial x_6} = \dot{m}_i \frac{128 \mu R_g T L}{\pi D^4} \frac{4 p_{II}}{p_m^2 \Delta p^2} = S \frac{2 p_{II}}{p_m \Delta p}$$

Como a variável  $x_1$  é inversamente correlacionada com as variáveis  $x_2$ ,  $x_5$  e  $x_6$ , é necessário calcular as incertezas padrão correlacionadas utilizando o coeficiente de correlação  $r$ .

Para  $x_1$  e  $x_2$  com  $r(x_1, x_2) = -1$ :

$$\frac{\partial S}{\partial x_1} \frac{\partial S}{\partial x_2} r(x_1, x_2) = -\frac{S}{\dot{m}_i} \frac{S}{T}$$

Para  $x_1$  e  $x_5$  com  $r(x_1, x_5) = -1$ :

$$\frac{\partial S}{\partial x_1} \frac{\partial S}{\partial x_5} r(x_1, x_5) = -\frac{S}{\dot{m}_i} \left( -S \frac{2 p_I}{p_m \Delta p} \right)$$

Para  $x_1$  e  $x_6$  com  $r(x_1, x_6) = -1$ :

$$\frac{\partial S}{\partial x_1} \frac{\partial S}{\partial x_6} r(x_1, x_6) = -\frac{S}{\dot{m}_i} \frac{2p_{II}}{p_m \Delta p}$$

A equação final para o cálculo de incerteza padrão combinada é dada por:

$$\begin{aligned} \frac{u_c(S)^2}{S^2} = & \left( \frac{u(\dot{m}_i)}{\dot{m}_i} \right)^2 + \left( \frac{u(T)}{T} \right)^2 + \left( \frac{u(L)}{L} \right)^2 + \left( -\frac{4u(D)}{D} \right)^2 + \left( -\frac{2p_I}{p_m \Delta p} u(p_I) \right)^2 + \left( \frac{2p_{II}}{p_m \Delta p} u(p_{II}) \right)^2 + \\ & + 2 \left( -\frac{u(\dot{m}_i)}{\dot{m}_i} \frac{u(T)}{T} \right) + 2 \left( \frac{u(\dot{m}_i)}{\dot{m}_i} \frac{2p_I}{p_m \Delta p} u(p_I) \right) + 2 \left( -\frac{u(\dot{m}_i)}{\dot{m}_i} \frac{2p_{II}}{p_m \Delta p} u(p_{II}) \right) \quad (\text{A.19}) \end{aligned}$$

## A.6 VAZÃO MÁSSICA REDUZIDA $G$

Para a vazão mássica adimensional  $G$ , sabe-se que  $G = G(\dot{m}_i, T, L, D, p_I, p_{II})$ . Para calcular a incerteza combinada, deriva-se parcialmente em relação a cada uma de suas variáveis. Partindo de:

$$G = \dot{m}_i \frac{8L \sqrt{2R_g T}}{\pi \Delta p D^3} \quad (\text{A.20})$$

Para  $x_1 = \dot{m}_i$ :

$$\frac{\partial G}{\partial x_1} = \frac{8L \sqrt{2R_g T}}{\pi \Delta p D^3} = \frac{G}{\dot{m}_i}$$

Para  $x_2 = T$ :

$$\frac{\partial G}{\partial x_2} = \dot{m}_i \frac{8L \sqrt{2R_g}}{\pi \Delta p D^3} \frac{1}{2\sqrt{T}} = \frac{G}{2T}$$

Para  $x_3 = L$ :

$$\frac{\partial G}{\partial x_3} = \dot{m}_i \frac{8 \sqrt{2R_g T}}{\pi D^3 \Delta p} = \frac{G}{L}$$

Para  $x_4 = D$ :

$$\frac{\partial G}{\partial x_4} = \dot{m}_i \frac{8L \sqrt{2R_g T}}{\pi \Delta p} \left( -\frac{3}{D^4} \right) = -G \frac{3}{D}$$

Para  $x_5 = p_I$ :

$$\frac{\partial G}{\partial x_5} = \dot{m}_i \frac{8L \sqrt{2R_g T}}{\pi D^3} \frac{1}{(p_I - p_{II})^2} = -\frac{G}{\Delta p}$$

Para  $x_6 = p_{II}$ :

$$\frac{\partial G}{\partial x_6} = \dot{m}_i \frac{8L \sqrt{2R_g T}}{\pi D^3} \frac{1}{(p_I - p_{II})^2} = \frac{G}{\Delta p}$$

Como a variável  $x_1$  é inversamente correlacionada com as variáveis  $x_2$ ,  $x_5$  e  $x_6$ , é necessário calcular as incertezas padrão correlacionadas utilizando o coeficiente de correlação  $r$ .

Para  $x_1$  e  $x_2$  com  $r(x_1, x_2) = -1$ :

$$\frac{\partial G}{\partial x_1} \frac{\partial G}{\partial x_2} r(x_1, x_2) = -\frac{G}{\dot{m}_i} \frac{G}{2T}$$

Para  $x_1$  e  $x_5$  com  $r(x_1, x_5) = -1$ :

$$\frac{\partial G}{\partial x_1} \frac{\partial G}{\partial x_5} r(x_1, x_5) = -\frac{G}{\dot{m}_i} \left( -\frac{G}{\Delta p} \right)$$

Para  $x_1$  e  $x_6$  com  $r(x_1, x_6) = -1$ :

$$\frac{\partial G}{\partial x_1} \frac{\partial G}{\partial x_6} r(x_1, x_6) = -\frac{G}{\dot{m}_i} \frac{G}{\Delta p}$$

A equação final para o cálculo de incerteza padrão combinada é dada por:

$$\begin{aligned} \frac{u_c(G)^2}{G^2} = & \left( \frac{u(\dot{m}_i)}{\dot{m}_i} \right)^2 + \left( \frac{u(T)}{2T} \right)^2 + \left( \frac{u(L)}{L} \right)^2 + \left( -\frac{3u(D)}{D} \right)^2 + \left( -\frac{u(p_I)}{\Delta p} \right)^2 + \left( \frac{u(p_{II})}{\Delta p} \right)^2 + \\ & + 2 \left( -\frac{u(\dot{m}_i)}{\dot{m}_i} \frac{u(T)}{2T} \right) + 2 \left( \frac{u(\dot{m}_i)}{\dot{m}_i} \frac{u(p_I)}{\Delta p} \right) + 2 \left( -\frac{u(\dot{m}_i)}{\dot{m}_i} \frac{u(p_{II})}{\Delta p} \right) \quad (\text{A.21}) \end{aligned}$$

#### A.7 PARÂMETRO DE RAREFAÇÃO $\delta_m$

Para o parâmetro de rarefação  $\delta_m$ , sabe-se que  $\delta_m = \delta_m(D, T, p_I, p_{II})$ . Para calcular a incerteza combinada, deriva-se parcialmente em relação a cada uma de suas variáveis. Partindo de:

$$\delta_m = \frac{D p_m}{\mu \sqrt{2R_g T}} \quad (\text{A.22})$$

Para  $x_1 = D$ :

$$\frac{\partial \delta_m}{\partial x_1} = \frac{p_m}{\mu \sqrt{2R_g T}} = \frac{\delta_m}{D}$$

Para  $x_2 = T$ :

$$\frac{\partial \delta_m}{\partial x_2} = -\frac{D p_m}{2T \mu \sqrt{2R_g T}} = -\frac{\delta_m}{2T}$$

Para  $x_3 = p_I$ :

$$\frac{\partial \delta_m}{\partial x_3} = \frac{D}{\mu \sqrt{2R_g T}} = \frac{\delta_m}{2p_m}$$

Para  $x_4 = p_{II}$ :

$$\frac{\partial \delta_m}{\partial x_4} = \frac{D}{\mu \sqrt{2R_g T}} = \frac{\delta_m}{2p_m}$$

A equação final para o cálculo de incerteza padrão combinada é dada por:

$$\frac{u_c(\delta_m)^2}{\delta_m^2} = \left(\frac{u(D)}{D}\right)^2 + \left(\frac{u(T)}{2T}\right)^2 + \left(\frac{u(p_I)}{2p_m}\right)^2 + \left(\frac{u(p_{II})}{2p_m}\right)^2 \quad (\text{A.23})$$

## A.8 NÚMERO DE KNUDSEN MÉDIO $Kn_m$

Para o número de Knudsen médio  $Kn_m$ , sabe-se que  $Kn_m = Kn_m(D, T, p_I, p_{II})$ . Para calcular a incerteza combinada, deriva-se parcialmente em relação a cada uma de suas variáveis. Partindo de:

$$Kn_m = k_\lambda \frac{\mu}{p_m} \frac{\sqrt{2R_g T}}{D} \quad (\text{A.24})$$

Para  $x_1 = D$ :

$$\frac{\partial Kn_m}{\partial x_1} = -k_\lambda \frac{\mu}{p_m} \frac{\sqrt{2R_g T}}{D^2} = -\frac{Kn_m}{D}$$

Para  $x_2 = T$ :

$$\frac{\partial Kn_m}{\partial x_2} = k_\lambda \frac{\mu}{p_m} \frac{\sqrt{2R_g T}}{2DT} = \frac{Kn_m}{2T}$$

Para  $x_3 = p_I$ :

$$\frac{\partial Kn_m}{\partial x_3} = -k_\lambda \frac{\mu}{p_m^2} \frac{\sqrt{2R_g T}}{D} = -\frac{Kn_m}{2p_m}$$

Para  $x_4 = p_{II}$ :

$$\frac{\partial Kn_m}{\partial x_4} = -k_\lambda \frac{\mu}{p_m^2} \frac{\sqrt{2R_g T}}{D} = -\frac{Kn_m}{2p_m}$$

A equação final para o cálculo de incerteza padrão combinada é dada por:

$$\frac{u_c(Kn_m)^2}{Kn_m^2} = \left(-\frac{u(D)}{D}\right)^2 + \left(\frac{u(T)}{2T}\right)^2 + \left(-\frac{u(p_I)}{2p_m}\right)^2 + \left(-\frac{u(p_{II})}{2p_m}\right)^2 \quad (\text{A.25})$$



## APÊNDICE B – VAZÃO MÁSSICA $\dot{m}_i$

Neste apêndice são tabeladas todas as vazões mássicas iniciais obtidas de cada experimento para cada gás utilizado. Em cada tabela são apresentados as pressões iniciais  $p_I^0$  e  $p_{II}^0$ , as vazões mássicas no instante inicial,  $\dot{m}_I^0$  e  $\dot{m}_{II}^0$ , com suas respectivas incertezas expandidas dadas em porcentagem,  $U\dot{m}_I^0$  e  $U\dot{m}_{II}^0$ , a diferença percentual entre as vazões mássicas de ambos os reservatórios, relativa à vazão mássica  $\dot{m}_{II}^0$  e, por fim, a vazão mássica mínima obtida no instante em que a condição isotérmica deixa de ser válida  $\dot{m}_{II}^\epsilon$ , ou seja, no instante em que  $\epsilon_{II} > 0,01$ .

Os dados estão organizados partindo da maior pressão para a menor pressão, para os gases  $N_2$ , Ar, He e para a mistura gasosa de Ar-He 50-50%, respectivamente.

**Tabela B.1** – Vazão mássica inicial em ambos os reservatórios  $R_I$  e  $R_{II}$  para o gás  $N_2$

$p_I^0$ [Pa]	$p_{II}^0$ [Pa]	$\dot{m}_I^0$ [kg/s]	$U\dot{m}_I^0$ [%]	$\dot{m}_{II}^0$ [kg/s]	$U\dot{m}_{II}^0$ [%]	$\Delta\dot{m}^0$ [%]	$\dot{m}_{II}^\epsilon$ [kg/s]
1,32849E+03	3,58390E+01	8,20397E-09	2,19	8,13145E-09	2,35	0,89	1,46169E-11
1,32639E+03	4,83689E+01	8,16310E-09	2,20	8,10237E-09	2,35	0,75	9,08410E-11
1,19638E+03	4,57178E+01	6,68250E-09	2,21	6,69156E-09	2,35	0,14	1,79270E-11
1,10787E+03	3,98903E+01	5,85781E-09	2,20	5,83784E-09	2,35	0,34	3,77130E-12
1,09640E+03	4,25708E+01	5,73509E-09	2,21	5,72347E-09	2,35	0,20	1,77848E-11
9,96731E+02	4,08633E+01	4,82295E-09	2,21	4,81277E-09	2,35	0,21	8,49303E-12
9,15971E+02	3,73095E+01	4,14551E-09	2,21	4,15236E-09	2,35	0,17	3,68036E-11
8,95962E+02	3,69378E+01	3,98248E-09	2,21	3,98128E-09	2,35	0,03	9,91721E-12
7,65755E+02	3,16864E+01	2,99588E-09	2,22	3,01316E-09	2,35	0,57	1,68318E-11
7,36605E+02	3,20652E+01	2,76848E-09	2,22	2,77662E-09	2,35	0,29	5,25137E-12
6,97539E+02	2,12226E+01	2,56957E-09	2,20	2,57192E-09	2,35	0,09	1,73755E-11
6,46110E+02	2,60963E+01	2,22256E-09	2,23	2,24717E-09	2,35	1,10	8,10970E-12
6,06901E+02	2,41998E+01	2,00287E-09	2,22	2,01453E-09	2,35	0,58	1,05379E-11
5,82430E+02	2,35928E+01	1,85776E-09	2,22	1,86735E-09	2,35	0,51	2,78574E-12
5,46736E+02	2,25316E+01	1,66204E-09	2,23	1,67800E-09	2,35	0,95	1,24853E-11
4,96686E+02	2,28396E+01	1,41421E-09	2,23	1,42797E-09	2,35	0,96	3,95360E-12
4,56042E+02	2,45299E+01	1,21476E-09	2,24	1,22751E-09	2,35	1,04	7,54763E-12
4,18153E+02	1,31823E+01	1,06889E-09	2,21	1,07795E-09	2,35	0,84	1,61461E-12
4,08182E+02	1,17261E+01	1,02972E-09	2,22	1,04129E-09	2,35	1,11	4,50105E-12
3,88558E+02	8,64552E+00	9,64190E-10	2,21	9,73125E-10	2,35	0,92	2,98340E-12
3,48765E+02	7,33783E+00	8,15765E-10	2,21	8,28234E-10	2,35	1,51	2,34531E-12
3,38361E+02	9,54415E+00	7,70877E-10	2,23	7,84462E-10	2,35	1,73	3,78767E-12
3,28427E+02	8,73072E+00	7,41598E-10	2,22	7,50776E-10	2,35	1,22	2,64783E-12
2,83816E+02	7,21042E+00	5,95391E-10	2,21	6,01559E-10	2,35	1,03	4,59902E-12
2,78825E+02	8,37173E+00	5,80506E-10	2,23	5,83717E-10	2,35	0,55	4,44274E-13
2,58681E+02	5,87065E+00	5,18372E-10	2,21	5,23466E-10	2,35	0,97	4,79042E-13
2,39053E+02	6,19867E+00	4,63632E-10	2,22	4,67947E-10	2,35	0,92	1,08717E-12
2,18855E+02	5,90899E+00	4,05163E-10	2,22	4,11259E-10	2,35	1,48	1,64304E-12
1,98906E+02	6,82477E+00	3,52113E-10	2,24	3,58325E-10	2,35	1,73	1,38411E-12
1,78845E+02	4,91957E+00	3,06749E-10	2,22	3,10889E-10	2,35	1,33	5,48672E-13
1,68804E+02	6,60196E+00	2,81063E-10	2,24	2,84476E-10	2,35	1,20	2,43956E-12
1,54042E+02	4,15370E+00	2,49918E-10	2,24	2,54058E-10	2,35	1,63	2,32208E-12
1,52836E+02	4,25491E+00	2,48434E-10	2,25	2,52922E-10	2,35	1,77	7,10038E-13
1,43657E+02	5,76397E+00	2,24748E-10	2,26	2,29916E-10	2,35	2,25	3,62708E-12

Continua na próxima página...

Tabela B.1 – Continuação

$p_I^0$ [Pa]	$p_{II}^0$ [Pa]	$\dot{m}_I^0$ [kg/s]	$U\dot{m}_I^0$ [%]	$\dot{m}_{II}^0$ [kg/s]	$U\dot{m}_{II}^0$ [%]	$\Delta\dot{m}^0$ [%]	$\dot{m}_{II}^\epsilon$ [kg/s]
1,30919E+02	6,10960E+00	1,98384E-10	2,26	2,02204E-10	2,35	1,89	1,45038E-12
1,28922E+02	5,40519E+00	1,96071E-10	2,25	1,98481E-10	2,35	1,21	7,14407E-13
1,24869E+02	1,72782E+00	1,92737E-10	2,19	1,94940E-10	2,35	1,13	6,22766E-13
1,20820E+02	4,31797E+00	1,80946E-10	2,25	1,83138E-10	2,35	1,20	9,65602E-13
1,13857E+02	5,27231E+00	1,66202E-10	2,25	1,67966E-10	2,35	1,05	3,15229E-12
1,08944E+02	6,32964E+00	1,54922E-10	2,29	1,58522E-10	2,35	2,27	5,01402E-13
1,04690E+02	2,66525E+00	1,52740E-10	2,21	1,54996E-10	2,35	1,46	7,01765E-13
1,02882E+02	4,95438E+00	1,45708E-10	2,29	1,48168E-10	2,35	1,66	2,73907E-12
9,60485E+01	3,43041E+00	1,37786E-10	2,25	1,38556E-10	2,35	0,56	3,77453E-12
9,30900E+01	9,05673E-01	1,34740E-10	2,19	1,36418E-10	2,35	1,23	2,07999E-12
8,71487E+01	3,60377E+00	1,22294E-10	2,29	1,22536E-10	2,35	0,20	1,74832E-12
8,08746E+01	3,42728E+00	1,08517E-10	2,33	1,12192E-10	2,35	3,28	3,09440E-12
7,41211E+01	3,85191E+00	9,91903E-11	2,31	9,99653E-11	2,35	0,78	3,49634E-13
6,91519E+01	3,73681E+00	9,16535E-11	2,36	9,23187E-11	2,35	0,72	2,98786E-12
6,60748E+01	7,24755E-01	8,99331E-11	2,19	9,12026E-11	2,35	1,39	1,91091E-12
5,90110E+01	3,41831E+00	7,49293E-11	2,39	7,74853E-11	2,35	3,30	4,56617E-13
5,50049E+01	6,94899E-01	7,29979E-11	2,20	7,42130E-11	2,35	1,64	2,08352E-12
4,49834E+01	6,34434E-01	5,81133E-11	2,20	5,93206E-11	2,35	2,04	1,02519E-12
3,80088E+01	6,21473E-01	4,86785E-11	2,20	4,93935E-11	2,35	1,45	1,59690E-12
2,99670E+01	5,63332E-01	3,74378E-11	2,21	3,82167E-11	2,35	2,04	1,39877E-12
2,49974E+01	5,59224E-01	3,08225E-11	2,23	3,16408E-11	2,35	2,59	7,33546E-13
1,79049E+01	4,99013E-01	2,17668E-11	2,24	2,22724E-11	2,35	2,27	6,13970E-13
1,49823E+01	5,10970E-01	1,80121E-11	2,26	1,85711E-11	2,35	3,01	4,98879E-13
1,09894E+01	4,80729E-01	1,30720E-11	2,27	1,33832E-11	2,35	2,33	4,07224E-13
7,98686E+00	4,63426E-01	9,26193E-12	2,34	9,61424E-12	2,35	3,66	2,62816E-13

Tabela B.2 – Vazão mássica inicial em ambos os reservatórios  $R_I$  e  $R_{II}$  para o gás Ar

$p_I^0$ [Pa]	$p_{II}^0$ [Pa]	$\dot{m}_I^0$ [kg/s]	$U\dot{m}_I^0$ [%]	$\dot{m}_{II}^0$ [kg/s]	$U\dot{m}_{II}^0$ [%]	$\Delta\dot{m}^0$ [%]	$\dot{m}_{II}^\epsilon$ [kg/s]
1,32709E+03	3,83552E+01	9,19913E-09	2,20	9,18751E-09	2,35	0,13	3,41722E-11
1,32627E+03	4,86334E+01	9,18981E-09	2,21	9,17643E-09	2,35	0,15	6,01023E-11
1,19735E+03	3,41607E+01	7,65303E-09	2,20	7,64759E-09	2,35	0,07	2,42660E-11
1,19665E+03	3,99689E+01	7,62866E-09	2,20	7,59996E-09	2,35	0,38	1,24411E-11
1,10589E+03	4,40135E+01	6,59309E-09	2,21	6,59647E-09	2,35	0,05	6,09363E-12
1,09714E+03	3,25899E+01	6,50063E-09	2,20	6,51407E-09	2,35	0,21	1,79967E-11
9,96540E+02	3,56687E+01	5,45112E-09	2,21	5,47173E-09	2,35	0,38	1,12282E-11
9,96340E+02	3,49548E+01	5,46449E-09	2,21	5,47453E-09	2,35	0,18	2,09612E-11
9,26240E+02	3,37107E+01	4,78729E-09	2,21	4,80115E-09	2,35	0,29	6,78750E-12
9,17390E+02	2,74500E+01	4,70576E-09	2,20	4,72193E-09	2,35	0,34	1,15450E-11
8,35873E+02	3,43417E+01	3,97618E-09	2,22	3,99722E-09	2,35	0,53	1,69583E-11
7,96159E+02	3,09150E+01	3,67254E-09	2,21	3,67707E-09	2,35	0,12	6,61353E-11
7,45921E+02	2,96839E+01	3,26712E-09	2,21	3,27947E-09	2,35	0,38	2,27673E-12
6,96694E+02	2,78706E+01	2,89720E-09	2,21	2,91024E-09	2,35	0,45	2,66296E-12
6,76667E+02	2,70358E+01	2,74581E-09	2,22	2,76176E-09	2,35	0,58	8,29620E-12
6,66864E+02	2,61668E+01	2,68926E-09	2,22	2,69579E-09	2,35	0,24	1,97455E-11
6,46080E+02	2,69367E+01	2,51223E-09	2,23	2,54194E-09	2,35	1,17	3,65787E-12
6,26778E+02	2,40284E+01	2,40047E-09	2,22	2,42248E-09	2,35	0,91	3,65693E-11
5,86913E+02	2,34969E+01	2,14605E-09	2,22	2,15684E-09	2,35	0,50	7,19659E-12

Continua na próxima página...



Tabela B.2 – Continuação

$p_I^0$ [Pa]	$p_{II}^0$ [Pa]	$\dot{m}_I^0$ [kg/s]	$U\dot{m}_I^0$ [%]	$\dot{m}_{II}^0$ [kg/s]	$U\dot{m}_{II}^0$ [%]	$\Delta\dot{m}^0$ [%]	$\dot{m}_{II}^\varepsilon$ [kg/s]
5,66675E+02	2,44682E+01	2,01743E-09	2,22	2,03304E-09	2,35	0,77	1,85764E-12
5,47532E+02	2,14915E+01	1,91615E-09	2,22	1,92630E-09	2,35	0,53	9,00671E-12
5,36688E+02	2,13226E+01	1,83311E-09	2,22	1,85395E-09	2,35	1,12	3,07941E-12
5,15600E+02	2,54926E+01	1,71796E-09	2,23	1,73020E-09	2,35	0,71	3,79217E-12
4,96536E+02	2,28967E+01	1,60869E-09	2,23	1,62779E-09	2,35	1,17	3,44994E-12
4,78321E+02	1,28102E+01	1,54099E-09	2,21	1,55027E-09	2,35	0,60	6,23267E-12
4,67950E+02	1,30585E+01	1,47712E-09	2,21	1,49097E-09	2,35	0,93	1,47949E-12
4,48150E+02	1,01760E+01	1,37568E-09	2,22	1,40339E-09	2,35	1,97	7,20803E-12
4,18876E+02	7,66133E+00	1,25288E-09	2,20	1,26581E-09	2,35	1,02	3,29850E-12
3,98959E+02	8,18148E+00	1,16177E-09	2,21	1,17313E-09	2,35	0,97	2,91076E-12
3,88557E+02	8,34481E+00	1,11332E-09	2,21	1,12421E-09	2,35	0,97	2,54334E-12
3,83111E+02	1,13039E+01	1,08643E-09	2,21	1,09796E-09	2,35	1,05	1,57003E-12
3,78852E+02	7,38294E+00	1,07033E-09	2,20	1,08444E-09	2,35	1,30	7,89084E-12
3,78069E+02	9,03405E+00	1,05582E-09	2,21	1,07634E-09	2,35	1,91	9,20922E-12
3,68535E+02	8,25071E+00	1,02246E-09	2,21	1,03640E-09	2,35	1,34	2,92938E-12
3,48633E+02	6,69102E+00	9,38522E-10	2,21	9,55371E-10	2,35	1,76	4,62876E-12
3,38724E+02	7,53000E+00	8,94242E-10	2,22	9,10481E-10	2,35	1,78	1,15254E-11
3,18449E+02	7,01713E+00	8,05660E-10	2,23	8,25302E-10	2,35	2,38	2,81207E-12
3,08859E+02	7,22120E+00	7,85038E-10	2,21	7,90180E-10	2,35	0,65	1,78757E-12
2,98928E+02	6,20222E+00	7,46157E-10	2,21	7,54453E-10	2,35	1,10	3,16994E-12
2,89061E+02	5,65819E+00	7,08019E-10	2,22	7,16266E-10	2,35	1,15	1,70843E-12
2,79078E+02	6,75782E+00	6,77677E-10	2,22	6,78379E-10	2,35	0,10	3,59206E-12
2,69039E+02	5,26717E+00	6,38238E-10	2,22	6,47056E-10	2,35	1,36	1,53704E-12
2,68412E+02	6,34622E+00	6,24189E-10	2,27	6,43872E-10	2,35	3,06	1,74982E-12
2,58973E+02	7,32088E+00	6,01970E-10	2,22	6,07516E-10	2,35	0,91	1,87884E-12
2,53778E+02	8,52626E+00	5,79017E-10	2,23	5,88774E-10	2,35	1,66	3,48182E-12
2,48968E+02	6,19123E+00	5,69960E-10	2,22	5,75871E-10	2,35	1,03	3,36051E-12
2,38806E+02	5,06306E+00	5,34136E-10	2,22	5,42713E-10	2,35	1,58	2,84468E-12
2,28442E+02	5,89332E+00	4,94378E-10	2,25	5,07942E-10	2,35	2,67	4,78638E-13
2,19083E+02	5,18469E+00	4,74580E-10	2,21	4,80018E-10	2,35	1,13	3,19769E-12
2,13934E+02	4,91896E+00	4,59452E-10	2,22	4,65851E-10	2,35	1,37	2,74541E-12
2,13813E+02	5,81870E+00	4,58914E-10	2,22	4,65060E-10	2,35	1,32	7,52750E-13
2,08920E+02	5,77956E+00	4,39863E-10	2,22	4,46063E-10	2,35	1,39	1,81978E-12
1,98937E+02	4,48938E+00	4,13597E-10	2,22	4,20824E-10	2,35	1,72	1,62106E-12
1,93988E+02	5,15111E+00	4,02455E-10	2,22	4,04000E-10	2,35	0,38	5,12698E-12
1,88470E+02	5,47725E+00	3,76370E-10	2,26	3,86456E-10	2,35	2,61	1,01991E-12
1,79006E+02	4,58394E+00	3,59536E-10	2,22	3,63836E-10	2,35	1,18	3,49955E-12
1,73981E+02	4,55519E+00	3,44243E-10	2,23	3,50023E-10	2,35	1,65	9,66261E-13
1,68982E+02	6,04847E+00	3,29127E-10	2,24	3,33251E-10	2,35	1,24	1,74072E-12
1,63714E+02	4,30192E+00	3,16064E-10	2,25	3,21050E-10	2,35	1,55	3,16344E-12
1,58835E+02	4,35223E+00	3,00606E-10	2,25	3,07897E-10	2,35	2,37	3,43091E-13
1,54872E+02	6,08304E+00	2,92129E-10	2,26	2,97647E-10	2,35	1,85	2,74450E-12
1,52817E+02	4,35702E+00	2,89316E-10	2,25	2,95146E-10	2,35	1,98	1,34381E-12
1,48898E+02	4,10437E+00	2,78108E-10	2,24	2,83840E-10	2,35	2,02	9,82828E-13
1,43876E+02	4,61132E+00	2,65497E-10	2,25	2,71863E-10	2,35	2,34	1,08958E-12
1,38811E+02	6,31327E+00	2,49738E-10	2,27	2,55288E-10	2,35	2,17	1,46662E-12
1,33805E+02	4,22474E+00	2,38191E-10	2,27	2,45048E-10	2,35	2,80	1,05881E-12
1,32060E+02	4,87213E+00	2,39127E-10	2,25	2,43191E-10	2,35	1,67	1,00292E-12
1,29904E+02	2,58438E+00	2,38805E-10	2,19	2,40445E-10	2,35	0,68	1,44142E-12
1,29768E+02	2,14744E+00	2,35647E-10	2,21	2,40125E-10	2,35	1,86	8,50526E-13
1,19789E+02	2,06396E+00	2,13635E-10	2,20	2,16780E-10	2,35	1,45	1,21777E-12
1,19092E+02	3,86297E+00	2,10499E-10	2,24	2,12388E-10	2,35	0,89	5,44816E-13

Continua na próxima página...

Tabela B.2 – Continuação

$p_I^0$ [Pa]	$p_{II}^0$ [Pa]	$\dot{m}_I^0$ [kg/s]	$U\dot{m}_I^0$ [%]	$\dot{m}_{II}^0$ [kg/s]	$U\dot{m}_{II}^0$ [%]	$\Delta\dot{m}^0$ [%]	$\dot{m}_{II}^\epsilon$ [kg/s]
1,14786E+02	4,56990E+00	1,97718E-10	2,25	2,00651E-10	2,35	1,46	3,39751E-12
1,13578E+02	4,54419E+00	1,90715E-10	2,33	1,98512E-10	2,35	3,93	6,70309E-12
1,11759E+02	5,39185E+00	1,90603E-10	2,27	1,95181E-10	2,35	2,35	6,33083E-13
1,09900E+02	1,11835E+00	1,92761E-10	2,20	1,96838E-10	2,35	2,07	1,08081E-12
1,07973E+02	1,49212E+00	1,90856E-10	2,19	1,92609E-10	2,35	0,91	5,89494E-13
1,01030E+02	3,18058E+00	1,70819E-10	2,27	1,74155E-10	2,35	1,92	5,27944E-13
9,99393E+01	8,02411E-01	1,71876E-10	2,22	1,76488E-10	2,35	2,61	4,59278E-13
9,69202E+01	1,10031E+00	1,68098E-10	2,19	1,69235E-10	2,35	0,67	3,46991E-13
9,41730E+01	4,01862E+00	1,58919E-10	2,27	1,59706E-10	2,35	0,49	1,16933E-12
9,29492E+01	8,61573E-01	1,57764E-10	2,21	1,61627E-10	2,35	2,39	8,90327E-13
9,00183E+01	1,02941E+00	1,53765E-10	2,19	1,55589E-10	2,35	1,17	1,81194E-13
8,59474E+01	3,62094E+00	1,39967E-10	2,29	1,42646E-10	2,35	1,88	9,66186E-13
8,49414E+01	7,55677E-01	1,41144E-10	2,22	1,45403E-10	2,35	2,93	2,27406E-12
8,00177E+01	9,11054E-01	1,33589E-10	2,19	1,35471E-10	2,35	1,39	2,89626E-13
7,69873E+01	6,68111E-01	1,25555E-10	2,22	1,29524E-10	2,35	3,06	8,78982E-13
6,79907E+01	8,47074E-01	1,10490E-10	2,19	1,11831E-10	2,35	1,20	2,72965E-13
6,60063E+01	8,69930E-01	1,06479E-10	2,20	1,08250E-10	2,35	1,64	5,47417E-13
6,49846E+01	6,84405E-01	1,02771E-10	2,24	1,06838E-10	2,35	3,81	4,62261E-13
5,50177E+01	8,23152E-01	8,69883E-11	2,20	8,81145E-11	2,35	1,28	1,07114E-13
5,00200E+01	7,11548E-01	7,81485E-11	2,20	7,91516E-11	2,35	1,27	3,61901E-13
4,50242E+01	6,97859E-01	6,95713E-11	2,20	7,07543E-11	2,35	1,67	1,31696E-13
4,10309E+01	6,45595E-01	6,29217E-11	2,20	6,38882E-11	2,35	1,51	4,57573E-13
3,80145E+01	6,37895E-01	5,78887E-11	2,21	5,89802E-11	2,35	1,85	1,56364E-13
3,39877E+01	7,43952E-01	5,08736E-11	2,22	5,20283E-11	2,35	2,22	6,44280E-13
3,19408E+01	8,39282E-01	4,75484E-11	2,21	4,82598E-11	2,35	1,47	7,46957E-14
2,97614E+01	1,32033E+00	4,26955E-11	2,24	4,35892E-11	2,35	2,05	1,88986E-13
2,70307E+01	5,59134E-01	4,01570E-11	2,21	4,09077E-11	2,35	1,84	1,49297E-13
2,49824E+01	7,83868E-01	3,65673E-11	2,23	3,74064E-11	2,35	2,24	1,07555E-13
2,19717E+01	8,50036E-01	3,18567E-11	2,23	3,24926E-11	2,35	1,96	1,82573E-13
2,00228E+01	5,57949E-01	2,91561E-11	2,23	2,99089E-11	2,35	2,52	5,93531E-14
1,80144E+01	4,93426E-01	2,62298E-11	2,22	2,66511E-11	2,35	1,58	2,14601E-13
1,69819E+01	6,39703E-01	2,45110E-11	2,24	2,50728E-11	2,35	2,24	9,25441E-14
1,50099E+01	7,38731E-01	2,10223E-11	2,27	2,17170E-11	2,35	3,20	9,73542E-14
1,40131E+01	5,27409E-01	2,00080E-11	2,27	2,06280E-11	2,35	3,01	1,13605E-13
1,26950E+01	5,51906E-01	1,80382E-11	2,25	1,84490E-11	2,35	2,23	6,35754E-13
1,19816E+01	6,11313E-01	1,69348E-11	2,28	1,74037E-11	2,35	2,69	3,63758E-14
1,07638E+01	4,81693E-01	1,53150E-11	2,27	1,57218E-11	2,35	2,59	6,47594E-14
9,85746E+00	5,06275E-01	1,37639E-11	2,31	1,43433E-11	2,35	4,04	4,06092E-14
9,01590E+00	6,15998E-01	1,24992E-11	2,32	1,28600E-11	2,35	2,81	1,61274E-13
7,98695E+00	5,08550E-01	1,10871E-11	2,34	1,14906E-11	2,35	3,51	3,86634E-14
7,45366E+00	5,04290E-01	1,02534E-11	2,37	1,06725E-11	2,35	3,93	3,41690E-14
6,35902E+00	5,68180E-01	8,67542E-12	2,37	8,85614E-12	2,35	2,04	8,98080E-14

Tabela B.3 – Vazão mássica inicial em ambos os reservatórios  $R_I$  e  $R_{II}$  para o gás He

$p_I^0$ [Pa]	$p_{II}^0$ [Pa]	$\dot{m}_I^0$ [kg/s]	$U\dot{m}_I^0$ [%]	$\dot{m}_{II}^0$ [kg/s]	$U\dot{m}_{II}^0$ [%]	$\Delta\dot{m}^0$ [%]	$\dot{m}_{II}^\epsilon$ [kg/s]
1,32786E+03	2,39788E+01	1,36747E-09	2,20	1,37109E-09	2,35	0,26	2,02007E-12
1,29928E+03	1,96284E+01	1,32096E-09	2,19	1,32366E-09	2,35	0,20	3,13670E-12

Continua na próxima página...

Tabela B.3 – Continuação

$p_I^0$ [Pa]	$p_{II}^0$ [Pa]	$\dot{m}_I^0$ [kg/s]	$Um_I^0$ [%]	$\dot{m}_{II}^0$ [kg/s]	$Um_{II}^0$ [%]	$\Delta\dot{m}^0$ [%]	$\dot{m}_{II}^\varepsilon$ [kg/s]
1,19862E+03	2,04341E+01	1,16382E-09	2,19	1,16349E-09	2,35	0,03	1,20036E-12
1,10803E+03	2,08909E+01	1,03071E-09	2,18	1,02501E-09	2,35	0,56	8,76580E-13
1,07829E+03	2,02738E+01	9,86829E-10	2,18	9,80912E-10	2,35	0,60	4,06478E-12
9,98481E+02	2,00202E+01	8,72983E-10	2,19	8,70823E-10	2,35	0,25	4,12409E-13
9,17067E+02	2,18545E+01	7,66894E-10	2,19	7,64480E-10	2,35	0,32	1,86347E-12
8,97311E+02	2,00359E+01	7,41765E-10	2,19	7,39101E-10	2,35	0,36	9,30053E-13
8,37310E+02	2,00655E+01	6,68854E-10	2,19	6,67101E-10	2,35	0,26	1,41646E-12
7,67538E+02	2,01595E+01	5,83525E-10	2,20	5,83103E-10	2,35	0,07	6,62856E-13
7,47553E+02	1,74352E+01	5,62636E-10	2,19	5,62776E-10	2,35	0,02	1,48243E-12
6,97509E+02	1,89674E+01	5,08660E-10	2,19	5,06945E-10	2,35	0,34	4,03711E-13
6,27313E+02	1,75018E+01	4,34896E-10	2,20	4,34905E-10	2,35	0,00	2,29709E-13
5,96795E+02	1,81995E+01	4,03621E-10	2,20	4,03463E-10	2,35	0,04	1,34048E-12
5,47911E+02	1,33222E+01	3,59682E-10	2,20	3,60357E-10	2,35	0,19	1,38540E-12
4,97673E+02	1,37784E+01	3,14165E-10	2,20	3,14840E-10	2,35	0,21	1,00466E-12
4,87296E+02	1,39405E+01	3,03190E-10	2,21	3,05391E-10	2,35	0,72	3,48958E-13
4,77379E+02	1,63572E+01	2,94170E-10	2,22	2,95619E-10	2,35	0,49	8,06905E-14
4,47291E+02	1,48312E+01	2,69109E-10	2,21	2,70508E-10	2,35	0,52	6,03680E-13
4,07270E+02	1,38282E+01	2,36353E-10	2,21	2,37548E-10	2,35	0,50	3,58624E-13
3,86903E+02	1,43742E+01	2,18630E-10	2,23	2,21200E-10	2,35	1,16	3,30344E-13
3,66756E+02	1,64077E+01	2,02033E-10	2,23	2,03361E-10	2,35	0,65	8,29746E-13
3,56807E+02	1,45281E+01	1,96276E-10	2,22	1,97811E-10	2,35	0,78	3,68628E-13
3,47705E+02	1,10326E+01	1,92423E-10	2,21	1,93922E-10	2,35	0,77	4,54636E-13
3,47563E+02	1,23178E+01	1,92089E-10	2,22	1,93646E-10	2,35	0,80	6,45614E-13
3,37030E+02	1,61693E+01	1,82508E-10	2,24	1,82729E-10	2,35	0,12	3,61637E-13
3,28564E+02	5,40862E+00	1,81869E-10	2,20	1,82992E-10	2,35	0,61	1,52337E-13
3,17977E+02	9,41597E+00	1,71785E-10	2,22	1,73712E-10	2,35	1,11	5,36242E-13
2,98625E+02	4,49447E+00	1,61912E-10	2,20	1,63718E-10	2,35	1,10	5,82358E-13
2,86082E+02	7,62436E+00	1,51041E-10	2,21	1,52525E-10	2,35	0,97	5,63640E-14
2,78157E+02	4,89265E+00	1,47398E-10	2,21	1,49282E-10	2,35	1,26	9,93879E-13
2,68867E+02	2,83244E+00	1,43618E-10	2,20	1,46020E-10	2,35	1,65	9,98927E-13
2,68644E+02	4,97252E+00	1,43047E-10	2,21	1,45372E-10	2,35	1,60	1,42749E-13
2,68629E+02	4,59881E+00	1,43365E-10	2,21	1,45596E-10	2,35	1,53	8,67305E-13
2,63641E+02	5,81217E+00	1,38803E-10	2,21	1,39352E-10	2,35	0,39	2,42078E-13
2,59069E+02	3,11588E+00	1,38242E-10	2,20	1,39222E-10	2,35	0,70	4,39497E-13
2,49147E+02	2,40778E+00	1,32427E-10	2,20	1,33875E-10	2,35	1,08	2,34240E-13
2,48833E+02	3,21582E+00	1,31813E-10	2,20	1,32967E-10	2,35	0,87	2,53843E-13
2,38620E+02	5,46581E+00	1,23092E-10	2,22	1,24932E-10	2,35	1,47	2,15730E-13
2,33921E+02	3,23014E+00	1,22280E-10	2,20	1,23682E-10	2,35	1,13	4,21300E-13
2,33832E+02	4,09452E+00	1,21647E-10	2,21	1,23091E-10	2,35	1,17	6,52897E-13
2,18787E+02	3,74889E+00	1,12605E-10	2,21	1,13773E-10	2,35	1,03	5,28852E-13
2,08537E+02	5,19547E+00	1,04599E-10	2,23	1,06482E-10	2,35	1,77	2,19851E-13
1,98923E+02	3,50122E+00	1,01076E-10	2,21	1,02241E-10	2,35	1,14	4,99402E-13
1,98895E+02	3,66223E+00	9,98244E-11	2,21	1,00894E-10	2,35	1,06	6,47590E-13
1,98696E+02	4,56862E+00	1,00237E-10	2,22	1,01445E-10	2,35	1,19	2,21457E-13
1,76530E+02	4,56167E+00	8,64593E-11	2,23	8,82107E-11	2,35	1,99	2,87804E-13
1,68962E+02	4,65727E+00	8,37636E-11	2,23	8,38623E-11	2,35	0,12	1,47926E-13
1,48752E+02	4,17738E+00	7,21179E-11	2,23	7,31510E-11	2,35	1,41	8,27017E-13
1,43486E+02	4,38876E+00	6,85489E-11	2,24	7,01278E-11	2,35	2,25	1,96846E-13
1,29913E+02	3,23975E+00	6,28931E-11	2,20	6,30896E-11	2,35	0,31	3,71153E-14
1,07669E+02	3,05794E+00	5,12865E-11	2,20	5,15665E-11	2,35	0,54	4,26010E-14
8,97604E+01	2,29446E+00	4,24296E-11	2,20	4,27148E-11	2,35	0,67	2,34463E-13
7,38294E+01	2,07745E+00	3,44912E-11	2,20	3,47535E-11	2,35	0,75	4,69504E-13

Continua na próxima página...

Tabela B.3 – Continuação

$p_I^0$ [Pa]	$p_{II}^0$ [Pa]	$\dot{m}_I^0$ [kg/s]	$U\dot{m}_I^0$ [%]	$\dot{m}_{II}^0$ [kg/s]	$U\dot{m}_{II}^0$ [%]	$\Delta\dot{m}^0$ [%]	$\dot{m}_{II}^e$ [kg/s]
6,48255E+01	1,80857E+00	3,00145E-11	2,21	3,02516E-11	2,35	0,78	5,70926E-13
5,98679E+01	1,89564E+00	2,75361E-11	2,21	2,78363E-11	2,35	1,08	3,90617E-14
5,38513E+01	1,89048E+00	2,47043E-11	2,21	2,47979E-11	2,35	0,38	4,80727E-14
4,78156E+01	1,84833E+00	2,16931E-11	2,22	2,19515E-11	2,35	1,18	9,42290E-14
4,00476E+01	6,43588E-01	1,84546E-11	2,20	1,87627E-11	2,35	1,64	1,44167E-13
3,49712E+01	6,22964E-01	1,61937E-11	2,20	1,64692E-11	2,35	1,67	5,63700E-14
3,00040E+01	6,53642E-01	1,35458E-11	2,22	1,39452E-11	2,35	2,86	7,44310E-14
2,70305E+01	5,80487E-01	1,24406E-11	2,21	1,26773E-11	2,35	1,87	7,91877E-15
2,20262E+01	4,81358E-01	1,02787E-11	2,22	1,05005E-11	2,35	2,11	2,81013E-14
2,00049E+01	6,34491E-01	9,24509E-12	2,23	9,47112E-12	2,35	2,39	1,05422E-14
1,90048E+01	5,08539E-01	8,69267E-12	2,22	8,87445E-12	2,35	2,05	1,31706E-14
1,59692E+01	5,48511E-01	7,39057E-12	2,24	7,59571E-12	2,35	2,70	1,71356E-15
1,39666E+01	4,86726E-01	6,46760E-12	2,25	6,62210E-12	2,35	2,33	1,65401E-14
1,29815E+01	5,74115E-01	5,79990E-12	2,26	5,94971E-12	2,35	2,52	8,58574E-15
1,20573E+01	4,71094E-01	5,61265E-12	2,25	5,73451E-12	2,35	2,13	6,85114E-15
1,09802E+01	4,51779E-01	5,11253E-12	2,26	5,21257E-12	2,35	1,92	4,36290E-15
1,05096E+01	5,91312E-01	4,76419E-12	2,29	4,91054E-12	2,35	2,98	2,58245E-15
9,99269E+00	5,05687E-01	4,56444E-12	2,28	4,69760E-12	2,35	2,83	4,18601E-15
8,94421E+00	5,09323E-01	4,10217E-12	2,30	4,21739E-12	2,35	2,73	2,66200E-15
7,99417E+00	4,32957E-01	3,64683E-12	2,33	3,78615E-12	2,35	3,68	7,18003E-15
7,85101E+00	5,61356E-01	3,54682E-12	2,32	3,62810E-12	2,35	2,24	2,59892E-15

Tabela B.4 – Vazão mássica inicial em ambos os reservatórios  $R_I$  e  $R_{II}$  para a mistura gasosa de Ar-He 50-50%

$p_I^0$ [Pa]	$p_{II}^0$ [Pa]	$\dot{m}_I^0$ [kg/s]	$U\dot{m}_I^0$ [%]	$\dot{m}_{II}^0$ [kg/s]	$U\dot{m}_{II}^0$ [%]	$\Delta\dot{m}^0$ [%]	$\dot{m}_{II}^e$ [kg/s]
1,32823E+03	3,44536E+01	5,40947E-09	2,20	5,41514E-09	2,35	0,10	5,73570E-12
1,19910E+03	2,76946E+01	4,54761E-09	2,19	4,53514E-09	2,35	0,27	3,78565E-11
1,11757E+03	2,75051E+01	4,02045E-09	2,20	4,02646E-09	2,35	0,15	3,19172E-11
9,97476E+02	2,39426E+01	3,32586E-09	2,19	3,32657E-09	2,35	0,02	1,03743E-11
9,47593E+02	2,38118E+01	3,05363E-09	2,20	3,05636E-09	2,35	0,09	2,09093E-11
8,46879E+02	2,27947E+01	2,53075E-09	2,20	2,53291E-09	2,35	0,09	4,24476E-11
7,97437E+02	2,20848E+01	2,29188E-09	2,20	2,29976E-09	2,35	0,34	5,46534E-12
7,17375E+02	2,00897E+01	1,93197E-09	2,20	1,93723E-09	2,35	0,27	9,55595E-12
6,66978E+02	2,15323E+01	1,71891E-09	2,21	1,72107E-09	2,35	0,13	4,32069E-12
5,97130E+02	1,92238E+01	1,43431E-09	2,21	1,44252E-09	2,35	0,57	7,62623E-12
5,57350E+02	1,52328E+01	1,29155E-09	2,20	1,30116E-09	2,35	0,74	4,29920E-13
4,97627E+02	1,26456E+01	1,08789E-09	2,21	1,09736E-09	2,35	0,86	2,31317E-12
4,67267E+02	1,43646E+01	9,89560E-10	2,21	9,96980E-10	2,35	0,74	1,03934E-11
4,17803E+02	1,13002E+01	8,42842E-10	2,21	8,48548E-10	2,35	0,67	1,57376E-11
3,98671E+02	4,68828E+00	8,03789E-10	2,20	8,13584E-10	2,35	1,20	5,23664E-12
3,68638E+02	5,21123E+00	7,25584E-10	2,20	7,33598E-10	2,35	1,09	3,59849E-12
3,48712E+02	3,90401E+00	6,72354E-10	2,20	6,82418E-10	2,35	1,47	1,17001E-12
3,38382E+02	3,86049E+00	6,42894E-10	2,20	6,53785E-10	2,35	1,67	1,19496E-12
3,38282E+02	3,99464E+00	6,41522E-10	2,21	6,53243E-10	2,35	1,79	1,20980E-12
3,18678E+02	4,33791E+00	5,99638E-10	2,21	6,07682E-10	2,35	1,32	1,66406E-12
2,98748E+02	3,87569E+00	5,51423E-10	2,20	5,57081E-10	2,35	1,02	6,21919E-12

Continua na próxima página...

Tabela B.4 – Continuação

$p_I^0$ [Pa]	$p_{II}^0$ [Pa]	$\dot{m}_I^0$ [kg/s]	$Um_I^0$ [%]	$\dot{m}_{II}^0$ [kg/s]	$Um_{II}^0$ [%]	$\Delta\dot{m}^0$ [%]	$\dot{m}_{II}^\varepsilon$ [kg/s]
2,88610E+02	3,61012E+00	5,27124E-10	2,21	5,33739E-10	2,35	1,24	1,46421E-12
2,88167E+02	3,40854E+00	5,33691E-10	2,20	5,37804E-10	2,35	0,76	3,48684E-12
2,78723E+02	3,64719E+00	5,09392E-10	2,21	5,11750E-10	2,35	0,46	3,85869E-12
2,58966E+02	2,81243E+00	4,67194E-10	2,20	4,71578E-10	2,35	0,93	3,55871E-12
2,48919E+02	2,63535E+00	4,45102E-10	2,20	4,52049E-10	2,35	1,54	1,51191E-12
2,38854E+02	2,88636E+00	4,25376E-10	2,20	4,31052E-10	2,35	1,32	6,10967E-12
2,28761E+02	2,89210E+00	4,01974E-10	2,22	4,05808E-10	2,35	0,94	6,49234E-13
2,18968E+02	2,78828E+00	3,86109E-10	2,22	3,90721E-10	2,35	1,18	4,86365E-12
2,08703E+02	3,17875E+00	3,60366E-10	2,21	3,67201E-10	2,36	1,86	2,42946E-12
1,98971E+02	2,35836E+00	3,48385E-10	2,23	3,53473E-10	2,36	1,44	3,85875E-12
1,86876E+02	1,54369E+00	3,26013E-10	2,22	3,30741E-10	2,36	1,43	1,42866E-12
1,83902E+02	1,96910E+00	3,21383E-10	2,22	3,27509E-10	2,36	1,87	1,77954E-12
1,67849E+02	2,03379E+00	2,85707E-10	2,22	2,90434E-10	2,36	1,63	2,28673E-13
1,58894E+02	2,32710E+00	2,70002E-10	2,26	2,78489E-10	2,37	3,05	2,70316E-12
1,48875E+02	2,75225E+00	2,56118E-10	2,23	2,60532E-10	2,37	1,69	3,19349E-12
1,38863E+02	1,91834E+00	2,39166E-10	2,24	2,44944E-10	2,37	2,36	2,69703E-12
1,33821E+02	2,26591E+00	2,24523E-10	2,24	2,29867E-10	2,36	2,32	1,03800E-12
1,32573E+02	1,95858E+00	2,32772E-10	2,21	2,33991E-10	2,36	0,52	4,06076E-13
1,19877E+02	1,11399E+00	2,11539E-10	2,21	2,12027E-10	2,37	0,23	4,05326E-13
1,09645E+02	2,63680E+00	1,89645E-10	2,22	1,91018E-10	2,37	0,72	3,65801E-13
9,98819E+01	8,08446E-01	1,75201E-10	2,21	1,77187E-10	2,37	1,12	1,57524E-13
9,18894E+01	6,30256E-01	1,59744E-10	2,21	1,62764E-10	2,37	1,86	7,97715E-13
8,39185E+01	5,89828E-01	1,46865E-10	2,21	1,48800E-10	2,37	1,30	2,83481E-13
7,69322E+01	7,70596E-01	1,32995E-10	2,21	1,34877E-10	2,37	1,40	3,58342E-13
7,00166E+01	2,04684E-01	1,23221E-10	2,20	1,24627E-10	2,36	1,13	4,29063E-13
6,50034E+01	2,01755E-01	1,12743E-10	2,20	1,14983E-10	2,36	1,95	1,92105E-13
5,90121E+01	2,08432E-01	1,03012E-10	2,20	1,04977E-10	2,36	1,87	3,13149E-13
5,49901E+01	2,03499E-01	9,42428E-11	2,21	9,65247E-11	2,36	2,36	4,95529E-13
4,99861E+01	2,03665E-01	8,64500E-11	2,20	8,78727E-11	2,36	1,62	1,33078E-13
4,60493E+01	2,00211E-01	7,88635E-11	2,20	7,99985E-11	2,36	1,42	1,17828E-13
4,20178E+01	2,03401E-01	7,19446E-11	2,20	7,31364E-11	2,36	1,63	5,34407E-14
3,80325E+01	1,22258E-01	6,40989E-11	2,19	6,50593E-11	2,35	1,48	3,55768E-13
3,50386E+01	7,15596E-02	5,93723E-11	2,20	6,07323E-11	2,35	2,24	6,87496E-14
3,19646E+01	1,58766E-01	5,33477E-11	2,20	5,44014E-11	2,35	1,94	1,81062E-13
2,90544E+01	1,73808E-01	4,82802E-11	2,20	4,91756E-11	2,35	1,82	6,56856E-13
2,69859E+01	2,89435E-01	4,39735E-11	2,21	4,49846E-11	2,35	2,25	4,38146E-14
2,44400E+01	2,13009E-01	4,00120E-11	2,21	4,10257E-11	2,35	2,47	4,88378E-13
2,19695E+01	3,66871E-01	3,46155E-11	2,22	3,55391E-11	2,35	2,60	5,38715E-14
1,99599E+01	2,74749E-01	3,15965E-11	2,22	3,23852E-11	2,35	2,44	4,87950E-13
1,79659E+01	3,56721E-01	2,74555E-11	2,22	2,81630E-11	2,35	2,51	1,47527E-13
1,69540E+01	3,24793E-01	2,64663E-11	2,22	2,70412E-11	2,35	2,13	1,06759E-13
1,49328E+01	3,98927E-01	2,20809E-11	2,25	2,28473E-11	2,35	3,35	1,26183E-13
1,39102E+01	4,26625E-01	2,08259E-11	2,28	2,15896E-11	2,35	3,54	1,11551E-13
1,19778E+01	3,72139E-01	1,70549E-11	2,30	1,77342E-11	2,35	3,83	5,84400E-14
9,96053E+00	4,09467E-01	1,36120E-11	2,29	1,41896E-11	2,35	4,07	7,05567E-14
7,95938E+00	3,72474E-01	1,03678E-11	2,37	1,09213E-11	2,35	5,07	2,63457E-14



## APÊNDICE C – VALORES DAS INCERTEZAS DE MEDIÇÃO

Todas as incertezas para os gases puros foram calculadas para o ponto com a razão de pressões  $\mathbb{P} = 5$  e para a mistura gasosa foi considerado o ponto inicial de cada experimento. Os valores obtidos estão distribuídos em duas tabelas para cada gás, sendo a primeira referente às variáveis medidas diretamente e a outra àquelas calculadas indiretamente. Os dados na primeira tabela foram organizados como se segue: a pressão inicial do reservatório  $R_I$ ,  $p_I^0$ , as pressões  $p_I$  e  $p_{II}$  com suas respectivas incertezas expandidas apresentadas de forma percentual e a temperatura média  $T_m$  com sua incerteza expandida  $UT_m$ . Para a segunda tabela, tem-se a pressão inicial  $p_I^0$  referente ao reservatório  $R_I$ , a vazão mássica adimensional  $S$  e sua incerteza expandida  $US$ , o número de Knudsen médio  $Kn_m$  e sua incerteza expandida  $UKn_m$ , a vazão mássica reduzida  $G$  e sua incerteza expandida  $UG$  e, por fim, o parâmetro de rarefação  $\delta_m$  e sua incerteza expandida  $U\delta_m$ .

Vale mencionar que a pressão inicial foi apresentada em ambas as tabelas para exibir como os dados foram organizados, sendo da maior para a menor pressão obtida em um experimento, além de facilitar a comparação dos dados com as outras tabelas existentes ao longo deste trabalho.

**Tabela C.1** – Incertezas expandidas das variáveis medidas diretamente nos reservatórios  $R_I$  e  $R_{II}$  para a razão de pressões  $\mathbb{P} = 5$  e o gás  $N_2$

$p_I^0$ [Pa]	$p_I$ [Pa]	$Up_I$ [%]	$p_{II}$ [Pa]	$Up_{II}$ [%]	$T_m$ [K]	$UT_m$ [%]
1,32849E+03	1,29227E+03	0,20	2,58145E+02	0,21	292,19	0,17
1,32639E+03	1,29220E+03	0,20	2,58518E+02	0,22	291,92	0,17
1,19638E+03	1,16616E+03	0,20	2,33114E+02	0,22	292,52	0,17
1,10787E+03	1,07932E+03	0,20	2,16072E+02	0,22	291,95	0,17
1,09640E+03	1,06872E+03	0,20	2,13606E+02	0,22	292,17	0,17
9,96731E+02	9,71873E+02	0,20	1,94482E+02	0,23	292,56	0,17
9,15971E+02	8,93206E+02	0,20	1,78523E+02	0,23	292,01	0,17
8,95962E+02	8,73694E+02	0,20	1,74800E+02	0,22	292,18	0,17
7,65755E+02	7,46878E+02	0,20	1,49266E+02	0,24	292,04	0,17
7,36605E+02	7,18639E+02	0,20	1,43655E+02	0,23	292,17	0,17
6,97539E+02	6,79047E+02	0,20	1,35847E+02	0,24	292,51	0,17
6,46110E+02	6,30156E+02	0,20	1,25994E+02	0,24	292,14	0,17
6,06901E+02	5,91775E+02	0,20	1,18414E+02	0,24	292,17	0,17
5,82430E+02	5,67975E+02	0,20	1,13571E+02	0,26	292,43	0,17
5,46736E+02	5,33276E+02	0,20	1,06685E+02	0,25	292,34	0,17
4,96686E+02	4,84836E+02	0,20	9,69422E+01	0,26	292,18	0,17
4,56042E+02	4,45710E+02	0,20	8,91886E+01	0,25	292,47	0,17

Continua na próxima página...

Tabela C.1 – Continuação

$p_I^0$ [Pa]	$p_I$ [Pa]	$U_{p_I}$ [%]	$p_{II}$ [Pa]	$U_{p_{II}}$ [%]	$T_m$ [K]	$UT_m$ [%]
4,18153E+02	4,07216E+02	0,20	8,14847E+01	0,27	292,21	0,17
4,08182E+02	3,97367E+02	0,20	7,94554E+01	0,30	292,34	0,17
3,88558E+02	3,77854E+02	0,20	7,55459E+01	0,26	292,46	0,17
3,48765E+02	3,39143E+02	0,20	6,78337E+01	0,24	292,22	0,17
3,38361E+02	3,29420E+02	0,20	6,58857E+01	0,23	292,33	0,17
3,28427E+02	3,19624E+02	0,20	6,39192E+01	0,23	292,39	0,17
2,83816E+02	2,76144E+02	0,20	5,52152E+01	0,27	292,34	0,17
2,78825E+02	2,71453E+02	0,21	5,42800E+01	0,26	292,36	0,17
2,58681E+02	2,51573E+02	0,20	5,03222E+01	0,25	292,21	0,17
2,39053E+02	2,32604E+02	0,20	4,65073E+01	0,26	292,36	0,17
2,18855E+02	2,13016E+02	0,20	4,26179E+01	0,26	292,20	0,17
1,98906E+02	1,93839E+02	0,20	3,87576E+01	0,30	292,36	0,17
1,78845E+02	1,74080E+02	0,20	3,48271E+01	0,31	292,25	0,17
1,68804E+02	1,64606E+02	0,20	3,29131E+01	0,31	292,35	0,17
1,54042E+02	1,49938E+02	0,21	2,99889E+01	0,32	292,27	0,17
1,52836E+02	1,48791E+02	0,21	2,97602E+01	0,33	292,27	0,17
1,43657E+02	1,40144E+02	0,21	2,80249E+01	0,33	292,38	0,17
1,30919E+02	1,27836E+02	0,20	2,55722E+01	0,33	292,27	0,17
1,28922E+02	1,25772E+02	0,21	2,51541E+01	0,35	292,23	0,17
1,24869E+02	1,21272E+02	0,20	2,42579E+01	0,22	292,25	0,17
1,20820E+02	1,17751E+02	0,21	2,35506E+01	0,39	292,42	0,17
1,13857E+02	1,11148E+02	0,21	2,22248E+01	0,38	292,61	0,17
1,08944E+02	1,06578E+02	0,21	2,13205E+01	0,37	292,23	0,17
1,04690E+02	1,01872E+02	0,20	2,03731E+01	0,22	292,21	0,17
1,02882E+02	1,00477E+02	0,21	2,00981E+01	0,40	292,25	0,17
9,60485E+01	9,35933E+01	0,21	1,87200E+01	0,40	292,55	0,17
9,30900E+01	9,03518E+01	0,20	1,80742E+01	0,21	292,47	0,17
8,71487E+01	8,49907E+01	0,21	1,69943E+01	0,44	292,24	0,17
8,08746E+01	7,89435E+01	0,22	1,57910E+01	0,48	292,48	0,17
7,41211E+01	7,24179E+01	0,22	1,44818E+01	0,54	292,24	0,17
6,91519E+01	6,75836E+01	0,22	1,35197E+01	0,55	292,42	0,17
6,60748E+01	6,41472E+01	0,20	1,28302E+01	0,21	292,52	0,17
5,90110E+01	5,77414E+01	0,22	1,15491E+01	0,61	292,29	0,17
5,50049E+01	5,34181E+01	0,20	1,06852E+01	0,21	292,56	0,17
4,49834E+01	4,37009E+01	0,20	8,74211E+00	0,21	292,55	0,17
3,80088E+01	3,69322E+01	0,20	7,38650E+00	0,22	292,47	0,17
2,99670E+01	2,91344E+01	0,20	5,82682E+00	0,23	292,47	0,17

Continua na próxima página...



**Tabela C.1 – Continuação**

$p_I^0$ [Pa]	$p_I$ [Pa]	$Up_I$ [%]	$p_{II}$ [Pa]	$Up_{II}$ [%]	$T_m$ [K]	$UT_m$ [%]
2,49974E+01	2,43203E+01	0,20	4,86345E+00	0,26	292,54	0,17
1,79049E+01	1,74334E+01	0,20	3,48662E+00	0,28	292,56	0,17
1,49823E+01	1,46049E+01	0,21	2,92054E+00	0,29	292,52	0,17
1,09894E+01	1,07267E+01	0,21	2,14580E+00	0,34	292,49	0,17
7,98686E+00	7,81575E+00	0,22	1,56341E+00	0,44	292,51	0,17

**Tabela C.2 – Incertezas expandidas das variáveis medidas indiretamente e calculadas com base na vazão mássica do reservatório  $R_{II}$  para a razão de pressões  $\mathbb{P} = 5$ , modelo molecular VHS e o gás  $N_2$** 

$p_I^0$ [Pa]	S [-]	US [%]	$Kn_m$ [-]	$UKn_m$ [%]	G [-]	UG [%]	$\delta_m$ [-]	$U\delta_m$ [%]
1,32849E+03	1,1794	4,18	0,0150	0,90	7,2010	3,14	24,4219	0,90
1,32639E+03	1,1794	4,18	0,0149	0,90	7,2102	3,14	24,4544	0,90
1,19638E+03	1,1996	4,18	0,0166	0,90	6,6007	3,14	22,0100	0,90
1,10787E+03	1,2140	4,18	0,0179	0,90	6,1988	3,14	20,4250	0,90
1,09640E+03	1,2172	4,18	0,0181	0,90	6,1466	3,14	20,1999	0,90
9,96731E+02	1,2389	4,18	0,0199	0,90	5,6814	3,14	18,3432	0,90
9,15971E+02	1,2586	4,18	0,0216	0,90	5,3160	3,14	16,8943	0,90
8,95962E+02	1,2635	4,18	0,0221	0,90	5,2172	3,14	16,5163	0,90
7,65755E+02	1,3048	4,17	0,0259	0,90	4,6075	3,15	14,1246	0,90
7,36605E+02	1,3037	4,18	0,0269	0,90	4,4272	3,14	13,5838	0,90
6,97539E+02	1,3362	4,18	0,0285	0,90	4,2820	3,14	12,8186	0,90
6,46110E+02	1,3606	4,17	0,0307	0,90	4,0523	3,14	11,9131	0,90
6,06901E+02	1,3813	4,17	0,0327	0,90	3,8633	3,15	11,1875	0,90
5,82430E+02	1,3940	4,17	0,0341	0,90	3,7374	3,15	10,7246	0,90
5,46736E+02	1,4189	4,17	0,0363	0,90	3,5734	3,15	10,0739	0,90
4,96686E+02	1,4608	4,17	0,0399	0,90	3,3468	3,15	9,1642	0,90
4,56042E+02	1,4975	4,17	0,0434	0,90	3,1506	3,15	8,4156	0,90
4,18153E+02	1,5453	4,17	0,0475	0,90	2,9736	3,16	7,6973	0,90
4,08182E+02	1,5638	4,16	0,0487	0,90	2,9344	3,17	7,5058	0,90
3,88558E+02	1,6022	4,17	0,0512	0,90	2,8573	3,15	7,1336	0,90
3,48765E+02	1,6776	4,18	0,0570	0,90	2,6882	3,14	6,4096	0,90
3,38361E+02	1,6973	4,18	0,0587	0,90	2,6405	3,14	6,2230	0,90
3,28427E+02	1,7191	4,18	0,0605	0,90	2,5943	3,14	6,0363	0,90

Continua na próxima página...

Tabela C.2 – Continuação

$p_l^0$ [Pa]	S [-]	US [%]	$Kn_m$ [-]	$UKn_m$ [%]	G [-]	UG [%]	$\delta_m$ [-]	$U\delta_m$ [%]
2,83816E+02	1,8349	4,17	0,0701	0,90	2,3928	3,16	5,2161	0,90
2,78825E+02	1,8472	4,18	0,0713	0,90	2,3676	3,14	5,1271	0,90
2,58681E+02	1,9133	4,17	0,0769	0,90	2,2744	3,15	4,7549	0,90
2,39053E+02	1,9971	4,17	0,0832	0,90	2,1935	3,15	4,3933	0,90
2,18855E+02	2,0898	4,17	0,0908	0,90	2,1036	3,15	4,0264	0,90
1,98906E+02	2,2052	4,17	0,0998	0,90	2,0183	3,16	3,6610	0,90
1,78845E+02	2,3452	4,16	0,1111	0,90	1,9287	3,17	3,2897	0,90
1,68804E+02	2,4252	4,17	0,1175	0,90	1,8851	3,17	3,1091	0,90
1,54042E+02	2,5684	4,16	0,1290	0,90	1,8192	3,17	2,8332	0,90
1,52836E+02	2,5911	4,16	0,1300	0,90	1,8212	3,17	2,8114	0,90
1,43657E+02	2,6948	4,16	0,1381	0,90	1,7831	3,17	2,6467	0,90
1,30919E+02	2,8552	4,16	0,1513	0,90	1,7242	3,17	2,4156	0,90
1,28922E+02	2,8833	4,16	0,1537	0,90	1,7134	3,18	2,3770	0,90
1,24869E+02	2,9592	4,18	0,1595	0,90	1,6954	3,14	2,2917	0,90
1,20820E+02	3,0172	4,16	0,1643	0,90	1,6772	3,19	2,2236	0,90
1,13857E+02	3,1320	4,15	0,1742	0,90	1,6420	3,19	2,0971	0,90
1,08944E+02	3,2421	4,16	0,1814	0,90	1,6326	3,19	2,0143	0,90
1,04690E+02	3,3543	4,18	0,1898	0,90	1,6146	3,14	1,9254	0,90
1,02882E+02	3,3750	4,16	0,1924	0,90	1,6021	3,19	1,8988	0,90
9,60485E+01	3,5742	4,15	0,2069	0,90	1,5784	3,19	1,7664	0,90
9,30900E+01	3,6854	4,18	0,2142	0,90	1,5717	3,13	1,7058	0,90
8,71487E+01	3,8456	4,15	0,2275	0,90	1,5440	3,20	1,6060	0,90
8,08746E+01	4,0949	4,15	0,2452	0,90	1,5257	3,21	1,4904	0,90
7,41211E+01	4,3621	4,14	0,2670	0,90	1,4924	3,23	1,3685	0,90
6,91519E+01	4,6222	4,14	0,2863	0,90	1,4748	3,22	1,2763	0,90
6,60748E+01	4,8481	4,18	0,3018	0,90	1,4675	3,13	1,2108	0,90
5,90110E+01	5,3194	4,13	0,3350	0,91	1,4508	3,25	1,0910	0,91
5,50049E+01	5,6744	4,18	0,3625	0,90	1,4302	3,13	1,0082	0,90
4,49834E+01	6,7617	4,18	0,4430	0,90	1,3943	3,13	0,8248	0,90
3,80088E+01	7,8724	4,18	0,5241	0,90	1,3723	3,14	0,6973	0,90
2,99670E+01	9,7862	4,18	0,6643	0,90	1,3457	3,14	0,5500	0,90
2,49974E+01	11,6397	4,17	0,7961	0,90	1,3357	3,15	0,4590	0,90
1,79049E+01	16,0109	4,17	1,1106	0,90	1,3169	3,15	0,3290	0,90
1,49823E+01	19,1209	4,17	1,3255	0,90	1,3178	3,16	0,2757	0,90
1,09894E+01	25,8281	4,16	1,8045	0,90	1,3076	3,17	0,2025	0,90
7,98686E+00	35,4903	4,15	2,4767	0,90	1,3090	3,20	0,1475	0,90

**Tabela C.3** – Incertezas expandidas das variáveis medidas diretamente nos reservatórios  $R_I$  e  $R_{II}$  para a razão de pressões  $\mathbb{P} = 5$  e o gás Ar

$p_I^0$ [Pa]	$p_I$ [Pa]	$Up_I$ [%]	$p_{II}$ [Pa]	$Up_{II}$ [%]	$T_m$ [K]	$UT_m$ [%]
1,32709E+03	1,29151E+03	0,20	2,58445E+02	0,22	292,30	0,17
1,32627E+03	1,29233E+03	0,20	2,58479E+02	0,22	292,29	0,17
1,19735E+03	1,16524E+03	0,20	2,32858E+02	0,23	292,36	0,17
1,19665E+03	1,16537E+03	0,20	2,32953E+02	0,21	292,57	0,17
1,10589E+03	1,07817E+03	0,20	2,15771E+02	0,22	292,37	0,17
1,09714E+03	1,06796E+03	0,20	2,13657E+02	0,22	292,37	0,17
9,96540E+02	9,71057E+02	0,20	1,94077E+02	0,22	292,51	0,17
9,96340E+02	9,70662E+02	0,20	1,94268E+02	0,22	292,34	0,17
9,26240E+02	9,02608E+02	0,20	1,80484E+02	0,22	292,38	0,17
9,17390E+02	8,93083E+02	0,20	1,78496E+02	0,22	292,38	0,17
8,35873E+02	8,15213E+02	0,20	1,62966E+02	0,23	292,49	0,17
7,96159E+02	7,76096E+02	0,20	1,55316E+02	0,22	292,58	0,17
7,45921E+02	7,27310E+02	0,20	1,45375E+02	0,22	292,38	0,17
6,96694E+02	6,79345E+02	0,20	1,35789E+02	0,23	292,41	0,17
6,76667E+02	6,59822E+02	0,20	1,31961E+02	0,24	292,52	0,17
6,66864E+02	6,50131E+02	0,20	1,30044E+02	0,25	292,39	0,17
6,46080E+02	6,30264E+02	0,20	1,26038E+02	0,25	292,34	0,17
6,26778E+02	6,11070E+02	0,20	1,22198E+02	0,24	292,39	0,17
5,86913E+02	5,72295E+02	0,20	1,14477E+02	0,24	292,39	0,17
5,66675E+02	5,52869E+02	0,20	1,10625E+02	0,24	292,43	0,17
5,47532E+02	5,33842E+02	0,20	1,06720E+02	0,25	292,46	0,17
5,36688E+02	5,23387E+02	0,20	1,04634E+02	0,25	292,27	0,17
5,15600E+02	5,03539E+02	0,20	1,00715E+02	0,24	292,39	0,17
4,96536E+02	4,84725E+02	0,20	9,69096E+01	0,25	292,34	0,17
4,78321E+02	4,65432E+02	0,20	9,31080E+01	0,28	292,37	0,17
4,67950E+02	4,55468E+02	0,20	9,10841E+01	0,26	292,53	0,17
4,48150E+02	4,35957E+02	0,20	8,72083E+01	0,26	292,28	0,17
4,18876E+02	4,07085E+02	0,20	8,14346E+01	0,22	292,32	0,17
3,98959E+02	3,87860E+02	0,20	7,75876E+01	0,23	292,31	0,17
3,88557E+02	3,77807E+02	0,20	7,55669E+01	0,22	292,32	0,17
3,83111E+02	3,73001E+02	0,20	7,45810E+01	0,23	292,47	0,17
3,78852E+02	3,68285E+02	0,20	7,36863E+01	0,22	292,53	0,17
3,78069E+02	3,67849E+02	0,20	7,35527E+01	0,23	292,28	0,17
3,68535E+02	3,58430E+02	0,20	7,16806E+01	0,23	292,26	0,17
3,48633E+02	3,38942E+02	0,20	6,77885E+01	0,24	292,31	0,17

Continua na próxima página...

Tabela C.3 – Continuação

$p_I^0$ [Pa]	$p_I$ [Pa]	$Up_I$ [%]	$p_{II}$ [Pa]	$Up_{II}$ [%]	$T_m$ [K]	$UT_m$ [%]
3,38724E+02	3,29464E+02	0,20	6,59159E+01	0,23	292,32	0,17
3,18449E+02	3,09788E+02	0,20	6,19603E+01	0,25	292,30	0,17
3,08859E+02	3,00378E+02	0,20	6,00873E+01	0,25	292,54	0,17
2,98928E+02	2,90634E+02	0,20	5,81394E+01	0,24	292,46	0,17
2,89061E+02	2,80995E+02	0,20	5,61906E+01	0,25	292,33	0,17
2,79078E+02	2,71411E+02	0,21	5,42881E+01	0,26	292,34	0,17
2,69039E+02	2,61545E+02	0,20	5,23177E+01	0,25	292,27	0,17
2,68412E+02	2,61227E+02	0,21	5,22429E+01	0,28	292,31	0,17
2,58973E+02	2,52080E+02	0,20	5,04020E+01	0,26	292,49	0,17
2,53778E+02	2,47281E+02	0,20	4,94421E+01	0,25	292,35	0,17
2,48968E+02	2,42213E+02	0,20	4,84582E+01	0,26	292,28	0,17
2,38806E+02	2,32231E+02	0,20	4,64332E+01	0,25	292,33	0,17
2,28442E+02	2,22378E+02	0,21	4,44756E+01	0,29	292,42	0,17
2,19083E+02	2,13108E+02	0,20	4,26093E+01	0,27	292,35	0,17
2,13934E+02	2,08091E+02	0,20	4,16076E+01	0,27	292,31	0,17
2,13813E+02	2,08109E+02	0,20	4,16169E+01	0,26	292,44	0,17
2,08920E+02	2,03363E+02	0,20	4,06746E+01	0,28	292,31	0,17
1,98937E+02	1,93508E+02	0,20	3,86994E+01	0,30	292,31	0,17
1,93988E+02	1,88745E+02	0,21	3,77398E+01	0,28	292,28	0,17
1,88470E+02	1,83558E+02	0,21	3,67161E+01	0,31	292,37	0,17
1,79006E+02	1,74177E+02	0,20	3,48424E+01	0,31	292,36	0,17
1,73981E+02	1,69327E+02	0,20	3,38603E+01	0,31	292,34	0,17
1,68982E+02	1,64693E+02	0,20	3,29395E+01	0,31	292,32	0,17
1,63714E+02	1,59332E+02	0,21	3,18653E+01	0,33	292,21	0,17
1,58835E+02	1,54646E+02	0,21	3,09267E+01	0,32	292,36	0,17
1,54872E+02	1,51047E+02	0,21	3,02148E+01	0,32	292,48	0,17
1,52817E+02	1,48795E+02	0,21	2,97614E+01	0,33	292,37	0,17
1,48898E+02	1,44960E+02	0,20	2,89881E+01	0,33	292,36	0,17
1,43876E+02	1,40182E+02	0,21	2,80332E+01	0,34	292,44	0,17
1,38811E+02	1,35526E+02	0,21	2,71069E+01	0,34	292,30	0,17
1,33805E+02	1,30375E+02	0,21	2,60790E+01	0,39	292,35	0,17
1,32060E+02	1,28745E+02	0,21	2,57501E+01	0,35	292,49	0,17
1,29904E+02	1,26268E+02	0,20	2,52583E+01	0,21	292,45	0,17
1,29768E+02	1,26112E+02	0,20	2,52172E+01	0,23	292,47	0,17
1,19789E+02	1,16413E+02	0,20	2,32777E+01	0,22	292,33	0,17
1,19092E+02	1,15997E+02	0,21	2,32026E+01	0,39	292,29	0,17
1,14786E+02	1,11951E+02	0,21	2,23885E+01	0,39	292,50	0,17

Continua na próxima página...

Tabela C.3 – Continuação

$p_I^0$ [Pa]	$p_I$ [Pa]	$Up_I$ [%]	$p_{II}$ [Pa]	$Up_{II}$ [%]	$T_m$ [K]	$UT_m$ [%]
1,13578E+02	1,10845E+02	0,22	2,21658E+01	0,43	292,39	0,17
1,11759E+02	1,09167E+02	0,21	2,18298E+01	0,37	292,46	0,17
1,09900E+02	1,06703E+02	0,20	2,13391E+01	0,24	292,55	0,17
1,07973E+02	1,04856E+02	0,20	2,09752E+01	0,23	292,41	0,17
1,01030E+02	9,84160E+01	0,21	1,96839E+01	0,40	292,25	0,17
9,99393E+01	9,70143E+01	0,20	1,94022E+01	0,24	292,32	0,17
9,69202E+01	9,40786E+01	0,20	1,88170E+01	0,20	292,26	0,17
9,41730E+01	9,18665E+01	0,21	1,83733E+01	0,41	292,49	0,17
9,29492E+01	9,02400E+01	0,20	1,80502E+01	0,22	292,41	0,17
9,00183E+01	8,73937E+01	0,20	1,74755E+01	0,20	292,37	0,17
8,59474E+01	8,38633E+01	0,21	1,67746E+01	0,45	292,25	0,17
8,49414E+01	8,24744E+01	0,20	1,64944E+01	0,24	292,31	0,17
8,00177E+01	7,76886E+01	0,20	1,55380E+01	0,21	292,08	0,17
7,69873E+01	7,47521E+01	0,20	1,49478E+01	0,25	292,34	0,17
6,79907E+01	6,60193E+01	0,20	1,32036E+01	0,20	291,93	0,17
6,60063E+01	6,41076E+01	0,20	1,28242E+01	0,21	292,33	0,17
6,49846E+01	6,31300E+01	0,21	1,26240E+01	0,27	292,33	0,17
5,50177E+01	5,34450E+01	0,20	1,06886E+01	0,21	291,91	0,17
5,00200E+01	4,85844E+01	0,20	9,71649E+00	0,21	292,30	0,17
4,50242E+01	4,37456E+01	0,20	8,75045E+00	0,21	291,89	0,17
4,10309E+01	3,98656E+01	0,20	7,97334E+00	0,21	292,18	0,17
3,80145E+01	3,69447E+01	0,20	7,38807E+00	0,22	291,93	0,17
3,39877E+01	3,30612E+01	0,20	6,61213E+00	0,23	292,20	0,17
3,19408E+01	3,10852E+01	0,20	6,21736E+00	0,23	292,48	0,17
2,97614E+01	2,90511E+01	0,20	5,81152E+00	0,27	292,02	0,17
2,70307E+01	2,62860E+01	0,20	5,25726E+00	0,23	292,52	0,17
2,49824E+01	2,43378E+01	0,20	4,86739E+00	0,24	292,20	0,17
2,19717E+01	2,14279E+01	0,20	4,28512E+00	0,27	292,40	0,17
2,00228E+01	1,94968E+01	0,20	3,89956E+00	0,26	292,30	0,17
1,80144E+01	1,75355E+01	0,20	3,50646E+00	0,25	292,37	0,17
1,69819E+01	1,65600E+01	0,20	3,31208E+00	0,28	292,40	0,17
1,50099E+01	1,46669E+01	0,20	2,93343E+00	0,28	292,16	0,17
1,40131E+01	1,36675E+01	0,21	2,73378E+00	0,30	292,54	0,17
1,26950E+01	1,23909E+01	0,20	2,47817E+00	0,30	292,30	0,17
1,19816E+01	1,17097E+01	0,21	2,34213E+00	0,35	292,57	0,17
1,07638E+01	1,05090E+01	0,21	2,10166E+00	0,35	292,35	0,17
9,85746E+00	9,63726E+00	0,21	1,92732E+00	0,38	292,56	0,17

Continua na próxima página...

Tabela C.3 – Continuação

$p_I^0$ [Pa]	$p_I$ [Pa]	$Up_I$ [%]	$p_{II}$ [Pa]	$Up_{II}$ [%]	$T_m$ [K]	$UT_m$ [%]
9,01590E+00	8,83520E+00	0,21	1,76732E+00	0,41	292,16	0,17
7,98695E+00	7,82241E+00	0,21	1,56457E+00	0,47	292,53	0,17
7,45366E+00	7,30523E+00	0,22	1,46111E+00	0,50	291,91	0,17
6,35902E+00	6,25114E+00	0,21	1,25017E+00	0,47	292,04	0,17

Tabela C.4 – Incertezas expandidas das variáveis medidas indiretamente e calculadas com base na vazão mássica do reservatório  $R_{II}$  para a razão de pressões  $\mathbb{P} = 5$ , modelo molecular VHS e o gás Ar

$p_I^0$ [Pa]	S [-]	US [%]	$Kn_m$ [-]	$UKn_m$ [%]	G [-]	UG [%]	$\delta_m$ [-]	$U\delta_m$ [%]
1,32709E+03	1,1975	4,18	0,0150	0,90	6,8212	3,14	22,7841	0,90
1,32627E+03	1,1990	4,18	0,0150	0,90	6,8336	3,14	22,7981	0,90
1,19735E+03	1,2209	4,18	0,0166	0,90	6,2713	3,14	20,5461	0,90
1,19665E+03	1,2191	4,18	0,0167	0,90	6,2569	3,13	20,5300	0,90
1,10589E+03	1,2367	4,18	0,0180	0,90	5,8789	3,14	19,0151	0,90
1,09714E+03	1,2373	4,18	0,0182	0,90	5,8259	3,14	18,8342	0,90
9,96540E+02	1,2608	4,18	0,0200	0,90	5,3934	3,14	17,1110	0,90
9,96340E+02	1,2603	4,18	0,0200	0,90	5,3946	3,14	17,1212	0,90
9,26240E+02	1,2781	4,18	0,0215	0,90	5,0857	3,14	15,9159	0,90
9,17390E+02	1,2788	4,18	0,0217	0,90	5,0343	3,14	15,7466	0,90
8,35873E+02	1,3065	4,18	0,0238	0,90	4,6927	3,14	14,3671	0,90
7,96159E+02	1,3216	4,18	0,0250	0,90	4,5180	3,14	13,6743	0,90
7,45921E+02	1,3405	4,18	0,0267	0,90	4,2974	3,14	12,8236	0,90
6,96694E+02	1,3622	4,18	0,0286	0,90	4,0787	3,14	11,9766	0,90
6,76667E+02	1,3723	4,17	0,0294	0,90	3,9891	3,15	11,6276	0,90
6,66864E+02	1,3765	4,17	0,0298	0,90	3,9449	3,15	11,4637	0,90
6,46080E+02	1,3843	4,17	0,0308	0,90	3,8469	3,15	11,1158	0,90
6,26778E+02	1,3996	4,18	0,0317	0,90	3,7699	3,14	10,7745	0,90
5,86913E+02	1,4218	4,18	0,0339	0,90	3,5870	3,14	10,0913	0,90
5,66675E+02	1,4379	4,17	0,0351	0,90	3,5039	3,15	9,7474	0,90
5,47532E+02	1,4559	4,17	0,0363	0,90	3,4248	3,15	9,4096	0,90
5,36688E+02	1,4572	4,17	0,0370	0,90	3,3637	3,15	9,2332	0,90
5,15600E+02	1,4789	4,17	0,0385	0,90	3,2827	3,15	8,8789	0,90
4,96536E+02	1,4965	4,17	0,0400	0,90	3,1983	3,15	8,5484	0,90

Continua na próxima página...

Tabela C.4 – Continuação

$p_l^0$ [Pa]	S [-]	US [%]	$Kn_m$ [-]	$UKn_m$ [%]	G [-]	UG [%]	$\delta_m$ [-]	$U\delta_m$ [%]
4,78321E+02	1,5218	4,17	0,0417	0,90	3,1228	3,16	8,2078	0,90
4,67950E+02	1,5323	4,17	0,0426	0,90	3,0746	3,15	8,0259	0,90
4,48150E+02	1,5602	4,17	0,0445	0,90	2,9999	3,15	7,6912	0,90
4,18876E+02	1,6050	4,18	0,0476	0,90	2,8811	3,14	7,1805	0,90
3,98959E+02	1,6366	4,18	0,0500	0,90	2,7992	3,14	6,8416	0,90
3,88557E+02	1,6528	4,18	0,0513	0,90	2,7535	3,14	6,6640	0,90
3,83111E+02	1,6659	4,18	0,0520	0,90	2,7381	3,14	6,5743	0,90
3,78852E+02	1,6750	4,18	0,0527	0,90	2,7178	3,14	6,4902	0,90
3,78069E+02	1,6683	4,18	0,0527	0,90	2,7065	3,14	6,4890	0,90
3,68535E+02	1,6909	4,18	0,0541	0,90	2,6732	3,14	6,3236	0,90
3,48633E+02	1,7320	4,18	0,0572	0,90	2,5886	3,14	5,9786	0,90
3,38724E+02	1,7536	4,18	0,0588	0,90	2,5478	3,14	5,8114	0,90
3,18449E+02	1,7929	4,18	0,0626	0,90	2,4494	3,14	5,4647	0,90
3,08859E+02	1,8281	4,17	0,0646	0,90	2,4191	3,15	5,2932	0,90
2,98928E+02	1,8566	4,18	0,0668	0,90	2,3779	3,14	5,1233	0,90
2,89061E+02	1,8814	4,18	0,0690	0,90	2,3310	3,14	4,9559	0,90
2,79078E+02	1,9126	4,18	0,0714	0,90	2,2889	3,14	4,7870	0,90
2,69039E+02	1,9518	4,18	0,0741	0,90	2,2516	3,14	4,6143	0,90
2,68412E+02	1,9510	4,18	0,0742	0,90	2,2474	3,15	4,6077	0,90
2,58973E+02	1,9917	4,17	0,0770	0,90	2,2122	3,15	4,4427	0,90
2,53778E+02	2,0116	4,17	0,0784	0,90	2,1931	3,15	4,3609	0,90
2,48968E+02	2,0293	4,17	0,0800	0,90	2,1679	3,15	4,2732	0,90
2,38806E+02	2,0743	4,18	0,0835	0,90	2,1239	3,14	4,0957	0,90
2,28442E+02	2,1192	4,17	0,0872	0,90	2,0772	3,15	3,9207	0,90
2,19083E+02	2,1739	4,17	0,0910	0,90	2,0425	3,15	3,7582	0,90
2,13934E+02	2,2089	4,17	0,0932	0,90	2,0269	3,15	3,6704	0,90
2,13813E+02	2,2117	4,17	0,0932	0,90	2,0284	3,15	3,6686	0,90
2,08920E+02	2,2244	4,17	0,0953	0,90	1,9948	3,16	3,5871	0,90
1,98937E+02	2,2990	4,17	0,1002	0,90	1,9618	3,16	3,4133	0,90
1,93988E+02	2,3271	4,17	0,1027	0,90	1,9371	3,15	3,3296	0,90
1,88470E+02	2,3574	4,17	0,1056	0,90	1,9077	3,16	3,2370	0,90
1,79006E+02	2,4501	4,17	0,1113	0,90	1,8815	3,17	3,0718	0,90
1,73981E+02	2,4967	4,17	0,1145	0,90	1,8639	3,16	2,9863	0,90
1,68982E+02	2,5322	4,17	0,1177	0,90	1,8390	3,17	2,9050	0,90
1,63714E+02	2,5841	4,17	0,1216	0,90	1,8164	3,17	2,8117	0,90
1,58835E+02	2,6209	4,17	0,1254	0,90	1,7869	3,17	2,7272	0,90
1,54872E+02	2,6919	4,17	0,1285	0,90	1,7917	3,17	2,6623	0,90

Continua na próxima página...

Tabela C.4 – Continuação

$p_i^0$ [Pa]	S [-]	US [%]	$Kn_m$ [-]	$UKn_m$ [%]	G [-]	UG [%]	$\delta_m$ [-]	$U\delta_m$ [%]
1,52817E+02	2,7136	4,16	0,1303	0,90	1,7801	3,17	2,6240	0,90
1,48898E+02	2,7492	4,16	0,1338	0,90	1,7570	3,17	2,5564	0,90
1,43876E+02	2,8292	4,16	0,1384	0,90	1,7478	3,17	2,4711	0,90
1,38811E+02	2,8798	4,16	0,1430	0,90	1,7212	3,17	2,3907	0,90
1,33805E+02	2,9340	4,16	0,1487	0,90	1,6866	3,19	2,2994	0,90
1,32060E+02	3,0006	4,16	0,1507	0,90	1,7022	3,18	2,2692	0,90
1,29904E+02	3,0399	4,18	0,1536	0,90	1,6917	3,14	2,2259	0,90
1,29768E+02	3,0330	4,18	0,1538	0,90	1,6855	3,14	2,2229	0,90
1,19789E+02	3,2048	4,18	0,1666	0,90	1,6450	3,14	2,0532	0,90
1,19092E+02	3,2083	4,15	0,1671	0,90	1,6413	3,20	2,0463	0,90
1,14786E+02	3,2819	4,15	0,1733	0,90	1,6188	3,20	1,9730	0,90
1,13578E+02	3,2937	4,16	0,1750	0,90	1,6093	3,19	1,9545	0,90
1,11759E+02	3,3724	4,16	0,1777	0,90	1,6223	3,18	1,9242	0,90
1,09900E+02	3,4324	4,18	0,1819	0,90	1,6133	3,14	1,8801	0,90
1,07973E+02	3,4870	4,18	0,1850	0,90	1,6117	3,14	1,8488	0,90
1,01030E+02	3,6295	4,16	0,1969	0,90	1,5756	3,19	1,7365	0,90
9,99393E+01	3,6931	4,18	0,1998	0,90	1,5799	3,14	1,7112	0,90
9,69202E+01	3,7805	4,18	0,2060	0,90	1,5688	3,13	1,6598	0,90
9,41730E+01	3,8465	4,15	0,2112	0,90	1,5570	3,19	1,6191	0,90
9,29492E+01	3,9098	4,18	0,2149	0,90	1,5552	3,14	1,5910	0,90
9,00183E+01	4,0197	4,18	0,2219	0,90	1,5487	3,13	1,5411	0,90
8,59474E+01	4,1226	4,15	0,2311	0,90	1,5251	3,20	1,4797	0,90
8,49414E+01	4,1933	4,18	0,2351	0,90	1,5251	3,14	1,4548	0,90
8,00177E+01	4,4050	4,18	0,2493	0,90	1,5107	3,13	1,3718	0,90
7,69873E+01	4,5373	4,17	0,2594	0,90	1,4954	3,15	1,3183	0,90
6,79907E+01	5,0219	4,18	0,2932	0,90	1,4645	3,13	1,1665	0,90
6,60063E+01	5,1646	4,18	0,3024	0,90	1,4599	3,13	1,1307	0,90
6,49846E+01	5,2281	4,17	0,3071	0,90	1,4553	3,15	1,1134	0,90
5,50177E+01	6,0235	4,18	0,3621	0,90	1,4222	3,13	0,9444	0,90
5,00200E+01	6,5485	4,18	0,3990	0,90	1,4031	3,13	0,8570	0,90
4,50242E+01	7,1937	4,18	0,4423	0,90	1,3904	3,13	0,7731	0,90
4,10309E+01	7,8274	4,18	0,4860	0,90	1,3769	3,13	0,7036	0,90
3,80145E+01	8,3962	4,18	0,5239	0,90	1,3702	3,14	0,6528	0,90
3,39877E+01	9,3066	4,18	0,5861	0,90	1,3575	3,14	0,5834	0,90
3,19408E+01	9,8229	4,18	0,6242	0,90	1,3455	3,14	0,5479	0,90
2,97614E+01	10,3806	4,17	0,6665	0,90	1,3316	3,15	0,5131	0,90
2,70307E+01	11,5499	4,18	0,7382	0,90	1,3376	3,14	0,4632	0,90

Continua na próxima página...



Tabela C.4 – Continuação

$p_I^0$ [Pa]	S [-]	US [%]	$Kn_m$ [-]	$UKn_m$ [%]	G [-]	UG [%]	$\delta_m$ [-]	$U\delta_m$ [%]
2,49824E+01	12,4326	4,18	0,7962	0,90	1,3350	3,14	0,4295	0,90
2,19717E+01	14,0600	4,17	0,9052	0,90	1,3280	3,15	0,3778	0,90
2,00228E+01	15,4059	4,17	0,9944	0,90	1,3246	3,15	0,3439	0,90
1,80144E+01	16,9973	4,17	1,1060	0,90	1,3139	3,15	0,3092	0,90
1,69819E+01	18,0973	4,17	1,1712	0,90	1,3210	3,16	0,2920	0,90
1,50099E+01	20,2550	4,17	1,3210	0,90	1,3109	3,16	0,2589	0,90
1,40131E+01	21,8721	4,17	1,4199	0,90	1,3169	3,16	0,2408	0,90
1,26950E+01	23,9778	4,17	1,5646	0,90	1,3102	3,16	0,2186	0,90
1,19816E+01	25,5083	4,16	1,6576	0,90	1,3156	3,18	0,2063	0,90
1,07638E+01	28,3697	4,16	1,8452	0,90	1,3145	3,18	0,1853	0,90
9,85746E+00	31,0491	4,16	2,0140	0,90	1,3181	3,19	0,1698	0,90
9,01590E+00	33,7567	4,15	2,1928	0,90	1,3161	3,19	0,1560	0,90
7,98695E+00	38,2558	4,15	2,4809	0,90	1,3183	3,21	0,1378	0,90
7,45366E+00	40,8392	4,14	2,6492	0,90	1,3180	3,22	0,1291	0,90
6,35902E+00	47,6475	4,15	3,0977	0,90	1,3150	3,21	0,1104	0,90

Tabela C.5 – Incertezas expandidas das variáveis medidas diretamente nos reservatórios  $R_I$  e  $R_{II}$  para a razão de pressões  $\mathbb{P} = 5$  e o gás He

$p_I^0$ [Pa]	$p_I$ [Pa]	$Up_I$ [%]	$p_{II}$ [Pa]	$Up_{II}$ [%]	$T_m$ [K]	$UT_m$ [%]
1,32786E+03	1,29014E+03	0,20	2,58178E+02	0,23	292,35	0,17
1,29928E+03	1,26179E+03	0,20	2,52225E+02	0,22	292,25	0,17
1,19862E+03	1,16433E+03	0,20	2,32746E+02	0,22	292,25	0,17
1,10803E+03	1,07643E+03	0,20	2,15498E+02	0,22	292,34	0,17
1,07829E+03	1,04751E+03	0,20	2,09734E+02	0,22	292,24	0,17
9,98481E+02	9,70308E+02	0,20	1,94063E+02	0,23	292,30	0,17
9,17067E+02	8,91691E+02	0,20	1,78512E+02	0,23	292,33	0,17
8,97311E+02	8,72311E+02	0,20	1,74302E+02	0,22	292,20	0,17
8,37310E+02	8,14173E+02	0,20	1,62974E+02	0,22	292,26	0,17
7,67538E+02	7,46641E+02	0,20	1,49473E+02	0,24	292,31	0,17
7,47553E+02	7,26889E+02	0,20	1,45438E+02	0,22	292,19	0,17
6,97509E+02	6,78579E+02	0,20	1,35805E+02	0,23	292,30	0,17
6,27313E+02	6,10427E+02	0,20	1,22073E+02	0,24	292,29	0,17
5,96795E+02	5,80964E+02	0,20	1,16197E+02	0,25	292,41	0,17

Continua na próxima página...

Tabela C.5 – Continuação

$p_I^0$ [Pa]	$p_I$ [Pa]	$Up_I$ [%]	$p_{II}$ [Pa]	$Up_{II}$ [%]	$T_m$ [K]	$UT_m$ [%]
5,47911E+02	5,32874E+02	0,20	1,06622E+02	0,27	292,31	0,17
4,97673E+02	4,84284E+02	0,20	9,68710E+01	0,25	292,24	0,17
4,87296E+02	4,74334E+02	0,20	9,47929E+01	0,25	292,42	0,17
4,77379E+02	4,65051E+02	0,20	9,30836E+01	0,25	292,24	0,17
4,47291E+02	4,35675E+02	0,20	8,71405E+01	0,27	292,25	0,17
4,07270E+02	3,96742E+02	0,20	7,93582E+01	0,29	292,29	0,17
3,86903E+02	3,77152E+02	0,20	7,54743E+01	0,27	292,29	0,17
3,66756E+02	3,57897E+02	0,20	7,16291E+01	0,30	292,50	0,17
3,56807E+02	3,47988E+02	0,20	6,95694E+01	0,31	292,30	0,17
3,47705E+02	3,38618E+02	0,20	6,77427E+01	0,32	292,18	0,17
3,47563E+02	3,38684E+02	0,20	6,77476E+01	0,30	292,47	0,17
3,37030E+02	3,29030E+02	0,20	6,57684E+01	0,29	292,48	0,17
3,28564E+02	3,19194E+02	0,20	6,37961E+01	0,32	292,29	0,17
3,17977E+02	3,09591E+02	0,20	6,19306E+01	0,30	292,29	0,17
2,98625E+02	2,90079E+02	0,20	5,80046E+01	0,38	292,26	0,17
2,86082E+02	2,78397E+02	0,20	5,56837E+01	0,30	292,45	0,17
2,78157E+02	2,70316E+02	0,20	5,40721E+01	0,32	292,44	0,17
2,68867E+02	2,61021E+02	0,20	5,22314E+01	0,26	292,19	0,17
2,68644E+02	2,61139E+02	0,20	5,22020E+01	0,25	292,27	0,17
2,68629E+02	2,61062E+02	0,20	5,21843E+01	0,25	292,18	0,17
2,63641E+02	2,56333E+02	0,20	5,12464E+01	0,31	292,39	0,17
2,59069E+02	2,51509E+02	0,20	5,02694E+01	0,25	292,25	0,17
2,49147E+02	2,41807E+02	0,20	4,83593E+01	0,27	292,23	0,17
2,48833E+02	2,41617E+02	0,20	4,82911E+01	0,25	292,30	0,17
2,38620E+02	2,32106E+02	0,20	4,64111E+01	0,25	292,41	0,17
2,33921E+02	2,27186E+02	0,20	4,54214E+01	0,26	292,30	0,17
2,33832E+02	2,27237E+02	0,20	4,54234E+01	0,25	292,46	0,17
2,18787E+02	2,12591E+02	0,20	4,25190E+01	0,26	292,26	0,17
2,08537E+02	2,02921E+02	0,20	4,06002E+01	0,27	292,41	0,17
1,98923E+02	1,93307E+02	0,20	3,86807E+01	0,29	292,25	0,17
1,98895E+02	1,93306E+02	0,20	3,86469E+01	0,32	292,43	0,17
1,98696E+02	1,93258E+02	0,20	3,86519E+01	0,29	292,30	0,17
1,76530E+02	1,71815E+02	0,20	3,43504E+01	0,29	292,40	0,17
1,68962E+02	1,64407E+02	0,21	3,28953E+01	0,31	292,35	0,17
1,48752E+02	1,44804E+02	0,20	2,89784E+01	0,33	292,39	0,17
1,43486E+02	1,39768E+02	0,20	2,79439E+01	0,33	292,37	0,17
1,29913E+02	1,26367E+02	0,20	2,52636E+01	0,21	292,22	0,17

Continua na próxima página...

Tabela C.5 – Continuação

$p_I^0$ [Pa]	$p_I$ [Pa]	$Up_I$ [%]	$p_{II}$ [Pa]	$Up_{II}$ [%]	$T_m$ [K]	$UT_m$ [%]
1,07669E+02	1,04793E+02	0,20	2,09690E+01	0,22	292,21	0,17
8,97604E+01	8,73268E+01	0,20	1,74663E+01	0,23	292,19	0,17
7,38294E+01	7,18596E+01	0,20	1,43686E+01	0,25	292,19	0,17
6,48255E+01	6,30932E+01	0,20	1,26211E+01	0,23	292,36	0,17
5,98679E+01	5,83078E+01	0,20	1,16622E+01	0,26	292,18	0,17
5,38513E+01	5,24663E+01	0,20	1,04997E+01	0,24	292,42	0,17
4,78156E+01	4,66232E+01	0,20	9,32058E+00	0,31	292,18	0,17
4,00476E+01	3,89142E+01	0,20	7,77958E+00	0,31	292,17	0,17
3,49712E+01	3,39905E+01	0,20	6,79984E+00	0,27	292,11	0,17
3,00040E+01	2,91906E+01	0,20	5,83957E+00	0,41	291,96	0,17
2,70305E+01	2,62890E+01	0,20	5,25999E+00	0,32	292,07	0,17
2,20262E+01	2,14253E+01	0,20	4,28263E+00	0,33	292,10	0,17
2,00049E+01	1,94902E+01	0,20	3,89982E+00	0,26	292,18	0,17
1,90048E+01	1,84999E+01	0,20	3,70031E+00	0,38	292,05	0,17
1,59692E+01	1,55662E+01	0,20	3,11370E+00	0,30	292,05	0,17
1,39666E+01	1,36138E+01	0,20	2,72350E+00	0,37	292,20	0,17
1,29815E+01	1,26731E+01	0,20	2,53335E+00	0,52	292,29	0,17
1,20573E+01	1,17599E+01	0,20	2,35261E+00	0,38	292,08	0,17
1,09802E+01	1,07125E+01	0,21	2,14216E+00	0,43	292,18	0,17
1,05096E+01	1,02804E+01	0,21	2,05490E+00	0,35	292,30	0,17
9,99269E+00	9,76556E+00	0,21	1,95329E+00	0,41	292,10	0,17
8,94421E+00	8,74939E+00	0,21	1,74965E+00	0,54	292,32	0,17
7,99417E+00	7,81822E+00	0,21	1,56422E+00	0,60	292,16	0,17
7,85101E+00	7,69656E+00	0,21	1,53977E+00	0,43	292,12	0,17

Tabela C.6 – Incertezas expandidas das variáveis medidas indiretamente e calculadas com base na vazão mássica do reservatório  $R_{II}$  para a razão de pressões  $\mathbb{P} = 5$ , modelo molecular VHS e o gás He

$p_I^0$ [Pa]	S [-]	$US$ [%]	$Kn_m$ [-]	$UKn_m$ [%]	G [-]	$UG$ [%]	$\delta_m$ [-]	$U\delta_m$ [%]
1,32786E+03	1,5271	4,18	0,0482	0,90	3,1133	3,14	8,1549	0,90
1,29928E+03	1,5357	4,18	0,0493	0,90	3,0628	3,14	7,9776	0,90
1,19862E+03	1,5827	4,18	0,0534	0,90	2,9127	3,14	7,3612	0,90
1,10803E+03	1,6296	4,18	0,0578	0,90	2,7723	3,14	6,8048	0,90

Continua na próxima página...

Tabela C.6 – Continuação

$p_i^0$ [Pa]	S [-]	US [%]	$Kn_m$ [-]	$UKn_m$ [%]	G [-]	UG [%]	$\delta_m$ [-]	$U\delta_m$ [%]
1,07829E+03	1,6441	4,18	0,0593	0,90	2,7230	3,14	6,6248	0,90
9,98481E+02	1,6978	4,18	0,0641	0,90	2,6036	3,14	6,1339	0,90
9,17067E+02	1,7637	4,18	0,0697	0,90	2,4856	3,14	5,6372	0,90
8,97311E+02	1,7777	4,18	0,0713	0,90	2,4514	3,14	5,5157	0,90
8,37310E+02	1,8383	4,18	0,0764	0,90	2,3661	3,14	5,1486	0,90
7,67538E+02	1,9123	4,17	0,0833	0,90	2,2568	3,15	4,7205	0,90
7,47553E+02	1,9365	4,18	0,0855	0,90	2,2257	3,14	4,5975	0,90
6,97509E+02	2,0049	4,18	0,0916	0,90	2,1504	3,14	4,2903	0,90
6,27313E+02	2,1197	4,18	0,1019	0,90	2,0450	3,14	3,8590	0,90
5,96795E+02	2,1740	4,17	0,1071	0,90	1,9952	3,15	3,6711	0,90
5,47911E+02	2,2870	4,17	0,1167	0,90	1,9261	3,16	3,3688	0,90
4,97673E+02	2,4180	4,17	0,1284	0,90	1,8512	3,15	3,0623	0,90
4,87296E+02	2,4492	4,17	0,1312	0,90	1,8349	3,15	2,9967	0,90
4,77379E+02	2,4776	4,17	0,1337	0,90	1,8217	3,15	2,9410	0,90
4,47291E+02	2,5783	4,17	0,1427	0,90	1,7756	3,16	2,7547	0,90
4,07270E+02	2,7302	4,17	0,1567	0,90	1,7119	3,17	2,5082	0,90
3,86903E+02	2,8213	4,17	0,1649	0,90	1,6819	3,15	2,3845	0,90
3,66756E+02	2,9032	4,16	0,1739	0,90	1,6410	3,17	2,2610	0,90
3,56807E+02	2,9708	4,16	0,1787	0,90	1,6337	3,17	2,1997	0,90
3,47705E+02	3,0368	4,16	0,1835	0,90	1,6260	3,17	2,1418	0,90
3,47563E+02	3,0444	4,16	0,1837	0,90	1,6285	3,17	2,1396	0,90
3,37030E+02	3,0848	4,17	0,1891	0,90	1,6029	3,16	2,0784	0,90
3,28564E+02	3,1740	4,16	0,1948	0,90	1,6010	3,17	2,0177	0,90
3,17977E+02	3,2457	4,17	0,2008	0,90	1,5882	3,17	1,9573	0,90
2,98625E+02	3,4240	4,15	0,2143	0,90	1,5700	3,20	1,8340	0,90
2,86082E+02	3,5044	4,16	0,2235	0,90	1,5410	3,17	1,7589	0,90
2,78157E+02	3,6030	4,16	0,2302	0,90	1,5384	3,17	1,7079	0,90
2,68867E+02	3,7268	4,17	0,2381	0,90	1,5382	3,15	1,6510	0,90
2,68644E+02	3,7345	4,17	0,2381	0,90	1,5413	3,15	1,6509	0,90
2,68629E+02	3,7356	4,17	0,2381	0,90	1,5419	3,15	1,6510	0,90
2,63641E+02	3,7415	4,17	0,2427	0,90	1,5151	3,17	1,6197	0,90
2,59069E+02	3,8356	4,17	0,2472	0,90	1,5247	3,15	1,5901	0,90
2,49147E+02	3,9660	4,17	0,2571	0,90	1,5160	3,15	1,5290	0,90
2,48833E+02	3,9638	4,17	0,2574	0,90	1,5134	3,15	1,5273	0,90
2,38620E+02	4,0782	4,18	0,2680	0,90	1,4953	3,15	1,4666	0,90
2,33921E+02	4,1682	4,17	0,2737	0,90	1,4965	3,15	1,4361	0,90
2,33832E+02	4,1661	4,17	0,2738	0,90	1,4951	3,15	1,4355	0,90

Continua na próxima página...

Tabela C.6 – Continuação

$p_l^0$ [Pa]	S [-]	US [%]	$Kn_m$ [-]	$UKn_m$ [%]	G [-]	UG [%]	$\delta_m$ [-]	$U\delta_m$ [%]
2,18787E+02	4,3854	4,17	0,2925	0,90	1,4736	3,15	1,3441	0,90
2,08537E+02	4,5406	4,17	0,3066	0,90	1,4556	3,15	1,2823	0,90
1,98923E+02	4,7506	4,17	0,3216	0,90	1,4517	3,16	1,2224	0,90
1,98895E+02	4,7131	4,16	0,3219	0,90	1,4390	3,17	1,2213	0,90
1,98696E+02	4,7410	4,17	0,3218	0,90	1,4481	3,16	1,2217	0,90
1,76530E+02	5,2344	4,17	0,3621	0,90	1,4207	3,16	1,0857	0,90
1,68962E+02	5,4231	4,17	0,3783	0,90	1,4089	3,16	1,0392	0,90
1,48752E+02	6,0814	4,16	0,4295	0,90	1,3914	3,18	0,9152	0,90
1,43486E+02	6,2869	4,16	0,4451	0,90	1,3882	3,17	0,8832	0,90
1,29913E+02	6,8418	4,18	0,4920	0,90	1,3667	3,14	0,7990	0,90
1,07669E+02	8,1316	4,18	0,5931	0,90	1,3473	3,14	0,6628	0,90
8,97604E+01	9,6404	4,18	0,7118	0,90	1,3311	3,14	0,5523	0,90
7,38294E+01	11,5950	4,17	0,8650	0,90	1,3173	3,15	0,4545	0,90
6,48255E+01	13,1198	4,18	0,9858	0,90	1,3079	3,14	0,3988	0,90
5,98679E+01	14,1536	4,17	1,0659	0,90	1,3049	3,15	0,3688	0,90
5,38513E+01	15,6887	4,18	1,1856	0,90	1,3004	3,14	0,3316	0,90
4,78156E+01	17,5896	4,16	1,3332	0,90	1,2966	3,17	0,2949	0,90
4,00476E+01	21,0784	4,16	1,5972	0,90	1,2969	3,17	0,2461	0,90
3,49712E+01	24,2891	4,17	1,8280	0,90	1,3058	3,16	0,2150	0,90
3,00040E+01	28,0023	4,14	2,1273	0,90	1,2936	3,21	0,1848	0,90
2,70305E+01	31,3848	4,16	2,3631	0,90	1,3052	3,17	0,1664	0,90
2,20262E+01	38,8119	4,16	2,9003	0,90	1,3151	3,18	0,1355	0,90
2,00049E+01	42,9741	4,17	3,1887	0,90	1,3245	3,15	0,1233	0,90
1,90048E+01	44,6433	4,15	3,3579	0,90	1,3066	3,20	0,1171	0,90
1,59692E+01	54,1067	4,17	3,9907	0,90	1,3324	3,16	0,0985	0,90
1,39666E+01	61,4898	4,15	4,5655	0,90	1,3236	3,19	0,0861	0,90
1,29815E+01	65,2267	4,13	4,9069	0,90	1,3064	3,25	0,0801	0,90
1,20573E+01	71,7722	4,15	5,2828	0,90	1,3351	3,19	0,0744	0,90
1,09802E+01	78,6661	4,15	5,8020	0,90	1,3324	3,21	0,0678	0,90
1,05096E+01	82,6339	4,16	6,0492	0,90	1,3425	3,18	0,0650	0,90
9,99269E+00	86,6211	4,15	6,3624	0,90	1,3380	3,20	0,0618	0,90
8,94421E+00	97,2601	4,13	7,1078	0,90	1,3447	3,25	0,0553	0,90
7,99417E+00	108,6883	4,12	7,9485	0,90	1,3438	3,26	0,0495	0,90
7,85101E+00	110,7871	4,15	8,0733	0,90	1,3486	3,20	0,0487	0,90

**Tabela C.7** – Incertezas das variáveis medidas diretamente nos reservatórios  $R_I$  e  $R_{II}$  considerando os pontos iniciais de cada experimento para a mistura gasosa

$p_I^0$ [Pa]	$Up_I^0$ [%]	$p_{II}^0$ [Pa]	$Up_{II}^0$ [%]	$T_m$ [K]	$UT_m$ [%]
1,32823E+03	0,20	3,44536E+01	0,59	292,25	0,17
1,19910E+03	0,20	2,76946E+01	0,75	292,42	0,17
1,11757E+03	0,20	2,75051E+01	0,58	292,24	0,17
9,97476E+02	0,20	2,39426E+01	0,71	292,39	0,17
9,47593E+02	0,20	2,38118E+01	0,87	292,26	0,17
8,46879E+02	0,20	2,27947E+01	0,74	292,37	0,17
7,97437E+02	0,20	2,20848E+01	0,76	292,24	0,17
7,17375E+02	0,20	2,00897E+01	0,94	292,35	0,17
6,66978E+02	0,20	2,15323E+01	0,88	292,26	0,17
5,97130E+02	0,20	1,92238E+01	0,92	292,34	0,17
5,57350E+02	0,20	1,52328E+01	1,00	292,25	0,17
4,97627E+02	0,20	1,26456E+01	1,44	292,33	0,17
4,67267E+02	0,20	1,43646E+01	1,26	292,24	0,17
4,17803E+02	0,20	1,13002E+01	1,37	292,35	0,17
3,98671E+02	0,20	4,68828E+00	2,35	292,25	0,17
3,68638E+02	0,20	5,21123E+00	4,11	293,18	0,17
3,48712E+02	0,20	3,90401E+00	4,68	292,36	0,17
3,38382E+02	0,20	3,86049E+00	3,41	292,59	0,17
3,38282E+02	0,20	3,99464E+00	2,95	292,26	0,17
3,18678E+02	0,20	4,33791E+00	4,72	293,18	0,17
2,98748E+02	0,20	3,87569E+00	6,29	292,36	0,17
2,88610E+02	0,20	3,61012E+00	5,08	292,26	0,17
2,88167E+02	0,20	3,40854E+00	7,72	292,59	0,17
2,78723E+02	0,20	3,64719E+00	6,47	292,38	0,17
2,58966E+02	0,20	2,81243E+00	11,51	292,45	0,17
2,48919E+02	0,20	2,63535E+00	12,84	292,37	0,17
2,38854E+02	0,20	2,88636E+00	12,80	292,47	0,17
2,28761E+02	0,21	2,89210E+00	10,41	292,41	0,17
2,18968E+02	0,21	2,78828E+00	13,05	292,44	0,17
2,08703E+02	0,20	3,17875E+00	11,67	292,37	0,17
1,98971E+02	0,21	2,35836E+00	16,35	292,42	0,17
1,86876E+02	0,21	1,54369E+00	26,49	292,28	0,17
1,83902E+02	0,20	1,96910E+00	20,59	292,45	0,17
1,67849E+02	0,21	2,03379E+00	19,37	292,36	0,17
1,58894E+02	0,21	2,32710E+00	17,35	292,68	0,18

Continua na próxima página...

Tabela C.7 – Continuação

$p_I^0$ [Pa]	$Up_I^0$ [%]	$p_{II}^0$ [Pa]	$Up_{II}^0$ [%]	$T_m$ [K]	$UT_m$ [%]
1,48875E+02	0,21	2,75225E+00	13,99	292,45	0,17
1,38863E+02	0,21	1,91834E+00	18,53	292,37	0,17
1,33821E+02	0,21	2,26591E+00	14,11	293,26	0,17
1,32573E+02	0,20	1,95858E+00	16,48	292,24	0,17
1,19877E+02	0,21	1,11399E+00	27,62	292,62	0,17
1,09645E+02	0,20	2,63680E+00	10,70	292,12	0,17
9,98819E+01	0,20	8,08446E-01	32,60	292,47	0,17
9,18894E+01	0,20	6,30256E-01	39,12	292,22	0,18
8,39185E+01	0,20	5,89828E-01	36,57	292,59	0,17
7,69322E+01	0,20	7,70596E-01	25,17	292,42	0,17
7,00166E+01	0,20	2,04684E-01	77,33	292,55	0,17
6,50034E+01	0,20	2,01755E-01	76,27	292,19	0,17
5,90121E+01	0,20	2,08432E-01	52,20	292,63	0,17
5,49901E+01	0,20	2,03499E-01	60,87	292,46	0,18
4,99861E+01	0,20	2,03665E-01	49,31	292,52	0,17
4,60493E+01	0,20	2,00211E-01	42,48	292,55	0,17
4,20178E+01	0,20	2,03401E-01	36,74	292,63	0,17
3,80325E+01	0,20	1,22258E-01	51,82	292,38	0,17
3,50386E+01	0,20	7,15596E-02	70,37	292,44	0,17
3,19646E+01	0,20	1,58766E-01	26,88	292,12	0,17
2,90544E+01	0,20	1,73808E-01	20,74	292,55	0,17
2,69859E+01	0,20	2,89435E-01	11,37	292,01	0,17
2,44400E+01	0,20	2,13009E-01	12,21	292,47	0,17
2,19695E+01	0,20	3,66871E-01	5,61	292,01	0,17
1,99599E+01	0,20	2,74749E-01	5,92	292,58	0,17
1,79659E+01	0,20	3,56721E-01	3,73	292,23	0,17
1,69540E+01	0,20	3,24793E-01	3,54	292,55	0,17
1,49328E+01	0,20	3,98927E-01	2,48	292,49	0,17
1,39102E+01	0,21	4,26625E-01	3,05	292,54	0,17
1,19778E+01	0,21	3,72139E-01	3,16	292,75	0,17
9,96053E+00	0,21	4,09467E-01	1,55	292,85	0,17
7,95938E+00	0,22	3,72474E-01	2,65	292,92	0,17

**Tabela C.8** – Incertezas expandidas das variáveis medidas indiretamente e calculadas com base na vazão mássica do reservatório  $R_{II}$  considerando os pontos iniciais de cada experimento para a mistura gasosa para o modelo molecular VHS

$p_I^0$ [Pa]	S [-]	US [%]	$Kn_m$ [-]	$UKn_m$ [%]	G [-]	UG [%]	$\delta_m$ [-]	$U\delta_m$ [%]
1,32823E+03	1,3628	4,05	0,0247	0,90	4,8613	3,14	14,2690	0,90
1,19910E+03	1,4016	4,04	0,0274	0,90	4,4979	3,15	12,8364	0,90
1,11757E+03	1,4311	4,05	0,0294	0,90	4,2901	3,14	11,9908	0,90
9,97476E+02	1,4855	4,05	0,0329	0,90	3,9697	3,15	10,6888	0,90
9,47593E+02	1,5112	4,05	0,0346	0,90	3,8428	3,15	10,1715	0,90
8,46879E+02	1,5691	4,05	0,0387	0,90	3,5706	3,15	9,1019	0,90
7,97437E+02	1,6057	4,05	0,0410	0,90	3,4449	3,15	8,5817	0,90
7,17375E+02	1,6725	4,05	0,0456	0,90	3,2274	3,16	7,7187	0,90
6,66978E+02	1,7184	4,05	0,0488	0,90	3,0970	3,16	7,2092	0,90
5,97130E+02	1,7978	4,05	0,0546	0,90	2,8996	3,16	6,4513	0,90
5,57350E+02	1,8598	4,05	0,0587	0,90	2,7877	3,16	5,9955	0,90
4,97627E+02	1,9683	4,04	0,0659	0,90	2,6284	3,17	5,3413	0,90
4,67267E+02	2,0278	4,05	0,0698	0,90	2,5567	3,18	5,0434	0,90
4,17803E+02	2,1596	4,05	0,0784	0,90	2,4249	3,17	4,4913	0,90
3,98671E+02	2,2714	4,03	0,0833	0,90	2,3984	3,16	4,2237	0,90
3,68638E+02	2,4092	4,04	0,0903	0,90	2,3482	3,21	3,8987	0,90
3,48712E+02	2,4919	4,03	0,0954	0,90	2,2991	3,20	3,6906	0,90
3,38382E+02	2,5389	4,03	0,0984	0,90	2,2713	3,18	3,5783	0,90
3,38282E+02	2,5332	4,03	0,0982	0,90	2,2697	3,17	3,5838	0,90
3,18678E+02	2,6703	4,03	0,1045	0,90	2,2489	3,22	3,3687	0,90
2,98748E+02	2,7717	4,03	0,1111	0,91	2,1947	3,24	3,1673	0,91
2,88610E+02	2,8435	4,03	0,1150	0,90	2,1752	3,21	3,0598	0,90
2,88167E+02	2,8798	4,03	0,1154	0,91	2,1948	3,26	3,0486	0,91
2,78723E+02	2,9254	4,03	0,1191	0,91	2,1612	3,25	2,9551	0,91
2,58966E+02	3,1239	4,03	0,1285	0,91	2,1390	3,31	2,7388	0,91
2,48919E+02	3,2396	4,03	0,1337	0,91	2,1322	3,33	2,6327	0,91
2,38854E+02	3,3571	4,03	0,1392	0,92	2,1225	3,35	2,5289	0,92
2,28761E+02	3,4444	4,03	0,1452	0,91	2,0873	3,31	2,4240	0,91
2,18968E+02	3,6203	4,03	0,1517	0,92	2,0999	3,37	2,3201	0,92
2,08703E+02	3,7439	4,03	0,1587	0,92	2,0755	3,39	2,2175	0,92
1,98971E+02	3,9660	4,03	0,1671	0,92	2,0887	3,41	2,1066	0,92
1,86876E+02	4,2030	4,03	0,1784	0,93	2,0728	3,45	1,9727	0,93
1,83902E+02	4,3023	4,03	0,1810	0,93	2,0915	3,45	1,9446	0,93
1,67849E+02	4,5775	4,03	0,1979	0,93	2,0347	3,47	1,7780	0,93

Continua na próxima página...



Tabela C.8 – Continuação

$p_l^0$ [Pa]	S [-]	US [%]	$Kn_m$ [-]	$UKn_m$ [%]	G [-]	UG [%]	$\delta_m$ [-]	$U\delta_m$ [%]
1,58894E+02	4,9077	4,02	0,2089	0,94	2,0674	3,49	1,6850	0,94
1,48875E+02	5,2234	4,03	0,2219	0,94	2,0715	3,51	1,5863	0,94
1,38863E+02	5,6412	4,03	0,2389	0,94	2,0779	3,50	1,4733	0,94
1,33821E+02	5,7317	4,03	0,2481	0,93	2,0329	3,48	1,4187	0,93
1,32573E+02	5,9077	4,03	0,2498	0,93	2,0807	3,49	1,4088	0,93
1,19877E+02	6,5613	4,03	0,2782	0,94	2,0748	3,51	1,2649	0,94
1,09645E+02	7,0479	4,03	0,2992	0,94	2,0728	3,51	1,1764	0,94
9,98819E+01	7,8912	4,03	0,3341	0,94	2,0780	3,52	1,0533	0,94
9,18894E+01	8,5514	4,03	0,3632	0,94	2,0714	3,52	0,9689	0,94
8,39185E+01	9,3947	4,03	0,3983	0,94	2,0752	3,51	0,8836	0,94
7,69322E+01	10,1226	4,03	0,4329	0,94	2,0575	3,50	0,8130	0,94
7,00166E+01	11,3000	4,03	0,4793	0,93	2,0745	3,46	0,7343	0,93
6,50034E+01	12,0692	4,03	0,5153	0,93	2,0607	3,48	0,6830	0,93
5,90121E+01	13,4055	4,03	0,5685	0,92	2,0748	3,40	0,6191	0,92
5,49901E+01	14,1807	4,03	0,6095	0,93	2,0470	3,46	0,5774	0,93
4,99861E+01	15,6292	4,03	0,6704	0,92	2,0511	3,43	0,5249	0,92
4,60493E+01	16,7687	4,03	0,7277	0,92	2,0276	3,40	0,4837	0,92
4,20178E+01	18,4220	4,03	0,7974	0,92	2,0328	3,39	0,4414	0,92
3,80325E+01	19,9713	4,03	0,8814	0,92	1,9937	3,37	0,3993	0,92
3,50386E+01	21,9737	4,03	0,9581	0,91	2,0179	3,34	0,3673	0,91
3,19646E+01	23,6050	4,03	1,0457	0,91	1,9861	3,32	0,3366	0,91
2,90544E+01	25,8934	4,03	1,1514	0,91	1,9786	3,31	0,3057	0,91
2,69859E+01	27,3697	4,03	1,2309	0,91	1,9563	3,31	0,2859	0,91
2,44400E+01	30,5164	4,03	1,3646	0,91	1,9675	3,28	0,2579	0,91
2,19695E+01	32,6299	4,03	1,5031	0,91	1,9100	3,26	0,2341	0,91
1,99599E+01	36,1446	4,03	1,6634	0,91	1,9118	3,24	0,2116	0,91
1,79659E+01	38,7222	4,04	1,8342	0,91	1,8575	3,23	0,1919	0,91
1,69540E+01	41,8303	4,04	1,9477	0,90	1,8896	3,22	0,1807	0,90
1,49328E+01	45,5576	4,04	2,1945	0,90	1,8266	3,21	0,1604	0,90
1,39102E+01	49,6385	4,04	2,3473	0,91	1,8606	3,25	0,1499	0,91
1,19778E+01	55,0632	4,04	2,7274	0,91	1,7763	3,25	0,1290	0,91
9,96053E+00	63,7954	4,05	3,2496	0,90	1,7273	3,20	0,1083	0,90
7,95938E+00	76,9659	4,05	4,0457	0,91	1,6738	3,28	0,0870	0,91



## APÊNDICE D – INVESTIGAÇÃO DO PROBLEMA COM O MICROCANAL

Nesta seção, apresenta-se os detalhes do problema ocorrido com os microcanais que foram propostos inicialmente (vide Figura 4.5), fabricados utilizando um tubo de inox de 1/4" de diâmetro com conexões anilhadas nas extremidades. Após instalar um desses microcanais na bancada experimental, foram realizados diversos experimentos com os gases adotados. Depois de coletar uma quantidade significativa de experimentos (cerca de 420 para todos os gases) para se ter dados suficientes para a obtenção dos coeficientes de deslizamento e de acomodação, constatou-se que os resultados estavam inconsistentes com aqueles disponíveis na literatura especializada. Para o coeficiente de deslizamento viscoso constatou-se valores muito baixos, que resultaram em TMACs com valores acima da unidade. A Tabela D.1 mostra os resultados para o gás He e as quatro razões de pressões adotadas e utilizando o modelo molecular HS. Como é possível notar, praticamente todos os valores do TMAC são superiores à unidade, com exceção do  $\alpha^M$ . As incertezas referentes aos dados não foram calculadas, mas estima-se que tenham a mesma ordem de grandeza daquelas reportadas nos Apêndice F.

A princípio, foram levantadas algumas possibilidades para encontrar se haveria algo errado ao longo de todo o procedimento. Primeiramente, acreditou-se que o algoritmo desenvolvido em MATLAB® para a análise dos dados experimentais poderia ter alguma variável incorreta, operação matemática a mais ou a menos, ou até mesmo equações incorretas causadas por erros de digitação. Dessa forma, todas as linhas do código foram revisitadas diversas vezes em busca de possíveis erros. Contudo, depois dessa longa e minuciosa busca, constatou-se que não havia nada de errado com o código elaborado. Para garantir a eficiência do algoritmo em questão, Silva [39] disponibilizou alguns dados experimentais sem tratamento, obtidos em seu trabalho. Após realizar o tratamento dos dados com o algoritmo desenvolvido, os resultados foram exatamente os mesmos reportados pelo autor em questão, o que garantiu que não haviam problemas no código elaborado.

A outra possibilidade sugerida foi que o microcanal utilizado possuía algum defeito de fabricação. Assim, após a instalação do outro microcanal e verificação de vazamentos, outra bateria de experimentos foi realizada com o novo microcanal. Dessa vez, uma quantidade menor de experimentos foi efetuada (cerca de 150 experimentos) que foram suficientes para

**Tabela D.1** – Coeficientes obtidos por meio do ajuste de curvas de 2° ordem para cada razão de pressões utilizando o gás He e o modelo molecular HS

	P	$B^{exp}$	$C^{exp}$	$R^2$	$\sigma_p$	$\sigma_{2p}$	$\alpha^M$	$\alpha^L$	$\alpha^S$	$\alpha^t$
HS	2	8,0215	4,9743	0,9998	0,9051	0,1218	0,9894	1,0693	1,0613	1,0568
	3	8,0962	3,6232	0,9999	0,9136	0,0840	0,9848	1,0643	1,0564	1,0519
	4	8,1348	2,9933	0,9999	0,9179	0,0660	0,9824	1,0618	1,0539	1,0494
	5	8,1584	2,6317	0,9998	0,9206	0,0555	0,9810	1,0602	1,0524	1,0478

levantar as curvas utilizadas para extrair os coeficientes de deslizamento e de acomodação. Os resultados foram similares aqueles encontrados para o microcanal anterior, com valores de TMAC superiores à unidade.

Nesse momento, os resultados estavam tendendo à possibilidade de que estaria ocorrendo o efeito de retrodifusão no escoamento dos gases, cuja causa poderia estar associada a uma rugosidade elevada. Entretanto, dado que os microcanais são similares àqueles utilizados no trabalho de Silva [39], em que a rugosidade relativa foi de 0,2 %, esperava-se que os resultados fossem ao menos próximos àqueles encontrados na literatura. Além disso, como mostrado pela Tabela D.1, os resultados do TMAC foram muito superiores à unidade, atingindo valores até 7 % maiores, gerando dúvidas se estariam corretos.

Por fim, a última hipótese levantada foi que os microcanais poderiam ter sofrido uma deformação ao ser instalado na bancada experimental. Essa hipótese foi confirmada ao constatar que o comprimento dos microcanais haviam aumentado. Foi encontrado um aumento de, aproximadamente, 0,15 mm, o que indica que o microcanal também sofreu uma redução em seu diâmetro em alguma região ao longo de seu comprimento. Vale ressaltar que os mesmos instrumentos utilizados para medir o comprimento dos microcanais no momento de sua fabricação foram utilizados para medir os microcanais após seu uso na bancada experimental. Depois de analisar com atenção a construção do microcanal, percebeu-se que a região que poderia ter ocorrido a redução do diâmetro do microcanal deveria ser no local em que a anilha está localizada. A Figura D.1 mostra o microcanal que teve as porcas e anilhas removidas, para mostrar a deformação causada pela anilha.

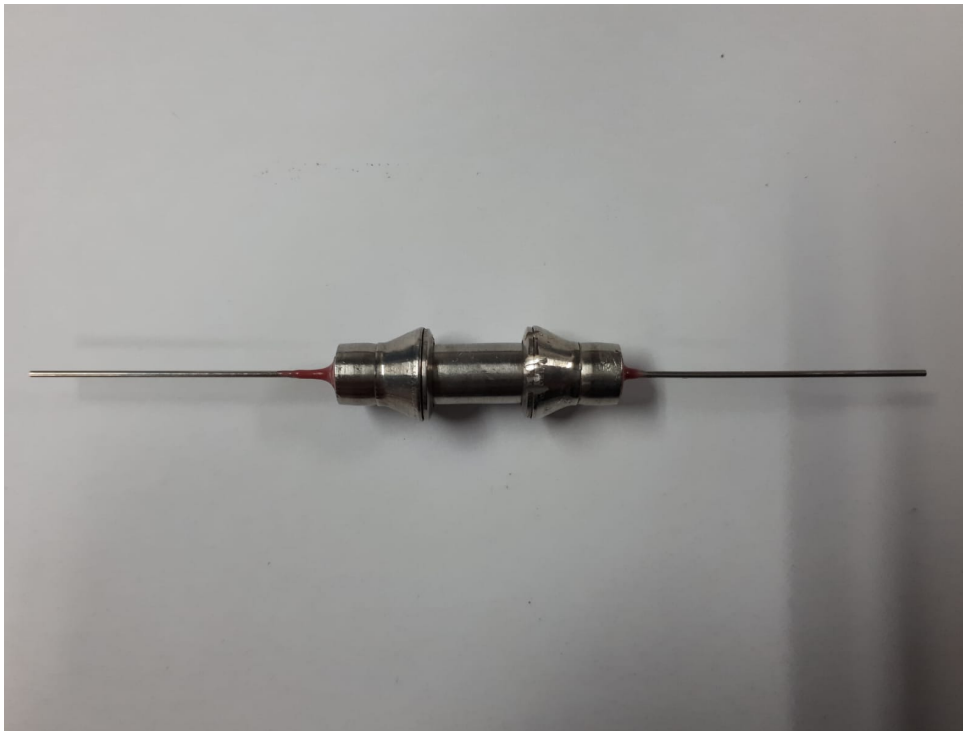
Para comprovar essa deformação de forma qualitativa, foi utilizado o procedimento que se segue. As agulhas adquiridas para a fabricação dos microcanais vêm com uma haste cilíndrica de metal inserida em seu interior. Essa haste possui um diâmetro ligeiramente inferior ao diâmetro interno da agulha, de modo que não há interferência entre eles. Entretanto, ao inserir essa mesma haste no microcanal após tê-lo usado nos experimentos, constatou-se que as regiões em que as anilhas se localizam apresentam uma resistência a sua passagem, como pode ser visto na Figura D.2, indicando que essas regiões sofreram uma estrição no diâmetro.

O desgaste das conexões mencionado refere-se à deformação ocorrida na entrada das conexões utilizadas nos reservatórios  $R_I$  e  $R_{II}$ . S Figura D.3 identifica a região de entrada da conexão em que o microcanal foi acoplado. Foi constatado que o uso recorrente dessas conexões provocou uma deformação nas bordas da conexão, causando um aumento do diâmetro da entrada, indicado por  $D_c$ , que possui um formato cônico interno para acoplar com a anilha que também é cônica. Comparado com uma conexão nova, a deformação encontrada foi de cerca de 0,3 mm. Dessa forma, para conseguir a vedação desejada, foi necessário um aperto maior nas porcas, o que provocou uma deformação maior no tubo em que o microcanal estava inserido.

A possível estrição encontrada ocasionou uma redução na vazão mássica do gás. Uma vez que é utilizado o coeficiente de inclinação da curva da vazão mássica adimensional em função do número de Knudsen para determinar os coeficientes de deslizamento viscoso e de acomodação, uma vazão mássica resulta em uma curva com menor inclinação e, consequen-

temente, um valor menor para o coeficiente de deslizamento que, por sua vez, resulta em um valor de TMAC maior.

Dessa forma, a solução encontrada foi alterar o tipo de acoplamento utilizado para unir o microcanal à bancada experimental. Como mencionado, foi adotado uma conexão VCR ao invés de conexões anilhadas (vide Figura 4.6) que utiliza anéis metálicos deformáveis como vedação e que são substituídos sempre que as conexões são desacopladas. A Figura D.4 mostra os anéis metálicos nas condições novas e usadas depois de serem utilizados entre as conexões. Dessa forma, por mais que ocorra um aperto excessivo entre as conexões, somente o anel metálico sofrerá deformação, garantindo que o microcanal não sofra nenhum dano.

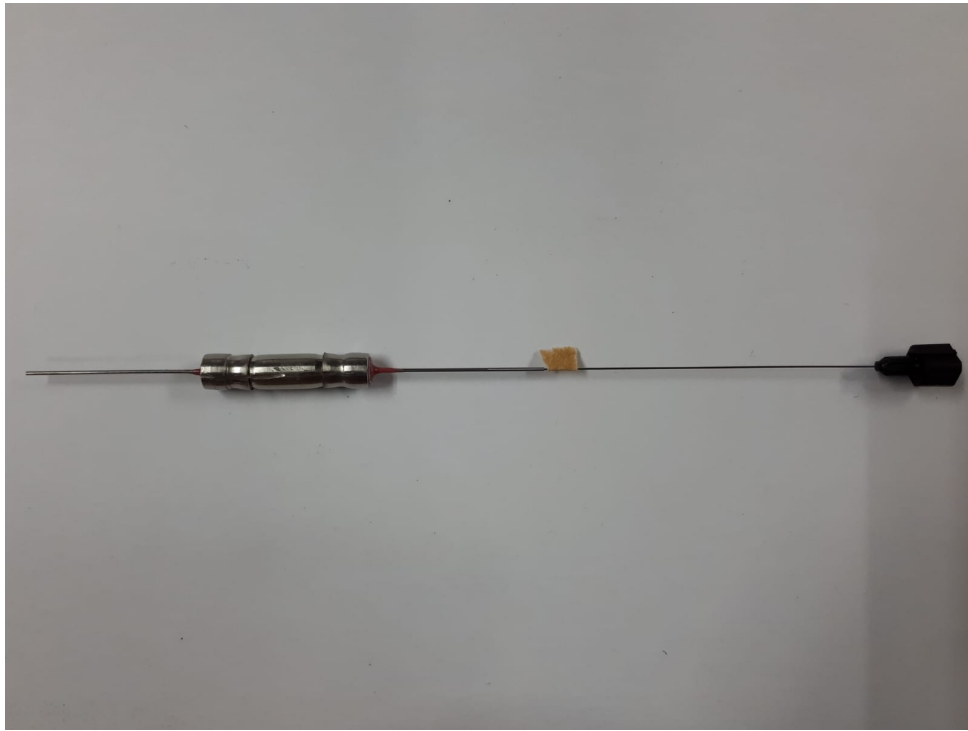


(a)

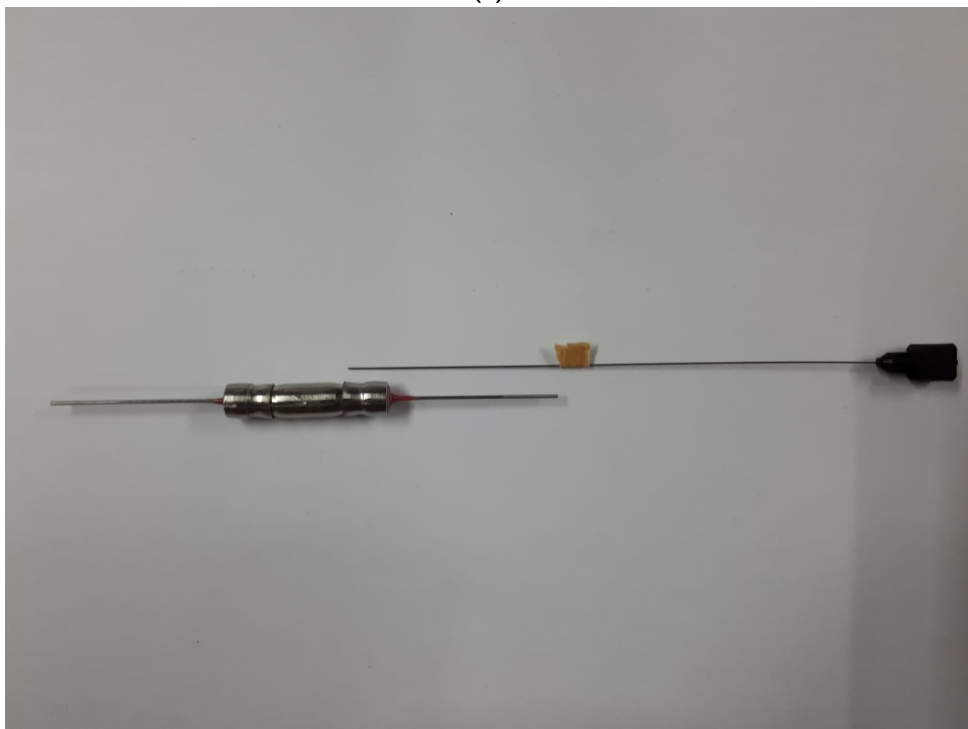


(b)

**Figura D.1** – (a) Microcanal com as (a) porcas removidas e com (b) as anilhas removidas para indicar a deformação ocorrida



(a)



(b)

**Figura D.2** – (a) Microcanal sem anilhas (a) com haste inserida e (b) com a haste removida para indicar a região restringida

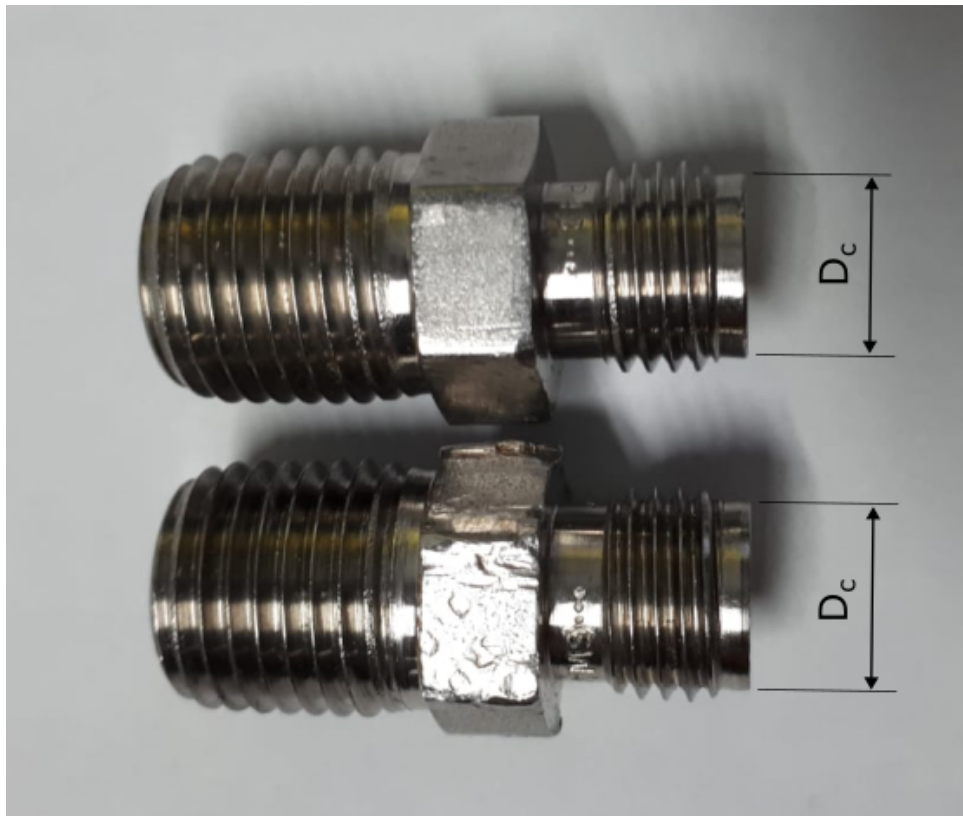


Figura D.3 – Conexões deformadas removidas dos reservatórios  $R_I$  e  $R_{II}$



Figura D.4 – Comparação entre os anéis metálicos novos e usados que são utilizados para a vedação das conexões VCR



## APÊNDICE E – VAZÃO MÁSSICA REDUZIDA TEÓRICA

**Tabela E.1** – Vazão mássica reduzida teórica  $Q^{BGK}$  e  $Q^{MC}$  em função do parâmetro de rarefação  $\delta$  obtidas para o escoamento de Poiseuille em uma geometria circular considerando  $\alpha = 1$

$\delta$	$Q^{BGK}$ (a)	$Q^{MC}$ (b)
0	-	2,3206
0,001	-	2,3181
0,01	1,476	2,2850
0,02	1,460	2,2560
0,04	1,438	2,2129
0,06	1,423	-
0,08	1,412	-
0,1	1,403	2,1360
0,2	1,381	2,0671
0,4	1,378	1,9992
0,6	1,397	-
0,8	1,424	-
1	1,457	1,9612
2	1,665	2,0568
3	1,877	-
4	2,107	2,4141
5	2,343	-
6	2,583	-
7	2,824	-
8	3,067	-
9	3,312	-
10	3,557	3,7762
20	-	6,2142
40	-	11,1790

(a) Disponível em [Porodnov \*et al.\* \[81\]](#) - Tabela 1

(b) Disponível em [Sharipov e Kalempa \[16\]](#) - Tabela IV



## APÊNDICE F – COEFICIENTES OBTIDOS POR MEIO DAS CURVAS AJUSTADAS

Aqui são apresentadas as tabelas completas que contêm todos os coeficientes calculados para todos os modelos moleculares utilizados e gases. Os dados estão dispostos para cada modelo molecular empregado e são subdivididos para cada razão de pressões,  $\mathbb{P}$ . Além disso, para cada razão de pressões, há dois valores, sendo o valor superior referente aos resultados obtidos com a condição de contorno de 1° ordem e o valor inferior com a condição de contorno de 2° ordem. Os valores que acompanham o sinal  $\pm$  referem-se às incertezas expandidas de cada valor calculado.

As 3 primeiras tabelas referem-se ao gás  $N_2$ , seguidas do gás Ar, He e, por fim, da mistura gasosa de Ar-He 50-50%.

**Tabela F.1** – Coeficientes obtidos por meio do ajuste de curvas de 1° (valores superiores) e de 2° ordem (valores inferiores) referentes a cada razão de pressão e ao modelo molecular adotado para o gás N<sub>2</sub>

	$\mathbb{P}$	$B^{exp}$	$C^{exp}$	$R^2$	SSE	RMSE	
MM	2	15,3702 ± 0,0460	-	0,9998	0,0006	0,0046	
		15,0849 ± 0,0611	5,4845 ± 0,3677	1,0000	0,0024	0,0070	
	3	15,4374 ± 0,0612	-	0,9996	0,0014	0,0067	
		15,1502 ± 0,0556	5,3048 ± 0,3051	1,0000	0,0024	0,0070	
	4	15,4723 ± 0,0706	-	0,9994	0,0020	0,0082	
		15,1840 ± 0,0581	5,1879 ± 0,3023	1,0000	0,0029	0,0077	
	5	15,4937 ± 0,0766	-	0,9994	0,0025	0,0092	
		15,2048 ± 0,0612	5,1082 ± 0,3082	1,0000	0,0034	0,0084	
	Max	2	9,7163 ± 0,0429	-	0,9994	0,0006	0,0048
			9,5409 ± 0,0492	3,3040 ± 0,2726	0,9999	0,0013	0,0055
3		9,7592 ± 0,0507	-	0,9992	0,0010	0,0063	
		9,5925 ± 0,0468	3,1275 ± 0,2362	0,9999	0,0015	0,0058	
4		9,7814 ± 0,0565	-	0,9990	0,0014	0,0073	
		9,6193 ± 0,0502	3,0267 ± 0,2409	0,9999	0,0019	0,0065	
5		9,7951 ± 0,0604	-	0,9989	0,0017	0,0081	
		9,6358 ± 0,0537	2,9619 ± 0,2492	0,9999	0,0023	0,0072	
HS		2	9,5734 ± 0,0391	-	0,9995	0,0004	0,0042
			9,4141 ± 0,0478	3,0573 ± 0,2602	0,9999	0,0013	0,0055
	3	9,6072 ± 0,0472	-	0,9993	0,0008	0,0055	
		9,4617 ± 0,0452	2,9091 ± 0,2239	0,9999	0,0014	0,0057	
	4	9,6247 ± 0,0532	-	0,9991	0,0011	0,0066	
		9,4865 ± 0,0485	2,8225 ± 0,2285	0,9999	0,0018	0,0064	
	5	9,6354 ± 0,0572	-	0,9989	0,0013	0,0073	
		9,5017 ± 0,0520	2,7662 ± 0,2366	0,9999	0,0022	0,0071	
	VHS	2	11,7720 ± 0,0476	-	0,9995	0,0008	0,0052
			11,5992 ± 0,0623	3,7863 ± 0,3645	0,9999	0,0022	0,0070
3		11,8255 ± 0,0584	-	0,9993	0,0014	0,0070	
		11,6515 ± 0,0578	3,6677 ± 0,3083	0,9999	0,0023	0,0071	
4		11,8533 ± 0,0652	-	0,9992	0,0019	0,0082	
		11,6786 ± 0,0597	3,5894 ± 0,3022	0,9999	0,0027	0,0077	
5		11,8703 ± 0,0697	-	0,9990	0,0023	0,0091	
		11,6953 ± 0,0621	3,5358 ± 0,3045	0,9999	0,0032	0,0083	

**Tabela F.2** – Coeficientes de deslizamento de 1° (valores superiores) e de 2° ordem (valores inferiores) referentes a cada razão de pressão e ao modelo molecular adotado para o gás N<sub>2</sub>

	$\mathbb{P}$	$\sigma_p$	$\sigma_{2p}$	$Kn_m$ mínimo	$Kn_m$ máximo
MM	2	1,0840 ± 0,0032	-	0,0098	0,0771
		1,0638 ± 0,0043	0,0525 ± 0,0035		0,2378
	3	1,0887 ± 0,0043	-	0,0108	0,0846
		1,0684 ± 0,0039	0,0480 ± 0,0028		0,2610
	4	1,0912 ± 0,0050	-	0,0113	0,0891
		1,0708 ± 0,0041	0,0447 ± 0,0026		0,2749
5	1,0927 ± 0,0054	-	0,0117	0,0921	
	1,0723 ± 0,0043	0,0421 ± 0,0025		0,2841	
Max	2	1,0764 ± 0,0047	-	0,0150	0,0834
		1,0569 ± 0,0054	0,0780 ± 0,0064		0,2454
	3	1,0811 ± 0,0056	-	0,0164	0,0915
		1,0626 ± 0,0052	0,0699 ± 0,0053		0,2695
	4	1,0836 ± 0,0063	-	0,0173	0,0963
		1,0656 ± 0,0056	0,0643 ± 0,0051		0,2839
5	1,0851 ± 0,0067	-	0,0179	0,0996	
	1,0674 ± 0,0059	0,0602 ± 0,0051		0,2935	
HS	2	1,0802 ± 0,0044	-	0,0153	0,0785
		1,0623 ± 0,0054	0,0749 ± 0,0064		0,2501
	3	1,0841 ± 0,0053	-	0,0168	0,0861
		1,0676 ± 0,0051	0,0674 ± 0,0052		0,2746
	4	1,0860 ± 0,0060	-	0,0176	0,0907
		1,0704 ± 0,0055	0,0622 ± 0,0050		0,2893
5	1,0872 ± 0,0065	-	0,0182	0,0938	
	1,0721 ± 0,0059	0,0584 ± 0,0050		0,2991	
VHS	2	1,0754 ± 0,0044	-	0,0125	0,0835
		1,0596 ± 0,0057	0,0608 ± 0,0059		0,2397
	3	1,0803 ± 0,0053	-	0,0137	0,0917
		1,0644 ± 0,0053	0,0557 ± 0,0047		0,2630
	4	1,0828 ± 0,0060	-	0,0145	0,0966
		1,0669 ± 0,0055	0,0519 ± 0,0044		0,2770
5	1,0844 ± 0,0064	-	0,0149	0,0998	
	1,0684 ± 0,0057	0,0489 ± 0,0042		0,2863	

**Tabela F.3** – Coeficientes de acomodação de 1° (valores superiores) e de 2° ordem (valores inferiores) referentes a cada razão de pressão e ao modelo molecular adotado para o gás N<sub>2</sub>

	P	$\alpha^M$	$\alpha^L$	$\alpha^S$	$\alpha^t$	
MM	2	0,8996 ± 0,0015	0,9725 ± 0,0016	0,9656 ± 0,0016	0,9610 ± 0,0016	
		0,9089 ± 0,0020	0,9826 ± 0,0022	0,9755 ± 0,0022	0,9709 ± 0,0022	
	3	0,8975 ± 0,0020	0,9702 ± 0,0021	0,9633 ± 0,0021	0,9587 ± 0,0021	
		0,9068 ± 0,0018	0,9802 ± 0,0020	0,9732 ± 0,0020	0,9687 ± 0,0020	
	4	0,8964 ± 0,0023	0,9689 ± 0,0025	0,9621 ± 0,0024	0,9575 ± 0,0024	
		0,9057 ± 0,0019	0,9790 ± 0,0021	0,9721 ± 0,0020	0,9675 ± 0,0020	
	5	0,8957 ± 0,0024	0,9682 ± 0,0027	0,9613 ± 0,0026	0,9567 ± 0,0026	
		0,9050 ± 0,0020	0,9783 ± 0,0022	0,9713 ± 0,0021	0,9667 ± 0,0021	
	Max	2	0,9031 ± 0,0022	0,9763 ± 0,0024	0,9693 ± 0,0023	0,9647 ± 0,0023
			0,9122 ± 0,0026	0,9861 ± 0,0028	0,9790 ± 0,0027	0,9744 ± 0,0027
		3	0,9009 ± 0,0026	0,9739 ± 0,0028	0,9670 ± 0,0028	0,9624 ± 0,0028
			0,9095 ± 0,0024	0,9832 ± 0,0026	0,9761 ± 0,0026	0,9715 ± 0,0026
		4	0,8998 ± 0,0029	0,9727 ± 0,0031	0,9658 ± 0,0031	0,9612 ± 0,0031
			0,9081 ± 0,0026	0,9817 ± 0,0028	0,9747 ± 0,0028	0,9701 ± 0,0028
		5	0,8991 ± 0,0030	0,9719 ± 0,0033	0,9650 ± 0,0033	0,9604 ± 0,0033
0,9072 ± 0,0028			0,9808 ± 0,0030	0,9737 ± 0,0030	0,9692 ± 0,0030	
HS		2	0,9013 ± 0,0020	0,9743 ± 0,0022	0,9674 ± 0,0022	0,9628 ± 0,0022
			0,9097 ± 0,0025	0,9834 ± 0,0027	0,9763 ± 0,0027	0,9717 ± 0,0027
		3	0,8996 ± 0,0024	0,9725 ± 0,0026	0,9655 ± 0,0026	0,9609 ± 0,0026
			0,9072 ± 0,0024	0,9806 ± 0,0026	0,9736 ± 0,0025	0,9690 ± 0,0025
		4	0,8987 ± 0,0027	0,9715 ± 0,0030	0,9646 ± 0,0029	0,9600 ± 0,0029
			0,9059 ± 0,0025	0,9792 ± 0,0027	0,9723 ± 0,0027	0,9677 ± 0,0027
		5	0,8981 ± 0,0029	0,9709 ± 0,0032	0,9640 ± 0,0032	0,9594 ± 0,0032
	0,9051 ± 0,0027		0,9784 ± 0,0029	0,9714 ± 0,0029	0,9668 ± 0,0029	
	VHS	2	0,9036 ± 0,0020	0,9767 ± 0,0022	0,9698 ± 0,0022	0,9652 ± 0,0022
			0,9109 ± 0,0027	0,9847 ± 0,0029	0,9776 ± 0,0029	0,9731 ± 0,0029
		3	0,9013 ± 0,0024	0,9743 ± 0,0027	0,9674 ± 0,0026	0,9628 ± 0,0026
			0,9087 ± 0,0025	0,9823 ± 0,0027	0,9753 ± 0,0026	0,9707 ± 0,0026
		4	0,9001 ± 0,0027	0,9731 ± 0,0030	0,9661 ± 0,0029	0,9615 ± 0,0029
			0,9075 ± 0,0025	0,9810 ± 0,0027	0,9740 ± 0,0027	0,9694 ± 0,0027
		5	0,8994 ± 0,0029	0,9723 ± 0,0032	0,9654 ± 0,0031	0,9608 ± 0,0031
0,9068 ± 0,0026			0,9803 ± 0,0029	0,9733 ± 0,0028	0,9687 ± 0,0028	

**Tabela F.4** – Coeficientes obtidos por meio do ajuste de curvas de 1° (valores superiores) e de 2° ordem (valores inferiores) referentes a cada razão de pressão e ao modelo molecular adotado para o gás Ar

	$P$	$B^{exp}$	$C^{exp}$	$R^2$	SSE	RMSE	
MM	2	15,3771 ± 0,0320	-	0,9997	0,0016	0,0052	
		15,0209 ± 0,0727	6,3515 ± 0,4956	0,9999	0,0095	0,0105	
	3	15,4579 ± 0,0371	-	0,9996	0,0025	0,0067	
		15,0973 ± 0,0631	6,0811 ± 0,3917	0,9999	0,0086	0,0100	
	4	15,4998 ± 0,0413	-	0,9996	0,0035	0,0078	
		15,1369 ± 0,0608	5,9182 ± 0,3580	0,9999	0,0089	0,0101	
	5	15,5255 ± 0,0441	-	0,9995	0,0043	0,0086	
		15,1612 ± 0,0604	5,8108 ± 0,3442	0,9999	0,0094	0,0104	
	Max	2	9,7423 ± 0,0312	-	0,9994	0,0011	0,0051
			9,4998 ± 0,0593	3,6654 ± 0,3427	0,9998	0,0070	0,0093
3		9,7886 ± 0,0346	-	0,9992	0,0017	0,0062	
		9,5454 ± 0,0497	3,5381 ± 0,2617	0,9999	0,0059	0,0086	
4		9,8126 ± 0,0375	-	0,9991	0,0022	0,0070	
		9,5690 ± 0,0467	3,4569 ± 0,2337	0,9999	0,0058	0,0085	
5		9,8274 ± 0,0396	-	0,9990	0,0026	0,0077	
		9,5835 ± 0,0458	3,4021 ± 0,2215	0,9999	0,0059	0,0086	
HS		2	9,5985 ± 0,0266	-	0,9995	0,0008	0,0043
			9,3817 ± 0,0568	3,3412 ± 0,3138	0,9998	0,0072	0,0094
	3	9,6416 ± 0,0311	-	0,9994	0,0013	0,0055	
		9,4256 ± 0,0481	3,2316 ± 0,2418	0,9999	0,0062	0,0088	
	4	9,6639 ± 0,0346	-	0,9992	0,0018	0,0064	
		9,4483 ± 0,0455	3,1604 ± 0,2172	0,9999	0,0062	0,0087	
	5	9,6776 ± 0,0371	-	0,9991	0,0022	0,0071	
		9,4623 ± 0,0447	3,1120 ± 0,2065	0,9999	0,0064	0,0089	
	VHS	2	12,7029 ± 0,0268	-	0,9997	0,0010	0,0045
			12,3940 ± 0,0636	4,8855 ± 0,3950	0,9998	0,0082	0,0098
3		12,7654 ± 0,0325	-	0,9996	0,0018	0,0059	
		12,4604 ± 0,0553	4,6530 ± 0,3129	0,9999	0,0075	0,0094	
4		12,7978 ± 0,0367	-	0,9995	0,0026	0,0071	
		12,4949 ± 0,0535	4,5170 ± 0,2873	0,9999	0,0078	0,0096	
5		12,8177 ± 0,0396	-	0,9994	0,0032	0,0079	
		12,5160 ± 0,0533	4,4284 ± 0,2773	0,9999	0,0083	0,0099	

**Tabela F.5** – Coeficientes de deslizamento de 1° (valores superiores) e de 2° ordem (valores inferiores) referentes a cada razão de pressão e ao modelo molecular adotado para o gás Ar

	$\mathbb{P}$	$\sigma_p$	$\sigma_{2p}$	$Kn_m$ mínimo	$Kn_m$ máximo
MM	2	1,0845 ± 0,0023	-	0,0105	0,0821
		1,0593 ± 0,0051	0,0608 ± 0,0047		0,2141
	3	1,0901 ± 0,0026	-	0,0115	0,0901
		1,0647 ± 0,0044	0,0551 ± 0,0035		0,2350
	4	1,0931 ± 0,0029	-	0,0121	0,0949
		1,0675 ± 0,0043	0,0510 ± 0,0031		0,2476
5	1,0949 ± 0,0031	-	0,0125	0,0981	
	1,0692 ± 0,0043	0,0479 ± 0,0028		0,2560	
Max	2	1,0792 ± 0,0035	-	0,0160	0,0836
		1,0524 ± 0,0066	0,0865 ± 0,0081		0,2365
	3	1,0844 ± 0,0038	-	0,0175	0,0917
		1,0574 ± 0,0055	0,0790 ± 0,0058		0,2595
	4	1,0870 ± 0,0042	-	0,0185	0,0966
		1,0600 ± 0,0052	0,0734 ± 0,0050		0,2733
5	1,0887 ± 0,0044	-	0,0191	0,0998	
	1,0616 ± 0,0051	0,0692 ± 0,0045		0,2825	
HS	2	1,0831 ± 0,0030	-	0,0163	0,0836
		1,0586 ± 0,0064	0,0818 ± 0,0077		0,2509
	3	1,0879 ± 0,0035	-	0,0179	0,0917
		1,0636 ± 0,0054	0,0749 ± 0,0056		0,2754
	4	1,0905 ± 0,0039	-	0,0188	0,0966
		1,0661 ± 0,0051	0,0697 ± 0,0048		0,2901
5	1,0920 ± 0,0042	-	0,0195	0,0998	
	1,0677 ± 0,0050	0,0657 ± 0,0044		0,2999	
VHS	2	1,0860 ± 0,0023	-	0,0126	0,0839
		1,0596 ± 0,0054	0,0687 ± 0,0056		0,2454
	3	1,0914 ± 0,0028	-	0,0138	0,0920
		1,0653 ± 0,0047	0,0619 ± 0,0042		0,2693
	4	1,0942 ± 0,0031	-	0,0145	0,0969
		1,0683 ± 0,0046	0,0572 ± 0,0036		0,2836
5	1,0959 ± 0,0034	-	0,0150	0,1002	
	1,0701 ± 0,0046	0,0536 ± 0,0034		0,2932	



**Tabela F.6** – Coeficientes de acomodação de 1° (valores superiores) e de 2° ordem (valores inferiores) referentes a cada razão de pressão e ao modelo molecular adotado para o gás Ar

	P	$\alpha^M$	$\alpha^L$	$\alpha^S$	$\alpha^t$	
MM	2	0,8994 ± 0,0010	0,9723 ± 0,0011	0,9653 ± 0,0011	0,9607 ± 0,0011	
		0,9110 ± 0,0024	0,9848 ± 0,0026	0,9778 ± 0,0026	0,9732 ± 0,0026	
	3	0,8968 ± 0,0012	0,9694 ± 0,0013	0,9626 ± 0,0013	0,9580 ± 0,0013	
		0,9085 ± 0,0021	0,9821 ± 0,0022	0,9751 ± 0,0022	0,9705 ± 0,0022	
	4	0,8955 ± 0,0013	0,9680 ± 0,0014	0,9611 ± 0,0014	0,9565 ± 0,0014	
		0,9072 ± 0,0020	0,9807 ± 0,0022	0,9737 ± 0,0021	0,9691 ± 0,0021	
	5	0,8947 ± 0,0014	0,9671 ± 0,0015	0,9602 ± 0,0015	0,9556 ± 0,0015	
		0,9064 ± 0,0020	0,9799 ± 0,0021	0,9729 ± 0,0021	0,9683 ± 0,0021	
	Max	2	0,9018 ± 0,0016	0,9748 ± 0,0017	0,9679 ± 0,0017	0,9633 ± 0,0017
			0,9143 ± 0,0031	0,9884 ± 0,0034	0,9813 ± 0,0033	0,9767 ± 0,0033
		3	0,8995 ± 0,0017	0,9723 ± 0,0019	0,9654 ± 0,0019	0,9608 ± 0,0019
			0,9119 ± 0,0026	0,9858 ± 0,0028	0,9788 ± 0,0028	0,9742 ± 0,0028
		4	0,8982 ± 0,0019	0,9710 ± 0,0021	0,9641 ± 0,0020	0,9595 ± 0,0020
			0,9107 ± 0,0024	0,9845 ± 0,0026	0,9774 ± 0,0026	0,9728 ± 0,0026
		5	0,8975 ± 0,0020	0,9702 ± 0,0022	0,9633 ± 0,0021	0,9587 ± 0,0021
0,9099 ± 0,0024			0,9837 ± 0,0026	0,9766 ± 0,0025	0,9720 ± 0,0025	
HS		2	0,9000 ± 0,0014	0,9729 ± 0,0015	0,9660 ± 0,0015	0,9614 ± 0,0015
			0,9114 ± 0,0030	0,9852 ± 0,0033	0,9782 ± 0,0032	0,9736 ± 0,0032
		3	0,8978 ± 0,0016	0,9705 ± 0,0017	0,9636 ± 0,0017	0,9590 ± 0,0017
			0,9091 ± 0,0025	0,9827 ± 0,0027	0,9757 ± 0,0027	0,9711 ± 0,0027
		4	0,8967 ± 0,0018	0,9693 ± 0,0019	0,9624 ± 0,0019	0,9578 ± 0,0019
			0,9079 ± 0,0024	0,9814 ± 0,0026	0,9744 ± 0,0026	0,9698 ± 0,0026
		5	0,8960 ± 0,0019	0,9685 ± 0,0021	0,9617 ± 0,0020	0,9571 ± 0,0020
	0,9071 ± 0,0023		0,9806 ± 0,0025	0,9736 ± 0,0025	0,9690 ± 0,0025	
	VHS	2	0,8987 ± 0,0010	0,9715 ± 0,0011	0,9646 ± 0,0011	0,9600 ± 0,0011
			0,9109 ± 0,0025	0,9847 ± 0,0028	0,9776 ± 0,0027	0,9731 ± 0,0027
		3	0,8963 ± 0,0013	0,9688 ± 0,0014	0,9620 ± 0,0014	0,9574 ± 0,0014
			0,9082 ± 0,0022	0,9818 ± 0,0024	0,9748 ± 0,0024	0,9702 ± 0,0024
		4	0,8950 ± 0,0014	0,9675 ± 0,0015	0,9606 ± 0,0015	0,9560 ± 0,0015
			0,9069 ± 0,0021	0,9803 ± 0,0023	0,9733 ± 0,0023	0,9687 ± 0,0023
		5	0,8942 ± 0,0015	0,9666 ± 0,0017	0,9598 ± 0,0016	0,9552 ± 0,0016
0,9060 ± 0,0021			0,9794 ± 0,0023	0,9724 ± 0,0023	0,9678 ± 0,0023	

**Tabela F.7** – Coeficientes obtidos por meio do ajuste de curvas de 1° (valores superiores) e de 2° ordem (valores inferiores) referentes a cada razão de pressões e ao modelo molecular adotado para o gás He

	$\mathbb{P}$	$B^{exp}$	$C^{exp}$	$R^2$	SSE	RMSE	
MM	2	15,1407 ± 0,0280	-	0,9999	0,0002	0,0031	
		14,8366 ± 0,0953	5,3133 ± 0,5750	0,9998	0,0058	0,0112	
	3	15,2766 ± 0,0216	-	0,9999	0,0001	0,0026	
		14,8850 ± 0,1102	5,1811 ± 0,6059	0,9998	0,0094	0,0143	
	4	15,3472 ± 0,0193	-	0,9999	0,0001	0,0025	
		14,9101 ± 0,1218	5,0861 ± 0,6361	0,9998	0,0127	0,0166	
	5	15,3904 ± 0,0184	-	0,9999	0,0001	0,0024	
		14,9255 ± 0,1299	5,0195 ± 0,6561	0,9997	0,0154	0,0183	
	Max	2	9,6518 ± 0,0185	-	0,9998	0,00003	0,0017
			9,3569 ± 0,0665	3,2836 ± 0,3330	0,9999	0,0023	0,0078
		3	9,7494 ± 0,0172	-	0,9998	0,00003	0,0018
			9,4219 ± 0,0909	2,9913 ± 0,4148	0,9998	0,0051	0,0118
		4	9,8002 ± 0,0187	-	0,9998	0,00004	0,0020
			9,4558 ± 0,1067	2,8393 ± 0,4625	0,9997	0,0078	0,0146
		5	9,8311 ± 0,0201	-	0,9998	0,00005	0,0022
9,4764 ± 0,1170			2,7467 ± 0,4904	0,9996	0,0101	0,0165	
HS		2	9,5197 ± 0,0203	-	0,9997	0,00003	0,0017
			9,2187 ± 0,0694	3,1227 ± 0,3484	0,9999	0,0024	0,0081
	3	9,6100 ± 0,0188	-	0,9998	0,00003	0,0018	
		9,2840 ± 0,0949	2,8298 ± 0,4342	0,9997	0,0053	0,0121	
	4	9,6569 ± 0,0199	-	0,9998	0,00004	0,0020	
		9,3179 ± 0,1112	2,6786 ± 0,4829	0,9996	0,0081	0,0150	
	5	9,6856 ± 0,0211	-	0,9997	0,00004	0,0022	
		9,3386 ± 0,1217	2,5868 ± 0,5112	0,9996	0,0103	0,0169	
	VHS	2	10,7234 ± 0,0188	-	0,9998	0,00003	0,0017
			10,3902 ± 0,0646	4,2964 ± 0,3405	0,9999	0,0023	0,0075
3		10,8382 ± 0,0201	-	0,9998	0,00004	0,0020	
		10,4569 ± 0,0884	3,9643 ± 0,4251	0,9998	0,0051	0,0113	
4		10,8979 ± 0,0224	-	0,9998	0,0001	0,0024	
		10,4917 ± 0,1041	3,7877 ± 0,4753	0,9997	0,0078	0,0140	
5		10,9343 ± 0,0242	-	0,9997	0,0001	0,0026	
		10,5129 ± 0,1144	3,6787 ± 0,5049	0,9997	0,0101	0,0159	

**Tabela F.8** – Coeficientes de deslizamento de 1° (valores superiores) e de 2° ordem (valores inferiores) referentes a cada razão de pressões e ao modelo molecular adotado para o gás He

	$\mathbb{P}$	$\sigma_p$	$\sigma_{2p}$	$Kn_m$ mínimo	$Kn_m$ máximo
MM	2	1,0678 ± 0,0020	-	0,0296	0,0820
		1,0463 ± 0,0067	0,0508 ± 0,0055		0,2321
	3	1,0774 ± 0,0015	-	0,0324	0,0900
		1,0497 ± 0,0078	0,0469 ± 0,0055		0,2546
	4	1,0823 ± 0,0014	-	0,0342	0,0947
		1,0515 ± 0,0086	0,0438 ± 0,0055		0,2681
5	1,0854 ± 0,0013	-	0,0353	0,0979	
	1,0526 ± 0,0092	0,0414 ± 0,0054		0,2771	
Max	2	1,0692 ± 0,0020	-	0,0452	0,0801
		1,0365 ± 0,0074	0,0775 ± 0,0079		0,2510
	3	1,0800 ± 0,0019	-	0,0496	0,0879
		1,0437 ± 0,0101	0,0668 ± 0,0093		0,2754
	4	1,0856 ± 0,0021	-	0,0522	0,0926
		1,0475 ± 0,0118	0,0603 ± 0,0098		0,2901
5	1,0891 ± 0,0022	-	0,0539	0,0957	
	1,0498 ± 0,0130	0,0558 ± 0,0100		0,2999	
HS	2	1,0742 ± 0,0023	-	0,0460	0,0795
		1,0402 ± 0,0078	0,0765 ± 0,0085		0,2457
	3	1,0844 ± 0,0021	-	0,0505	0,0872
		1,0476 ± 0,0107	0,0656 ± 0,0101		0,2696
	4	1,0897 ± 0,0022	-	0,0532	0,0919
		1,0514 ± 0,0125	0,0590 ± 0,0106		0,2839
5	1,0929 ± 0,0024	-	0,0550	0,0949	
	1,0538 ± 0,0137	0,0546 ± 0,0108		0,2935	
VHS	2	1,0538 ± 0,0018	-	0,0404	0,0768
		1,0211 ± 0,0063	0,0798 ± 0,0063		0,2448
	3	1,0651 ± 0,0020	-	0,0443	0,0842
		1,0276 ± 0,0087	0,0697 ± 0,0075		0,2686
	4	1,0710 ± 0,0022	-	0,0466	0,0887
		1,0311 ± 0,0102	0,0633 ± 0,0079		0,2829
5	1,0746 ± 0,0024	-	0,0482	0,0916	
	1,0331 ± 0,0112	0,0589 ± 0,0081		0,2925	

**Tabela F.9** – Coeficientes de acomodação de 1° (valores superiores) e de 2° ordem (valores inferiores) referentes a cada razão de pressão e ao modelo molecular adotado para o gás He

	P	$\alpha^M$	$\alpha^L$	$\alpha^S$	$\alpha^t$	
MM	2	0,9071 ± 0,0009	0,9806 ± 0,0010	0,9736 ± 0,0010	0,9690 ± 0,0010	
		0,9172 ± 0,0032	0,9915 ± 0,0035	0,9844 ± 0,0034	0,9798 ± 0,0034	
	3	0,9027 ± 0,0007	0,9758 ± 0,0008	0,9688 ± 0,0008	0,9642 ± 0,0008	
		0,9155 ± 0,0037	0,9897 ± 0,0040	0,9826 ± 0,0039	0,9780 ± 0,0039	
	4	0,9004 ± 0,0006	0,9733 ± 0,0007	0,9664 ± 0,0007	0,9618 ± 0,0007	
		0,9147 ± 0,0041	0,9888 ± 0,0044	0,9817 ± 0,0043	0,9771 ± 0,0043	
	5	0,8990 ± 0,0006	0,9718 ± 0,0006	0,9649 ± 0,0006	0,9603 ± 0,0006	
		0,9142 ± 0,0043	0,9883 ± 0,0047	0,9812 ± 0,0046	0,9766 ± 0,0046	
	Max	2	0,9064 ± 0,0009	0,9799 ± 0,0010	0,9729 ± 0,0010	0,9683 ± 0,0010
			0,9218 ± 0,0035	0,9965 ± 0,0038	0,9894 ± 0,0038	0,9848 ± 0,0038
		3	0,9014 ± 0,0009	0,9745 ± 0,0009	0,9675 ± 0,0009	0,9629 ± 0,0009
			0,9184 ± 0,0048	0,9928 ± 0,0052	0,9857 ± 0,0051	0,9811 ± 0,0051
		4	0,8989 ± 0,0009	0,9717 ± 0,0010	0,9648 ± 0,0010	0,9602 ± 0,0010
			0,9166 ± 0,0056	0,9909 ± 0,0061	0,9838 ± 0,0060	0,9792 ± 0,0060
		5	0,8973 ± 0,0010	0,9700 ± 0,0011	0,9631 ± 0,0011	0,9585 ± 0,0011
0,9155 ± 0,0061			0,9897 ± 0,0066	0,9826 ± 0,0066	0,9780 ± 0,0066	
HS		2	0,9041 ± 0,0011	0,9774 ± 0,0011	0,9704 ± 0,0011	0,9658 ± 0,0011
			0,9201 ± 0,0037	0,9946 ± 0,0040	0,9875 ± 0,0040	0,9829 ± 0,0040
		3	0,8995 ± 0,0010	0,9723 ± 0,0011	0,9654 ± 0,0010	0,9608 ± 0,0010
			0,9166 ± 0,0051	0,9908 ± 0,0055	0,9837 ± 0,0054	0,9791 ± 0,0054
		4	0,8970 ± 0,0010	0,9697 ± 0,0011	0,9628 ± 0,0011	0,9582 ± 0,0011
			0,9147 ± 0,0059	0,9889 ± 0,0064	0,9818 ± 0,0063	0,9772 ± 0,0063
		5	0,8956 ± 0,0011	0,9681 ± 0,0012	0,9612 ± 0,0012	0,9566 ± 0,0012
	0,9136 ± 0,0065		0,9877 ± 0,0070	0,9806 ± 0,0069	0,9760 ± 0,0069	
	VHS	2	0,9136 ± 0,0009	0,9876 ± 0,0009	0,9806 ± 0,0009	0,9760 ± 0,0009
			0,9293 ± 0,0031	1,0046 ± 0,0033	0,9973 ± 0,0033	0,9928 ± 0,0033
		3	0,9083 ± 0,0009	0,9819 ± 0,0010	0,9749 ± 0,0010	0,9703 ± 0,0010
			0,9261 ± 0,0042	1,0012 ± 0,0045	0,9939 ± 0,0045	0,9894 ± 0,0045
		4	0,9056 ± 0,0010	0,9790 ± 0,0011	0,9720 ± 0,0011	0,9674 ± 0,0011
			0,9245 ± 0,0049	0,9994 ± 0,0053	0,9922 ± 0,0053	0,9876 ± 0,0053
		5	0,9039 ± 0,0011	0,9772 ± 0,0012	0,9702 ± 0,0012	0,9656 ± 0,0012
0,9235 ± 0,0054			0,9983 ± 0,0058	0,9911 ± 0,0058	0,9865 ± 0,0058	

**Tabela F.10** – Coeficientes obtidos por meio do ajuste de curvas de 1° ordem referentes a cada razão de pressões e ao modelo molecular adotado para a mistura gasosa

	$\mathbb{P}$	$B^{exp}$	$C^{exp}$	$R^2$	SSE	RMSE
MM	2	$18,5901 \pm 0,1036$	-	0,9990	0,0045	0,0132
	3	$18,9733 \pm 0,1693$	-	0,9974	0,0145	0,0236
	4	$19,1723 \pm 0,2104$	-	0,9961	0,0248	0,0309
	5	$19,2941 \pm 0,2365$	-	0,9952	0,0335	0,0359
Max	2	$11,6257 \pm 0,1246$	-	0,9974	0,0021	0,0118
	3	$11,7214 \pm 0,1321$	-	0,9971	0,0028	0,0137
	4	$11,7712 \pm 0,1378$	-	0,9968	0,0034	0,0151
	5	$11,8016 \pm 0,1419$	-	0,9967	0,0038	0,0160
HS	2	$11,4605 \pm 0,1168$	-	0,9976	0,0019	0,0113
	3	$11,5517 \pm 0,1251$	-	0,9973	0,0026	0,0132
	4	$11,5992 \pm 0,1313$	-	0,9970	0,0032	0,0146
	5	$11,6282 \pm 0,1356$	-	0,9968	0,0036	0,0156
VHS	2	$14,8930 \pm 0,1220$	-	0,9980	0,0052	0,0153
	3	$15,1019 \pm 0,1577$	-	0,9969	0,0104	0,0217
	4	$15,2102 \pm 0,1780$	-	0,9961	0,0147	0,0258
	5	$15,2766 \pm 0,1909$	-	0,9956	0,0180	0,0286

**Tabela F.11** – Coeficientes de deslizamento de 1° ordem referentes a cada razão de pressões e ao modelo molecular adotado para a mistura gasosa

	P	$\sigma_p$	$\sigma_{2p}$	$Kn_m$ mínimo	$Kn_m$ máximo
MM	2	$1,3110 \pm 0,0073$	-	0,0147	0,0821
	3	$1,3381 \pm 0,0119$	-	0,0162	0,0901
	4	$1,3521 \pm 0,0148$	-	0,0170	0,0949
	5	$1,3607 \pm 0,0167$	-	0,0176	0,0981
Max	2	$1,2879 \pm 0,0138$	-	0,0225	0,0814
	3	$1,2985 \pm 0,0146$	-	0,0247	0,0894
	4	$1,3040 \pm 0,0153$	-	0,0260	0,0941
	5	$1,3074 \pm 0,0157$	-	0,0269	0,0973
HS	2	$1,2932 \pm 0,0132$	-	0,0229	0,0830
	3	$1,3035 \pm 0,0141$	-	0,0252	0,0911
	4	$1,3088 \pm 0,0148$	-	0,0265	0,0959
	5	$1,3121 \pm 0,0153$	-	0,0274	0,0991
VHS	2	$1,3103 \pm 0,0107$	-	0,0182	0,0840
	3	$1,3287 \pm 0,0139$	-	0,0199	0,0921
	4	$1,3382 \pm 0,0157$	-	0,0210	0,0970
	5	$1,3441 \pm 0,0168$	-	0,0217	0,1003

**Tabela F.12** – Coeficientes de acomodação de 1° ordem referentes a cada razão de pressões e ao modelo molecular adotado para a mistura gasosa

	P	$\alpha^M$	$\alpha^L$	$\alpha^S$	$\alpha^t$
MM	2	$0,8067 \pm 0,0027$	$0,8710 \pm 0,0029$	$0,8653 \pm 0,0029$	$0,8607 \pm 0,0029$
	3	$0,7969 \pm 0,0043$	$0,8602 \pm 0,0047$	$0,8546 \pm 0,0046$	$0,8501 \pm 0,0046$
	4	$0,7919 \pm 0,0052$	$0,8547 \pm 0,0058$	$0,8492 \pm 0,0057$	$0,8446 \pm 0,0057$
	5	$0,7888 \pm 0,0059$	$0,8514 \pm 0,0064$	$0,8459 \pm 0,0064$	$0,8414 \pm 0,0064$
Max	2	$0,8153 \pm 0,0052$	$0,8804 \pm 0,0057$	$0,8746 \pm 0,0056$	$0,8700 \pm 0,0056$
	3	$0,8113 \pm 0,0054$	$0,8760 \pm 0,0060$	$0,8703 \pm 0,0059$	$0,8657 \pm 0,0059$
	4	$0,8093 \pm 0,0056$	$0,8738 \pm 0,0062$	$0,8681 \pm 0,0061$	$0,8635 \pm 0,0061$
	5	$0,8080 \pm 0,0058$	$0,8724 \pm 0,0064$	$0,8667 \pm 0,0063$	$0,8622 \pm 0,0063$
HS	2	$0,8133 \pm 0,0049$	$0,8782 \pm 0,0054$	$0,8724 \pm 0,0053$	$0,8679 \pm 0,0053$
	3	$0,8094 \pm 0,0052$	$0,8740 \pm 0,0057$	$0,8683 \pm 0,0057$	$0,8637 \pm 0,0057$
	4	$0,8075 \pm 0,0054$	$0,8718 \pm 0,0060$	$0,8661 \pm 0,0059$	$0,8616 \pm 0,0059$
	5	$0,8063 \pm 0,0056$	$0,8705 \pm 0,0062$	$0,8648 \pm 0,0061$	$0,8603 \pm 0,0061$
VHS	2	$0,8069 \pm 0,0039$	$0,8712 \pm 0,0043$	$0,8655 \pm 0,0043$	$0,8610 \pm 0,0043$
	3	$0,8002 \pm 0,0050$	$0,8639 \pm 0,0055$	$0,8583 \pm 0,0054$	$0,8537 \pm 0,0054$
	4	$0,7968 \pm 0,0056$	$0,8601 \pm 0,0062$	$0,8546 \pm 0,0061$	$0,8500 \pm 0,0061$
	5	$0,7947 \pm 0,0060$	$0,8578 \pm 0,0066$	$0,8523 \pm 0,0065$	$0,8477 \pm 0,0065$





## APÊNDICE G – COEFICIENTES PARA AS CURVAS DE PRESSÕES

A seguir estão tabelados os coeficientes  $\psi_{A,i}$ ,  $\psi_B$ ,  $\tau$  e a  $p^{eq}$  obtidos por meio do ajuste de curvas utilizando a Equação (4.13). Além dos coeficientes, também são especificados os desvios-padrão das pressões e da temperatura,  $s(p_I)$ ,  $s(p_{II})$  e  $s(T_m)$ , o tempo o qual condição isotérmica é válida  $t_e$  e, por fim, temperatura média  $T_m$  de cada experimento realizado.

Os dados estão organizados partindo da maior pressão para a menor pressão, para os gases  $N_2$ , Ar, He e para a mistura gasosa de Ar-He 50-50%, respectivamente.

Tabela G.1 – Coeficientes obtidos por meio do ajuste de curvas para o gás N<sub>2</sub>

$\psi_{A,1}$ [Pa]	$\psi_{A,2}$ [Pa]	$\tau$ [s]	$\psi_B$ [-]	$p^{eq}$ [Pa]	$T_m$ [K]	$t_\varepsilon$ [s]	$s(p_I)$ [Pa]	$s(p_{II})$ [Pa]	$s(T_m)$ [K]
2,82351E+02	-1,73310E+03	2,96222E+01	5,59161E-01	1,14740E+03	292,19	214	0,135	0,187	0,010
2,77132E+02	-1,70346E+03	2,96038E+01	5,49738E-01	1,14756E+03	291,92	159	0,141	0,217	0,036
2,45777E+02	-1,52412E+03	3,24892E+01	5,38159E-01	1,03659E+03	292,52	220	0,261	0,231	0,029
2,28038E+02	-1,40739E+03	3,47629E+01	5,31330E-01	9,58953E+02	291,95	285	0,079	0,208	0,024
2,23994E+02	-1,38435E+03	3,50854E+01	5,26194E-01	9,49629E+02	292,17	232	0,068	0,209	0,009
2,01046E+02	-1,24242E+03	3,81986E+01	5,10108E-01	8,63597E+02	292,56	274	0,073	0,201	0,009
1,82694E+02	-1,13326E+03	4,11340E+01	4,97687E-01	7,93986E+02	292,01	227	0,102	0,192	0,020
1,79273E+02	-1,10987E+03	4,18228E+01	5,00711E-01	7,76503E+02	292,18	285	0,059	0,178	0,009
1,50978E+02	-9,40376E+02	4,77288E+01	4,86720E-01	6,64204E+02	292,04	285	0,101	0,205	0,020
1,46107E+02	-9,07473E+02	4,93818E+01	4,95414E-01	6,38902E+02	292,17	349	0,056	0,172	0,011
1,38362E+02	-8,57637E+02	5,18916E+01	4,72682E-01	6,03586E+02	292,51	299	0,067	0,171	0,022
1,24692E+02	-7,80748E+02	5,50520E+01	4,60355E-01	5,60725E+02	292,14	351	0,146	0,170	0,034
1,17275E+02	-7,30491E+02	5,78826E+01	4,54889E-01	5,26293E+02	292,17	347	0,066	0,152	0,009
1,12899E+02	-7,02772E+02	5,96372E+01	4,59586E-01	5,05080E+02	292,43	433	0,064	0,190	0,014
1,04866E+02	-6,55652E+02	6,26869E+01	4,50805E-01	4,74455E+02	292,34	354	0,116	0,156	0,061
9,36534E+01	-5,85623E+02	6,74268E+01	4,33535E-01	4,31356E+02	292,18	446	0,087	0,155	0,014
8,51708E+01	-5,32986E+02	7,14177E+01	4,32535E-01	3,96587E+02	292,47	415	0,071	0,137	0,015
8,01679E+01	-5,00674E+02	7,62789E+01	4,34281E-01	3,62259E+02	292,21	551	0,087	0,149	0,029
7,79659E+01	-4,88254E+02	7,76257E+01	4,28204E-01	3,53592E+02	292,34	478	0,102	0,179	0,014
7,36724E+01	-4,60469E+02	8,08024E+01	4,05961E-01	3,36157E+02	292,46	523	0,090	0,127	0,018
6,42479E+01	-4,03958E+02	8,76178E+01	3,71321E-01	3,01914E+02	292,22	569	0,063	0,082	0,013

Continua na próxima página...

Tabela G.1 – Continuação

$\psi_{A,1}$ [Pa]	$\psi_{A,2}$ [Pa]	$\tau$ [s]	$\psi_B$ [-]	$p^{eq}$ [Pa]	$T_m$ [K]	$t_\varepsilon$ [s]	$s(p_I)$ [Pa]	$s(p_{II})$ [Pa]	$s(T_m)$ [K]
6,19781E+01	-3,90584E+02	8,87612E+01	3,76336E-01	2,93330E+02	292,33	530	0,105	0,077	0,012
5,99229E+01	-3,75685E+02	9,09999E+01	3,62569E-01	2,84449E+02	292,39	570	0,096	0,071	0,014
5,10553E+01	-3,19452E+02	9,99479E+01	3,39478E-01	2,45700E+02	292,34	545	0,067	0,099	0,010
4,97944E+01	-3,10074E+02	1,01308E+02	3,30613E-01	2,41403E+02	292,36	785	0,132	0,084	0,023
4,62673E+01	-2,89341E+02	1,05962E+02	3,27511E-01	2,23828E+02	292,21	801	0,076	0,072	0,010
4,16801E+01	-2,60521E+02	1,11612E+02	2,97813E-01	2,06937E+02	292,36	735	0,091	0,074	0,024
3,76935E+01	-2,36941E+02	1,17023E+02	2,89691E-01	1,89629E+02	292,20	706	0,071	0,070	0,011
3,32017E+01	-2,09240E+02	1,23766E+02	2,62185E-01	1,72601E+02	292,36	745	0,078	0,082	0,011
2,96437E+01	-1,86056E+02	1,31435E+02	2,40187E-01	1,54942E+02	292,25	890	0,061	0,079	0,045
2,74932E+01	-1,72328E+02	1,34785E+02	2,31931E-01	1,46486E+02	292,35	697	0,064	0,074	0,021
2,48948E+01	-1,56724E+02	1,41919E+02	2,11691E-01	1,33496E+02	292,27	720	0,065	0,071	0,023
2,43228E+01	-1,53348E+02	1,43219E+02	1,95781E-01	1,32496E+02	292,27	893	0,078	0,075	0,013
2,26542E+01	-1,43520E+02	1,45129E+02	2,05090E-01	1,24859E+02	292,38	656	0,059	0,072	0,023
2,02367E+01	-1,27735E+02	1,51802E+02	1,85583E-01	1,13850E+02	292,27	801	0,055	0,068	0,022
2,02495E+01	-1,26943E+02	1,52145E+02	1,91680E-01	1,11930E+02	292,23	909	0,061	0,071	0,014
2,01539E+01	-1,26236E+02	1,54780E+02	1,88793E-01	1,07916E+02	292,25	943	0,006	0,020	0,029
1,90345E+01	-1,19306E+02	1,55974E+02	1,87452E-01	1,04790E+02	292,42	872	0,067	0,077	0,024
1,74583E+01	-1,09264E+02	1,61140E+02	1,67038E-01	9,88970E+01	292,61	690	0,052	0,071	0,024
1,61683E+01	-1,02454E+02	1,63382E+02	1,56007E-01	9,49575E+01	292,23	988	0,056	0,067	0,009
1,62490E+01	-1,02114E+02	1,65371E+02	1,60138E-01	9,06838E+01	292,21	942	0,014	0,017	0,013
1,55395E+01	-9,78576E+01	1,66379E+02	1,57971E-01	8,94622E+01	292,25	712	0,069	0,070	0,014
1,44261E+01	-8,98383E+01	1,72647E+02	1,25746E-01	8,32338E+01	292,55	662	0,056	0,065	0,033

Continua na próxima página...

Tabela G.1 – Continuação

$\psi_{A,1}$ [Pa]	$\psi_{A,2}$ [Pa]	$\tau$ [s]	$\psi_B$ [-]	$p^{eq}$ [Pa]	$T_m$ [K]	$t_\varepsilon$ [s]	$s(p_I)$ [Pa]	$s(p_{II})$ [Pa]	$s(T_m)$ [K]
1,45011E+01	-9,09211E+01	1,72014E+02	1,43602E-01	8,04098E+01	292,47	765	0,010	0,008	0,029
1,29881E+01	-8,05927E+01	1,77074E+02	1,20126E-01	7,55534E+01	292,24	792	0,067	0,066	0,016
1,17352E+01	-7,51346E+01	1,79667E+02	1,21663E-01	7,04123E+01	292,48	685	0,066	0,070	0,032
1,07418E+01	-6,70421E+01	1,84887E+02	1,06942E-01	6,44170E+01	292,24	1083	0,058	0,072	0,016
9,79685E+00	-6,11106E+01	1,90196E+02	8,39605E-02	6,01139E+01	292,42	682	0,069	0,069	0,021
9,84215E+00	-6,18111E+01	1,90248E+02	9,64542E-02	5,70984E+01	292,52	770	0,009	0,007	0,033
7,98687E+00	-5,11485E+01	1,97033E+02	6,37256E-02	5,15026E+01	292,29	1036	0,058	0,067	0,021
7,99861E+00	-5,03586E+01	1,98317E+02	7,45207E-02	4,75610E+01	292,56	736	0,008	0,007	0,029
6,39431E+00	-4,04215E+01	2,06346E+02	5,56234E-02	3,89260E+01	292,55	859	0,008	0,006	0,030
5,33796E+00	-3,35426E+01	2,11951E+02	3,99401E-02	3,28759E+01	292,47	743	0,006	0,005	0,044
4,11530E+00	-2,60156E+01	2,18819E+02	2,47333E-02	2,59510E+01	292,47	734	0,007	0,006	0,029
3,34370E+00	-2,12568E+01	2,23726E+02	6,64128E-03	2,16757E+01	292,54	845	0,008	0,008	0,023
2,36005E+00	-1,49549E+01	2,28960E+02	-5,22674E-03	1,55325E+01	292,56	820	0,007	0,006	0,022
1,92677E+00	-1,23024E+01	2,31241E+02	-1,67314E-02	1,30227E+01	292,52	829	0,007	0,006	0,028
1,40555E+00	-8,91159E+00	2,33160E+02	-1,82226E-02	9,55772E+00	292,49	806	0,005	0,005	0,022
9,79022E-01	-6,29355E+00	2,36431E+02	-3,33448E-02	6,97407E+00	292,51	835	0,006	0,006	0,025

Tabela G.2 – Coeficientes obtidos por meio do ajuste de curvas para o gás Ar

$\psi_{A,1}$ [Pa]	$\psi_{A,2}$ [Pa]	$\tau$ [s]	$\psi_B$ [-]	$p^{eq}$ [Pa]	$T_m$ [K]	$t_\varepsilon$ [s]	$s(p_I)$ [Pa]	$s(p_{II})$ [Pa]	$s(T_m)$ [K]
2,78379E+02	-1,72178E+03	3,74698E+01	5,52032E-01	1,14773E+03	292,30	242	0,087	0,243	0,022
2,74161E+02	-1,69536E+03	3,74458E+01	5,41539E-01	1,14842E+03	292,29	221	0,084	0,235	0,042
2,48239E+02	-1,53621E+03	4,10986E+01	5,34103E-01	1,03553E+03	292,36	272	0,076	0,263	0,010
2,47657E+02	-1,52793E+03	4,10518E+01	5,35070E-01	1,03532E+03	292,57	299	0,138	0,157	0,020
2,23991E+02	-1,38785E+03	4,39684E+01	5,17915E-01	9,58327E+02	292,37	344	0,069	0,175	0,012
2,25479E+02	-1,39924E+03	4,44043E+01	5,26197E-01	9,49403E+02	292,37	299	0,074	0,180	0,013
2,01248E+02	-1,25101E+03	4,81689E+01	5,11394E-01	8,63386E+02	292,51	338	0,067	0,176	0,012
2,01742E+02	-1,25165E+03	4,81735E+01	5,11769E-01	8,62892E+02	292,34	308	0,065	0,168	0,011
1,86125E+02	-1,15598E+03	5,12704E+01	5,03710E-01	8,02463E+02	292,38	378	0,066	0,184	0,009
1,86037E+02	-1,15605E+03	5,18328E+01	5,08067E-01	7,94029E+02	292,38	354	0,059	0,178	0,009
1,65022E+02	-1,02736E+03	5,58984E+01	4,87636E-01	7,24944E+02	292,49	350	0,076	0,173	0,014
1,56824E+02	-9,72384E+02	5,84347E+01	4,75619E-01	6,89882E+02	292,58	280	0,056	0,150	0,021
1,45933E+02	-9,07154E+02	6,16088E+01	4,70305E-01	6,46667E+02	292,38	496	0,083	0,147	0,019
1,35533E+02	-8,43111E+02	6,51438E+01	4,63233E-01	6,04068E+02	292,41	505	0,067	0,140	0,017
1,31901E+02	-8,21589E+02	6,64576E+01	4,67741E-01	5,86800E+02	292,52	437	0,081	0,179	0,030
1,29987E+02	-8,06944E+02	6,73928E+01	4,62363E-01	5,77975E+02	292,39	382	0,134	0,191	0,054
1,24913E+02	-7,82716E+02	6,90008E+01	4,65944E-01	5,60870E+02	292,34	504	0,116	0,177	0,012
1,21670E+02	-7,60389E+02	7,05699E+01	4,63392E-01	5,43636E+02	292,39	349	0,102	0,154	0,019
1,13935E+02	-7,09129E+02	7,41758E+01	4,60846E-01	5,08921E+02	292,39	479	0,096	0,147	0,018
1,08743E+02	-6,78642E+02	7,61997E+01	4,52187E-01	4,91792E+02	292,43	590	0,079	0,150	0,018
1,05418E+02	-6,56295E+02	7,82172E+01	4,48013E-01	4,74729E+02	292,46	477	0,095	0,165	0,014

Continua na próxima página...

Tabela G.2 – Continuação

$\psi_{A,1}$ [Pa]	$\psi_{A,2}$ [Pa]	$\tau$ [s]	$\psi_B$ [-]	$p^{eq}$ [Pa]	$T_m$ [K]	$t_\varepsilon$ [s]	$s(p_I)$ [Pa]	$s(p_{II})$ [Pa]	$s(T_m)$ [K]
1,02878E+02	-6,44346E+02	7,96349E+01	4,49890E-01	4,65733E+02	292,27	569	0,083	0,154	0,012
9,74287E+01	-6,07657E+02	8,17020E+01	4,38637E-01	4,47877E+02	292,39	560	0,089	0,132	0,021
9,36230E+01	-5,86677E+02	8,41277E+01	4,36325E-01	4,31354E+02	292,34	579	0,092	0,150	0,014
9,24359E+01	-5,75889E+02	8,67784E+01	4,35680E-01	4,13936E+02	292,37	541	0,095	0,178	0,019
9,02792E+01	-5,64325E+02	8,79589E+01	4,39033E-01	4,05214E+02	292,53	672	0,088	0,153	0,025
8,50219E+01	-5,37132E+02	9,13561E+01	4,20525E-01	3,88298E+02	292,28	546	0,124	0,149	0,009
7,98975E+01	-4,99900E+02	9,56683E+01	4,09964E-01	3,62209E+02	292,32	635	0,088	0,074	0,011
7,51144E+01	-4,69720E+02	9,91985E+01	3,94233E-01	3,45084E+02	292,31	661	0,108	0,088	0,015
7,28288E+01	-4,55427E+02	1,01068E+02	3,89372E-01	3,36138E+02	292,32	682	0,091	0,074	0,022
7,06545E+01	-4,42195E+02	1,01890E+02	3,79342E-01	3,31888E+02	292,47	733	0,088	0,074	0,013
7,05927E+01	-4,42932E+02	1,02853E+02	3,82415E-01	3,27787E+02	292,53	573	0,072	0,070	0,028
6,94167E+01	-4,38239E+02	1,03630E+02	3,75633E-01	3,27607E+02	292,28	559	0,076	0,076	0,013
6,83447E+01	-4,29016E+02	1,04629E+02	3,80468E-01	3,19027E+02	292,26	681	0,063	0,072	0,022
6,36341E+01	-4,01150E+02	1,09452E+02	3,59247E-01	3,01818E+02	292,31	650	0,071	0,085	0,013
6,19027E+01	-3,90315E+02	1,10734E+02	3,65416E-01	2,93388E+02	292,32	552	0,095	0,075	0,031
5,73177E+01	-3,63613E+02	1,16155E+02	3,51599E-01	2,76041E+02	292,30	730	0,130	0,086	0,010
5,61323E+01	-3,49895E+02	1,17605E+02	3,46075E-01	2,67159E+02	292,54	786	0,094	0,091	0,014
5,39482E+01	-3,37807E+02	1,20337E+02	3,38298E-01	2,58617E+02	292,46	728	0,079	0,078	0,029
5,21106E+01	-3,26471E+02	1,23002E+02	3,35845E-01	2,50051E+02	292,33	814	0,111	0,079	0,011
5,00355E+01	-3,10182E+02	1,25841E+02	3,22774E-01	2,41252E+02	292,34	730	0,138	0,087	0,024
4,75270E+01	-2,98394E+02	1,29150E+02	3,11439E-01	2,32799E+02	292,27	850	0,094	0,076	0,022
4,61030E+01	-2,94511E+02	1,30401E+02	2,99729E-01	2,32941E+02	292,31	839	0,165	0,101	0,017

Continua na próxima página...

Tabela G.2 – Continuação

$\psi_{A,1}$ [Pa]	$\psi_{A,2}$ [Pa]	$\tau$ [s]	$\psi_B$ [-]	$p^{eq}$ [Pa]	$T_m$ [K]	$t_\varepsilon$ [s]	$s(p_I)$ [Pa]	$s(p_{II})$ [Pa]	$s(T_m)$ [K]
4,55958E+01	-2,84969E+02	1,30844E+02	3,13579E-01	2,24262E+02	292,49	827	0,086	0,076	0,014
4,39100E+01	-2,76510E+02	1,32490E+02	3,06491E-01	2,20169E+02	292,35	750	0,077	0,073	0,017
4,33669E+01	-2,71349E+02	1,35055E+02	2,96320E-01	2,15514E+02	292,28	765	0,076	0,075	0,016
4,15370E+01	-2,61363E+02	1,38103E+02	2,95868E-01	2,06752E+02	292,33	797	0,086	0,067	0,010
3,85323E+01	-2,45171E+02	1,42991E+02	2,74791E-01	1,98216E+02	292,42	1066	0,118	0,088	0,013
3,74750E+01	-2,34736E+02	1,45397E+02	2,72621E-01	1,89636E+02	292,35	798	0,061	0,071	0,026
3,64121E+01	-2,28635E+02	1,46994E+02	2,68075E-01	1,85220E+02	292,31	824	0,062	0,069	0,012
3,59970E+01	-2,25909E+02	1,47477E+02	2,59200E-01	1,85226E+02	292,44	1016	0,060	0,067	0,013
3,53844E+01	-2,22218E+02	1,49196E+02	2,68105E-01	1,81016E+02	292,31	892	0,064	0,078	0,031
3,33133E+01	-2,09909E+02	1,53539E+02	2,50836E-01	1,72304E+02	292,31	922	0,070	0,081	0,013
3,26977E+01	-2,03269E+02	1,55202E+02	2,49579E-01	1,67821E+02	292,28	746	0,086	0,073	0,049
3,08326E+01	-1,96058E+02	1,58899E+02	2,39886E-01	1,63603E+02	292,37	1012	0,099	0,085	0,014
2,94720E+01	-1,84698E+02	1,62128E+02	2,27883E-01	1,55003E+02	292,36	819	0,058	0,078	0,017
2,85646E+01	-1,79866E+02	1,63505E+02	2,30213E-01	1,50762E+02	292,34	1031	0,065	0,075	0,033
2,73975E+01	-1,71794E+02	1,66109E+02	2,22538E-01	1,46571E+02	292,32	939	0,066	0,075	0,027
2,68881E+01	-1,69140E+02	1,67847E+02	2,29696E-01	1,41848E+02	292,21	844	0,094	0,082	0,019
2,52170E+01	-1,59952E+02	1,74112E+02	1,98639E-01	1,37797E+02	292,36	1247	0,078	0,075	0,011
2,45013E+01	-1,54599E+02	1,72538E+02	2,03721E-01	1,34517E+02	292,48	872	0,079	0,074	0,021
2,41985E+01	-1,52877E+02	1,75312E+02	1,92753E-01	1,32529E+02	292,37	1007	0,074	0,075	0,016
2,36753E+01	-1,49639E+02	1,77180E+02	1,96977E-01	1,29118E+02	292,36	1067	0,057	0,072	0,035
2,26705E+01	-1,43761E+02	1,78233E+02	1,95076E-01	1,24906E+02	292,44	1047	0,060	0,072	0,031
2,16479E+01	-1,37041E+02	1,80241E+02	1,97673E-01	1,20736E+02	292,30	995	0,068	0,072	0,020

Continua na próxima página...

Tabela G.2 – Continuação

$\psi_{A,1}$ [Pa]	$\psi_{A,2}$ [Pa]	$\tau$ [s]	$\psi_B$ [-]	$p^{eq}$ [Pa]	$T_m$ [K]	$t_\varepsilon$ [s]	$s(p_I)$ [Pa]	$s(p_{II})$ [Pa]	$s(T_m)$ [K]
2,06533E+01	-1,31584E+02	1,87337E+02	1,74848E-01	1,16226E+02	292,35	1080	0,076	0,087	0,010
2,03591E+01	-1,28223E+02	1,85951E+02	1,68216E-01	1,14632E+02	292,49	1079	0,062	0,075	0,016
2,08720E+01	-1,30145E+02	1,85196E+02	1,86122E-01	1,12307E+02	292,45	1011	0,005	0,018	0,014
2,06638E+01	-1,30399E+02	1,86560E+02	1,83690E-01	1,12311E+02	292,47	1116	0,038	0,027	0,034
1,89394E+01	-1,19015E+02	1,92537E+02	1,71836E-01	1,03627E+02	292,33	1058	0,021	0,021	0,014
1,85617E+01	-1,15981E+02	1,92922E+02	1,67616E-01	1,03195E+02	292,29	1211	0,054	0,078	0,036
1,76139E+01	-1,10698E+02	1,95912E+02	1,64178E-01	9,96565E+01	292,50	858	0,054	0,076	0,026
1,65941E+01	-1,06966E+02	2,02022E+02	1,33227E-01	9,89352E+01	292,39	734	0,093	0,085	0,039
1,65085E+01	-1,04690E+02	1,98864E+02	1,39429E-01	9,72711E+01	292,46	1191	0,058	0,067	0,012
1,71613E+01	-1,08525E+02	1,98743E+02	1,55393E-01	9,50473E+01	292,55	1092	0,025	0,029	0,030
1,69723E+01	-1,06072E+02	1,98557E+02	1,55548E-01	9,32856E+01	292,41	1207	0,004	0,022	0,015
1,52027E+01	-9,59864E+01	2,05611E+02	1,36330E-01	8,76511E+01	292,25	1245	0,068	0,068	0,029
1,52767E+01	-9,71440E+01	2,06140E+02	1,33994E-01	8,64677E+01	292,32	1279	0,036	0,026	0,011
1,50995E+01	-9,41413E+01	2,06153E+02	1,40065E-01	8,36757E+01	292,26	1330	0,011	0,008	0,046
1,37551E+01	-8,56053E+01	2,12395E+02	1,02114E-01	8,16923E+01	292,49	1085	0,061	0,067	0,023
1,41211E+01	-8,95904E+01	2,10393E+02	1,26225E-01	8,04108E+01	292,41	1144	0,022	0,016	0,043
1,37921E+01	-8,64250E+01	2,10889E+02	1,26176E-01	7,77715E+01	292,37	1475	0,005	0,005	0,016
1,25216E+01	-7,90283E+01	2,15806E+02	1,12034E-01	7,46873E+01	292,25	1123	0,060	0,067	0,031
1,26681E+01	-8,08188E+01	2,17072E+02	1,10484E-01	7,35337E+01	292,31	947	0,029	0,021	0,013
1,20482E+01	-7,56638E+01	2,18968E+02	1,08782E-01	6,91515E+01	292,08	1391	0,008	0,008	0,017
1,13654E+01	-7,26093E+01	2,22975E+02	1,00309E-01	6,66580E+01	292,34	1156	0,024	0,023	0,022
1,01163E+01	-6,34090E+01	2,28023E+02	9,50462E-02	5,87524E+01	291,93	1413	0,005	0,005	0,016

Continua na próxima página...



Tabela G.2 – Continuação

$\psi_{A,1}$ [Pa]	$\psi_{A,2}$ [Pa]	$\tau$ [s]	$\psi_B$ [-]	$p^{eq}$ [Pa]	$T_m$ [K]	$t_\varepsilon$ [s]	$s(p_I)$ [Pa]	$s(p_{II})$ [Pa]	$s(T_m)$ [K]
9,71025E+00	-6,11339E+01	2,29908E+02	8,76283E-02	5,70784E+01	292,33	1254	0,007	0,006	0,057
9,27379E+00	-5,97034E+01	2,33855E+02	7,27373E-02	5,63396E+01	292,33	1306	0,031	0,023	0,020
7,98066E+00	-5,00628E+01	2,38868E+02	7,10199E-02	4,75662E+01	291,91	1636	0,005	0,005	0,016
7,21423E+00	-4,52500E+01	2,43209E+02	6,39998E-02	4,32397E+01	292,30	1340	0,005	0,005	0,026
6,38516E+00	-4,02146E+01	2,48030E+02	5,12891E-02	3,89506E+01	291,89	1584	0,007	0,005	0,010
5,79094E+00	-3,64132E+01	2,51455E+02	4,50369E-02	3,54896E+01	292,18	1264	0,005	0,005	0,058
5,29810E+00	-3,34289E+01	2,54593E+02	3,61303E-02	3,29011E+01	291,93	1528	0,007	0,006	0,019
4,66556E+00	-2,95488E+01	2,58315E+02	2,91968E-02	2,94545E+01	292,20	1149	0,008	0,006	0,090
4,38001E+00	-2,75305E+01	2,60833E+02	2,60107E-02	2,76719E+01	292,48	1701	0,004	0,006	0,011
4,05411E+00	-2,56319E+01	2,60201E+02	4,37718E-02	2,58773E+01	292,02	1438	0,007	0,010	0,037
3,68058E+00	-2,32193E+01	2,64536E+02	1,61804E-02	2,34088E+01	292,52	1493	0,005	0,005	0,014
3,32659E+00	-2,10738E+01	2,66956E+02	8,34154E-03	2,16833E+01	292,20	1567	0,006	0,006	0,041
2,90049E+00	-1,83208E+01	2,68926E+02	4,71561E-03	1,90849E+01	292,40	1396	0,005	0,007	0,060
2,64264E+00	-1,67879E+01	2,71288E+02	-1,76174E-03	1,73755E+01	292,30	1687	0,006	0,006	0,027
2,42140E+00	-1,52362E+01	2,71024E+02	7,79825E-03	1,56117E+01	292,37	1311	0,004	0,005	0,028
2,20793E+00	-1,39867E+01	2,73492E+02	-9,02963E-03	1,47538E+01	292,40	1527	0,005	0,006	0,029
1,92048E+00	-1,22862E+01	2,75084E+02	-4,52363E-03	1,30807E+01	292,16	1485	0,006	0,005	0,044
1,80655E+00	-1,15343E+01	2,74958E+02	-1,07378E-02	1,21869E+01	292,54	1424	0,007	0,006	0,037
1,65575E+00	-1,04873E+01	2,73771E+02	3,42683E-14	1,10392E+01	292,30	922	0,004	0,005	0,084
1,51124E+00	-9,61801E+00	2,77560E+02	-2,12024E-02	1,04377E+01	292,57	1701	0,006	0,006	0,010
1,37298E+00	-8,72846E+00	2,76991E+02	-1,75705E-02	9,36626E+00	292,35	1511	0,005	0,006	0,031
1,22625E+00	-7,91365E+00	2,77909E+02	-2,25950E-02	8,60286E+00	292,56	1618	0,005	0,006	0,015

Continua na próxima página...

Tabela G.2 – Continuação

$\psi_{A,1}$ [Pa]	$\psi_{A,2}$ [Pa]	$\tau$ [s]	$\psi_B$ [-]	$p^{eq}$ [Pa]	$T_m$ [K]	$t_\varepsilon$ [s]	$s(p_I)$ [Pa]	$s(p_{II})$ [Pa]	$s(T_m)$ [K]
1,11893E+00	-7,12937E+00	2,77044E+02	-1,80474E-02	7,87640E+00	292,16	1203	0,005	0,006	0,063
9,74514E-01	-6,25466E+00	2,80324E+02	-3,33254E-02	6,97884E+00	292,53	1577	0,005	0,006	0,012
9,08916E-01	-5,85886E+00	2,79146E+02	-2,61320E-02	6,52036E+00	291,91	1589	0,006	0,006	0,018
7,76777E-01	-4,91066E+00	2,77100E+02	-1,78561E-02	5,56812E+00	292,04	1262	0,004	0,005	0,062

Tabela G.3 – Coeficientes obtidos por meio do ajuste de curvas para o gás He

$\psi_{A,1}$ [Pa]	$\psi_{A,2}$ [Pa]	$\tau$ [s]	$\psi_B$ [-]	$p^{eq}$ [Pa]	$T_m$ [K]	$t_\varepsilon$ [s]	$s(p_I)$ [Pa]	$s(p_{II})$ [Pa]	$s(T_m)$ [K]
2,56030E+02	-1,58975E+03	2,79179E+01	4,15604E-01	1,14700E+03	292,35	201	0,323	0,267	0,009
2,50796E+02	-1,55631E+03	2,84574E+01	4,12188E-01	1,12168E+03	292,25	192	0,253	0,213	0,010
2,28613E+02	-1,41536E+03	3,01574E+01	3,95340E-01	1,03478E+03	292,25	227	0,246	0,211	0,014
2,09688E+02	-1,29138E+03	3,18870E+01	3,80750E-01	9,56168E+02	292,34	246	0,074	0,217	0,010
2,03412E+02	-1,25214E+03	3,25556E+01	3,75734E-01	9,30436E+02	292,24	199	0,068	0,207	0,009
1,85030E+02	-1,14303E+03	3,43843E+01	3,57291E-01	8,62158E+02	292,30	284	0,187	0,204	0,011
1,66759E+02	-1,02946E+03	3,63927E+01	3,36240E-01	7,92270E+02	292,33	240	0,072	0,188	0,011
1,63196E+02	-1,00701E+03	3,69659E+01	3,33915E-01	7,74968E+02	292,20	268	0,057	0,165	0,009
1,49801E+02	-9,25264E+02	3,86861E+01	3,15477E-01	7,23434E+02	292,26	259	0,065	0,153	0,020
1,35916E+02	-8,41098E+02	4,07327E+01	3,07255E-01	6,63567E+02	292,31	298	0,060	0,201	0,010
1,31456E+02	-8,14285E+02	4,16324E+01	2,95326E-01	6,46069E+02	292,19	269	0,073	0,127	0,009

Continua na próxima página...

Tabela G.3 – Continuação

$\psi_{A,1}$ [Pa]	$\psi_{A,2}$ [Pa]	$\tau$ [s]	$\psi_B$ [-]	$p^{eq}$ [Pa]	$T_m$ [K]	$t_\varepsilon$ [s]	$s(p_I)$ [Pa]	$s(p_{II})$ [Pa]	$s(T_m)$ [K]
1,21337E+02	-7,48884E+02	4,33446E+01	2,82486E-01	6,02899E+02	292,30	331	0,064	0,152	0,010
1,07146E+02	-6,63551E+02	4,60995E+01	2,63830E-01	5,42534E+02	292,29	369	0,064	0,153	0,014
1,00959E+02	-6,24978E+02	4,74715E+01	2,54655E-01	5,16327E+02	292,41	292	0,075	0,172	0,023
9,20917E+01	-5,71380E+02	4,96773E+01	2,41086E-01	4,73709E+02	292,31	298	0,096	0,197	0,011
8,21385E+01	-5,09762E+02	5,22344E+01	2,23202E-01	4,30522E+02	292,24	321	0,065	0,149	0,025
7,98403E+01	-4,98027E+02	5,27850E+01	2,20790E-01	4,21895E+02	292,42	379	0,111	0,142	0,035
7,80060E+01	-4,85457E+02	5,30646E+01	2,22205E-01	4,13555E+02	292,24	457	0,115	0,144	0,016
7,28368E+01	-4,53412E+02	5,46350E+01	2,16875E-01	3,87435E+02	292,25	355	0,073	0,161	0,016
6,59573E+01	-4,10529E+02	5,68648E+01	2,11071E-01	3,52808E+02	292,29	391	0,086	0,170	0,010
6,19871E+01	-3,88389E+02	5,79759E+01	2,08969E-01	3,35631E+02	292,29	399	0,104	0,135	0,035
5,83381E+01	-3,63653E+02	5,94424E+01	2,04490E-01	3,18322E+02	292,50	349	0,077	0,160	0,017
5,68119E+01	-3,54577E+02	5,98820E+01	2,01910E-01	3,09539E+02	292,30	398	0,079	0,159	0,010
5,51637E+01	-3,44280E+02	6,08909E+01	1,86447E-01	3,01210E+02	292,18	390	0,070	0,165	0,009
5,46227E+01	-3,41012E+02	6,09846E+01	1,80137E-01	3,01278E+02	292,47	368	0,061	0,152	0,025
5,27082E+01	-3,26807E+02	6,16565E+01	1,82805E-01	2,92468E+02	292,48	404	0,126	0,134	0,010
5,27542E+01	-3,28716E+02	6,22134E+01	1,80452E-01	2,83875E+02	292,29	462	0,083	0,157	0,010
5,01380E+01	-3,13979E+02	6,26424E+01	1,80048E-01	2,75489E+02	292,29	383	0,084	0,137	0,022
4,73006E+01	-2,96193E+02	6,40275E+01	1,67826E-01	2,58122E+02	292,26	381	0,082	0,185	0,016
4,46033E+01	-2,78936E+02	6,53409E+01	1,61898E-01	2,47694E+02	292,45	536	0,060	0,124	0,024
4,36035E+01	-2,73481E+02	6,56312E+01	1,60356E-01	2,40579E+02	292,44	348	0,101	0,134	0,023
4,13565E+01	-2,60398E+02	6,69180E+01	1,34267E-01	2,32406E+02	292,19	350	0,075	0,086	0,029
4,07163E+01	-2,56246E+02	6,70685E+01	1,26261E-01	2,32492E+02	292,27	480	0,076	0,073	0,009

Continua na próxima página...

Tabela G.3 – Continuação

$\psi_{A,1}$ [Pa]	$\psi_{A,2}$ [Pa]	$\tau$ [s]	$\psi_B$ [-]	$p^{eq}$ [Pa]	$T_m$ [K]	$t_\varepsilon$ [s]	$s(p_I)$ [Pa]	$s(p_{II})$ [Pa]	$s(T_m)$ [K]
4,08351E+01	-2,56820E+02	6,70080E+01	1,27354E-01	2,32406E+02	292,18	359	0,078	0,076	0,010
4,07509E+01	-2,53361E+02	6,74070E+01	1,40728E-01	2,27917E+02	292,39	446	0,097	0,117	0,029
4,01701E+01	-2,50530E+02	6,73340E+01	1,35752E-01	2,23701E+02	292,25	405	0,076	0,072	0,017
3,80383E+01	-2,38140E+02	6,85352E+01	1,19314E-01	2,15163E+02	292,23	451	0,071	0,083	0,013
3,80584E+01	-2,37754E+02	6,84310E+01	1,22939E-01	2,14941E+02	292,30	444	0,066	0,071	0,011
3,57951E+01	-2,24987E+02	6,94427E+01	1,18495E-01	2,06617E+02	292,41	457	0,073	0,066	0,011
3,54441E+01	-2,22015E+02	6,95521E+01	1,16032E-01	2,02162E+02	292,30	410	0,063	0,071	0,015
3,52557E+01	-2,20924E+02	6,96204E+01	1,15097E-01	2,02216E+02	292,46	380	0,061	0,068	0,023
3,28136E+01	-2,05316E+02	7,10279E+01	1,07382E-01	1,89156E+02	292,26	396	0,067	0,070	0,011
3,06172E+01	-1,93021E+02	7,22940E+01	9,98172E-02	1,80699E+02	292,41	461	0,071	0,072	0,013
2,93057E+01	-1,83577E+02	7,30322E+01	8,93493E-02	1,72021E+02	292,25	401	0,070	0,081	0,028
2,97263E+01	-1,86063E+02	7,28149E+01	1,05294E-01	1,72000E+02	292,43	382	0,073	0,091	0,038
2,89666E+01	-1,81548E+02	7,34448E+01	8,44124E-02	1,71984E+02	292,30	462	0,065	0,080	0,021
2,54300E+01	-1,60674E+02	7,50314E+01	8,21994E-02	1,53032E+02	292,40	441	0,060	0,069	0,027
2,43229E+01	-1,50805E+02	7,63729E+01	6,58764E-02	1,46142E+02	292,35	494	0,086	0,075	0,012
2,07771E+01	-1,30512E+02	7,86039E+01	4,64440E-02	1,28897E+02	292,39	359	0,053	0,074	0,027
1,99871E+01	-1,26628E+02	7,84127E+01	5,40512E-02	1,24523E+02	292,37	469	0,052	0,070	0,018
1,82091E+01	-1,13118E+02	8,05242E+01	3,67429E-02	1,12349E+02	292,22	605	0,008	0,017	0,015
1,47271E+01	-9,17004E+01	8,29410E+01	1,73595E-02	9,31936E+01	292,21	592	0,007	0,018	0,025
1,21310E+01	-7,56303E+01	8,49050E+01	3,37655E-03	7,76702E+01	292,19	443	0,006	0,020	0,019
9,83773E+00	-6,13867E+01	8,65425E+01	-7,35191E-03	6,39188E+01	292,19	371	0,005	0,022	0,018
8,70191E+00	-5,43150E+01	8,66288E+01	2,31629E-13	5,61236E+01	292,36	344	0,009	0,015	0,039

Continua na próxima página...

Tabela G.3 – Continuação

$\psi_{A,1}$ [Pa]	$\psi_{A,2}$ [Pa]	$\tau$ [s]	$\psi_B$ [-]	$p^{eq}$ [Pa]	$T_m$ [K]	$t_\varepsilon$ [s]	$s(p_I)$ [Pa]	$s(p_{II})$ [Pa]	$s(T_m)$ [K]
7,89314E+00	-4,94138E+01	8,77051E+01	-1,14760E-02	5,18831E+01	292,18	574	0,006	0,019	0,019
7,20048E+00	-4,47603E+01	8,70729E+01	4,41470E-14	4,66508E+01	292,42	544	0,013	0,014	0,035
6,22041E+00	-3,89807E+01	8,86644E+01	-1,66670E-02	4,14897E+01	292,18	480	0,006	0,022	0,019
5,40063E+00	-3,40034E+01	8,74986E+01	2,73360E-14	3,46470E+01	292,17	426	0,005	0,019	0,074
4,70641E+00	-2,96419E+01	8,69144E+01	1,47296E-12	3,02648E+01	292,11	493	0,004	0,012	0,017
3,97948E+00	-2,53709E+01	8,79014E+01	1,26814E-13	2,60245E+01	291,96	460	0,006	0,021	0,045
3,61802E+00	-2,28320E+01	8,69831E+01	2,73445E-12	2,34125E+01	292,07	642	0,004	0,013	0,011
2,80876E+00	-1,77695E+01	8,95810E+01	-4,48635E-02	1,90855E+01	292,10	522	0,005	0,011	0,053
2,56341E+00	-1,62629E+01	8,77619E+01	-2,80892E-02	1,73674E+01	292,18	592	0,005	0,006	0,013
2,52600E+00	-1,59702E+01	8,69192E+01	2,88467E-12	1,64788E+01	292,05	566	0,004	0,012	0,009
2,02177E+00	-1,28680E+01	8,77657E+01	-3,44281E-02	1,38754E+01	292,05	731	0,005	0,007	0,009
1,73264E+00	-1,09863E+01	8,99619E+01	-5,64498E-02	1,21303E+01	292,20	529	0,005	0,008	0,011
1,68743E+00	-1,07199E+01	8,69547E+01	7,29700E-14	1,12940E+01	292,29	569	0,004	0,012	0,014
1,50196E+00	-9,50335E+00	8,87084E+01	-5,01351E-02	1,04760E+01	292,08	588	0,005	0,007	0,010
1,34742E+00	-8,50761E+00	8,99360E+01	-6,39633E-02	9,54075E+00	292,18	625	0,005	0,008	0,013
1,30649E+00	-8,33940E+00	8,66529E+01	-2,74692E-02	9,16625E+00	292,30	649	0,005	0,005	0,010
1,22971E+00	-7,83752E+00	8,82046E+01	-4,42470E-02	8,70605E+00	292,10	611	0,004	0,007	0,010
1,05887E+00	-6,74155E+00	9,01963E+01	-7,52189E-02	7,79921E+00	292,32	650	0,005	0,008	0,011
9,31440E-01	-5,98861E+00	9,11776E+01	-8,47962E-02	6,97643E+00	292,16	555	0,005	0,009	0,010
9,61356E-01	-6,08996E+00	8,66266E+01	-3,26958E-02	6,85716E+00	292,12	622	0,005	0,005	0,011

**Tabela G.4** – Coeficientes obtidos por meio do ajuste de curvas para a mistura gasosa de Ar-He 50-50%

$\psi_{A,1}$ [Pa]	$\psi_{A,2}$ [Pa]	$\tau$ [s]	$\psi_B$ [-]	$p^{eq}$ [Pa]	$T_m$ [K]	$t_\varepsilon$ [s]	$s(p_I)$ [Pa]	$s(p_{II})$ [Pa]	$s(T_m)$ [K]
2,68393E+02	-1,66386E+03	3,65747E+01	4,93494E-01	1,14852E+03	292,25	280	0,225	0,189	0,011
2,41553E+02	-1,49180E+03	3,98646E+01	4,79719E-01	1,03586E+03	292,42	222	0,185	0,198	0,016
2,22005E+02	-1,37690E+03	4,22020E+01	4,66797E-01	9,66215E+02	292,24	236	0,099	0,147	0,017
1,95671E+02	-1,21201E+03	4,62455E+01	4,45954E-01	8,62153E+02	292,39	301	0,075	0,162	0,015
1,84184E+02	-1,14164E+03	4,81460E+01	4,35221E-01	8,19261E+02	292,26	275	0,066	0,200	0,009
1,62185E+02	-1,00524E+03	5,24859E+01	4,16632E-01	7,32393E+02	292,37	251	0,067	0,161	0,018
1,50774E+02	-9,36930E+02	5,49658E+01	4,02852E-01	6,89960E+02	292,24	369	0,056	0,160	0,023
1,34008E+02	-8,32143E+02	5,93850E+01	3,85588E-01	6,20660E+02	292,35	354	0,066	0,183	0,020
1,23045E+02	-7,62955E+02	6,24622E+01	3,72696E-01	5,77340E+02	292,26	413	0,150	0,182	0,010
1,08990E+02	-6,78823E+02	6,72112E+01	3,63221E-01	5,17179E+02	292,34	394	0,068	0,171	0,017
1,01444E+02	-6,32902E+02	7,03825E+01	3,54590E-01	4,82461E+02	292,25	607	0,065	0,148	0,019
8,95815E+01	-5,59590E+02	7,55469E+01	3,38549E-01	4,30703E+02	292,33	510	0,084	0,179	0,020
8,30820E+01	-5,18371E+02	7,82795E+01	3,27997E-01	4,04706E+02	292,24	401	0,104	0,177	0,018
7,36158E+01	-4,58977E+02	8,36351E+01	3,10181E-01	3,61616E+02	292,35	378	0,083	0,152	0,019
6,98244E+01	-4,37680E+02	8,60822E+01	2,88140E-01	3,44465E+02	292,25	478	0,109	0,107	0,020
6,23719E+01	-3,90525E+02	9,07235E+01	2,46184E-01	3,18588E+02	293,18	522	0,062	0,213	0,034
5,83301E+01	-3,66635E+02	9,38751E+01	2,32468E-01	3,01384E+02	292,36	637	0,067	0,181	0,019
5,67057E+01	-3,57118E+02	9,46598E+01	2,37059E-01	2,92543E+02	292,59	637	0,091	0,129	0,024
5,67310E+01	-3,57745E+02	9,45804E+01	2,39878E-01	2,92527E+02	292,26	636	0,098	0,115	0,018
5,17654E+01	-3,24875E+02	9,85584E+01	1,98192E-01	2,75475E+02	293,18	617	0,094	0,203	0,036
4,81692E+01	-3,01365E+02	1,02183E+02	1,85374E-01	2,58112E+02	292,36	494	0,069	0,243	0,028

Continua na próxima página...

Tabela G.4 – Continuação

$\psi_{A,1}$ [Pa]	$\psi_{A,2}$ [Pa]	$\tau$ [s]	$\psi_B$ [-]	$p^{eq}$ [Pa]	$T_m$ [K]	$t_\varepsilon$ [s]	$s(p_I)$ [Pa]	$s(p_{II})$ [Pa]	$s(T_m)$ [K]
4,64064E+01	-2,90994E+02	1,03282E+02	1,83860E-01	2,49411E+02	292,26	644	0,104	0,182	0,020
4,54430E+01	-2,83589E+02	1,04741E+02	1,55478E-01	2,48839E+02	292,59	558	0,097	0,262	0,026
4,39512E+01	-2,73443E+02	1,06515E+02	1,53840E-01	2,40632E+02	292,38	551	0,108	0,235	0,036
3,90766E+01	-2,44266E+02	1,12324E+02	1,06145E-01	2,23639E+02	292,45	571	0,070	0,323	0,018
3,68479E+01	-2,31755E+02	1,14394E+02	9,06238E-02	2,15133E+02	292,37	672	0,075	0,338	0,022
3,44195E+01	-2,15998E+02	1,18047E+02	6,12384E-02	2,06420E+02	292,47	516	0,068	0,369	0,039
3,34467E+01	-2,09105E+02	1,18575E+02	7,38605E-02	1,97615E+02	292,41	780	0,120	0,300	0,034
3,04470E+01	-1,90805E+02	1,23702E+02	2,34626E-02	1,89219E+02	292,44	548	0,101	0,363	0,019
2,87289E+01	-1,81288E+02	1,25484E+02	2,18589E-02	1,80588E+02	292,37	635	0,066	0,370	0,023
2,65247E+01	-1,66662E+02	1,29591E+02	-1,74204E-02	1,71976E+02	292,42	581	0,112	0,385	0,038
2,39556E+01	-1,50505E+02	1,36334E+02	-5,86607E-02	1,61427E+02	292,28	726	0,090	0,408	0,069
2,28436E+01	-1,44163E+02	1,38600E+02	-8,20404E-02	1,59017E+02	292,45	699	0,074	0,405	0,018
2,10950E+01	-1,32799E+02	1,40887E+02	-7,18901E-02	1,45120E+02	292,36	986	0,075	0,393	0,024
1,83024E+01	-1,16906E+02	1,49235E+02	-1,36418E-01	1,37701E+02	292,68	648	0,093	0,403	0,149
1,65210E+01	-1,04075E+02	1,55612E+02	-1,74696E-01	1,28857E+02	292,45	626	0,069	0,384	0,018
1,46400E+01	-9,28534E+01	1,63287E+02	-2,15058E-01	1,20212E+02	292,37	658	0,074	0,355	0,024
1,47697E+01	-9,36433E+01	1,58721E+02	-1,75914E-01	1,15899E+02	293,26	796	0,071	0,320	0,035
1,37692E+01	-8,57168E+01	1,67658E+02	-2,38326E-01	1,14496E+02	292,24	975	0,055	0,323	0,021
1,20565E+01	-7,48363E+01	1,74845E+02	-2,68353E-01	1,03399E+02	292,62	986	0,056	0,308	0,041
1,02719E+01	-6,40725E+01	1,84591E+02	-3,05244E-01	9,48599E+01	292,12	1021	0,047	0,282	0,054
9,07718E+00	-5,68507E+01	1,92234E+02	-3,34556E-01	8,62412E+01	292,47	1194	0,042	0,264	0,022
7,96517E+00	-5,02594E+01	2,01428E+02	-3,61986E-01	7,94051E+01	292,22	892	0,036	0,247	0,115

Continua na próxima página...

Tabela G.4 – Continuação

$\psi_{A,1}$ [Pa]	$\psi_{A,2}$ [Pa]	$\tau$ [s]	$\psi_B$ [-]	$p^{eq}$ [Pa]	$T_m$ [K]	$t_\varepsilon$ [s]	$s(p_I)$ [Pa]	$s(p_{II})$ [Pa]	$s(T_m)$ [K]
7,02930E+00	-4,41049E+01	2,08746E+02	-3,86355E-01	7,24635E+01	292,59	1104	0,033	0,216	0,069
6,24699E+00	-3,92341E+01	2,16450E+02	-4,02835E-01	6,64712E+01	292,42	1062	0,030	0,194	0,018
5,49816E+00	-3,44377E+01	2,25403E+02	-4,34359E-01	6,04053E+01	292,55	1027	0,026	0,158	0,080
4,97351E+00	-3,14122E+01	2,31339E+02	-4,43837E-01	5,61458E+01	292,19	1212	0,023	0,154	0,023
4,28047E+00	-2,70139E+01	2,42393E+02	-4,73898E-01	5,09689E+01	292,63	1105	0,016	0,109	0,079
4,01146E+00	-2,54438E+01	2,42733E+02	-4,65582E-01	4,75288E+01	292,46	982	0,020	0,124	0,110
3,56552E+00	-2,24441E+01	2,49345E+02	-4,82117E-01	4,31616E+01	292,52	1295	0,016	0,100	0,013
3,21976E+00	-2,02264E+01	2,57311E+02	-4,92009E-01	3,97531E+01	292,55	1333	0,015	0,085	0,041
2,89109E+00	-1,82006E+01	2,60138E+02	-4,98591E-01	3,62862E+01	292,63	1523	0,012	0,075	0,027
2,60494E+00	-1,63737E+01	2,66509E+02	-4,99381E-01	3,28291E+01	292,38	1025	0,011	0,063	0,053
2,30949E+00	-1,46299E+01	2,72356E+02	-5,15561E-01	3,02712E+01	292,44	1454	0,010	0,050	0,044
2,08105E+00	-1,31421E+01	2,80112E+02	-5,21371E-01	2,76167E+01	292,12	1190	0,008	0,043	0,058
1,90149E+00	-1,19940E+01	2,79460E+02	-5,18864E-01	2,51023E+01	292,55	813	0,007	0,036	0,061
1,74357E+00	-1,10459E+01	2,84299E+02	-5,20929E-01	2,33464E+01	292,01	1554	0,007	0,033	0,016
1,53706E+00	-9,75989E+00	2,90281E+02	-5,33703E-01	2,11437E+01	292,47	860	0,008	0,026	0,056
1,38902E+00	-8,83149E+00	2,95007E+02	-5,26885E-01	1,90336E+01	292,01	1476	0,006	0,020	0,051
1,26548E+00	-8,03249E+00	2,94848E+02	-5,27666E-01	1,72807E+01	292,58	815	0,006	0,016	0,060
1,14098E+00	-7,24801E+00	3,01100E+02	-5,23601E-01	1,55709E+01	292,23	1142	0,005	0,013	0,069
1,07735E+00	-6,81680E+00	2,96705E+02	-5,25283E-01	1,46845E+01	292,55	1205	0,005	0,011	0,057
9,35817E-01	-5,99651E+00	3,06051E+02	-5,23024E-01	1,29709E+01	292,49	1146	0,006	0,010	0,072
8,33835E-01	-5,35316E+00	3,12368E+02	-5,41147E-01	1,20930E+01	292,54	1166	0,008	0,013	0,104
7,36592E-01	-4,74329E+00	3,17982E+02	-5,27826E-01	1,04178E+01	292,75	1345	0,008	0,011	0,041

Continua na próxima página...



**Tabela G.4 – Continuação**

$\psi_{A,1}$ [Pa]	$\psi_{A,2}$ [Pa]	$\tau$ [s]	$\psi_B$ [-]	$p^{eq}$ [Pa]	$T_m$ [K]	$t_\varepsilon$ [s]	$s(p_I)$ [Pa]	$s(p_{II})$ [Pa]	$s(T_m)$ [K]
6,26804E-01	-4,04640E+00	3,15618E+02	-5,10713E-01	8,67947E+00	292,85	1229	0,005	0,006	0,077
4,89377E-01	-3,19243E+00	3,28808E+02	-5,14716E-01	6,95095E+00	292,92	1510	0,007	0,010	0,059