

6 Resultados Experimentais

6.1 Visualização da ponta da bolha

Relembramos que o objetivo fundamental deste trabalho é estender a investigação da influência da elasticidade dos líquidos viscoelásticos na variação da espessura do filme líquido remanescente na parede de tubos capilares após a injeção de um gás.

A espessura do filme líquido que reveste a parede interna de um tubo capilar após a passagem de um gás resulta do equilíbrio dinâmico desse escoamento de deslocamento, ou seja, do balanço de forças na superfície livre. As propriedades viscoelásticas do fluido deslocado modificam os campos de velocidade e pressão, alterando a forma da interface respectivamente ao caso Newtoniano de referência.

Nesta abordagem experimental do presente trabalho avaliamos a massa depositada na parede do tubo capilar através da medição da massa de líquido deslocado, gerando os dados apresentados nos gráficos deste capítulo. Uma outra forma de medir essa massa depositada na parede seria por meio da visualização da bolha. No entanto, os cálculos segundo este método apresentaram muitas incertezas, associadas basicamente à dificuldade de identificar no vídeo as interfaces procuradas (gás-líquido e líquido-parede). Portanto, as visualizações apresentadas não são tomadas como referência quantitativa da massa deixada na parede após a passagem do gás, mas como indicadores qualitativos claros da diferença no formato da frente da bolha para líquidos de diferentes comportamentos mecânicos.

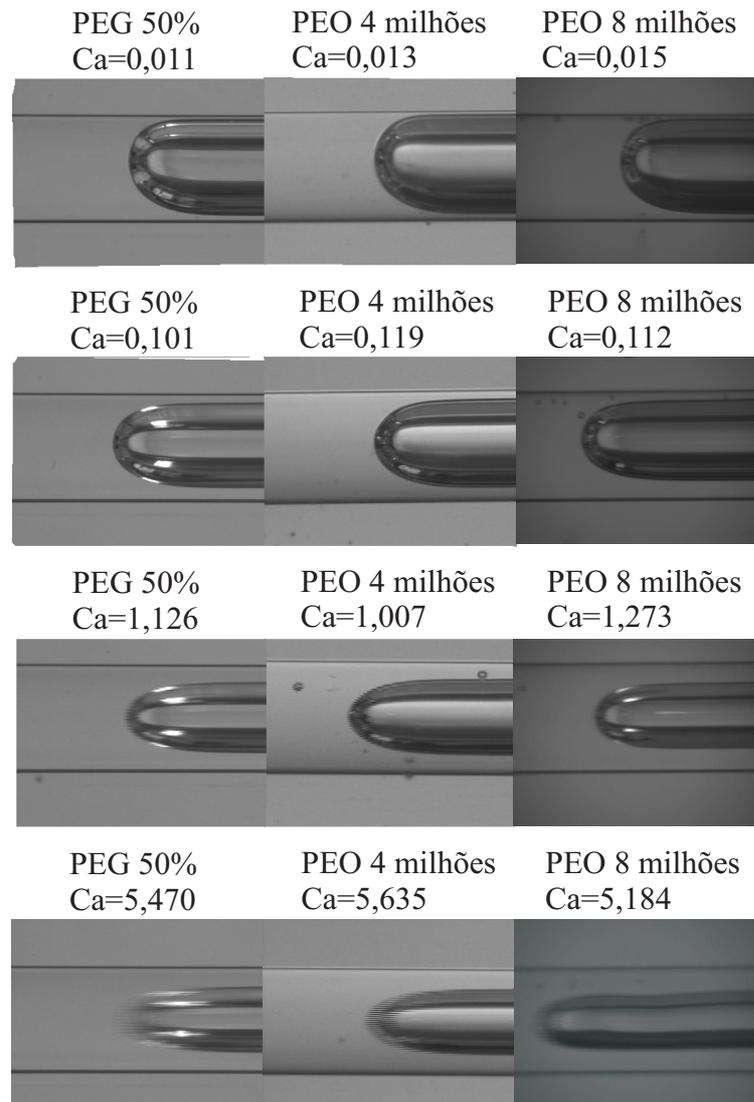


Figura 6.1: Frente da bolha para três soluções poliméricas; uma Newtoniana (PEG 50%), e duas viscoelásticas (PEO 4 milhões e PEO 8 milhões).

A fig.(6.1) mostra um detalhe da frente da bolha de ar penetrando no fluido de trabalho para três diferentes soluções poliméricas e condições aproximadas de escoamento. O PEG, adicionado à água em uma proporção de 50%wt, confere à mesma um aumento da viscosidade sem alterar significativamente seu comportamento Newtoniano em teste de cisalhamento ou de extensão. Já as soluções aquosas de PEG 50%wt e PEO 0,075%wt, pelo acréscimo de um polímero de grande peso molecular, adquirem comportamento elástico. A solução de elasticidade mediana é aquela cujo peso molecular do PEO é de 4 milhões g/mol, enquanto que o peso molecular da solução de elasticidade elevada é de 8 milhões g/mol. Considerando as

incertezas do experimento, as fotos foram selecionadas para quatro grupos de valores de número de capilaridade virtualmente iguais, cada grupo explicitando a característica da interface gás-líquido em uma ordem de grandeza diferente.

Para $Ca \approx 0,01$ não se nota praticamente nenhuma diferença no formato da ponta da bolha, independente da solução em estudo. Nesta situação as forças viscosas dominam o fenômeno, deixando pouco espaço para uma atuação apreciável da elasticidade das soluções poliméricas. Também é notável o efeito de empuxo nas três soluções. Esta é uma das principais razões pelas quais, com uma única câmera (uma única perspectiva), não se pode inferir precisamente a massa de líquido depositada na parede por inspeção visual. O empuxo tenderia a transformar a seção transversal circular da bolha em uma elipse, inviabilizando o cálculo já mencionado da razão de áreas necessário para a avaliação da massa na parede.

Para $Ca \approx 0,1$ já se percebe que a ponta da bolha se alonga mais para dentro da solução, permitindo o escoamento de uma maior quantidade de líquido por sobre a mesma. No entanto, é difícil perceber alguma diferença na quantidade de filme líquido na parede entre as três diferentes soluções. Algum efeito de empuxo ainda pode ser notado.

Para $Ca \approx 1$ o efeito de empuxo deixa de ser apreciável. As bolhas se alongam um pouco mais ainda e já se nota uma maior diferença na espessura do filme líquido entre as soluções elásticas. Essa diferença é menos apreciável entre a solução de menor elasticidade (PEO 4 milhões g/mol) e a solução aproximadamente Newtoniana (PEG 50%wt).

Finalmente, para $Ca \approx 5$ pode-se identificar melhor a ordem crescente de espessura de filme líquido depositado segundo o crescimento da elasticidade das soluções. A ponta da bolha continua se estreitando para melhor suportar as altas tensões elásticas existentes, e nota-se até alguma instabilidade do corpo da bolha para a solução de mais alta elasticidade.

A qualidade das fotos para maiores níveis de número de capilaridade não permitiram extrair mais informações qualitativas relevantes. No entanto, as fotos das soluções de diferentes níveis de elasticidade na faixa

de ordem de grandeza avaliada demonstram claramente a importância das forças viscosas e elásticas no formato da ponta da bolha, que em última instância determinam a quantidade de líquido deixada para trás após a passagem da mesma pelo tubo capilar.

6.2

Espessura do revestimento - Gráficos $m \times Ca$

6.2.1

Validação da montagem experimental

Antes de apresentar os resultados para as soluções viscoelásticas, a técnica experimental utilizada foi validada pela comparação da espessura do filme líquido depositado na parede do capilar em função do número de capilaridade para um líquido Newtoniano. O líquido Newtoniano usado nesta comparação foi um óleo mineral de viscosidade $\mu = 16,7$ Pa.s, tensão superficial $\sigma = 32,8$ mN/m e massa específica $\rho = 883$ kg/m³. A fig.(6.2) mostra os resultados obtidos neste trabalho e aqueles apresentados por Taylor [42] e Cox [13]. A concordância é boa em toda a faixa de número de capilaridade, exceto por uma pequena discrepância (< 6%) para altos números de capilaridade ($Ca > 3$).

6.2.2

Comparação da concentração dos polímeros

A fim de investigar a influência da concentração polimérica em cada solução, mostramos na fig.(6.3) a fração mássica adimensional m obtida para três diferentes concentrações poliméricas, em função do número de capilaridade. Por apresentar maior sensibilidade aos resultados, escolhemos a solução de PEO de $M_w = 8 \times 10^6$ g/mol como solução polimérica de referência. A espessura do filme líquido depositado na parede do capilar para as três concentrações ensaiadas foi igual àquela da solução Newtoniana, observando-se um desvio do comportamento Newtoniano para $Ca \approx 0,1$.

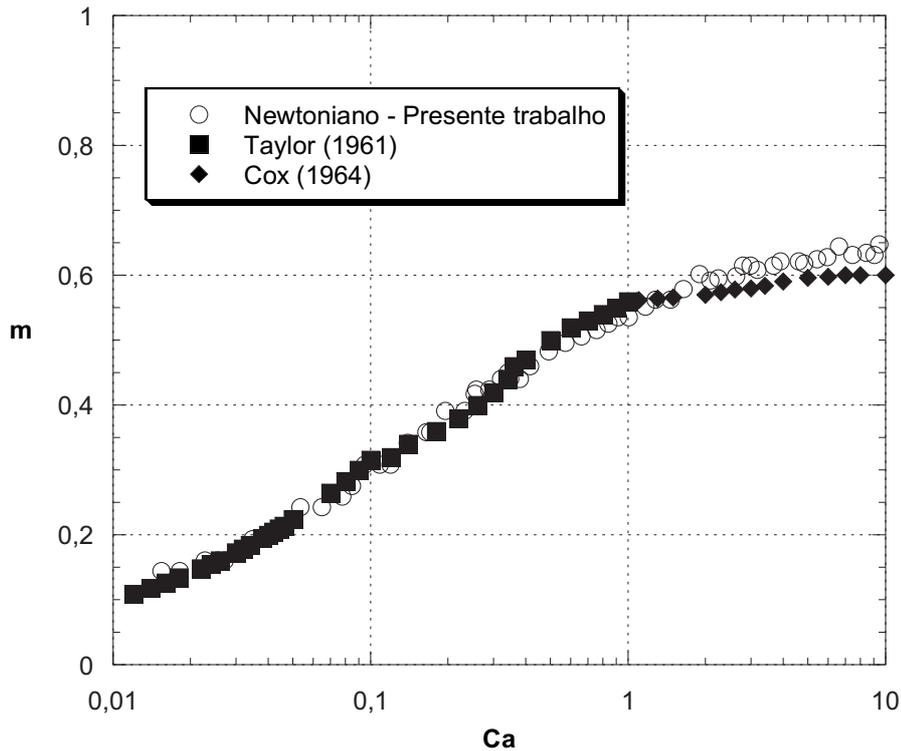


Figura 6.2: Massa depositada na parede em função do número de capilaridade.

A partir dessa velocidade o espessamento do filme líquido para as três diferentes concentrações torna-se maior do que o do caso Newtoniano de referência, no entanto apresenta-se virtualmente o mesmo entre as diferentes concentrações. Isto confirma a hipótese de que as soluções poliméricas são diluídas, sendo a variação de concentração de menor importância para a solução de um polímero com um mesmo peso molecular.

6.2.3 Comparação dos pesos moleculares

Conforme mencionado anteriormente, o experimento foi repetido para cada solução testada a diferentes velocidades da bolha. A fig.(6.4) apresenta a fração mássica adimensional m obtida para cada uma das quatro soluções poliméricas em função da velocidade da bolha, representada no gráfico como um número de capilaridade. A espessura do filme líquido depositado na parede do capilar quando a solução polimérica de baixo peso molecular foi

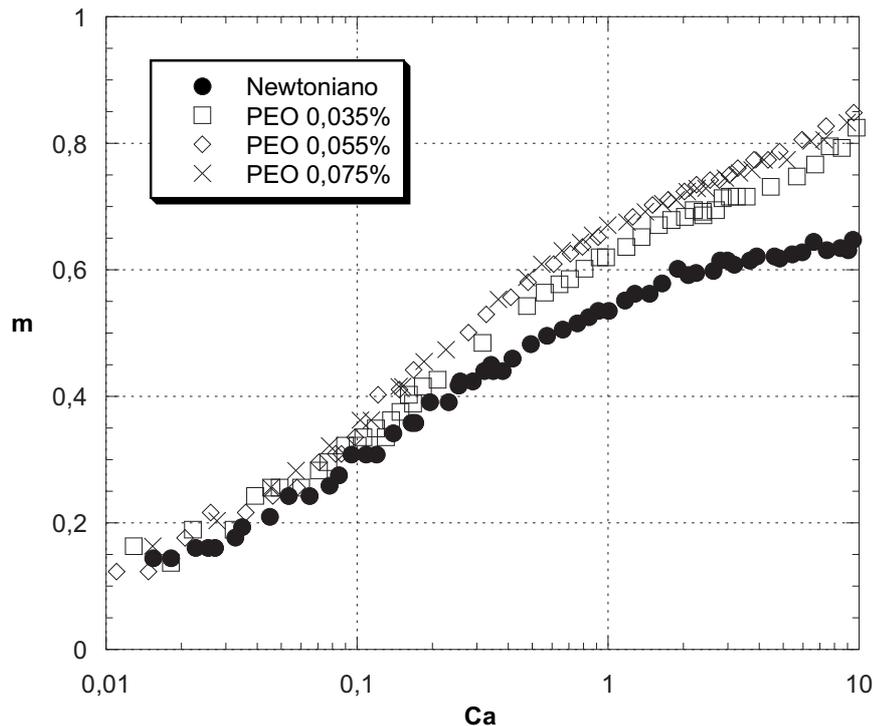


Figura 6.3: Efeito da concentração polimérica na massa depositada na parede em função do número de capilaridade.

usada, isto é, $M_w = 9 \times 10^5$ g/mol, foi igual àquela da solução Newtoniana, exceto para altas velocidades da bolha, onde observa-se claramente um espessamento do filme líquido (altos valores de m). O afastamento do comportamento Newtoniano ocorreu a $Ca \approx 5$. É importante notar que à medida que a velocidade da bolha cresce, não só o número de capilaridade, mas também o número de Weissenberg do escoamento, cresce. Para a solução de baixo peso molecular, $Ca \approx 5$ corresponde a um número de Weissenberg $We \approx 80$. Os resultados para as soluções de peso molecular intermediário e alto, $M_w = 5 \times 10^6$ e $M_w = 8 \times 10^6$ g/mol respectivamente, seguem a mesma tendência: o comportamento Newtoniano é recuperado para baixas velocidades da bolha e, acima de um valor crítico, a espessura do filme da solução viscoelástica é maior do que aquela do líquido Newtoniano. Para a solução de PEO de $M_w = 5 \times 10^6$ g/mol, o espessamento do filme é observado acima de $Ca \approx 0,1$, que corresponde a $We \approx 2$. Para a solução de PEO de $M_w = 8 \times 10^6$ g/mol, o espessamento do filme é observado em toda a faixa de números de capilaridade investigada; o número de Weissenberg mínimo foi de $We \approx 0,5$.

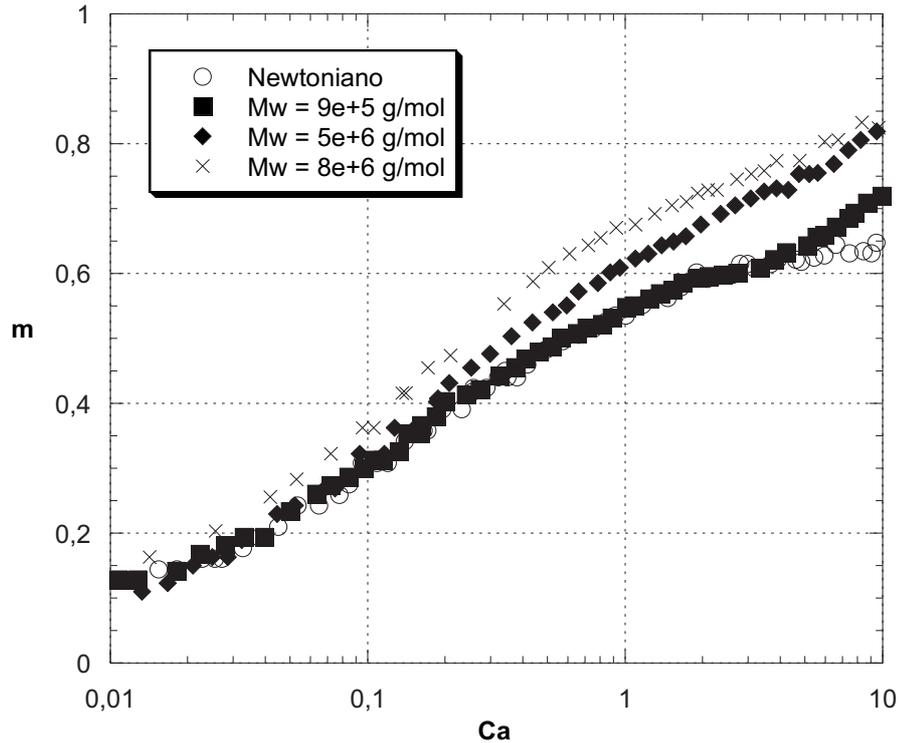


Figura 6.4: Efeito do peso molecular na massa depositada na parede em função do número de capilaridade.

6.3

Espessura do revestimento - Gráficos $m/m_n \times We$

6.3.1

Comparação dos pesos moleculares

Na tentativa de isolar os efeitos de viscoelasticidade no escoamento, também apresentamos os resultados dos experimentos com líquidos viscoelásticos conforme proposto por Huzyak e Koelling [27]. O desvio do comportamento Newtoniano é medido pela razão da espessura do filme obtido com a solução polimérica, m , e a espessura do filme obtido com o líquido Newtoniano no mesmo número de capilaridade, m_N . A fig.(6.5) mostra a razão de frações mássicas adimensionais, m/m_N , plotada em função do número de Weissenberg para os três líquidos viscoelásticos testados.

A solução de alto peso molecular usada nesta análise possuía um tempo de relaxação maior do que aquele usado por Huzyak e Koelling [27], e conseqüentemente a faixa de número de Weissenberg reportada aqui

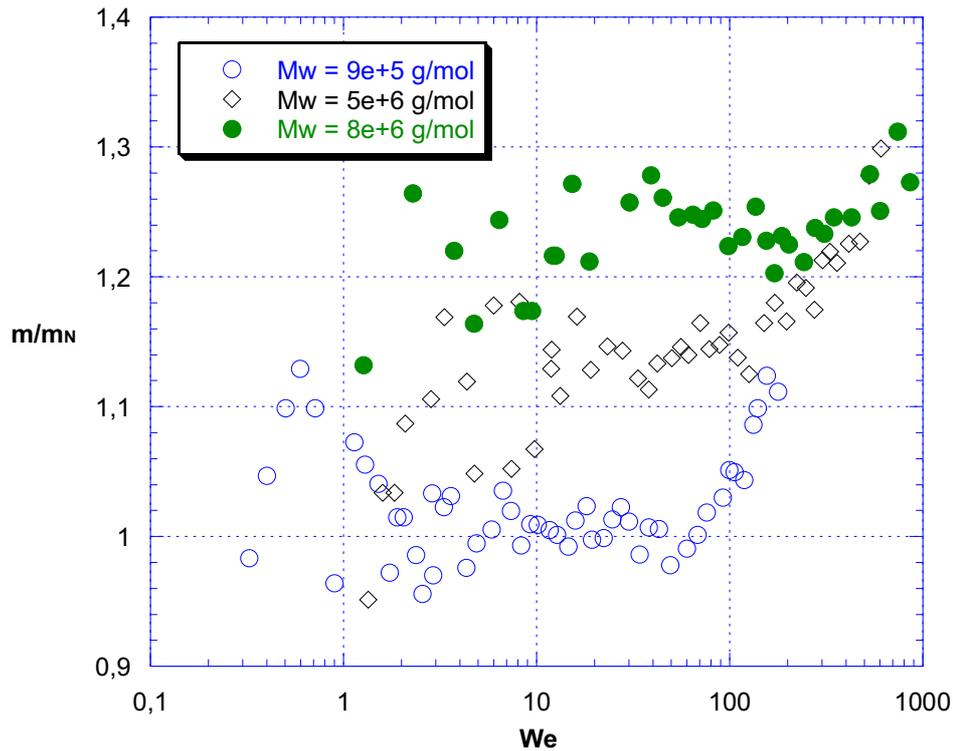


Figura 6.5: Razão de frações mássicas adimensionais em função do número de Weissenberg.

é mais larga do que a estudada previamente. É importante mencionar que apresentar os resultados experimentais em termos de uma razão entre duas quantidades medidas (m e m_N) leva a uma amplificação dos erros experimentais. Está claro que embora os dados apresentados na fig.(6.4) apresentem uma dispersão pequena, a propagação dos erros explica a maior dispersão nos dados da fig.(6.5). A fração para a solução de baixo peso molecular ($\lambda = 0,32$ s) é $m/m_N \approx 1$ para $We \leq 80$. Acima deste valor, a fração cresce com o número de Weissenberg. Para a solução de peso molecular intermediário ($\lambda = 6,47$ s), a fração cresce desde $We \approx 2$ até $We \approx 20$. Na faixa entre $20 < We < 100$ a fração permanece quase constante e igual a $m/m_N \approx 1,15$. Acima de $We \approx 100$, a fração começa a crescer novamente, atingindo $m/m_N \approx 1,22$ para $We \approx 300$. O comportamento da solução polimérica de alto peso molecular ($\lambda = 14,05$ s) é similar àquele agora descrito. A fração mássica adimensional cresce de $m/m_N = 1$ em baixos números de Weissenberg para $m/m_N = 1,25$ em $We \approx 10$, permanece virtualmente constante até $We \approx 500$ e então

volta a crescer mais ainda para maiores valores do número de Weissenberg. Para efeito de melhor visualização, a fig.(6.6) mostra, superpostas aos dados experimentais, curvas livres de tendência dos resultados apresentados.

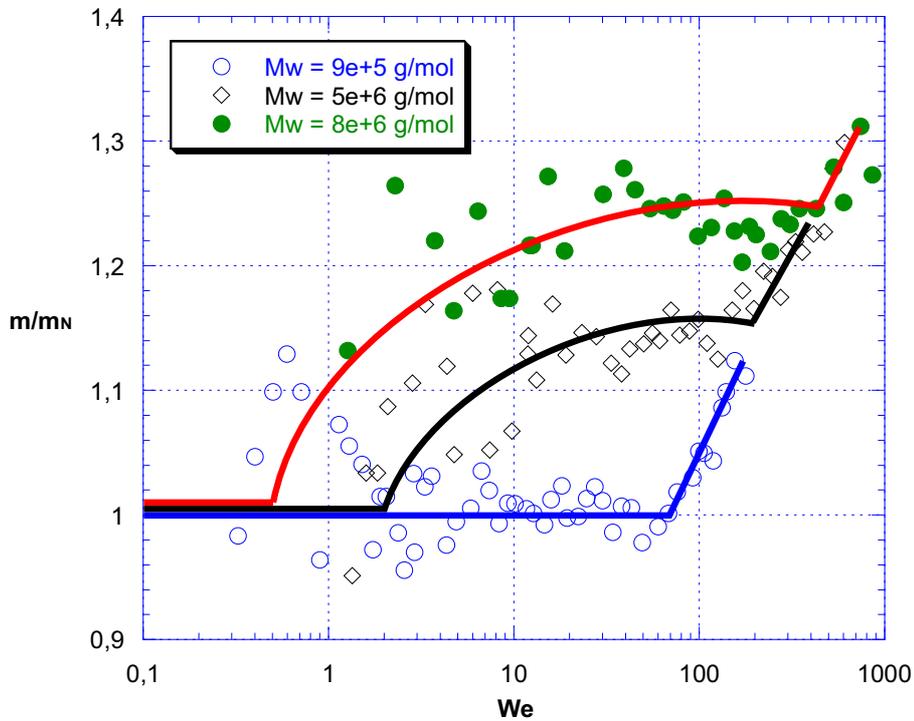


Figura 6.6: Razão de frações mássicas adimensionais em função do número de Weissenberg - curvas de tendência.

Estes platôs na razão de frações mássicas adimensionais ainda não foram apresentados na literatura, mas eles concordam qualitativamente com as previsões teóricas discutidas neste trabalho, que sustentam que existe um valor crítico para o número de Weissenberg a partir do qual as moléculas poliméricas não podem ser mais esticadas e a tensão polimérica próxima à superfície livre atinge um valor máximo. Acima deste valor crítico, o escoamento deixaria de ser afetado pelas tensões elásticas.

O aumento da razão de frações mássicas adimensionais acima do platô não foi observado nas previsões teóricas. Nós não temos uma explicação clara para esse fenômeno, mas ele pode estar relacionado a efeitos de inércia, não considerados no modelo teórico. Giavedoni e Saita [18] mostraram que efeitos de inércia no deslocamento de um líquido Newtoniano são não-monotônicos e são o resultado de um balanço de forças sutil. No regime de altos números de Weissenberg, a velocidade da bolha pode

ser suficientemente alta de modo que as forças de inércia comecem a desempenhar um papel importante no balanço de força próximo à superfície livre.

6.3.2

Comparação qualitativa com resultados numéricos

Neste trabalho, a espessura do filme líquido foi estudada através de uma abordagem numérica, resolvendo as equações governantes do problema, bem como através de uma abordagem experimental, por meio da medição de massa depositada. Seria interessante poder fazer um comparação quantitativa entre os resultados numéricos e os dados ensaiados em laboratórios. No entanto, tal comparação não pôde ser feita por basicamente duas razões. A primeira está na dificuldade de ajustar os parâmetros de extensibilidade molecular b dos modelos teóricos de maneira a corresponder aos pesos moleculares das soluções poliméricas ensaiadas. A segunda é devido às soluções numéricas de escoamentos de modelos viscoelásticos com superfície livre apresentarem limitações quanto ao nível de solicitação em extensão, os quais são normalmente ultrapassados nos experimentos com soluções poliméricas que se pretendem correspondentes. Portanto, apenas comparações qualitativas foram possíveis.

Para melhor visualização dos resultados já apresentados, nestas comparações optamos por analisar apenas as curvas livres de tendência baseadas nos gráficos reais levantados. A fig.(6.7) mostra as curvas de tendência dos gráficos de razão das frações mássicas adimensionais versus número de Weissenberg para os resultados experimentais bem como para os resultados numéricos. O gráfico da esquerda corresponde à fig.(6.6), e o gráfico da direita corresponde à fig.(3.13a). As escalas foram alteradas.

Para baixos pesos moleculares, a fração obtida experimentalmente apresenta um platô Newtoniano seguido de crescimento para altos valores de We . Pretendemos que os resultados numéricos correspondentes sejam aqueles de menor valor do parâmetro de extensibilidade b . Neste caso, os

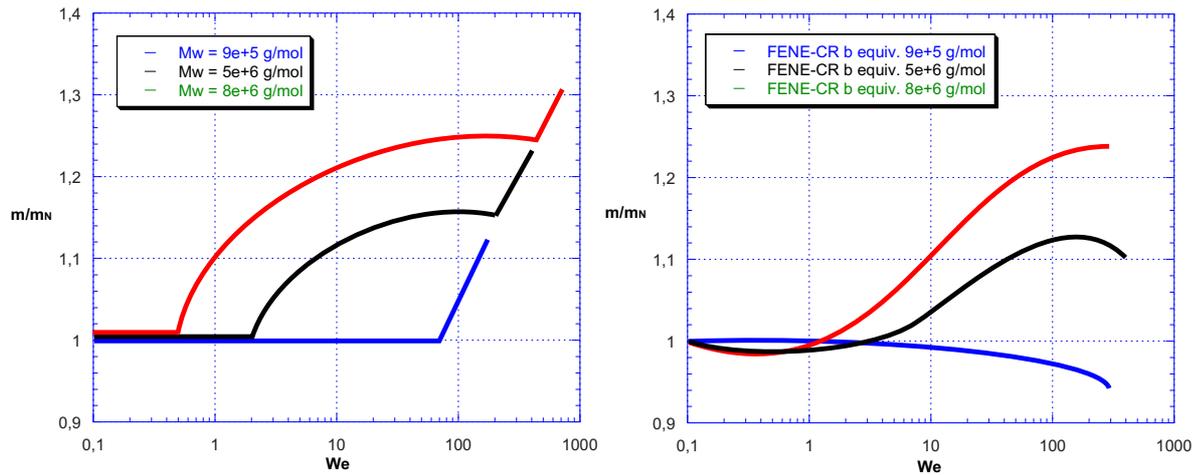


Figura 6.7: Comparação das curvas de tendência - experimental e numérica.

resultados numéricos também apresentam um platô Newtoniano, mas que são seguidos de um decréscimo no valor de m/m_N .

Já para pesos moleculares intermediários, o afastamento do comportamento Newtoniano da solução polimérica ocorre para valores bem menores de We comparados com o caso anterior, são seguidos de um platô e de uma nova retomada de crescimento de m/m_N com o aumento de We . Os resultados numéricos correspondentes, por outro lado, apresentam leve decréscimo de m/m_N para baixos We , em seguida adquirem uma tendência de crescimento e finalmente começam a decair para altos valores de We .

Finalmente, o comportamento da solução polimérica de mais alto peso molecular é semelhante ao descrito anteriormente, no entanto abreviando mais ainda o instante de desvio do comportamento Newtoniano bem como intensificando os valores de platô de m/m_N atingidos. Os resultados numéricos correspondentes novamente apresentam decréscimo de m/m_N para baixos valores de We , de onde se segue um crescimento e uma tendência de formação de platô para altos valores de We .

É possível que o decréscimo de m/m_N para baixos valores de We apresentado nos resultados numéricos também se reproduza nos experimentos. No entanto, isto não pôde ser confirmado devida à já mencionada propagação dos erros experimentais nesta faixa de números de Weissenberg.

Ambos os resultados apresentam crescimento funcionalmente semelhante (“power-law”) para valores intermediários de We , sendo talvez esta a

faixa melhor representada pelos modelos teóricos. O platô observado nos resultados experimentais também pode ser sugerido nos resultados numéricos ao final dessa faixa de We .

Finalmente, nenhum modelo teórico pôde captar a retomada de crescimento da razão de frações mássicas adimensionais observada nos experimentos de altos valores de We , podendo este se dar, conforme já mencionado, a efeitos de inércia não incluídos nos cálculos teóricos.

Não conseguimos encontrar uma explicação razoável para a tendência oposta em altos valores de We apresentada pelos resultados numéricos correspondentes à solução de mais baixo peso molecular.

Em suma, esta análise sugere que os modelos teóricos apresentados descrevem melhor o comportamento de fluidos reais neste tipo de escoamento dentro de uma janela de valores intermediários de peso molecular das soluções, bem como de valores intermediários de números de Weissenberg.