

UNIVERSIDADE FEDERAL DO ESPÍRITO SANTO
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA
MECÂNICA

Jackson Fernandes de Freitas

**Deslocamento de materiais viscoplásticos entre placas
paralelas: efeito da capilaridade, razão de viscosidade e da
tensão limite de escoamento**

VITÓRIA

17 de Dezembro de 2010

Jackson Fernandes de Freitas

**Deslocamento de materiais viscoplásticos entre placas
paralelas: efeito da capilaridade, razão de viscosidade e da
tensão limite de escoamento**

Dissertação apresentada ao programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal do Espírito Santo, como requisito parcial para obtenção do Grau de mestre em Engenharia Mecânica.

Orientador: Prof. Dr. Edson José Soares

Co-orientador: Prof. Dr. Roney Leon Thompson

VITÓRIA

17 de Dezembro de 2010

Deslocamento de materiais viscoplásticos entre placas paralelas: efeito da capilaridade, razão de viscosidade e da tensão limite de escoamento

Jackson Fernandes de Freitas

Dissertação Apresentada ao programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal do Espírito Santo, como requisito parcial para obtenção do Grau de mestre em Engenharia Mecânica.

Prof. Dr. Cherlio Scandian

Comissão Examinadora

Prof. Dr. Edson José Soares

Prof. Dr. Márcio F. Martins

Prof. Dr. Oscar M. H. Rodriguez

Prof. Dr. Roney Leon Thompson

“Não sabendo que era impossível, ele foi lá e fez!”
Jean Cocteau

A minha mãe Maria da Penha de Souza Fernandes de
Freitas por seus inestimáveis esforços que me
possibilitaram estar aqui neste momento.

Agradecimentos

Ao meu orientador Edson José Soares pela oportunidade, confiança, incentivo e sobretudo paciência.

Ao meu co-orientador Roney Leon Thompson pelas importantes contribuições e palavras de incentivo.

Aos professores e demais colaboradores do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal do Espírito Santo por todo suporte durante meu período de estudo.

Aos colegas mestrandos e a turma do Laboratório de Fenômenos de Transporte Computacional - LFTC pelo apoio e companheirismo durante as incontáveis horas de estudo e simulações.

À Dra. Lais Maria Ferreira Mendes da Silva e demais colegas do Instituto de Defesa Agropecuária e Florestal do Espírito Santo - Idaf pelo incentivo e compreensão nos momentos difíceis da árdua tarefa de conciliar trabalho e estudos.

À minha família, meus amigos e minha namorada Kezia Fernanda Dias Messias pelo apoio, incentivo e paciência durante este período.

À Deus por me dar saúde e disposição para concluir este trabalho.

Sumário

Sumário	vi
Lista de Figuras	viii
Lista de Tabelas	xiv
Resumo	xv
Abstract	xvi
1 Introdução	21
1.1 Motivação	21
1.2 Caracterização do Problema	24
1.3 Estado da Arte	27
2 Formulação Física	41
2.1 Hipóteses	41
2.2 Equações governantes	42
2.3 Condições de Contorno	43
2.4 Modelo Constitutivo para Fluido Newtoniano Generalizado	45
2.5 Adimensionalização	46
3 Formulação Numérica	48

3.1	Mapeamento do Domínio Físico	48
3.2	Formulação do Problema em Elementos Finitos	51
4	Resultados	54
4.1	Análise do parâmetro adimensional c'	54
4.2	Deslocamento de Fluido Newtoniano por Fluido Newtoniano	59
4.2.1	Fração de massa perdida, m	59
4.2.2	Regimes de Escoamento e Padrões de Linhas de Corrente	62
4.3	Deslocamento de Fluido Newtoniano por Fluido Viscoplastico	69
4.3.1	Fração de massa perdida, m	69
4.3.2	Regimes de Escoamento e Perfil das Linhas de Corrente	74
4.3.3	Análise dos Campos de Tensão	88
4.4	Deslocamento de Fluido Viscoplastico por Fluido Viscoplastico	98
4.4.1	Fração de massa perdida, m	98
4.4.2	Regimes de Escoamento e Perfil das Linhas de Corrente	104
4.4.3	Análise dos Campos de Tensão	121
4.5	Perfis da Interface	126
5	Conclusão	130
	Referências Bibliográficas	134

Lista de Figuras

1.1	Esquemática do processo de cimentação de poços.	22
1.2	Processo de recuperação de óleo por injeção de polímeros.	23
1.3	Esquemática do problema proposto.	25
1.4	Regimes de escoamento propostos por Taylor para deslocamento de Líquido por gás. a) <i>bypass</i> b) regime de transição, c) recirculação completa. Fonte: Taylor(1961) [31].	29
1.5	τ_{xy} em função de $\dot{\gamma}$ para equação de Papanastasiou para valores de $c = 1, 10, 100$ e 1000 . Onde τ_0 é a tensão limite de escoamento e c a constante de regularização da curva.	39
2.1	Representação das condições de contorno no domínio físico.	44
3.1	Mapeamento do domínio físico para um domínio de referência.	49
3.2	Exemplo de malhas utilizadas na resolução do problema proposto.	50
3.3	Representação das malhas obtidas nos problemas preliminares. (a) malha do primeiro problema preliminar, (b) malha do segundo problema preliminar, (c) malha do terceiro problema preliminar.	53
4.1	Fração de massa depositada na parede do capilar, m , em função de c' e Ca para $\tau'_{01} = 0,40$, $\tau'_{02} = 0,00$ (fluido newtoniano) e $N_\eta=4$	56
4.2	Fração de massa depositada na parede do capilar, m , em função de c' e τ'_{01} para $\tau'_{02} = 0,00$ $Ca = 1$ e $N_\eta=4$	57

4.3	Campo de tensão para diferentes valores de c' e τ'_{01} para $\tau'_{02} = 0,00$, $Ca = 1,0$ e $N_\eta = 4$	58
4.4	Fração de massa depositada na parede do capilar, m , em função do número de capilaridade, Ca , e da razão de viscosidade, N_η para 2 fluidos newtonianos.	60
4.5	Fração de massa depositada na parede do capilar, m , em função do número de capilaridade, Ca , e da razão de viscosidade, N_η para 2 fluidos newtonianos.	61
4.6	Perfil de escoamento representado por linhas de corrente em função de Ca e N_η	64
4.7	Perfil de escoamento representado por linhas de corrente nas proximidades da interface em função da capilaridade para $N_\eta = 500$	65
4.8	Perfil de escoamento representado por linhas de corrente nas proximidades da interface em função da capilaridade para $N_\eta = 8$	66
4.9	Perfil de escoamento representado por linhas de corrente nas proximidades da interface em função da capilaridade para $N_\eta = 4$	67
4.10	Perfil de escoamento representado por linhas de corrente nas proximidades da interface em função da capilaridade para $N_\eta = 2$	68
4.11	Fração de massa depositada na parede do capilar, m , em função do número de capilaridade, Ca , e tensão limite de cisalhamento adimensional, τ'_{01} , para $N_\eta = 8$, em escoamento de fluido newtoniano deslocado por fluido viscoplástico.	70
4.12	Fração de massa depositada na parede do capilar, m , em função do número de capilaridade, Ca , e tensão limite de cisalhamento adimensional, τ'_{01} , para $N_\eta = 4$, em escoamento de fluido newtoniano deslocado por fluido viscoplástico.	71
4.13	Fração de massa depositada na parede do capilar, m , em função do número de capilaridade, Ca , razão de viscosidade, N_η , e tensão limite de cisalhamento adimensional, τ'_{01} , em escoamento de fluido newtoniano deslocado por fluido viscoplástico.	73

4.14	Perfil de escoamento representado por linhas de corrente em função de Ca e τ'_{01} para $N_\eta = 8$	75
4.15	Perfil de escoamento representado por linhas de corrente em função de Ca e τ'_{01} para $N_\eta = 4$	76
4.16	Perfil de escoamento representado por linhas de corrente nas proximidades da interface em função da capilaridade para $N_\eta = 8$ e $\tau'_{01} = 0,0$ (fluido newtoniano). . . .	78
4.17	Perfil de escoamento representado por linhas de corrente nas proximidades da interface em função da capilaridade para $N_\eta = 8$ e $\tau'_{01} = 0,20$	79
4.18	Perfil de escoamento representado por linhas de corrente nas proximidades da interface em função da capilaridade para $N_\eta = 8$ e $\tau'_{01} = 0,40$	80
4.19	Perfil de escoamento representado por linhas de corrente nas proximidades da interface em função da capilaridade para $N_\eta = 8$ e $\tau'_{01} = 0,60$	81
4.20	Perfil de escoamento representado por linhas de corrente nas proximidades da interface em função da capilaridade para $N_\eta = 8$ e $\tau'_{01} = 0,80$	82
4.21	Perfil de escoamento representado por linhas de corrente nas proximidades da interface em função da capilaridade para $N_\eta = 4$ e $\tau'_{01} = 0,0$ (fluido newtoniano). . . .	83
4.22	Perfil de escoamento representado por linhas de corrente nas proximidades da interface em função da capilaridade para $N_\eta = 4$ e $\tau'_{01} = 0,20$	84
4.23	Perfil de escoamento representado por linhas de corrente nas proximidades da interface em função da capilaridade para $N_\eta = 4$ e $\tau'_{01} = 0,40$	85
4.24	Perfil de escoamento representado por linhas de corrente nas proximidades da interface em função da capilaridade para $N_\eta = 4$ e $\tau'_{01} = 0,60$	86
4.25	Perfil de escoamento representado por linhas de corrente nas proximidades da interface em função da capilaridade para $N_\eta = 4$ e $\tau'_{01} = 0,80$	87

4.26	Campo de tensão em função da capilaridade, para $N_\eta = 8$ e $\tau'_{0_1} = 0,20$. A região não cisalhada está em preto e a região cisalhada em branco.	90
4.27	Campo de tensão em função da capilaridade, para $N_\eta = 8$ e $\tau'_{0_1} = 0,40$. A região não cisalhada está em preto e a região cisalhada em branco.	91
4.28	Campo de tensão em função da capilaridade, para $N_\eta = 8$ e $\tau'_{0_1} = 0,60$. A região não cisalhada está em preto e a região cisalhada em branco.	92
4.29	Campo de tensão em função da capilaridade, para $N_\eta = 8$ e $\tau'_{0_1} = 0,80$. A região não cisalhada está em preto e a região cisalhada em branco.	93
4.30	Campo de tensão em função da capilaridade, para $N_\eta = 4$ e $\tau'_{0_1} = 0,20$. A região não cisalhada está em preto e a região cisalhada em branco.	94
4.31	Campo de tensão em função da capilaridade, para $N_\eta = 4$ e $\tau'_{0_1} = 0,40$. A região não cisalhada está em preto e a região cisalhada em branco.	95
4.32	Campo de tensão em função da capilaridade, para $N_\eta = 4$ e $\tau'_{0_1} = 0,60$. A região não cisalhada está em preto e a região cisalhada em branco.	96
4.33	Campo de tensão em função da capilaridade, para $N_\eta = 4$ e $\tau'_{0_1} = 0,80$. A região não cisalhada está em preto e a região cisalhada em branco.	97
4.34	Fração de massa depositada na parede do capilar, m , em função do número de capilaridade e tensão limite de escoamento adimensional para $N_\eta = 8$, em deslocamento de fluido viscoplástico com $\tau'_{0_1} = 0,40$ por fluidos viscoplásticos.	100
4.35	Fração de massa depositada na parede do capilar, m , em função do número de capilaridade e tensão limite de escoamento adimensional para $N_\eta = 4$, em deslocamento de fluido viscoplástico com $\tau'_{0_1} = 0,40$ por fluidos viscoplásticos.	101
4.36	Fração de massa depositada na parede do capilar, m , em função do número de capilaridade e tensão limite de escoamento adimensional, em deslocamento de fluido viscoplástico com $\tau'_{0_1} = 0,40$ por fluidos viscoplásticos.	102

4.37	Fração de massa depositada na parede do capilar, m , em função do número de capilaridade e tensão limite de escoamento adimensional para $N_\eta = 4$, em deslocamento de fluido viscoplástico com $\tau'_{0_2} = 0,40$ por fluidos viscoplásticos.	103
4.38	Perfil de escoamento representado por linhas de corrente em função de Ca e τ'_{0_2} para $N_\eta = 8$	105
4.39	Perfil de escoamento representado por linhas de corrente em função de Ca e τ'_{0_2} para $N_\eta = 4$	106
4.40	Perfil de escoamento representado por linhas de corrente em função de Ca e τ'_{0_1} para $N_\eta = 4$	107
4.41	Perfil de escoamento representado por linhas de corrente nas proximidades da interface em função da capilaridade para $N_\eta = 8$ e $\tau'_{0_2} = 0,0$ (fluido newtoniano). . . .	109
4.42	Perfil de escoamento representado por linhas de corrente nas proximidades da interface em função da capilaridade para $N_\eta = 8$ e $\tau'_{0_2} = 0,20$	110
4.43	Perfil de escoamento representado por linhas de corrente nas proximidades da interface em função da capilaridade para $N_\eta = 8$ e $\tau'_{0_2} = 0,40$	111
4.44	Perfil de escoamento representado por linhas de corrente nas proximidades da interface em função da capilaridade para $N_\eta = 8$ e $\tau'_{0_2} = 0,80$	112
4.45	Perfil de escoamento representado por linhas de corrente nas proximidades da interface em função da capilaridade para $N_\eta = 4$ e $\tau'_{0_2} = 0,0$ (fluido newtoniano). . . .	113
4.46	Perfil de escoamento representado por linhas de corrente nas proximidades da interface em função da capilaridade para $N_\eta = 4$ e $\tau'_{0_2} = 0,20$	114
4.47	Perfil de escoamento representado por linhas de corrente nas proximidades da interface em função da capilaridade para $N_\eta = 4$ e $\tau'_{0_2} = 0,40$	115
4.48	Perfil de escoamento representado por linhas de corrente nas proximidades da interface em função da capilaridade para $N_\eta = 4$ e $\tau'_{0_2} = 0,80$	116

- 4.49 Perfil de escoamento representado por linhas de corrente nas proximidades da interface em função da capilaridade para $N_\eta = 4$ e $\tau'_{0_1} = 0,0$ (fluido newtoniano). . . . 117
- 4.50 Perfil de escoamento representado por linhas de corrente nas proximidades da interface em função da capilaridade para $N_\eta = 4$ e $\tau'_{0_1} = 0,20$ 118
- 4.51 Perfil de escoamento representado por linhas de corrente nas proximidades da interface em função da capilaridade para $N_\eta = 4$ e $\tau'_{0_1} = 0,40$ 119
- 4.52 Perfil de escoamento representado por linhas de corrente nas proximidades da interface em função da capilaridade para $N_\eta = 4$ e $\tau'_{0_1} = 0,80$ 120
- 4.53 Campos de tensão em função da capilaridade, para $N_\eta = 8$, $\tau'_{0_1} = 0,40$. A região não cisalhada está em preto e a região cisalhada em branco. 123
- 4.54 Campo de tensão em função da capilaridade, para $N_\eta = 4$, $\tau'_{0_1} = 0,40$. A região não cisalhada está em preto e a região cisalhada em branco. 124
- 4.55 Campo de tensão em função da capilaridade, para $N_\eta = 4$, $\tau'_{0_2} = 0,40$. A região não cisalhada está em preto e a região cisalhada em branco. 125
- 4.56 Perfis da frente da interface para $N_\eta = 4$, $\tau'_{0_1} = 0,40$ e $\tau'_{0_2} = 0,40$ 127
- 4.57 Perfis da frente da interface para $N_\eta = 4$, $Ca = 1$ e $\tau'_{0_1} = 0,40$ 128
- 4.58 Perfis da frente da interface para $N_\eta = 4$, $Ca = 1$ e $\tau'_{0_2} = 0,40$ 129

Lista de Tabelas

4.1	Comparação entre valores de massa crítica obtidos teoricamente e por simulação numérica para as diferentes razões de viscosidade.	63
4.2	Valor de m para escoamentos com diferentes valores de N_η , τ'_{01} e Ca	72

Resumo

O deslocamento de fluidos possui diversas aplicações industriais e dentre elas podemos citar a recuperação de óleo em meios porosos, a fabricação de materiais plásticos e a cimentação de poços de petróleo. Em diversas situações uso de fluidos viscoplásticos tem se mostrado uma alternativa para melhorar o desempenho destes processos, sobretudo processos de cimentação de poços de petróleo. Contudo, para a otimização destes processos, torna-se necessário conhecer os parâmetros e os fenômenos envolvidos. Neste sentido, o presente trabalho apresenta um estudo numérico dos efeitos do número de capilaridade (Ca), da razão de viscosidades (N_η) e da tensão limite de escoamento (τ'_0) de fluidos viscoplásticos sobre a fração de massa aderida à parede, perfis de linha de corrente e campos de tensão em escoamentos de fluidos newtonianos e viscoplásticos entre placas paralelas. Para descrever o comportamento dos fluidos viscoplásticos foi utilizado o modelo de Fluido Newtoniano Generalizado e a função de viscosidade descrita por Papanastasiou [19]. As simulações numéricas foram resolvidas através do método de elementos finitos, com aproximação de Galerkin e os resultados concordaram qualitativamente com trabalhos presentes na literatura. As simulações indicam que a massa residual sempre alcança um valor assintótico para elevados valores de capilaridade. Claramente, a influência da razão de viscosidade e tensão limite de escoamento são na mesma direção; diminuindo a massa residual a medida que estes parâmetros estão aumentados. Contudo, a diferença dos resultados de newtoniano são mais acentuadas para valores baixos de N_η . Sobretudo, o efeito de τ'_{02} é muito mais pronunciado que o de τ'_{01} .

Abstract

Fluid displacement has several industrial applications like oil recovery in porous media, manufacturing of plastic materials and cementing of oil wells.. In many situations the use of viscoplastic fluids has become an alternative to improve the performance of these processes, especially processes of cementing oil wells. However, for the optimization of these processes, it is fundamental a good understanding of the phenomena involved. In this sense, the present work presents a numerical study of the effects of capillary number (Ca) viscosity ratio (N_η) and the yield number (τ'_0) on the fraction of mass attached to the wall, flow regimes and yielded and unyielded zones in a capillary plane channel displacement (Hele-Shaw) of immiscible Newtonian e viscoplastic fluids. In order to describe the behavior of the viscoplastics fluids it was used the Generalized Newtonian Fluid model and the viscosity function described by Papanastasiou [19]. Numeric simulations were performed using the Galerkin Finite Element Method and the predictions agree quite well with available results on the literature.

The simulations indicate that the residual mass always reach an asymptotical value in high capillary numbers. It is clear that the influence of viscosity ratio and yield numbers are in the same direction: the residual mass decreases as these parameters are increased. Though, the difference from the Newtonian results are more pronounced when N_η is smaller. More over, the effect of yield number 2 is much more pronounced that yield number 1.

Nomenclatura

c : parâmetro de regularização para da equação de Papanastasiou.

c' : parâmetro de regularização adimensional da equação de Papanastasiou.

Ca : número de capilaridade

Ca_c : o valor de capilaridade crítica para qual se inicia o regime de transição

D: Tensor taxa de deformação

e_x : vetor unitário na direção x

e_y : vetor unitário na direção y

H_o : altura correspondente a metade da distância entre as placas paralelas

H_b : distância da linha de simetria até a interface em um local onde a interface já

alcançou uma espessura constante

h^* : camada de massa residual aderida as paredes do canal

m : fração de massa aderida as paredes do canal

m_c : o valor de massa crítica para qual se inicia o regime de transição

n : índice de potência

N_η : razão de viscosidades

p_k : pressão

p_k^* : pressão adimensional

R_m : raio médio de curvatura da interface

R'_m : raio médio de curvatura adimensional da interface

T: tensor das tensões

T_{kk} : Componente do Tensor das tensões

U : velocidade das placas paralelas

\bar{u} : velocidade média do escoamento

\mathbf{u}' : vetor velocidade adimensional

x : coordenada axial

y : coordenada transversal

$|\mathbf{J}|$: determinante do Jacobiano de transformação de coordenadas

$\frac{dp}{dx}|_k^*$: gradiente de pressão adimensional

Símbolos Gregos

∇ : operador divergente

∇' : operador divergente adimensional

$\boldsymbol{\tau}$: tensor extra tensão

τ_0 : tensão limite de escoamento

τ'_0 : tensão limite de escoamento adimensional

$\dot{\boldsymbol{\gamma}}$: tensor taxa de deformação

$\dot{\boldsymbol{\gamma}}'$: tensor taxa de deformação adimensional

$\dot{\gamma}$: intensidade da taxa de deformação,

$\dot{\gamma}_e$: taxa de deformação característica do escoamento

$\dot{\gamma}'$: taxa de deformação adimensional

$\eta(\dot{\gamma})$: função viscosidade

μ : viscosidade newtoniana

η : viscosidade plástica

ρ : massa específica do fluido

σ : tensão interfacial

ϕ_i : funções base para as equações de velocidade e de malha

χ_i : funções base para as equações da continuidade

ξ : coordenada elementar

η coordenada elementar

$\mathcal{M}(\xi, \eta)$: mapeamento do domínio físico (x, r)

Capítulo 1

Introdução

1.1 Motivação

A recuperação de um líquido por injeção de gás ou outro líquido é um importante problema em mecânica dos fluidos e, atualmente, tem recebido especial atenção da comunidade científica em função do grande número de aplicações onde este processo se apresenta. Entre as várias aplicações da indústria podem-se destacar a cimentação de poços de exploração de petróleo, os processos de recuperação de óleo em meios porosos e a fabricação de materiais plásticos.

A cimentação de poços de petróleo tem como objetivo o isolamento hidráulico, impedindo vazamentos que podem gerar o comprometimento da produção ou mesmo da estrutura do poço. Após o término da fase de perfuração, a coluna de revestimento é descida e o espaço anular formado é preenchido com cimento. Contudo, anteriormente a injeção da pasta de cimento, faz-se necessário a remoção do fluido de perfuração e de cascalhos remanescentes para evitar problemas estruturais na cimentação do poço. Nesta etapa, habitualmente, são injetados fluidos conhecidos como espaçadores, ou colchões de lavagem. Os espaçadores possuem a função de remover o máximo do fluido de perfuração e no momento da injeção do cimento devem ser eficientemente deslocados, visto que a permanência de fluidos de perfuração ou espaçadores podem comprometer

a estrutura da cimentação do poço. Além disto, os espaçadores devem ser compatíveis, simultaneamente, com o fluido de perfuração e a pasta de cimento para prevenir a formação de uma emulsão viscosa na interface entre estes fluidos [20]. A Figura 1.1 apresenta uma esquematização deste processo.

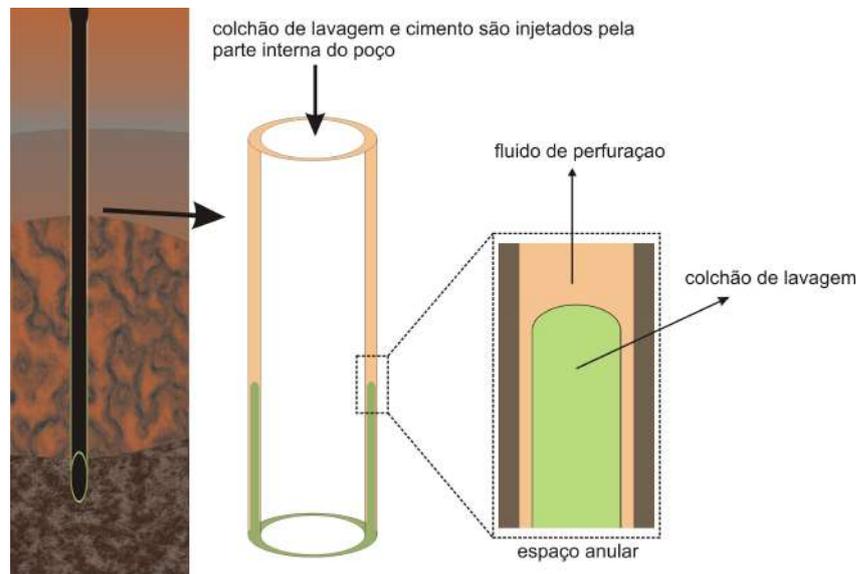


Figura 1.1: Esquematização do processo de cimentação de poços.

Em recuperação de óleo em meios porosos, normalmente, no início das operações de exploração é utilizada a própria energia armazenada pelo reservatório, a energia primária. A intensidade desta energia é determinada pelo volume e natureza dos fluidos existentes na acumulação bem como pelos níveis de pressão e temperatura do reservatório [6]. Quando a energia primária não é suficiente, realiza-se uma suplementação desta energia, comumente pela injeção de água ou gás. Atualmente este processo se inicia tão logo o poço começa a ser explorado, visando a manutenção de sua produtividade. Este processo é conhecido como recuperação secundária.

Visto que após a recuperação secundária cerca de apenas 30% do óleo do reservatório é recuperado, outras alternativas para a exploração são necessárias. A recuperação avançada de óleo, também conhecida por recuperação terciária, ocorre normalmente após as etapas de recuperação

primária e secundária, exceto em reservatórios de óleo pesado, onde normalmente adota-se a recuperação avançada desde o início da produção.

Em um caso típico, injeta-se um fluido com características reológicas que favoreçam o deslocamento do óleo no meio poroso por ação de forças viscosas e capilares entre o óleo, o fluido e a rocha reservatório. Em seguida injeta-se grandes volumes de um fluido mais barato, normalmente água ou gás, no intuito de deslocar o fluido inicialmente injetado. Este processo possibilita um melhor deslocamento do óleo e é economicamente mais atraente por utilizar um menor volume do fluido mais caro. A Figura 1.2 apresenta um esquema da injeção de líquidos para a recuperação de óleo. As propriedades mecânicas do óleo que preenche as rochas do reservatório normalmente

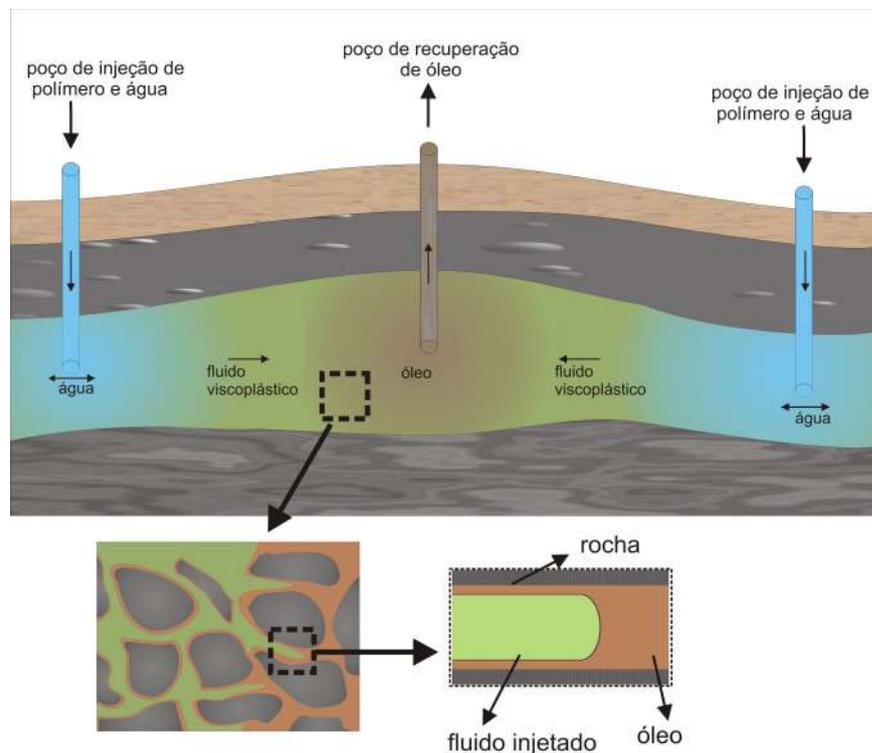


Figura 1.2: Processo de recuperação de óleo por injeção de polímeros.

são distintas de um reservatório para outro, assim como as características da própria rocha. Estes fatores impossibilitam a adoção de um fluido padrão de injeção em todos os reservatórios como alternativa viável, o que ressalta a importância de estudos preliminares ao processo de injeção que

possibilitem a escolha do fluido que reúne as melhores características para aquele processo.

Atualmente, pela inexistência de tecnologias economicamente viáveis, as indústrias petrolíferas não extraem uma parcela considerável do conteúdo de óleo dos reservatórios. Após a queda da produção ou mesmo o aumento dos custos de operação naquele campo, normalmente, a empresa opta por selar o poço, abandonando grandes quantidades de petróleo não recuperados. Neste sentido, a injeção de fluidos têm se mostrado uma alternativa promissora para um maior volume recuperável de petróleo. Ainda, como grande parte dos fluidos envolvidos no processo de recuperação de óleo bem como no processo de cimentação de poços são não newtonianos, a análise das propriedades reológicas dos materiais é fundamental.

1.2 Caracterização do Problema

O proposta do presente trabalho consiste na simulação do processo de deslocamento de dois fluidos imiscíveis entre placas paralelas. O foco principal é a obtenção dos valores de fração de massa residual aderida a parede do canal. O valor da fração de massa residual de um líquido viscoplástico é de enorme importância prática durante a cimentação primária de um poço de petróleo. Neste processo, fluidos espaçadores e pasta de cimentos são injetados sobre um estreito espaço anular constituído pela parede do poço e a estrutura de revestimento interno de forma que ocorra o deslocamento da lama de perfuração e o espaço anular seja preenchido com a pasta de cimento, conforme exemplificado na Figura 1.1. A permanência de uma camada residual de lama de perfuração neste espaço anular tende à comprometer a cimentação e conseqüentemente o isolamento do poço, gerando perdas de pressão e prejudicando a produtividade do poço. Nos poços de petróleo, a relação entre os diâmetros do espaço anular e o diâmetro médio são pequenas, normalmente menores que 0,1 e a relação entre este diâmetro médio e o comprimento do poços é aproximadamente 0,002. Assim, a representação deste estreito espaço anular por em um longo

canal formado por placas paralelas é bem razoável [1]. Normalmente este processo ocorre sobre baixas velocidades de escoamento e regimes turbulentos não são atingidos.

Outra possível aplicação do presente estudo é a simulação de escoamentos em meios porosos com interesse na recuperação de petróleo conforme apresentado na Figura 1.2. Essa aproximação é válida apenas quando a distância entre as placas é pequena em comparação com a largura das placas [30].

Para o desenvolvimento das simulações considera-se que um capilar formado por placas paralelas encontra-se inicialmente preenchido somente com o líquido 2, e em seguida este líquido é deslocado pelo líquido 1 com velocidade constante, U , formando uma longa gota. Desprezados os efeitos de inércia e considerando que a gota não sofre aceleração (condição imposta ao problema), a geometria da interface se mantém fixa; o que permite a adoção do referencial posicionado na ponta da gota. Considerando este referencial, a ponta da gota encontra-se estacionária e as placas do canal movem-se com velocidade constante, U , conforme apresentado na Figura 1.3.

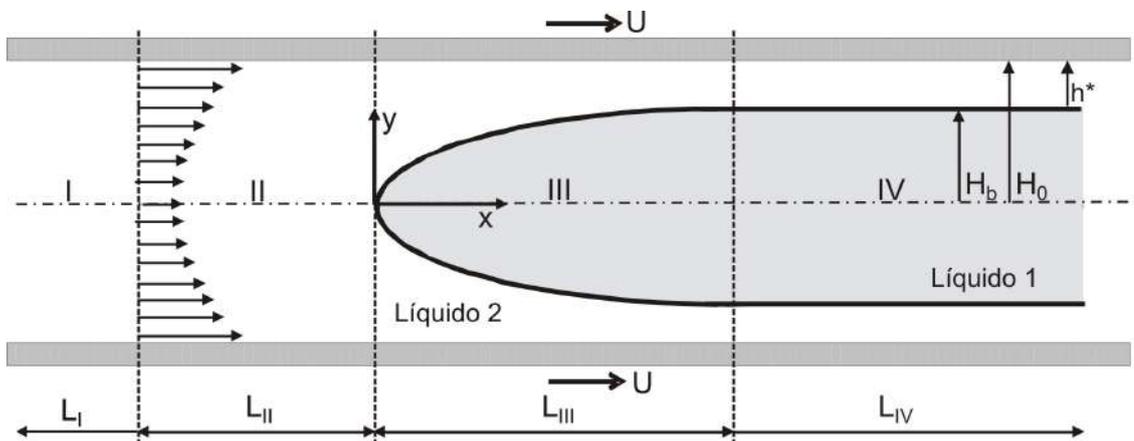


Figura 1.3: Esquematização do problema proposto.

Os principais objetivos do problema são obter a espessura da camada de massa residual do fluido 2 que se mantém depositada sobre a parede do canal, h^* , e conseqüentemente a fração

de massa aderida às placas, m , além dos padrões das linhas de corrente durante o escoamento. Na Figura 1.3 observa-se que $h^* = (H_0 - H_b)$, logo é possível calcular m , também denominada massa perdida, como apresentado na Equação 1.1.

$$m = \frac{\text{camada de massa residual aderida às paredes do canal}}{\text{massa total}} = \frac{h^*}{H_0} = 1 - \frac{H_b}{H_0}, \quad (1.1)$$

onde H_0 é a metade da distância entre as placas e H_b é a distância da linha de simetria entre as placas até a interface em um local onde a interface já alcançou uma espessura constante, como apresentado na Figura 1.3.

Os valores de h^* e o comportamento das linhas de corrente são obtidos em função da capilaridade, Ca , e razão de viscosidade, N_η , para fluidos newtonianos e fluidos viscoplásticos com diferentes comportamentos reológicos. No capítulo 2 são abordadas as características reológicas dos fluidos, bem como os demais parâmetros adimensionais que caracterizam o problema.

Para a resolução do problema adota-se as seguintes hipóteses simplificadoras:

1. Inércia desprezível;
2. Escoamento laminar;
3. Fluido incompressível;
4. Simetria axial;
5. Tensão interfacial, σ , constante;
6. Condição de impermeabilidade e não deslizamento na parede;
7. Escoamento desenvolvido em uma seção suficientemente distante da frente da interface;
8. Efeitos de empuxo desprezíveis;
9. Fluidos imiscíveis.

Algumas das considerações acima são discutidas com maiores detalhes durante o Capítulo 2.

1.3 Estado da Arte

Um dos primeiros trabalhos sobre deslocamento de líquidos foi desenvolvido por Fairbrother e Stubbs [10], que estudaram o deslocamento de fluido newtoniano por gás em tubos capilares. Um parâmetro significativo para análise do problema e de interesse prático é a fração de massa depositada na parede, m , que pode ser obtida através da Equação 1.2

$$m = \frac{U - \bar{u}}{U} \quad (1.2)$$

Onde, U é a velocidade da bolha e \bar{u} é a velocidade média do escoamento. Fairbrother e Stubbs também propuseram uma equação empírica para determinar o valor de m em função da capilaridade (Equação 1.3).

$$m = \left(\frac{\mu U}{\sigma} \right)^{1/2} = Ca^{1/2} \quad (1.3)$$

Onde $Ca = \frac{\mu U}{\sigma}$ é o número de capilaridade, μ é a viscosidade do líquido deslocado e σ é a tensão superficial.

Bretherton [3], continuando os estudos iniciados por Fairbrother e Stubbs [10], realizou estudo experimental e teórico de longas bolhas de ar deslocadas em tubos contendo fluido viscoso. Ele obteve uma equação teórica para m para baixos valores de capilaridade com boa concordância com os dados obtidos por Fairbrother e Stubbs.

O pioneiro trabalho conduzido por Taylor [31] ampliou o estudo de Fairbrother e Stubbs [10]. Ele demonstrou que a Equação 1.3 é válida apenas para valores baixos de m , quando $0 < Ca < 0,09$. Quando $Ca > 0,09$, o valor de m é menor do que o previsto pela Equação 1.3, quando $Ca > 1$ a equação prevê $m > 1$ o que não tem sentido físico. Taylor confirmou que o problema em questão de fato é governado pelo número de capilaridade, Ca , e que fração de massa depositada na parede do canal, m , aumenta com o aumento da velocidade da interface

e tende assintoticamente a um valor de 0,56 quando o número de capilaridade se aproxima de 2. Adicionalmente, Taylor apresenta uma interessante análise qualitativa em relação aos regimes de escoamento, apresentando 3 possíveis padrões de linha de corrente. Para valores elevados de capilaridade ($Ca \gg 1$), não ocorre recirculação do fluido 2 e apenas um ponto de estagnação na ponta da bolha é visualizado. O segundo regime, considerado de transição, já apresenta recirculação do fluido 2 e dois pontos de estagnação distantes entre si. No terceiro regime, que ocorre para baixos valores de capilaridade ($Ca \ll 1$), a recirculação o fluido 2 alcança a interface com o fluido 1 e um um anel de estagnação é formado na interface. Ainda a respeito dos regimes de escoamentos, Taylor introduziu um conceito de fração de massa crítica aderida a parede do tubo, m_c , sendo este, o valor de massa para qual se inicia o regime de transição. Para um gás deslocando fluido newtoniano em um tubo capilar, Taylor encontrou o valor $m_c = 0.5$. A Figura 1.4 apresenta o esboço dos três possíveis regimes de escoamento propostos por Taylor.

Cox [4] ampliou o estudo de Taylor [31] e observou que o valor de m assintotiza para 0,60, para um número de capilaridade igual a 10. Posteriormente, Cox [5] realiza novo estudo experimental buscando os regimes de escoamento propostos por Taylor. Ele encontra apenas os regimes previstos para números de capilaridade elevados ($Ca \gg 1$) no qual não ocorre recirculação e para número de capilaridade baixos ($Ca \ll 1$) onde ocorre recirculação completa, não observando o regime de transição.

Recentemente diversos autores conduziram estudos de deslocamento de líquido por gás buscando maior compreensão dos fenômenos envolvidos principalmente em relação ao comportamento em diferentes geometrias e os parâmetros reológicos de fluidos não newtonianos.

Huzyak e Koelling [16] investigaram experimentalmente o deslocamento de materiais newtonianos e viscoelásticos através da injeção de gás em tubos capilares. Dentre as motivações do trabalho podem ser citadas a fabricação de tubos plásticos e a recuperação de óleo em meios porosos. Os autores obtiveram resultados coerentes com os obtidos por Taylor [31] para os flui-

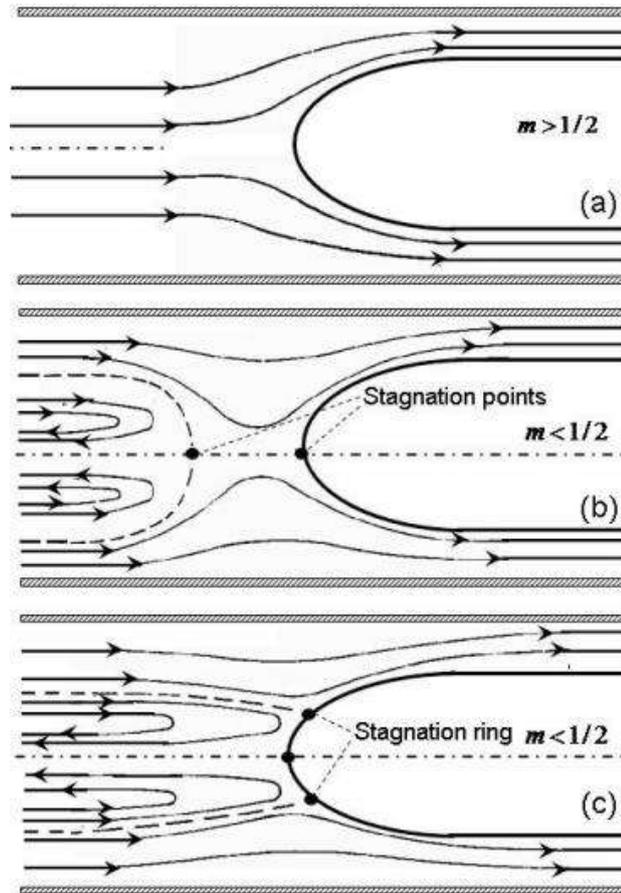


Figura 1.4: Regimes de Escoamento propostos por Taylor para deslocamento de Líquido por gás. a) *bypass* b) regime de transição, c) recirculação completa. Fonte: Taylor(1961) [31].

dos newtonianos e observaram que para baixos valores de capilaridade os fluidos viscoelásticos tinham comportamentos próximos dos newtonianos em relação a massa aderida a parede do tudo, mas a medida que aumentava a capilaridade os efeitos viscoelásticos eram visíveis. Os autores observaram também que a medida que os fluidos viscoelásticos distanciavam seu comportamento em relação a um fluido newtoniano, os valores de m obtidos foram maiores do que o valor obtido na mesma capilaridade para um fluido newtoniano.

Sousa et al [27] analisaram numericamente o deslocamento de fluidos não newtonianos por injeção de gás em tubos capilares, eles adotaram a função *Power Law* para estudar o comportamento de fluidos pseudo-plásticos e a função de Papanastasiou [19] para estudos dos flui-

dos viscoplásticos, concentrando a análise nos parâmetros reológicos, na fração de massa perdida bem como nos padrões de linha de corrente do problema. Os autores observaram que a medida que o comportamento do fluido se distancia do comportamento newtoniano ($n < 1$ e $\tau_0 > 0$) os valores de m diminuem em relação a um fluido newtoniano, sendo que o mesmo comportamento ocorre para os valores de massa crítica. Os padrões de linha de corrente apresentados pelos autores diferenciam-se dos sugeridos por Taylor. Nos casos pseudoplásticos e viscoplásticos analisados a recirculação do líquido se inicia próxima a interface. Estes padrões também foram obtidos no presente trabalho para deslocamento de fluidos viscoplásticos.

Dimakopoulos e Tsamopoulos [9] realizaram um estudo numérico do deslocamento de fluidos newtonianos e viscoplásticos por ar em tubos com geometrias complexas em regime transiente. Eles estudaram os efeitos da variação do número de Reynolds, da pressão e dos parâmetros reológicos do fluido na evolução e geometria da bolha, nos campos de velocidade e pressão, na distribuição da massa remanescente e na velocidade de saída da bolha. Este trabalho é uma continuação dos estudos realizados pelos mesmos autores sobre o deslocamento de fluidos newtonianos [8] e viscoplásticos [7] em contrações de tubos cilíndricos. A equação de Papanastasiou [19] foi adotada para caracterizar o fluido viscoplástico e os autores observaram que o aumento da plasticidade tende a retardar a entrada da bolha e a torná-la maior, consequentemente reduzindo velocidade e a espessura de fluido aderida à parede do tubo. Eles também observaram que os efeitos de inércia são importantes, sobretudo em escoamentos de fluidos newtonianos, auxiliando na entrada da bolha e na remoção de massa, ou seja, ajudando na redução de m ; contudo, estes efeitos somente foram observados para valores elevados do número de Reynolds.

Souza Mendes et al [29] estudaram experimentalmente o deslocamento de líquidos viscoplásticos por injeção de gás em tubos capilares. Os autores utilizaram o modelo constitutivo proposto por Souza Mendes e Dutra [28] para a caracterização de soluções de carbopol e avaliaram a influência dos parâmetros reológicos e a velocidade do escoamento no perfil da interface e na

fração de massa residual, m . Eles observaram que o aumento do parâmetro reológico J , batizado por *Jump Number*, proposto por Mendes e Dutra [28], reduz o valor de m , enquanto que a capilaridade possui efeito contrário. Eles observaram ainda que em alguns escoamentos um determinado valor crítico de vazão promove uma recuperação aparentemente perfeita do fluido. Ou seja, não permanece massa aderida à parede do tubo.

Feng [11] desenvolveu um estudo numérico de uma bolha se movendo por um tubo preenchido com fluido newtoniano. O autor avaliou a influência do número de Reynolds e da capilaridade na quantidade de massa aderida à parede do tubo, no formato e volume da bolha. Feng propôs uma expressão empírica para o cálculo do valor de m para uma faixa de capilaridade maior do que a proposta por Bretherton [3], obtendo resultados com boa concordância com diversos trabalhos presentes na literatura. Ele observou que o tamanho das bolhas não altera sua forma, contudo, o formato das bolhas e as linhas de corrente apresentam diferenças significativas quando o número de Reynolds é aumentado para valores acima 100, para valores de $Ca > 0,1$.

Sousa et al [26] conduziram um estudo experimental similar ao conduzido por Taylor [31] com o deslocamento de bolhas em solução de carboximetilcelulose. Os autores analisaram o comportamento da bolha, modificando seu comprimento e as características dos fluidos e analisaram também o perfil de velocidade do fluido deslocado a frente da bolha. Eles observaram que a velocidade da bolha depende de seu comprimento e que a expansão da bolha ao entrar no capilar provoca um deslocamento contínuo do líquido a sua frente, sendo que um incremento de velocidade da bolha devido à expansão do gás gera o mesmo incremento de velocidade máxima do líquido deslocado.

Giavedoni e Saita [14] avaliaram a influência da capilaridade e o número de Reynolds, Re em m para recuperação de fluido newtoniano entre placas paralelas através de injeção de gás. Os autores observaram que o número de Reynolds possui fraca influência sobre o valor de m , sendo o efeito é levemente superior para valores de $Ca > 0,05$. Nesta situação o aumento de Re leva

a uma diminuição de m até um valor mínimo, e em seguida ocorre o processo inverso. No que tange ao efeito da capilaridade, os autores obtiveram resultados com boa concordância com os apresentados por Bretherton [3] e Taylor [31].

Lee et al [18] estudaram numericamente deslocamento de líquidos entre placas paralelas para fluidos newtonianos e fluidos viscoelásticos. Eles estudaram o comportamento da interface, os padrões de linha de corrente do fluido deslocado e a variação de m em função da capilaridade e parâmetros reológicos do fluido. Os autores observaram que o aumento do número de capilaridade, leva a um aumento de m , sendo que os dados obtidos para fluidos newtonianos possuem boa aproximação com os obtidos por Giavedoni e Saita [14]. Em relação aos fluidos viscoelásticos, foi observado que o valor de m diminui comparado ao caso newtoniano para baixos valores do número de Weissenberg e sofre efeito contrário com o aumento do número de Weissenberg.

Nota-se que desde o pioneiro trabalho conduzido por Taylor [31] diversos autores tem buscado um maior entendimento a respeito dos parâmetros que governam o deslocamento de fluidos por gás. A influência da capilaridade já foi bastante explorada e seus efeitos foram descritos em diversos trabalhos de deslocamento de fluidos. Neste sentido, os estudos mais recentes visam buscar o comportamento em relação aos parâmetros reológicos de fluidos não newtonianos, sendo a complexidade destes estudos consideravelmente elevada. Nos diversos trabalhos aqui citados, verifica-se que a pseudo-plasticidade e a viscoplasticidade tendem a diminuir os valores de m em relação ao caso newtoniano para mesmos valores de capilaridade. Também são observadas alterações na geometria da interface, que tende a ser mais plana em relação ao perfil dos casos newtonianos. Por outro lado, a elasticidade dos materiais tendem a aumentar a massa perdida em altos números de capilaridade. Ou seja, a recuperação de fluidos viscoelásticos é supostamente mais difícil.

Aparentemente, o primeiro trabalho de recuperação de líquidos por outros líquidos

em tubo capilar foi realizado por Goldsmith e Mason [15], que analisaram experimentalmente o deslocamento de longas gotas de fluidos viscosos em tubos capilares. Neste trabalho, além da capilaridade, eles adicionam um novo parâmetro adimensional ao problema: a razão de viscosidade entre os líquidos, N_μ , definida pela razão entre a viscosidade do fluido deslocado e a viscosidade do fluido deslocador, $N_\mu = \frac{\mu_2}{\mu_1}$. Os valores para massa perdida, m , foram obtidos em função da N_μ e Ca . Eles observaram que o valor de m aumenta com o crescimento da Ca e com a redução da N_μ .

Após os trabalhos conduzidos por Goldsmith e Mason diversas investigações sobre recuperação de líquido pela injeção de outro líquido foram conduzidas. Soares et al [22] realizaram trabalho experimental e numérico de escoamento em tubo capilar de fluidos newtonianos imiscíveis obtendo resultados numéricos muito próximos dos experimentais obtidos por Goldsmith e Mason.

Vanaparthi e Meiburg [34] estudaram o deslocamento de fluidos newtonianos miscíveis e avaliaram a influência de N_μ , do número de *Péclet*, P_e e da gravidade sobre os escoamentos. Os autores observaram que maiores valores de N_μ geralmente resultam em uma maior velocidade de ponta da gota, e que valores moderados de P_e resultam em diminuição da velocidade, contudo os autores ampliam o estudo buscando maior compreensão das diferenças encontradas. Sendo assim é estudada a influência da gravidade sobre o escoamento, observando que, em geral, para um valor fixo de N_μ a velocidade de ponta da gota diminui com o aumento do parâmetro de gravidade adotado, sendo observado que para valores baixos do parâmetro de gravidade a ponta da gota (interface) do fluido deslocador atinge estado considerado “quase estacionário” pelos autores, enquanto que valores altos de gravidade não permitem ao fluido alcançar o mesmo estado.

Mais recentemente, Lac e Sherwood [17] e Soares e Thompson [25] conduziram análises mais complexas a respeito dos fenômenos envolvidos no deslocamento de fluidos newtonianos. Lac e Sherwood [17] analisaram numericamente o movimento de uma gota de fluido imiscível inserida em um escoamento com baixos valores de Reynolds. Foram avaliadas as influências da

capilaridade, razão de viscosidade e relação de tamanho da gota com o diâmetro do capilar. Os autores observaram que para baixos valores de capilaridade a gota interage com a parede do tubo. Estas interações são importantes para a deformação da gota. Contudo, à medida que a capilaridade é aumentada, a gota sofre influências das forças viscosas, tendendo se distanciar da parede e formando uma gota longa e fina. O aumento da capilaridade aumenta a fração de massa entre a gota e a parede do tubo, enquanto que o aumento da razão de viscosidade leva à diminuição de m .

Outra importante observação dos autores é a instabilidade que ocorre no escoamento quando o valor de $N_\mu = 2$; para este valor de N_μ não foi encontrado um valor de capilaridade crítica.

Soares e Thompson [25] realizaram uma extensa análise teórica e numérica para escoamentos em tubo capilar e obtiveram resultados coerentes com os obtidos por Soares et al [22] e Goldsmith e Mason [15] para fluidos newtonianos. Eles obtiveram uma equação para o valor de massa crítica proposto por Taylor, m_c , em função da razão de viscosidade dos líquidos, N_μ , (Equação 1.4) e comprovaram que os três regimes de escoamento previstos por Taylor somente ocorre para $N_\mu \geq 2$.

$$m_c = \frac{1}{2\left(1 - \frac{1}{N_\mu}\right)} \quad (1.4)$$

Onde N_μ é a razão de viscosidade dos fluidos definida por: $N_\mu = \mu_2/\mu_1$. Observa-se que quando $N_\mu \rightarrow \infty$, tem-se $m_c \rightarrow 0,5$ reproduzindo o valor obtido por Taylor. Os autores também obtiveram uma expressão para o cálculo de m (Equação 1.5) em função dos gradientes de pressão nas regiões I e IV, onde o escoamento é plenamente desenvolvido.

$$m = \frac{1}{2 \frac{dp}{dx}|_{IV}^*} \pm \sqrt{\left(\frac{1}{2 \frac{dp}{dx}|_{IV}^*}\right)^2 - \frac{1 - \frac{dp}{dx}|_I^*}{\frac{dp}{dx}|_{IV}^*}} \quad (1.5)$$

Onde $\frac{dp}{dx}|_I^*$ é o gradiente de pressão adimensional da região I e $\frac{dp}{dx}|_{IV}^*$ é o gradiente de pressão adimensional da região IV. Qualitativamente, o comportamento descrito possui boa concordância com o comportamento descrito por Lac e Sherwood [17]. Este trabalho apresentou-se muito rele-

vante para a condução do presente estudo.

Com base no estudo realizado por Soares e Thompson [25], Freitas et al [13] apresentam equações similares para o cálculo de m em escoamentos capilares entre placas paralelas, conforme apresentado pelas Equações 1.6 e 1.7.

$$m = 1 - \sqrt{\frac{1/(\frac{dp}{dx}|_{IV}^*) - 3/2}{N_\mu - 3/2}} \quad (1.6)$$

$$\frac{dp}{dx}|_I^* = 1 - m - \frac{dp}{dx}|_{IV}^* \left[\frac{3}{2}(1 - m) - \frac{1}{2}(1 - m)^3 - 1 \right] \quad (1.7)$$

Onde $\frac{dp}{dx}|_{IV}^*$ é o gradiente de pressão adimensional na região IV definido por: $\frac{dp}{dx}|_{IV}^* = \frac{H_0^2}{3\mu_2 U} \frac{dp}{dx}|_{IV}$.

Freitas et al também obtiveram uma equação para a previsão da massa crítica, m_c , um função de N_μ , obtendo:

$$m_c = \frac{1}{3(1 - \frac{1}{N_\mu})} \quad (1.8)$$

Nota-se que diferentemente do escoamento em tubo capilar, para escoamentos entre placas paralelas, quando $N_\mu \rightarrow \infty$, tem-se $m_c \rightarrow 1/3$.

Trabalhos envolvendo deslocamento de líquidos não newtonianos são menos abundantes na literatura, pode-se destacar os conduzidos por Soares et al[24] e Allouche et al [1].

Soares et al[24] apresentam uma continuação do trabalho descrito em Soares et al [22] onde são estudados deslocamentos fluidos newtonianos e viscoelásticos. Os autores comparam dados de massa perdida e a geometria da interface em função da capilaridade e das características viscoelásticas de 2 fluidos e observaram que o valor de m para um dos fluidos utilizados tiveram comportamento próximo do newtoniano para baixos valores de Ca , onde os efeitos de capilaridade tendem a serem predominantes. Para o fluido com solução de material viscoelástico mais concentrada o comportamento foi consideravelmente distinto para a mesma faixa de capilaridade, apresentando valores de m superiores ao deslocamento de fluido newtoniano. Estes resultados

concondam qualitativamente com o estudo realizado por Huzkak e Koelling [16].

Allouche et al [1] estudaram numericamente a influência da plasticidade no valor de h^* em deslocamento em regime transiente de fluidos viscoplásticos miscíveis entre placas paralelas. Nas simulações foi adotado um número de *Peclet* suficientemente alto de forma a minimizar o processo difusivo entre os fluidos e os efeitos de superfície foram desconsiderados, simulando um escoamento onde $Ca \rightarrow \infty$. Os autores observaram que o valor de h^* e consequentemente m decrescem com o aumento da plasticidade do fluido deslocado. Contudo, para valores de razão de plasticidade abaixo de um valor crítico, o valor de h^* depende apenas da plasticidade do fluido deslocador e da razão de plasticidade. Eles ainda propõem o cálculo de h^* em função da altura da recirculação do fluido deslocado e afirmam que a camada de massa residual de um fluido verdadeiro de Bingham sempre se mantém estática, com valor de $\tau < \tau_0$.

A principal motivação descrita por Allouche et al [1] foi a otimização do processo de cimentação de poços de petróleo, contudo, materiais viscoplásticos também são extensamente utilizados em vários outros em processos industriais como os descritos na Seção 1.1 e justamente devido esta aplicabilidade é necessário que o comportamento reológico destes materiais esteja bem determinado.

Evidentemente, qualquer análise teórica de parâmetros reológicos depende da escolha de um modelo constitutivo adequado. O primeiro modelo que descreve o comportamento de um fluido viscoplástico foi apresentado por Bingham [2] em 1916. Este modelo é conhecido como Modelo Plástico Ideal e se caracteriza pelo seguinte comportamento:

- (a) Quando a tensão de cisalhamento, τ , é menor que a tensão limite de escoamento, τ_0 , o fluido não escoar, tendo comportamento de corpo rígido;
- (b) Quando a tensão limite de escoamento é superada, o fluido escoar e a tensão de deformação é linearmente proporcional a taxa de deformação como um fluido newtoniano viscoso.

A Equação 1.9 apresenta o Modelo de Plástico Ideal sugerido por Bingham.

$$\begin{cases} \tau = \tau_0 + \mu\dot{\gamma} & \text{se } \tau \geq \tau_0 \\ \dot{\gamma} = 0 & \text{se } \tau < \tau_0 \end{cases} \quad (1.9)$$

O modelo apresentado por Bingham possui algumas limitações para aplicação em modelagem numérica devido ao fato de ser representado por uma função com derivada descontínua. Ainda, durante todo processo de solução há necessidade da localização das regiões onde a tensão está abaixo da tensão limite de escoamento. Uma outra deficiência do modelo é o fato de considerar viscosidade infinita em taxas de deformação próximas de zero. Isto não é realista quando se trata dos materiais considerados tipicamente viscoplásticos. A Equação 1.10 apresenta o cálculo da viscosidade para um fluido plástico de Bingham.

$$\begin{cases} \eta = \frac{\tau_0}{\dot{\gamma}} + \mu & \text{se } \tau \geq \tau_0 \\ \eta \rightarrow \infty & \text{se } \tau < \tau_0 \end{cases} \quad (1.10)$$

Em virtude das limitações do modelo de Bingham, desde sua apresentação, muitas pesquisas foram desenvolvidas no intuito de obter modelos para fluidos viscoplásticos que melhor caracterizem este tipo de fluido e sejam mais adequados a modelagem matemática.

A função de Herschel-Bulkley talvez seja a função de viscosidade mais empregada para ajustar dados de viscosidade de materiais de viscoplásticos. A função é apresentada pela Equação 1.11 e utiliza três parâmetros reológicos: a tensão limite de escoamento, τ_0 , o índice de consistência, κ , e o índice Power-Law, n .

$$\begin{cases} \tau = \tau_0 + \kappa\dot{\gamma}^n & \text{se } \tau \geq \tau_0 \\ \dot{\gamma} = 0 & \text{se } \tau < \tau_0 \end{cases} \quad (1.11)$$

Sendo a função da viscosidade descrita por:

$$\begin{cases} \eta = \frac{\tau_0}{\dot{\gamma}} + \kappa\dot{\gamma}^{n-1} & \text{se } \tau \geq \tau_0 \\ \eta \rightarrow \infty & \text{se } \tau < \tau_0 \end{cases} \quad (1.12)$$

Pode-se observar que quando $n = 1$ a equação reproduz o modelo Plástico Ideal; enquanto que, se $\tau_0 = 0$, tem-se a função Power-Law e para $n = 1$ e $\tau_0 = 0$ tem-se um fluido newtoniano. Contudo, o modelo Herschel-Bulkley também possui derivadas descontínuas.

Como alternativa, Papanastasiou [19] propôs uma função com derivada contínua para descrever o modelo plástico de Bingham, portanto, mais adequada para modelagem numérica. Em seu trabalho Papanastasiou compara dados experimentais com os resultados numéricos obtidos para diferentes escoamentos de fluidos com características plásticas diversas, concluindo que a equação é apropriada para descrever o comportamento dos fluidos viscoplásticos testados. A Equação 1.13 apresenta a função proposta por Papanastasiou, sendo c um parâmetro de regularização, que não possui sentido físico, mas que a medida que se aumenta seu valor se aproxima do comportamento do plástico de Bingham, como pode ser observado na Figura 1.5. Assim, a função proposta elimina o problema relativo a descontinuidade da equação de Bingham tornando-a mais fácil para implementação numérica.

$$\tau = (1 - \exp(-c\dot{\gamma}))\tau_0 + \mu\dot{\gamma} \quad (1.13)$$

Sendo a viscosidade descrita pela equação:

$$\eta = \mu + \frac{\tau_0(1 - \exp(-c\dot{\gamma}))}{\dot{\gamma}} \quad (1.14)$$

Onde, τ_0 é a tensão limite de escoamento, μ é um patamar newtoniano de viscosidade e c é uma constante de regularização da curva.

Diversos autores, dentre eles Sousa et al [27] e Florides et al [12] utilizaram a função de Papanastasiou em análise numérica de escoamento de fluidos viscoplásticos, com o objetivo de obter o comportamento de um fluido Plástico de Bingham.

Outra forma adotada para a equação de Papanastasiou é sua forma modificada para englobar líquidos viscoplásticos e com comportamento pseudo-plástico. Conhecida por *função de*

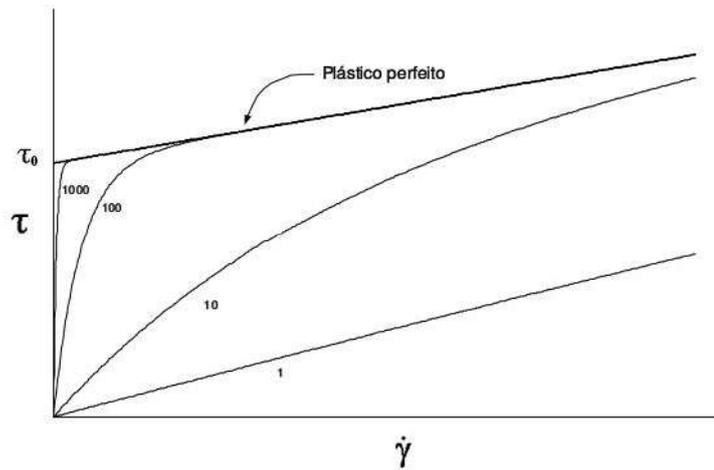


Figura 1.5: τ_{xy} em função de $\dot{\gamma}$ para equação de Papanastasiou para valores de $c = 1, 10, 100$ e 1000 . Onde τ_0 é a tensão limite de escoamento e c a constante de regularização da curva.

Papanastasiou Generalizada a mesma é apresentada pela Equação 1.15.

$$\tau = (1 - \exp(-c\dot{\gamma})) \tau_0 + \mu\dot{\gamma} + \kappa\dot{\gamma}^n \quad (1.15)$$

Como pode-se observar, quando $c \rightarrow \infty$ a função se aproxima da função de Herschel-Bulkley.

Mais recentemente, Souza Mendes e Dutra [28] apresentaram uma nova função de viscosidade para fluidos viscoplásticos. Nesta função, assim como na função de Papanastasiou, a intensidade da tensão de cisalhamento, τ , é uma função da intensidade da taxa de deformação, $\dot{\gamma}$, possuindo derivada contínua, como pode ser observado na Equação 1.16.

$$\tau = \left[1 - \exp\left(-\frac{\eta_0\dot{\gamma}}{\tau_0}\right)\right](\tau_0 + \kappa\dot{\gamma}^n) \quad (1.16)$$

Onde, η_0 é a viscosidade do fluido quando $\tau < \tau_0$. Como particularidade desta função, pode-se destacar que a mesma não prevê viscosidade infinita quando $\dot{\gamma} \rightarrow 0$, o que ocorre com as demais funções citadas anteriormente. Nesta situação a função propõe para esse mesmo intervalo uma viscosidade constante η_0 . Souza Mendes e Dutra [28] caracterizaram fluidos como carbopol aquoso, lama de perfuração, maionese comercial e emulsão de água e óleo obtendo ajustes satisfatórios com a função proposta, incluindo as situações onde τ tem valores muito abaixo da tensão limite de

escoamento, τ_0 .

Opta-se neste trabalho pelo uso da função de Papanastasiou para análise do efeito viscoplástico na determinação da massa perdida e análise dos padrões de linha de corrente do problema. Deve-se a escolha à simplicidade da função e por não haver ainda suficientes estudos numéricos com este clássico modelo viscoplástico no processo investigado pelo presente trabalho. Evidentemente, abordagens posteriores devem incluir modelos mais sofisticados, como o sugerido por Souza Mendes e Dutra [28].

Capítulo 2

Formulação Física

Neste capítulo discute-se, inicialmente, as hipóteses consideradas na seção 1.2, em seguida são apresentadas as equações governantes do problema, as condições de contorno, o modelo constitutivo de Fluidos Newtonianos Generalizados e as equações adimensionalizadas que indicam os principais parâmetros adimensionais.

2.1 Hipóteses

Os experimentos conduzidos por Cox [4], para o deslocamento de um líquido viscoso por gás mostram que o perfil da interface de um fluido newtoniano, com os efeitos de inércia desprezíveis, atinge sua forma final em aproximadamente $1,5D$ da região de entrada. Para o problema proposto a gota não sofre aceleração, o que associado a consideração proposta por Cox, permite a mudança do referencial para à frente da interface da gota, o que possibilita a resolução do problema como um problema de regime permanente. No referencial adotado, o problema torna-se equivalente a uma gota estacionária entre paredes movimentando-se com velocidade U constante em sentido oposto.

Além disso, Cox demonstra que o escoamento pode ser considerado desenvolvido sufi-

cientemente distante da frente da interface, o que nos possibilita considerar que nas extremidades do canal formado pelas placas o escoamento é desenvolvido (**hipótese (7)**). Este fato pode ser comprovado pela observação das linhas de corrente obtidas após a resolução numérica, bem como o posicionamento da interface em relação ao eixo y .

O problema é resolvido em condições isotérmicas e os fluidos estudados são considerados ausentes de surfactantes, o que permite a adoção da tensão superficial com valor constante, (**hipótese (6)**).

2.2 Equações governantes

Os campos de velocidade e de pressão, bem como a forma da interface líquido-líquido, são determinados pelas equações governantes que são a conservação de massa, Equação 2.1, e a conservação de quantidade de movimento, Equação 2.2, para escoamento de fluido incompressível, desprezados os efeitos de inércia.

A equação da continuidade é escrita como

$$\nabla \mathbf{u}_k = 0, \quad (2.1)$$

A equação da conservação da quantidade de movimento é dada por:

$$-\nabla p_k + \nabla \cdot \mathbf{T}_k = 0. \quad (2.2)$$

Onde $k = 1, 2$ refere-se aos líquidos 1 e 2 respectivamente, \mathbf{u} é o vetor velocidade e $\mathbf{T} = -p\mathbf{I} + \boldsymbol{\tau}$ é o Tensor de Tensões, onde p é a pressão, \mathbf{I} é o tensor identidade e $\boldsymbol{\tau}$ é o tensor extra tensão.

Para o modelo de de Fluido Newtoniano Generalizado, $\boldsymbol{\tau}_k = 2\eta_k \mathbf{D}_k$ e a Equação 2.2 pode ser escrita como:

$$-\nabla p_k + \nabla \cdot (2\eta_k \mathbf{D}_k) = 0, \quad (2.3)$$

Onde, η_k é função de viscosidade e \mathbf{D} é o tensor taxa de deformação, que pode ser obtido por:

$$2\mathbf{D} = \nabla\mathbf{v} + (\nabla\mathbf{v})^T \quad (2.4)$$

Escrevendo as Equações 2.1 e 2.2 em coordenadas cartesianas para escoamento bidimensional em regime permanente obtém-se:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (2.5)$$

na direção x :

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial x} (T_{xx}) + \frac{\partial}{\partial y} (T_{xy}) \quad (2.6)$$

na direção y :

$$\rho \left(v \frac{\partial v}{\partial y} + u \frac{\partial v}{\partial x} \right) = \frac{\partial}{\partial y} (T_{yy}) + \frac{\partial}{\partial x} (T_{yx}) \quad (2.7)$$

Onde u e v são os componentes do campo de velocidade e T_{xx} , T_{xy} , T_{yx} , T_{yy} são os componentes do tensor das Tensões.

2.3 Condições de Contorno

A Figura 2.1 apresenta o domínio físico com as condições de contorno adotadas para a solução do problema numeradas de 1 a 5. A condição de contorno 1 se apresenta a montante do referencial em uma distância suficientemente grande onde pode-se considerar o escoamento completamente desenvolvido. Neste ponto a pressão de saída ($P_{saída}$) é uniforme com valor imposto, portanto:

$$\mathbf{n} \cdot \nabla \mathbf{u}_k = 0, \quad (2.8)$$

e

$$p_1 = P_{saída} \quad (2.9)$$

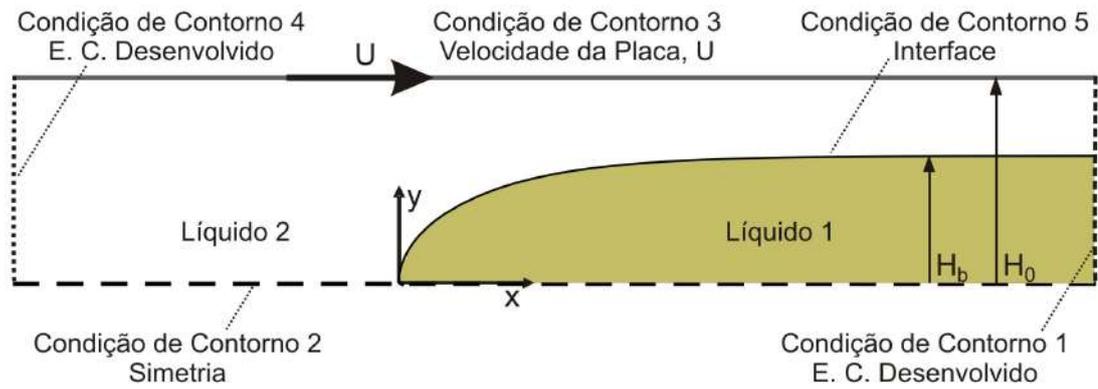


Figura 2.1: Representação das condições de contorno no domínio físico.

A condição de contorno 2 é de simetria e, portanto, não há tensão cisalhante e nem fluxo, logo:

$$\mathbf{n} \cdot [\mathbf{T}_k \cdot \mathbf{t}] = 0 \quad (2.10)$$

e

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{u}_k = 0. \quad (2.11)$$

Onde \mathbf{t} é o vetor unitário tangente a superfície de contorno. As condições de impermeabilidade e não deslizamento nas paredes do canal são condições impostas ao problema e são representadas pela condição de contorno 3, portanto:

$$\mathbf{u}_2 = U\mathbf{e}_x \quad (2.12)$$

Onde \mathbf{e}_x é o vetor unitário na direção x . A condição de contorno 4 se apresenta a jusante do referencial em uma distância suficientemente grande onde pode-se considerar o escoamento completamente desenvolvido. Neste ponto a pressão de entrada ($P_{entrada}$) é uniforme, sendo seu valor imposto, portanto:

$$\mathbf{n} \cdot \nabla \mathbf{u}_2 = 0 \quad (2.13)$$

e

$$p_2 = P_{entrada} \quad (2.14)$$

Na interface, contorno 5, há uma descontinuidade de tensão devida a tensão superficial e não há transferência de massa. As equações que descrevem o contorno são o balanço de força na interface, Equação 2.15 e a condição de impermeabilidade da interface, Equação 2.16,

$$\mathbf{n}(p_1 - p_2) + \mathbf{n} \cdot (\boldsymbol{\tau}_2 - \boldsymbol{\tau}_1) = \frac{\sigma}{R_m} \mathbf{n}, \quad (2.15)$$

e

$$\mathbf{u}_1 = \mathbf{u}_2 = (\mathbf{u}_k \cdot \mathbf{t}) \mathbf{t}. \quad (2.16)$$

Na equação 2.15, σ é a tensão superficial entre os líquidos, p_1 e p_2 são as pressões no fluido 1 e no fluido 2, respectivamente; $1/R_m$ é a curvatura média local da interface definida por:

$$\frac{1}{R_m} \equiv \nabla_H \cdot \mathbf{n} \equiv \nabla \cdot \mathbf{n} - (\mathbf{nn} \cdot \nabla) \cdot \mathbf{n}, \quad (2.17)$$

onde o operador $\nabla_H \cdot ()$ é o operador divergente resolvido no plano tangente. Para interfaces no plano $y - x$, onde existe apenas um raio de curvatura, o vetor da curvatura media pode ser escrito por:

$$\frac{1}{R_m} \mathbf{n} = \frac{\partial \mathbf{t}}{\partial s} \quad (2.18)$$

onde s é o comprimento do arco em coordenadas ao longo da interface.

2.4 Modelo Constitutivo para Fluido Newtoniano Generalizado

No modelo FNG, o Tensor das Tensões é definido, para um fluido incompressível, como:

$$\mathbf{T} = -p\mathbf{I} + \boldsymbol{\tau} \quad (2.19)$$

Onde p é a pressão e $\boldsymbol{\tau}$ é o tensor extra tensão definido por:

$$\boldsymbol{\tau} = \eta(\dot{\gamma})\dot{\gamma}. \quad (2.20)$$

Aqui, $\dot{\boldsymbol{\gamma}} = \nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u}^T)$ é o tensor taxa de deformação e $\dot{\gamma} = \sqrt{\frac{1}{2} \text{tr}(\dot{\boldsymbol{\gamma}})^2}$ sua intensidade. Ainda, $\eta(\dot{\gamma})$ é a função viscosidade, que depende exclusivamente da intensidade da taxa de deformação. A função escolhida para analisar o efeito viscoplástico do processo em questão é a função proposta por T.C. Papanastasiou [19].

$$\eta = \mu + \frac{\tau_0(1 - \exp^{-c\dot{\gamma}})}{\dot{\gamma}} \quad (2.21)$$

Onde τ_0 é a tensão limite de escoamento, μ é um patamar newtoniano de viscosidade e c é uma constante de ajuste de curva.

2.5 Adimensionalização

Escolhendo como parâmetros característicos do problema a velocidade da gota, U , a metade da distância entre as placas, H_0 e tensão característica, $\mu_2(U/H_0)$, onde μ_2 é a viscosidade newtoniana do fluido 2, obtém-se a equação de conservação de massa adimensionalizada:

$$\nabla' \mathbf{u}'_k = 0 \quad (2.22)$$

Enquanto a equação da conservação de momento adimensionalizada para o fluido 1 é:

$$-\nabla p'_1 + \frac{1}{N_\eta} \nabla' \cdot \left\{ 1 - \tau'_{01} + \frac{\tau'_{01}}{\dot{\gamma}'_1} \left[\left(1 - \exp(-c'\dot{\gamma}'_1) \right) \right] \right\} \mathbf{D}'_1 = 0 \quad (2.23)$$

e para o fluido 2:

$$-\nabla p'_2 + \nabla' \cdot \left\{ 1 - \tau'_{02} + \frac{\tau'_{02}}{\dot{\gamma}'_2} \left[\left(1 - \exp(-c'\dot{\gamma}'_2) \right) \right] \right\} \mathbf{D}'_2 = 0 \quad (2.24)$$

e a equação da interface adimensionalizada:

$$\begin{aligned} \mathbf{n}(p_1 - p_2) + \mathbf{n} \cdot \left\{ \left[1 - \tau'_{02} + \frac{\tau'_{02}}{\dot{\gamma}'_2} \left(1 - \exp(-c'\dot{\gamma}'_2) \right) \right] \mathbf{D}'_2 \right. \\ \left. - \frac{1}{N_\eta} \left[1 - \tau'_{01} + \frac{\tau'_{01}}{\dot{\gamma}'_1} \left(1 - \exp(-c'\dot{\gamma}'_1) \right) \right] \mathbf{D}'_1 \right\} = \frac{1}{R_m} \frac{1}{Ca} \end{aligned} \quad (2.25)$$

Onde os parâmetros assinalados com ' são dados por

$$p'_k \equiv p_k \frac{H_0}{\mu U}; \quad \nabla' \equiv \nabla H_0; \quad c' = c \frac{U}{H_0}; \quad \mathbf{D}'_k \equiv \mathbf{D}_k \frac{2H_0}{U}; \quad R'_m = 1/R_m; \quad \dot{\gamma}' = \dot{\gamma} \frac{H_0}{U}$$

As Equações 2.23 a 2.25 apresentam 4 importantes parâmetros adimensionais que governam o problema, razão de viscosidade, N_η , número de capilaridade, Ca , a tensão limite de escoamento adimensional para o fluido 1, τ'_{01} e a tensão limite de escoamento adimensional para o fluido 2, τ'_{02} .

$$N_\eta = \frac{\eta_2}{\eta_1} = \frac{\mu_2 + \tau_{02}(H_0/U)}{\mu_1 + \tau_{01}(H_0/U)} \quad (2.26)$$

$$Ca = \frac{\eta_2 U}{\sigma} = \frac{\mu_2 + \tau_{02}(H_0/U)U}{\sigma} \quad (2.27)$$

$$\tau'_{01} = \frac{\tau_{01}}{\tau_{01} + \mu_1(U/H_0)}, \quad (2.28)$$

$$\tau'_{02} = \frac{\tau_{02}}{\tau_{02} + \mu_2(U/H_0)}. \quad (2.29)$$

Capítulo 3

Formulação Numérica

3.1 Mapeamento do Domínio Físico

A análise em questão constitui-se em um problema de contorno desconhecido, onde a posição da interface bem como o domínio de cada fase não são conhecidos previamente. Para a resolução deste problema, as equações diferenciais de conservação de massa e quantidade de movimento, além das condições de contorno são reescritas para um sistema de referência fixo, onde as equações são resolvidas. Para a utilização deste artifício, usa-se uma função de mapeamento que relaciona o domínio físico, ainda desconhecido, com o domínio de referência: $(x, y) = \mathcal{M}(\xi, \eta)$. A Figura 3.1 apresenta uma esquematização do mapeamento. Para escrever as equações que governam o problema no domínio de referência, as derivadas em relação às coordenadas no domínio físico devem ser representadas por derivadas em relação às coordenadas no domínio de referência conforme apresentado pelas Eq. 3.1 e 3.2.

$$\frac{\partial}{\partial x} = \frac{1}{|\mathbf{J}|} \left(\frac{\partial y}{\partial \eta} \frac{\partial}{\partial \xi} - \frac{\partial y}{\partial \xi} \frac{\partial}{\partial \eta} \right) \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial y} = \frac{1}{|\mathbf{J}|} \left(\frac{\partial x}{\partial \eta} \frac{\partial}{\partial \xi} - \frac{\partial x}{\partial \xi} \frac{\partial}{\partial \eta} \right) \quad (3.2)$$

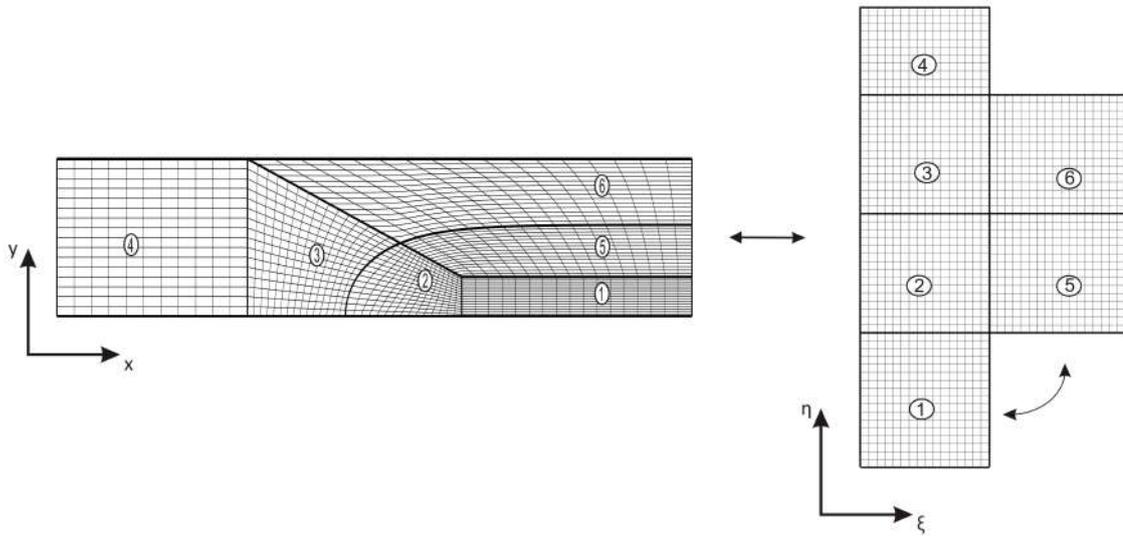


Figura 3.1: Mapeamento do domínio físico para um domínio de referência.

Onde $|\mathbf{J}|$ é o determinante da matriz transformação de coordenadas:

$$|\mathbf{J}| = \frac{\partial y}{\partial \eta} \frac{\partial x}{\partial \xi} - \frac{\partial y}{\partial \xi} \frac{\partial x}{\partial \eta} \quad (3.3)$$

Equações diferenciais elípticas idênticas as que descrevem processos de difusão (equações difusivas) são adotadas para descrever o mapeamento do domínio físico. As Equações 3.4 e 3.5 descrevem a função inversa do mapeamento, descrita por: $\mathcal{M} : (\xi, \eta) \rightarrow (x, y)$.

$$\nabla \cdot (D_\xi \nabla \xi) = 0 \quad (3.4)$$

$$\nabla \cdot (D_\eta \nabla \eta) = 0 \quad (3.5)$$

Onde ξ e η são as coordenadas do domínio de referência e D_ξ e D_η são coeficientes de difusão de ξ e η , utilizados para controlar o espaçamento entre as linhas do domínio. Para obter o mapeamento, \mathcal{M} , estas equações também são transformadas para o domínio de referência.

Conforme apresentado na Figura 3.1, o domínio físico foi dividido em 6 sub-domínios quadriláteros, sendo que cada sub-domínio do domínio físico possui um sub-domínio correspondente no domínio de referência. A interface entre os fluidos está representada no encontro dos

sub-domínios 2 e 3 e dos sub-domínios 5 e 6. Neste ponto é imposta a condição de contorno 5 que se refere a interface. Outro fato que deve ser observado é que não é possível que todos os sub-domínios do fluido 1 possuam a mesma orientação. O sub-domínio 1 com o sub-domínio 5 estão ligados por uma linha de ξ constante sob o ponto de vista do sub-domínio 1 e de η constante ao se observar o sub-domínio 5. O lado direito do sub-domínio 1 e o lado inferior do sub-domínio 5, correspondem a uma única linha nodal. Os sub-domínios 1 e 4 encontram-se na região de escoamento completamente desenvolvido distantes da interface, devido a este fato, estas regiões são resolvidas com malha fixa, o que permitiu ganho de tempo computacional. Enquanto que os demais possuem funções que permitem uma distribuição e flexibilidade dos nós, o que permite melhor visualização das recirculações. As condições de contorno associadas ao domínio físico também são reescritas no domínio de referência.

Para ilustrar as condições acima descritas, a Figura 3.2 apresenta 2 malhas distintas utilizadas para o mesmo valor de N_μ e Ca e diferentes pressões de entrada, $P_{entrada}$, onde é possível observar o deslocamento das linhas da malha nos sub-domínios 2,3,5 e 6, bem como, o deslocamento da interface em relação ao eixo x . A malha (a) é utilizada para obter os casos onde ocorre *by-pass* ou regime de transição, enquanto que a malha (b) é usada para visualizar os casos de recirculação completa.

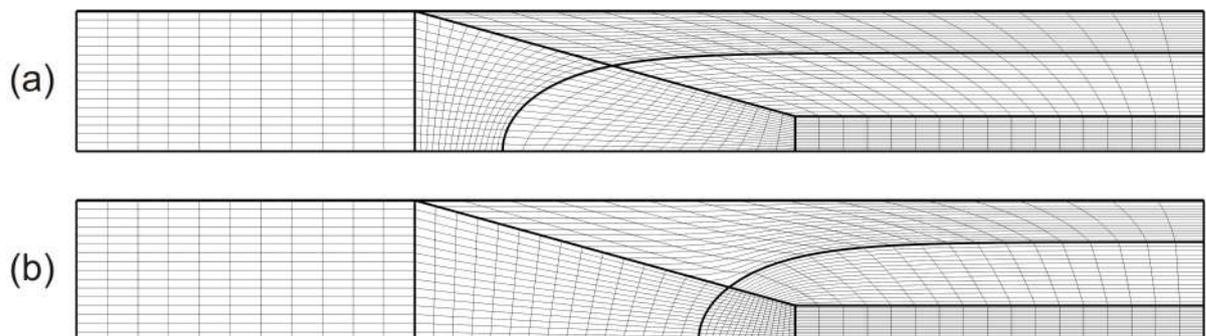


Figura 3.2: Exemplo de malhas utilizadas na resolução do problema proposto.

3.2 Formulação do Problema em Elementos Finitos

Após realizado o mapeamento, as equações são resolvidas no domínio de referência.

As equações que governam o problema e as equações de malha são resolvidas simultaneamente utilizando o método dos elementos finitos com a aproximação de Galerkin. Neste método, as variáveis são representadas em termos de funções de base previamente conhecidas:

$$\begin{aligned}
 u &= \sum_{k \rightarrow 1}^n U_k \phi_k & ; & & v &= \sum_{k \rightarrow 1}^n V_k \phi_k & ; & & p &= \sum_{k \rightarrow 1}^m P_k \chi_k & ; \\
 x &= \sum_{k \rightarrow 1}^n X_k \phi_k & ; & & y &= \sum_{k \rightarrow 1}^n Y_k \phi_k & .
 \end{aligned} \tag{3.6}$$

Onde as funções de base biquadráticas (ϕ_k) são utilizadas para representar os campos velocidade e as coordenadas nodais e funções descontínuas lineares (χ_k) são utilizadas para descrever os campos de pressão. Neste caso, os coeficientes de expansão apresentados na Equação 3.7 são as variáveis do problema e as equações de resíduo são apresentadas pelas Equações 3.8 a 3.12.

$$\mathbf{C} = [U_k \quad V_k \quad P_k \quad X_k \quad Y_k]^T \tag{3.7}$$

$$R_c^i = \int_{\bar{\Omega}} \left[\chi_i \left(\frac{\partial u_k}{\partial x} + \frac{\partial v_k}{\partial y} \right) \right] \|\mathbf{J}\| d\bar{\Omega} \tag{3.8}$$

$$R_{mx}^i = \int_{\bar{\Omega}} \left[\frac{\partial \phi_i}{\partial x} T_{(xx)k} + \frac{\partial \phi_i}{\partial y} T_{(xy)k} \right] \|\mathbf{J}\| d\bar{\Omega} - \int_{\bar{\Gamma}} \mathbf{e}_x \cdot (\mathbf{n} \cdot \mathbf{T}) \phi_i \frac{d\bar{\Gamma}}{d\bar{\Gamma}} d\bar{\Gamma} \tag{3.9}$$

$$R_{my}^i = \int_{\bar{\Omega}} \left[\frac{\partial \phi_i}{\partial x} T_{(xy)k} + \frac{\partial \phi_i}{\partial y} T_{(yy)k} \right] \|\mathbf{J}\| d\bar{\Omega} - \int_{\bar{\Gamma}} \mathbf{e}_y \cdot (\mathbf{n} \cdot \mathbf{T}) \phi_i \frac{d\bar{\Gamma}}{d\bar{\Gamma}} d\bar{\Gamma} \tag{3.10}$$

$$R_x^i = \int_{\bar{\Omega}} [D_\xi \nabla \xi \cdot \nabla \phi_i] \|\mathbf{J}\| d\bar{\Omega} + \int_{\bar{\Gamma}} D_\xi (\mathbf{n} \cdot \nabla \xi) \phi_i \frac{d\bar{\Gamma}}{d\bar{\Gamma}} d\bar{\Gamma} \tag{3.11}$$

$$R_y^i = \int_{\Omega} [D_{\eta} \nabla \eta \cdot \nabla \phi_i] \|\mathbf{J}\| d\bar{\Omega} + \int_{\bar{\Gamma}} D_{\eta} (\mathbf{n} \cdot \nabla \eta) \phi_i \frac{d\bar{\Gamma}}{d\Gamma} d\bar{\Gamma} \quad (3.12)$$

Obtidas as variáveis em termos das funções de base, o sistema de equações diferenciais parciais se reduz a um sistema de equações algébricas não lineares com uma matriz esparsa cujo os coeficientes de expansão são as variáveis. Para a resolução deste sistema, utiliza-se o método de Newton e calculam-se as integrais em cada elemento pelo método da Quadratura Gaussiana com três pontos em cada direção. A cada iteração de Newton o sistema linear é resolvido usando solução frontal.

Dada a complexidade do problema, para a resolução pelo método de Newton, torna-se necessário uma boa aproximação para garantir a convergência. Neste sentido são resolvidos problemas preliminares para a obtenção da malha desejada, sendo que o caso resolvido anteriormente é utilizado como aproximação inicial do seguinte. O primeiro caso preliminar, apresentado na Figura 3.3(a), é composto de um escoamento entre placas paralelas com uma placa deslizante dividindo os fluidos. As condições de contorno estabelecidas para este primeiro caso são: pressão de entrada imposta (1); pressão de saída imposta (2); placa paralela superior com velocidade constante U e condição de impermeabilidade (3); placa paralela inferior com velocidade *nula* e condição de impermeabilidade (4); placa deslizante entre os fluidos (5). Este problema foi resolvido com malha fixa e foi utilizado como aproximação para o passo seguinte apresentado na Figura 3.3(b).

No segundo problema preliminar a condição de contorno (5) é alterada para condição de interface entre as fases (6). As equações de malha são resolvidas e já é possível visualizar a condição de equilíbrio na interface. Para a obtenção do problema final, utilizou-se o segundo problema como aproximação, sendo que a alteração ocorrida foi a condição de contorno (4), foi alterada para condição de simetria axial (7).

O terceiro problema obtido, cuja malha é apresentada na Figura 3.3(c), foi utilizado

para a resolução dos estudos propostos nesta dissertação. Sua malha é constituída de 1438 elementos, o que corresponde a 5901 nós e 27918 graus de liberdade. Para a resolução dos casos onde 1 ou os 2 fluidos são não newtonianos partiu-se como aproximação inicial o caso no qual os 2 fluidos são newtonianos, com a introdução gradual da tensão limite de escoamento, τ_0 , e o parâmetro adimensional, c , até obter o caso desejado.

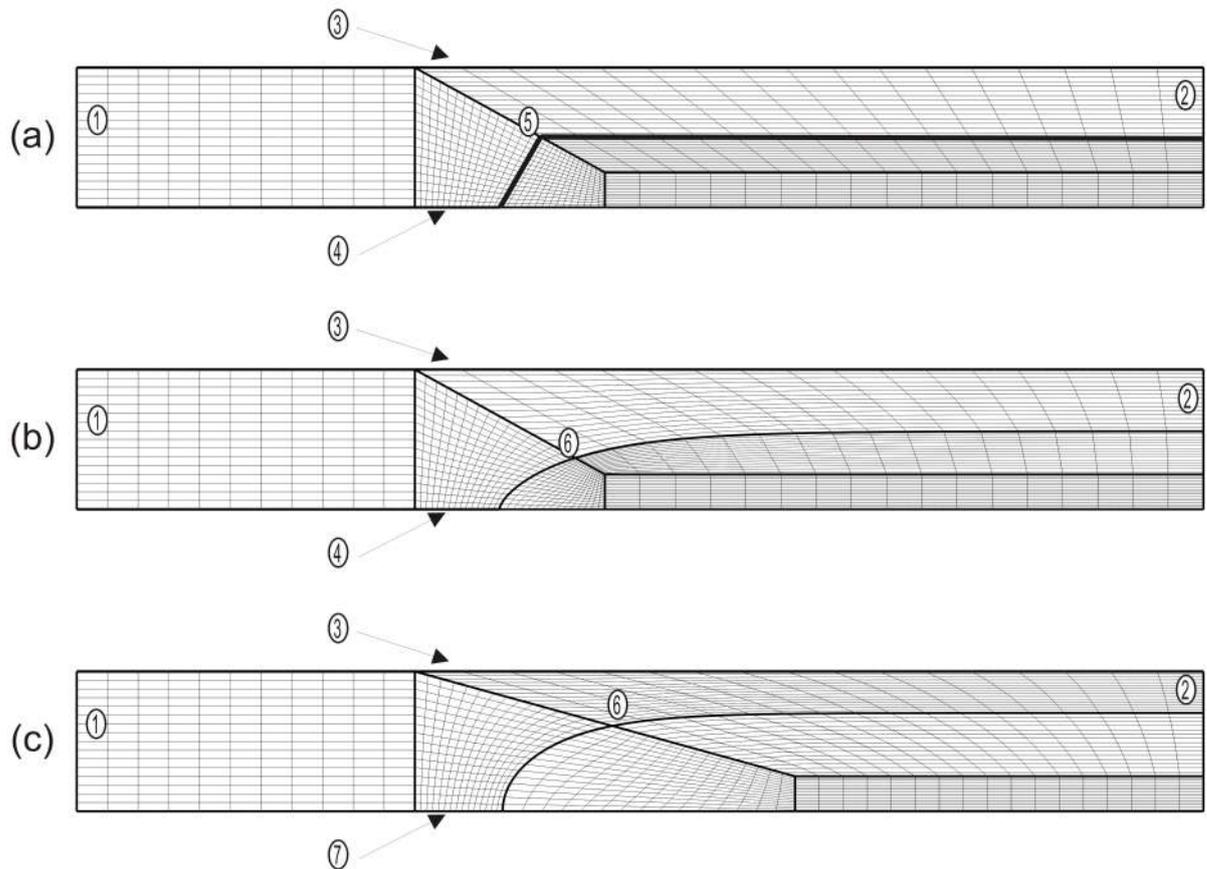


Figura 3.3: Representação das malhas obtidas nos problemas preliminares. (a) malha do primeiro problema preliminar, (b) malha do segundo problema preliminar, (c) malha do terceiro problema preliminar.

Capítulo 4

Resultados

Considerando os objetivos do trabalho, apresentam-se neste capítulo os resultados das simulações realizadas conforme descrito no Capítulo 3. O foco da análise consiste em avaliar as influências do número de capilaridade, Ca , da razão de viscosidade, N_η e dos parâmetros reológicos do fluido plástico na massa perdida, m , nos perfis e campos de tensão para diferentes escoamentos. Os resultados são apresentados divididos em três situações, a primeira onde o escoamento ocorre com dois fluidos newtonianos; a segunda onde um fluido newtoniano é deslocado por um fluido viscoplástico e a terceira onde ambos os fluidos são viscoplásticos.

Anteriormente a discussão dos resultados, é apresentado um estudo do parâmetro de regularização, c , da função de Papanastasiou [19] no intuito de comprovar que o valor adotado para o mesmo não interfere nos resultados obtidos.

4.1 Análise do parâmetro adimensional c'

Na Seção 1.3 foi apresentada a função de Papanastasiou [19] para descrever o modelo plástico de Bingham. Esta função possui um parâmetro de regularização, c , que não possui sentido físico e quando trabalhado com valores altos permite a função de Papanastasiou reproduzir o

comportamento do plástico de Bingham, como pode ser observado na Figura 1.5. Sousa et al [27] afirmam que a utilização do parâmetro de regularização adimensional, $c' = c(U/H_0)$, para valores de $c' \geq 100$ foram suficientes na resolução numérica de deslocamento de fluidos viscoplásticos por injeção de gás em tubo capilares. Contudo, os autores optaram por utilizar $c' = 1000$ de forma a garantir a reprodução do modelo proposto por Bingham. Neste trabalho adota-se o valor de $c' = 1000$ proposto pelos autores e é apresentada uma análise da influência de c' sobre o valor de m e da taxa de deformação.

A Figura 4.1 apresenta a variação de m em função do valor de c' com o valor de τ'_{0_1} fixo e diferentes valores de capilaridade, enquanto a Figura 4.2 apresenta a variação de m em função de c' para $Ca = 1, 0$ e diferentes valores de τ'_0 . Nota-se que o valor de m não varia consideravelmente em função de c' em ambos os casos, sendo que a maior diferença obtida ocorre na Figura 4.2 para valores de $\tau'_{0_1} = 0,80$, contudo a diferença torna-se insignificante para valores a partir de $c' = 1000$. A Figura 4.3 apresenta campos de taxa de tensão em função de diferentes valores de c' e τ'_{0_1} para $Ca = 1, 0$. Não é visualizada alterações nos campos de tensão para a faixa de $50 \leq c' \leq 75000$. Portanto, pode-se concluir que para as simulações realizadas, a adoção do valor de $c' = 1000$ é suficiente para reproduzir o modelo de Bingham sem levar a distorções nos resultados obtidos.

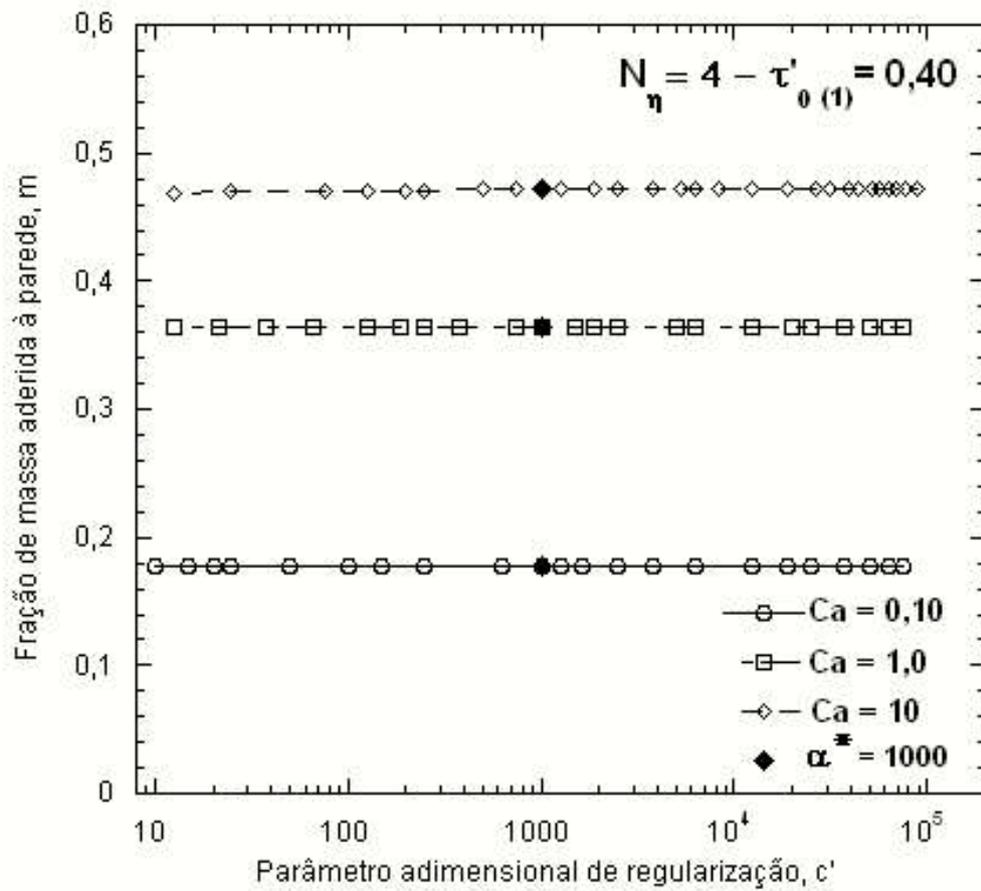


Figura 4.1: Fração de massa depositada na parede do capilar, m , em função de c' e Ca para $\tau'_{01} = 0,40$,

$\tau'_{02} = 0,00$ (fluido newtoniano) e $N_\eta = 4$.

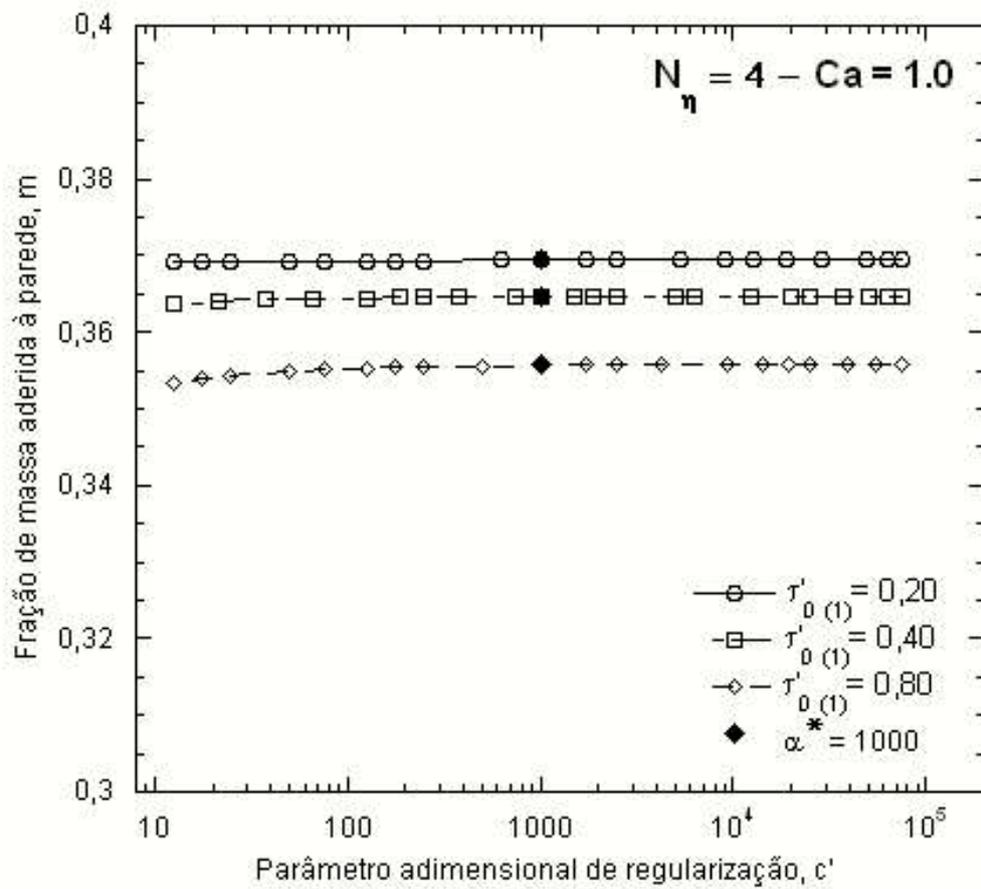


Figura 4.2: Fração de massa depositada na parede do capilar, m , em função de c' e τ'_{01} para $\tau'_{02} = 0,00$,

$Ca = 1$ e $N_\eta = 4$.

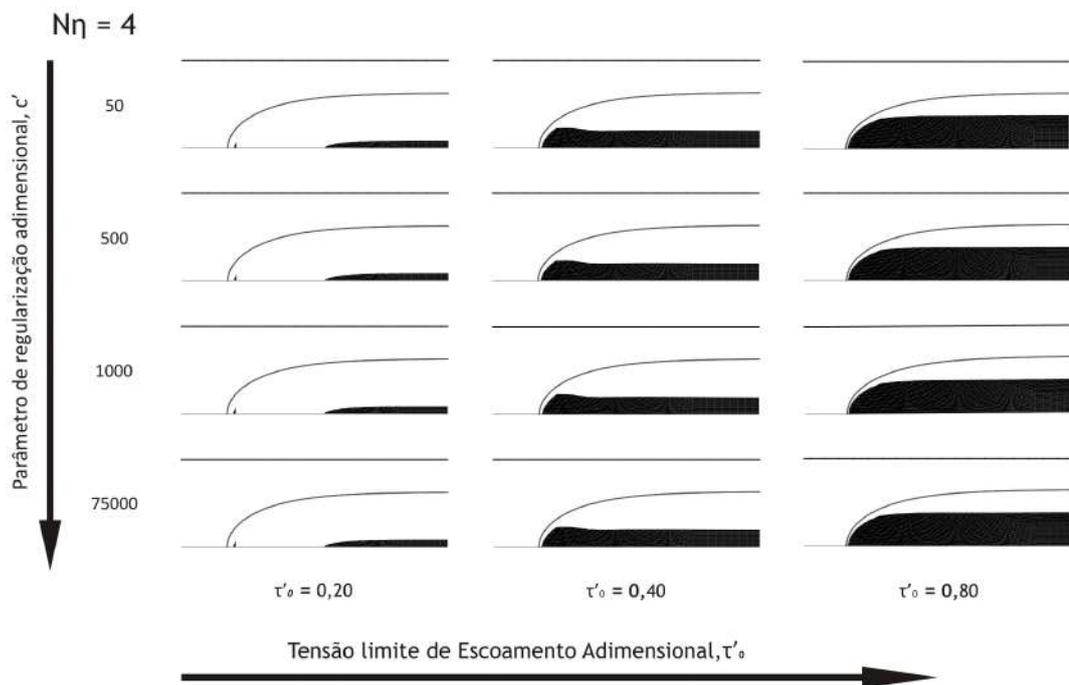


Figura 4.3: Campo de tensão para diferentes valores de c' e τ'_{01} para $\tau'_{02} = 0,00$, $Ca = 1,0$ e $N_{\eta} = 4$. A região não cisalhada está em preto e a região cisalhada em branco.

4.2 Deslocamento de Fluido Newtoniano por Fluido Newtoniano

Os resultados para escoamentos de 2 fluidos newtonianos são abordados nesta seção sendo apresentadas a influência de Ca e N_η em m e nos regimes de escoamento.

4.2.1 Fração de massa perdida, m

A Figura 4.4 apresenta a influência de Ca e N_η em m para $N_\eta = 1,5, 2, 4, 8$ e 500 . A simulação de $N_\eta = 500$ busca reproduzir o escoamento de um líquido por injeção de gás, sendo estes dados inicialmente comparados aos obtidos por Giavedoni e Saita [14] possuindo valores próximos com diferenças inferiores a 1%. Observa-se que, mantido o valor de Ca , a medida que N_η decresce ocorre um aumento de m , já para a capilaridade ocorre o efeito inverso; o aumento do número de capilaridade tende a um aumento de m , até que as forças de superfície não seja mais significativas em relação as forças viscosas e o valor de m passa a se manter constante. Este fato também explica a diferença dos valores de m para as diferentes razões de viscosidade quando $Ca \gg 1$. Por outro lado, ao diminuir os valores de Ca para faixa onde $Ca < 1$, m tende a valores próximos independente de N_η . Isto pode ser explicado pelo predomínio das forças de superfície em relação as forças viscosas para esta faixa.

A Figura 4.5 apresenta uma comparação entre os valores de m para escoamento entre placas paralelas e os obtidos por Soares e Thompson [25] em tubos capilares. Qualitativamente os resultados apresentam comportamentos similares, contudo para o mesmo valor de Ca e N_η o escoamento em placas paralelas possui menor valor de m , o que supõe que em processos de recuperação o mesmo é mais eficiente. Outro fato que deve ser destacado é que na faixa de trabalho estudada, pode-se considerar que somente para $N_\eta = 1,5$ o valor de m não assintotizou com o

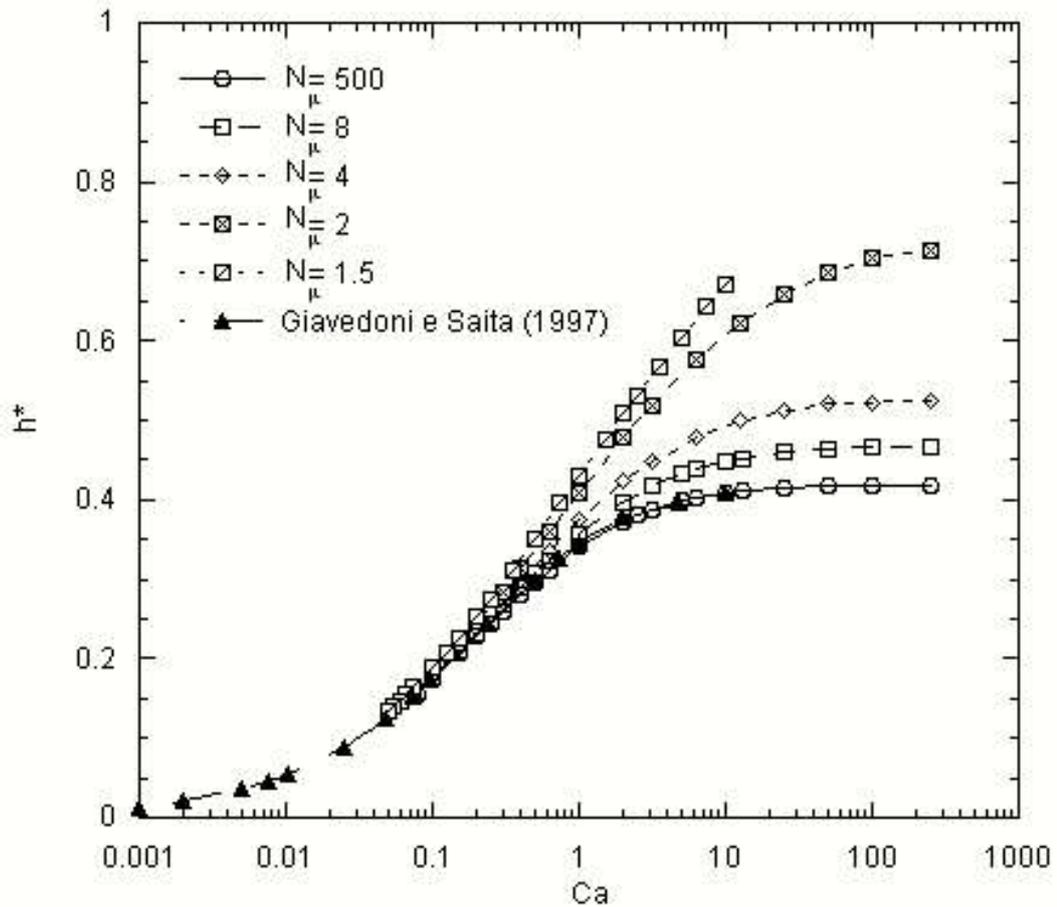


Figura 4.4: Fração de massa depositada na parede do capilar, m , em função do número de capilaridade, Ca , e da razão de viscosidade, N_η para 2 fluidos newtonianos.

aumento da capilaridade, o que vai ao encontro das previsões teóricas sintetizadas pela Equação 1.8, na qual, se $N_\eta \rightarrow 1,5$ tem-se $m_c \rightarrow 1$. Soares e Thompson [25] encontraram resultados similares para $N_\eta = 2$ em escoamentos de fluidos newtonianos em tubos capilares, como pode ser visualizado na Figura 4.5. Em ambos os trabalhos, o fenômeno ocorre na região crítica de escoamento em relação a N_η , onde o regime de escoamento não atinge *by-pass* mesmo quando $Ca \rightarrow \infty$. Lac and Sherwood [17] sugerem, para escoamentos em tubos capilares, que este fato ocorre devido a possíveis instabilidades na interface, o que possivelmente também ocorre em escoamentos de placas paralelas quando $N_\eta = 1,5$.

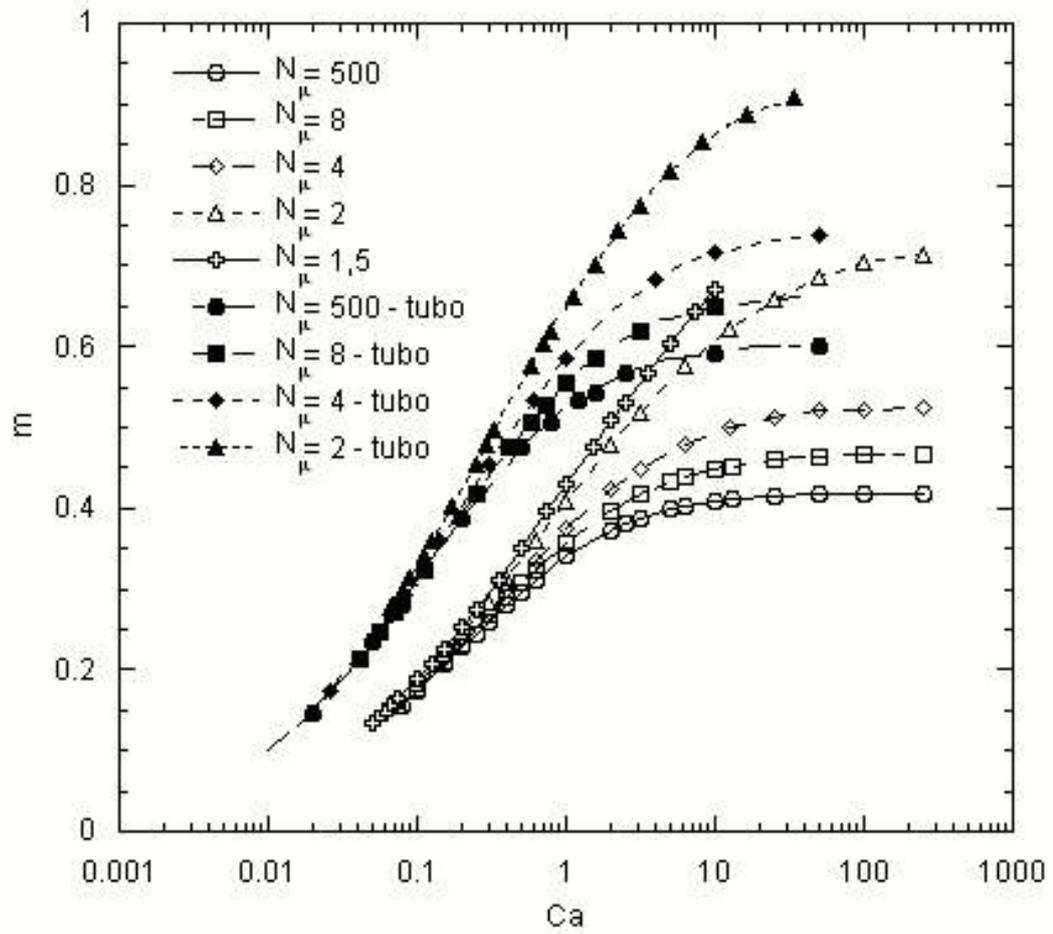


Figura 4.5: Fração de massa depositada na parede do capilar, m , em função do número de capilaridade, Ca , e da razão de viscosidade, N_η para 2 fluidos newtonianos.

4.2.2 Regimes de Escoamento e Padrões de Linhas de Corrente

Os padrões de linha de corrente em escoamentos com valores de $N_\eta = 1,5, 2, 4, 8$ e 500 e de $Ca = 0,1, 0,2, 0,5, 1,0, 2,0, 5,0, 10$ e 35 são apresentados na Figura 4.6. Os resultados demonstram que nos escoamentos onde os valores de Ca ou N_η são elevados ocorre *by-pass*, ou seja, não ocorre recirculação do fluido 2. À medida que os valores de Ca ou N_η diminuem, mesmo mantendo o outro parâmetro fixo, percebe-se a mudança do regime de escoamento de *by-pass*, passando pelo regime de transição, até alcançar recirculação completa, exceto para $N_\eta = 1,5$ onde não é obtido *by-pass*. Em relação ao perfil de escoamento, Soares e Thompson [25] encontraram resultados semelhantes em escoamentos em tubos capilares

Com o objetivo de obter uma melhor análise dos efeitos de Ca e N_η no perfil de escoamento, foram estudadas as faixas de transição dos escoamentos para diferentes valores de N_η , obtendo-se informações importantes a respeito do valor de massa crítica, m_c , e capilaridade crítica, Ca_c , que é o valor da capilaridade quando ocorre a transição do escoamento. As Figuras 4.7 a 4.10 apresentam as transições do escoamento para as razões de viscosidade 500, 8, 4 e 2 respectivamente. O comportamento das linhas de corrente são similares aos apresentados por Soares e Thompson [25] para tubos capilares e, conseqüentemente, ao comportamento descrito por Taylor [31] para deslocamento de líquido newtoniano por gás. O valor de Ca_c e m_c apresentaram-se fortemente influenciados por N_η e para todos os casos estudados à medida que N_η diminui, ocorre aumento dos valores de Ca_c e m_c .

A Tabela 4.1 compara os valores de massa crítica, m_c , obtidos de acordo com a Equação 1.8 e os obtidos por simulação numérica. Observa-se que os valores obtidos numericamente possuem boa aproximação com as previsões teóricas, o que demonstra que o método numérico utilizado possui bom refinamento.

Tabela 4.1: Comparação entre valores de massa crítica obtidos teoricamente e por simulação numérica para as diferentes razões de viscosidade.

N_η	m_c teórico	m_c numérico	diferença
500	0,334	0,334	0,00%
8	0,381	0,382	0,28%
4	0,444	0,445	0,13%
2	0,667	0,669	0,35%

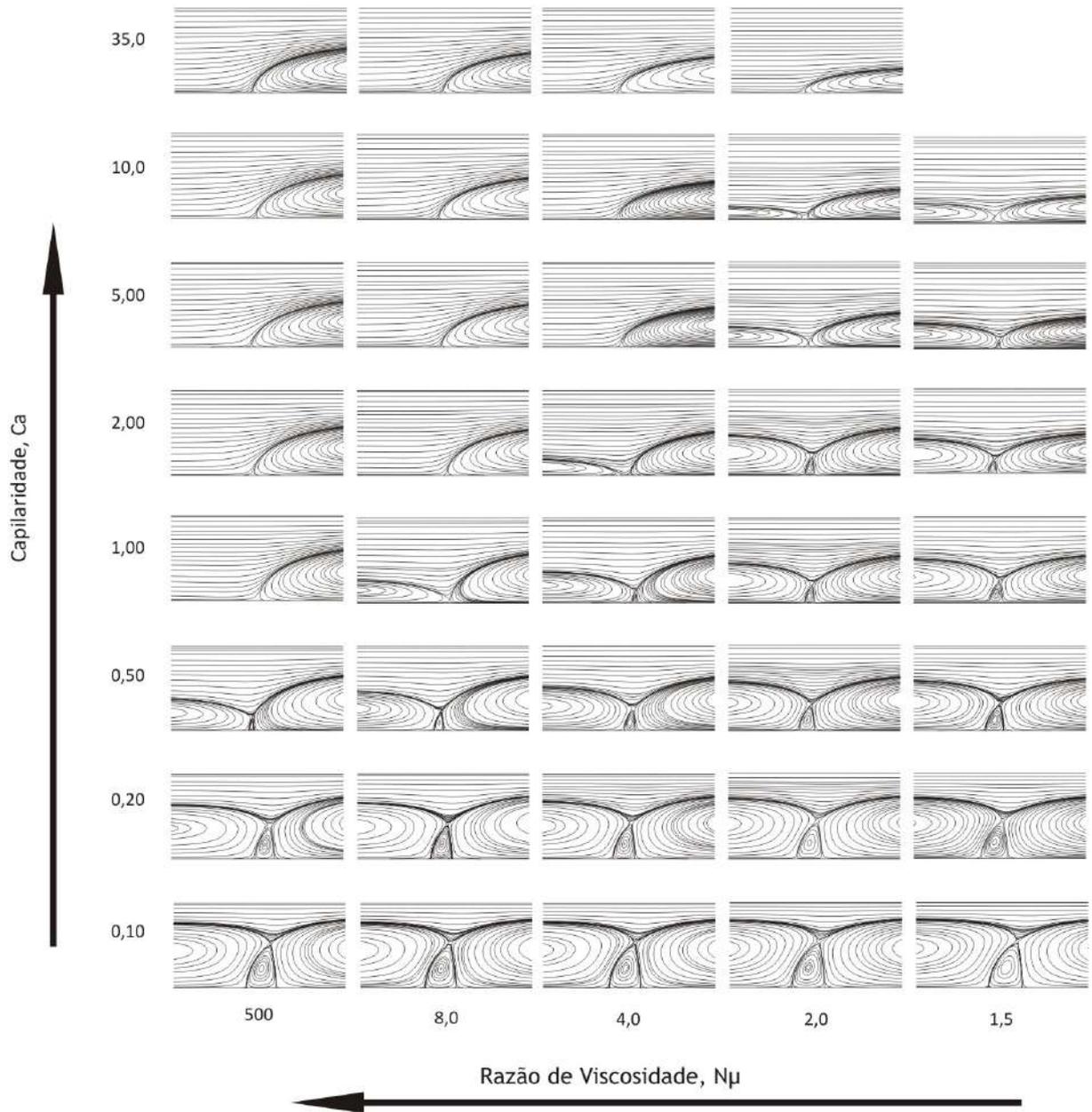


Figura 4.6: Perfil de escoamento representado por linhas de corrente em função de Ca e N_{η} .

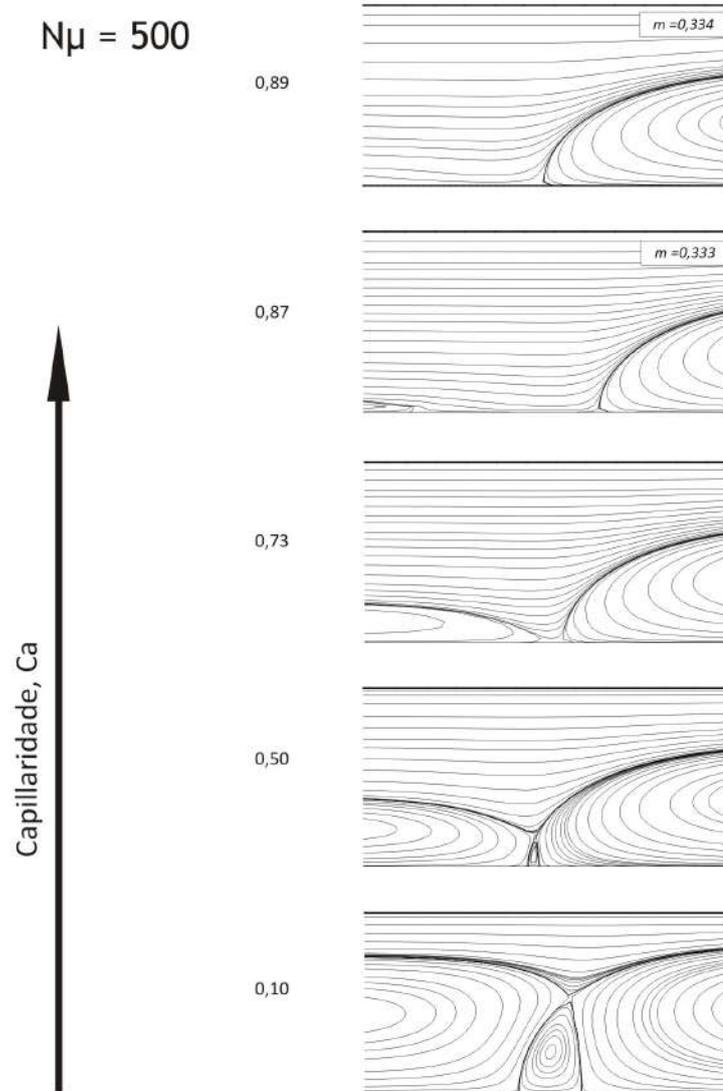


Figura 4.7: Perfil de escoamento representado por linhas de corrente nas proximidades da interface em função da capilaridade para $N_\eta = 500$.

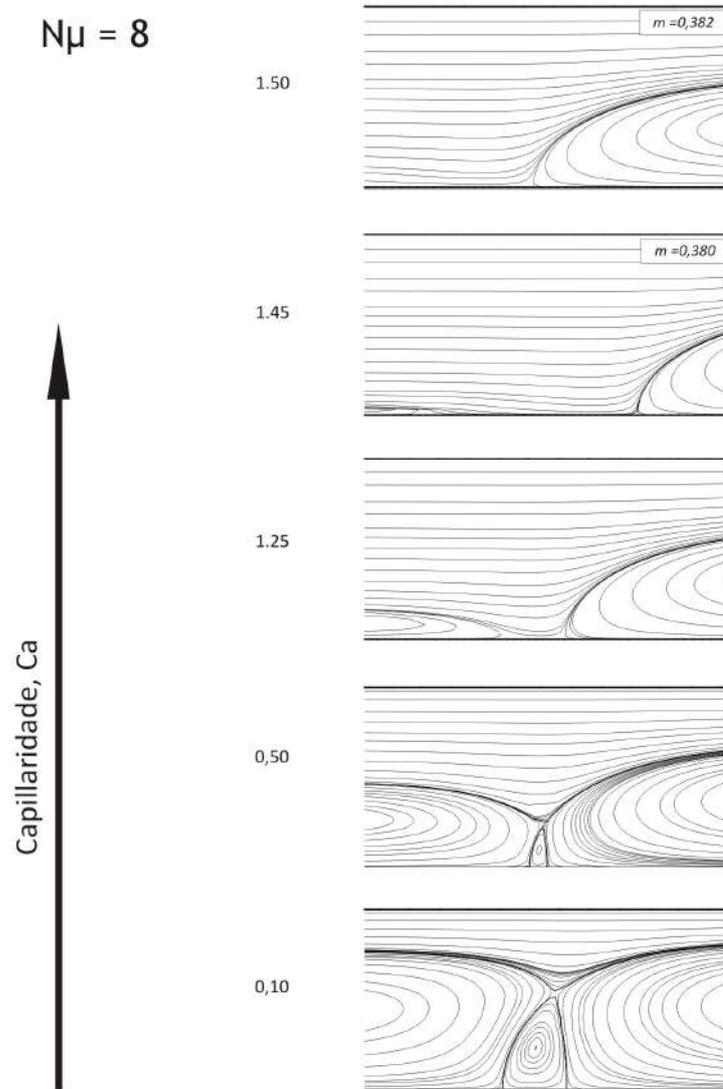


Figura 4.8: Perfil de escoamento representado por linhas de corrente nas proximidades da interface em função da capilaridade para $N_\eta = 8$.

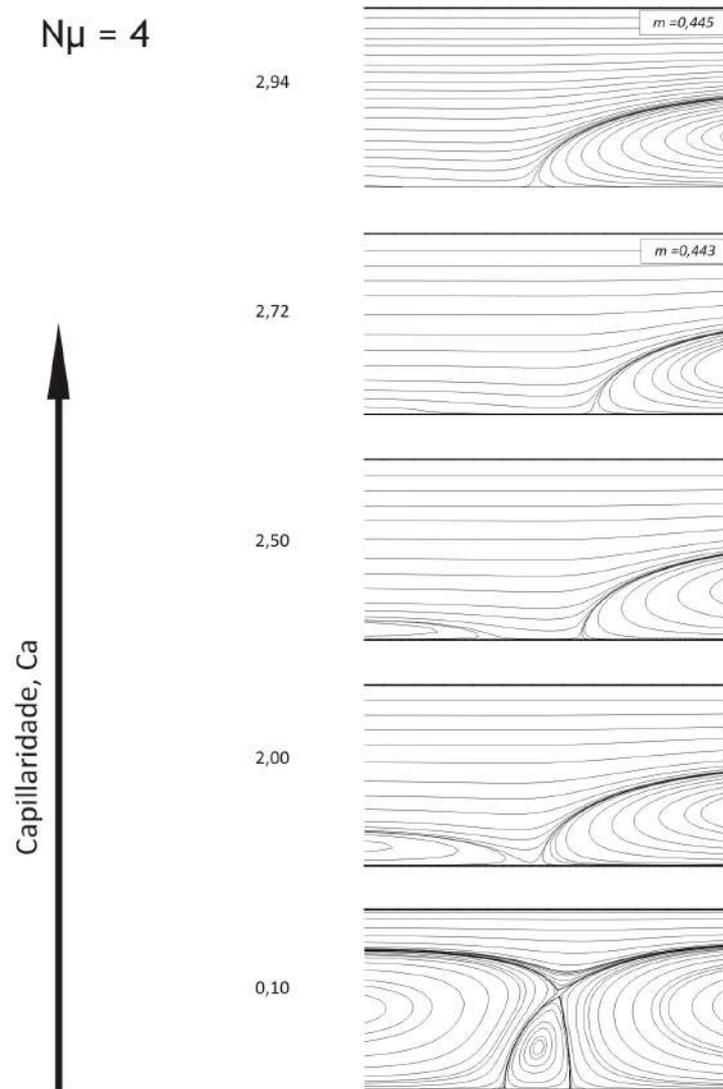


Figura 4.9: Perfil de escoamento representado por linhas de corrente nas proximidades da interface em função da capilaridade para $N_\eta = 4$.

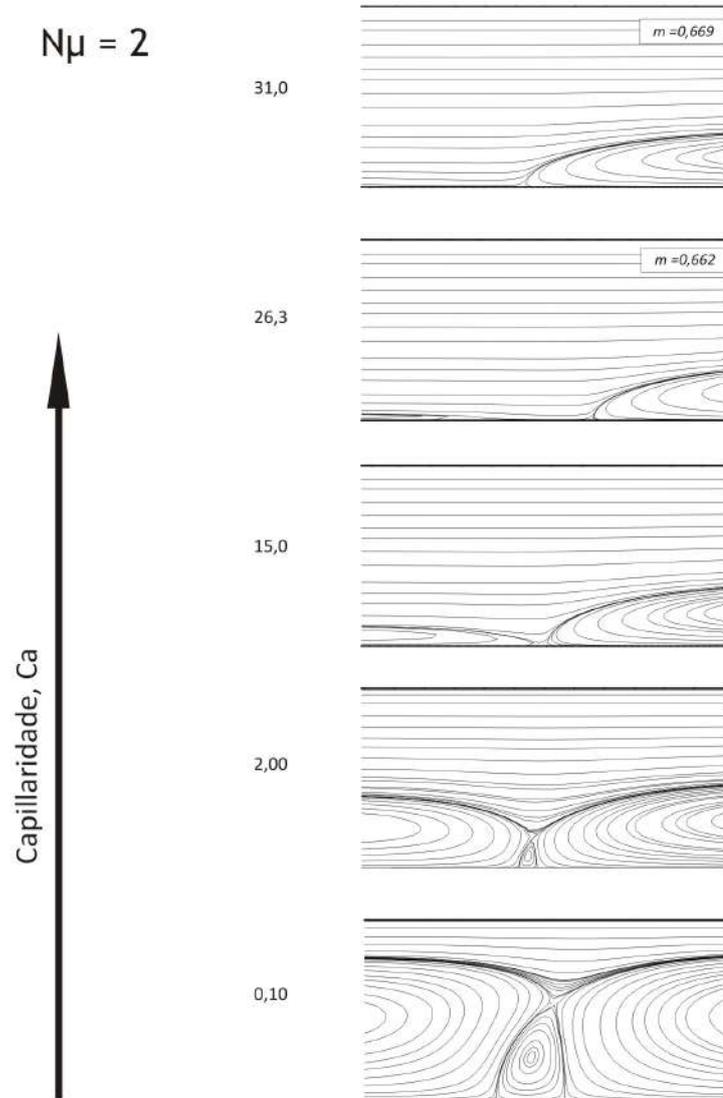


Figura 4.10: Perfil de escoamento representado por linhas de corrente nas proximidades da interface em função da capilaridade para $N_\eta = 2$.

4.3 Deslocamento de Fluido Newtoniano por Fluido Viscoplastico

Os resultados obtidos em escoamentos cujo o fluido deslocado é newtoniano e o fluido deslocador é viscoplastico são apresentados nesta seção, sendo discutidas as influências do número de capilaridade, Ca , da razão de viscosidade, N_η , e da tensão limite de escoamento adimensional do fluido 1, τ'_{01} , sobre a fração de massa perdida, m , os padrões de linha de corrente e os campos de taxa de deformação, onde se distinguem as regiões onde o escoamento tem tensão acima e abaixo do limite de escoamento, frequentemente chamadas de região cisalhada e não cisalhada.

Em todas as simulações apresentadas nesta seção o valor de $\tau'_{02} = 0,00$; visto que o fluido deslocado é newtoniano. O efeito da tensão limite de escoamento adimensional foi avaliado através de simulações de fluidos viscoplasticos com valores de $\tau'_{01} = 0,20, 0,40, 0,60$ e $0,80$ para razões de viscosidade $N_\eta = 8$ e 4 e valores de Capilaridade entre $0, 1 \leq Ca \leq 100$. Os dados são confrontados com escoamento de dois fluidos newtonianos nas mesmas condições de Ca e N_η .

O fluido viscoplastico foi caracterizado com a utilização da função de Papanastasiou [19] conforme discutido na Seção 2.4, adotando $c' = 1000$, como valor suficiente para garantir a convergência para um fluido plástico de Bingham, conforme discutido na Seção 4.1.

4.3.1 Fração de massa perdida, m

As Figuras 4.11 e 4.12 apresentam a influência de Ca e τ'_{01} em m para $N_\eta = 8$ e $N_\eta = 4$, respectivamente. Qualitativamente, os efeitos da capilaridade e razão de viscosidade nos escoamentos onde o fluido deslocador é viscoplastico é similar ao ocorrido em escoamentos com dois fluidos newtonianos. Para valores de $Ca \leq 1$, nota-se que independentemente do valor de τ'_{01} e N_η , os valores de m tendem a assintotizar a um valor comum; o que evidencia que nesta região os efeitos de capilaridade são mais expressivos do que a razão de viscosidade e tensão limite de escoamento. Por outro lado, quando $Ca \geq 10$ os efeitos de capilaridade deixam de ser

predominantes, tornando visíveis as influências da razão de viscosidade e da plasticidade no valor de m .

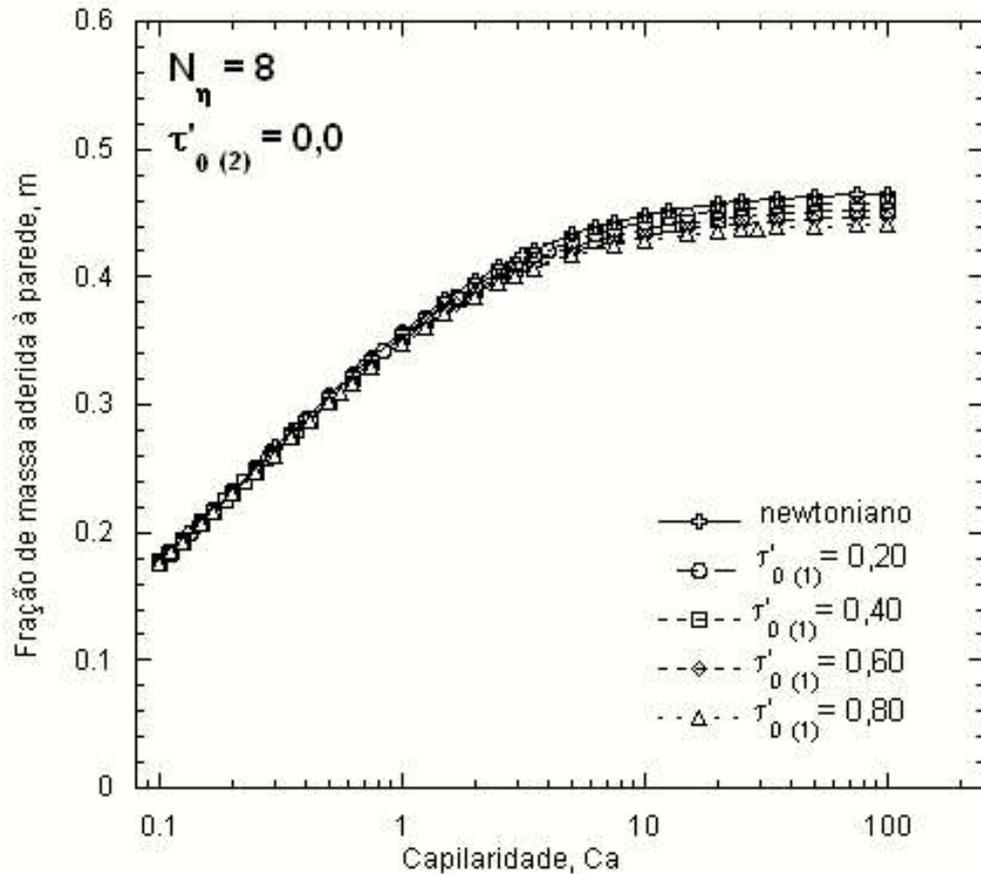


Figura 4.11: Fração de massa depositada na parede do capilar, m , em função do número de capilaridade, Ca , e tensão limite de cisalhamento adimensional, τ'_{01} , para $N_\eta = 8$, em escoamento de fluido newtoniano deslocado por fluido viscoplástico.

A influência da razão de viscosidade manteve o comportamento observado no escoamento envolvendo dois fluidos newtonianos. Em escoamentos onde $Ca \leq 1$ os efeitos de N_η são pouco significativos. Contudo, quando $Ca \geq 10$ nota-se que as forças viscosas superam as de superfície e a influência de N_η pode ser evidenciada; sendo que os escoamentos com $N_\eta = 4$ apresentam valores de m maiores do que para $N_\eta = 8$, independentemente do valor de τ'_{01} . Estes dados sugerem que os efeitos de N_η são mais significativos do que os de τ'_{01} , como pode ser melhor

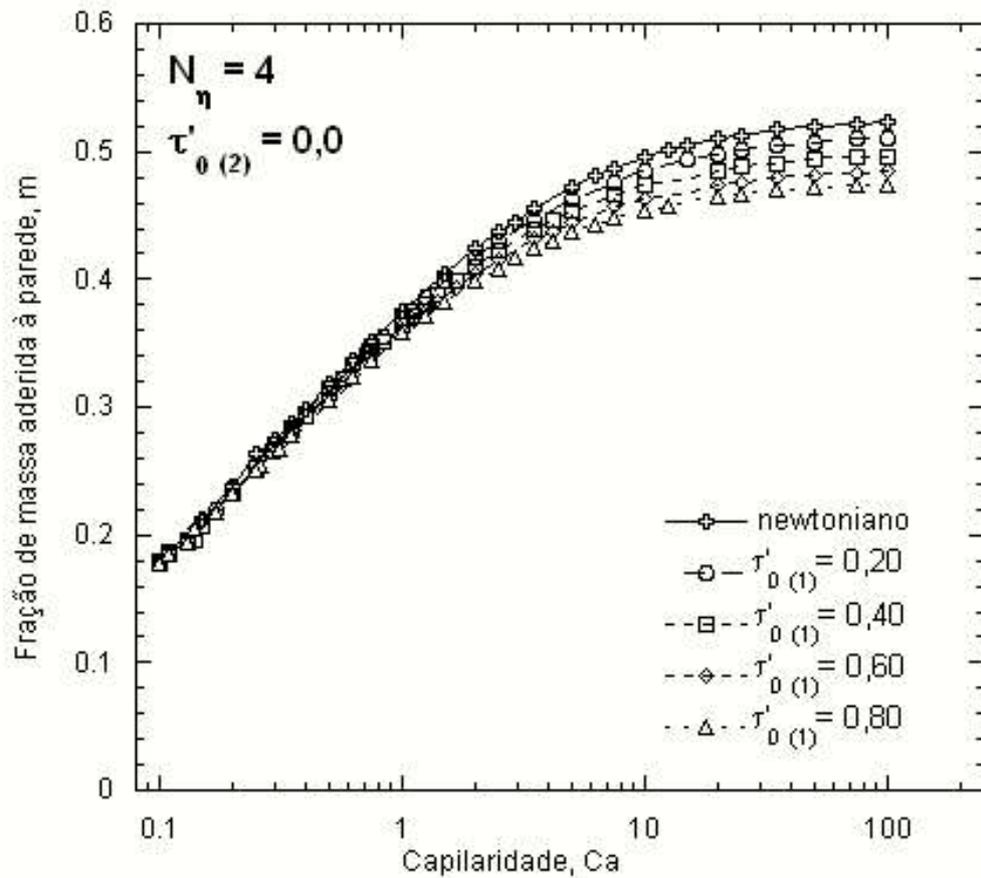


Figura 4.12: Fração de massa depositada na parede do capilar, m , em função do número de capilaridade, Ca , e tensão limite de cisalhamento adimensional, τ'_{01} , para $N_\eta = 4$, em escoamento de fluido newtoniano deslocado por fluido viscoplástico.

visualizado na Figura 4.13 que apresenta valores de m em função do número de capilaridade para valores de $N_\eta = 8$ e 4 e $\tau'_{01} = 0,00$ (newtoniano), $0,40$ e $0,80$, para valores de $Ca \geq 1$.

Em todas as simulações realizadas, mantidos os valores de Ca e N_η , o aumento da plasticidade levou a uma diminuição do valor de m . Apesar do efeito da plasticidade ser observado independentemente da razão de viscosidade, os dados de $N_\eta = 4$ para $Ca \geq 10$ apresentam uma maior diferença entre os valores de m quando se altera o valor de τ'_{01} , o que sugere que quando os efeitos de capilaridade são menos relevantes, a medida que diminui a razão de viscosidade o efeito da plasticidade é evidenciado. Por outro lado, quando os efeitos gerados pela tensão interfacial

são importantes, $Ca \geq 1$, o efeito da plasticidade são de menor ordem. Outro fato observado é que mantido fixo o valor Ca , para valores de $N_\eta = 8$ e 4, para valores idênticos de τ'_{0_1} , pode-se observar que ocorre uma redução na diferença entre os valores de m a medida que aumenta-se o valor de τ'_{0_1} . Esta observação indica que plasticidade minimiza o efeito ocasionado pela razão de viscosidade, visto a medida que se aumenta o valor de τ'_{0_1} ocorre uma diminuição entre as diferenças de m ao variar N_η . Além disto, este fato ressalta a hipótese que a plasticidade tem maior influência quando os efeitos de capilaridade são minimizados, visto que o comportamento descrito é mais evidenciado somente para valores de $Ca \geq 10$. A Tabela 4.2 apresenta um comparativo que ilustra o comportamento abordado para os valores de $Ca = 10$ e 100.

Tabela 4.2: Valor de m para escoamentos com diferentes valores de N_η , τ'_{0_1} e Ca .

	$N_\eta = 8$	$N_\eta = 4$	diferença
$Ca = 10$ - newtoniano	0,449	0,496	9,50%
$Ca = 100$ - newtoniano	0,466	0,523	11,06%
$Ca = 10 - \tau'_0 = 0,40$	0,437	0,474	7,64%
$Ca = 100 - \tau'_0 = 0,40$	0,452	0,497	8,93%
$Ca = 10 - \tau'_0 = 0,80$	0,428	0,454	5,67%
$Ca = 100 - \tau'_0 = 0,80$	0,441	0,474	6,95%

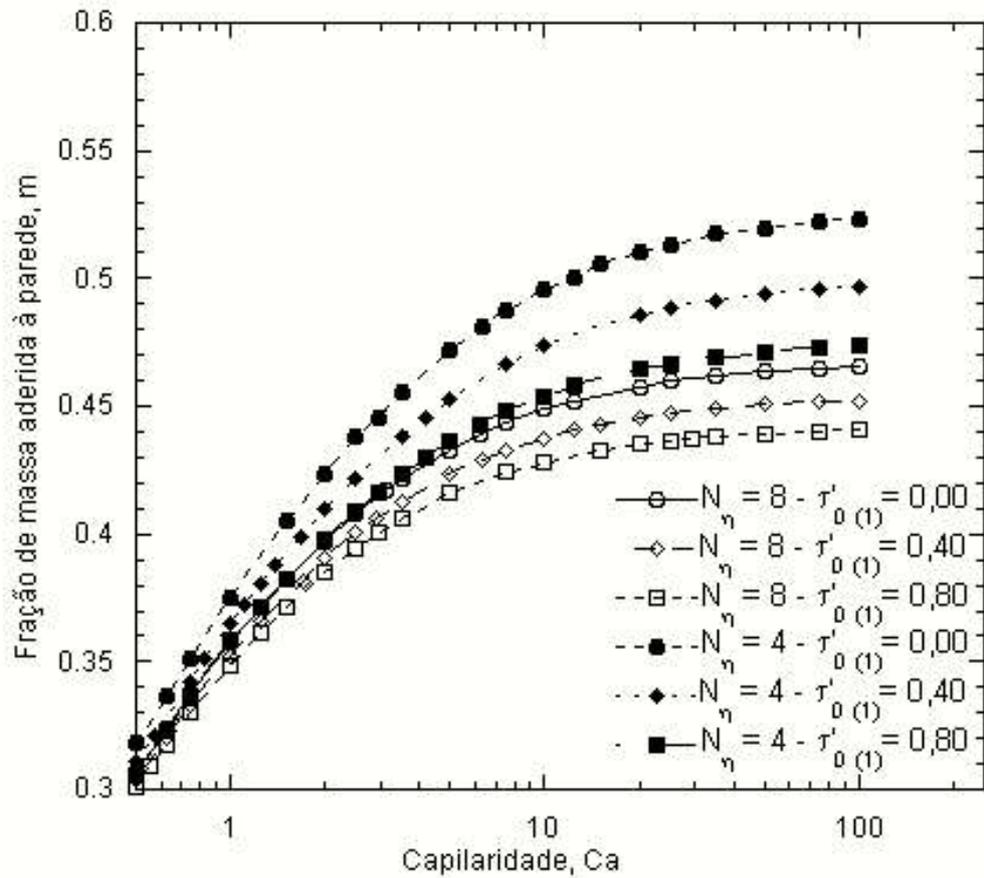


Figura 4.13: Fração de massa depositada na parede do capilar, m , em função do número de capilaridade, Ca , razão de viscosidade, N_η , e tensão limite de cisalhamento adimensional, $\tau'_{0(1)}$, em escoamento de fluido newtoniano deslocado por fluido viscoplástico.

4.3.2 Regimes de Escoamento e Perfil das Linhas de Corrente

As Figuras 4.14 e 4.15 apresentam os padrões das linhas de corrente em função da Ca e τ'_{01} para $N_\eta = 8$ e 4, respectivamente. Os dados para fluido 1 e fluido 2 newtonianos são apresentados por $\tau'_{01} = 0$, permitindo uma comparação qualitativa em relação aos dados viscoplásticos. Assim como observado quando ambos os fluidos são newtonianos, tem-se que o aumento de N_η tende o escoamento para *by-pass*. Observando $N_\eta = 8$ e $Ca = 2,0$ percebe-se que indiferentemente de τ'_{01} ocorre *by-pass*, enquanto para $N_\eta = 4$ e o mesmo valor de Ca , tem-se regime de transição, exceto para $\tau'_{01} \geq 0,60$. Estes dados demonstram também que o valor de τ'_{01} influencia no regime, sendo que seu aumento tende a favorecer a ocorrência de *by-pass*, sendo que para $N_\eta = 8$ e $Ca = 1,0$, apesar de todos os escoamentos apresentados estarem em regime de transição, nota-se que a medida que o valor de τ'_{01} é aumentado, o distanciamento entre os pontos de estagnação são aumentados, tendendo para *by-pass*.

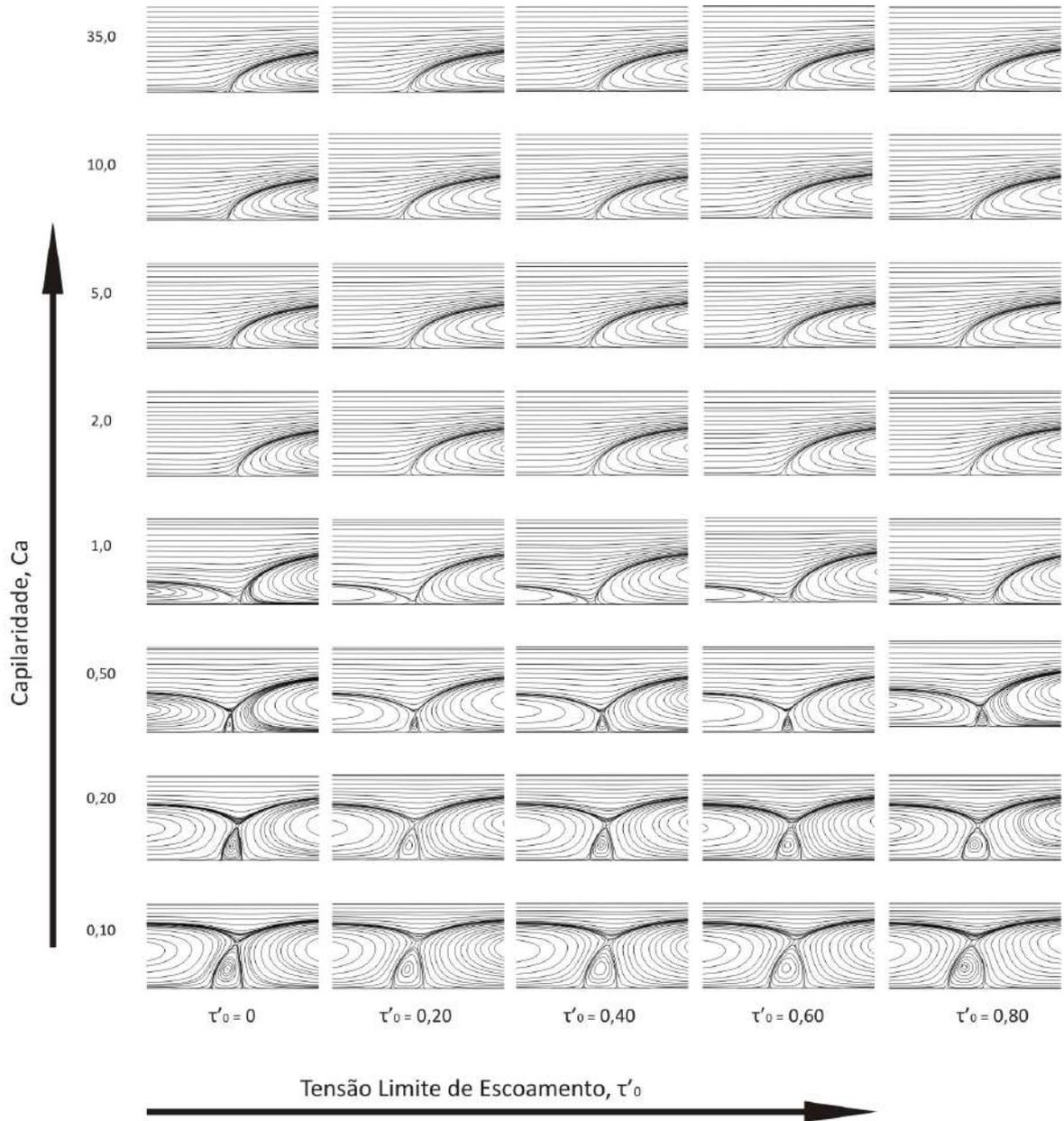


Figura 4.14: Perfil de escoamento representado por linhas de corrente em função de Ca e τ'_{01} para $N_\eta = 8$.

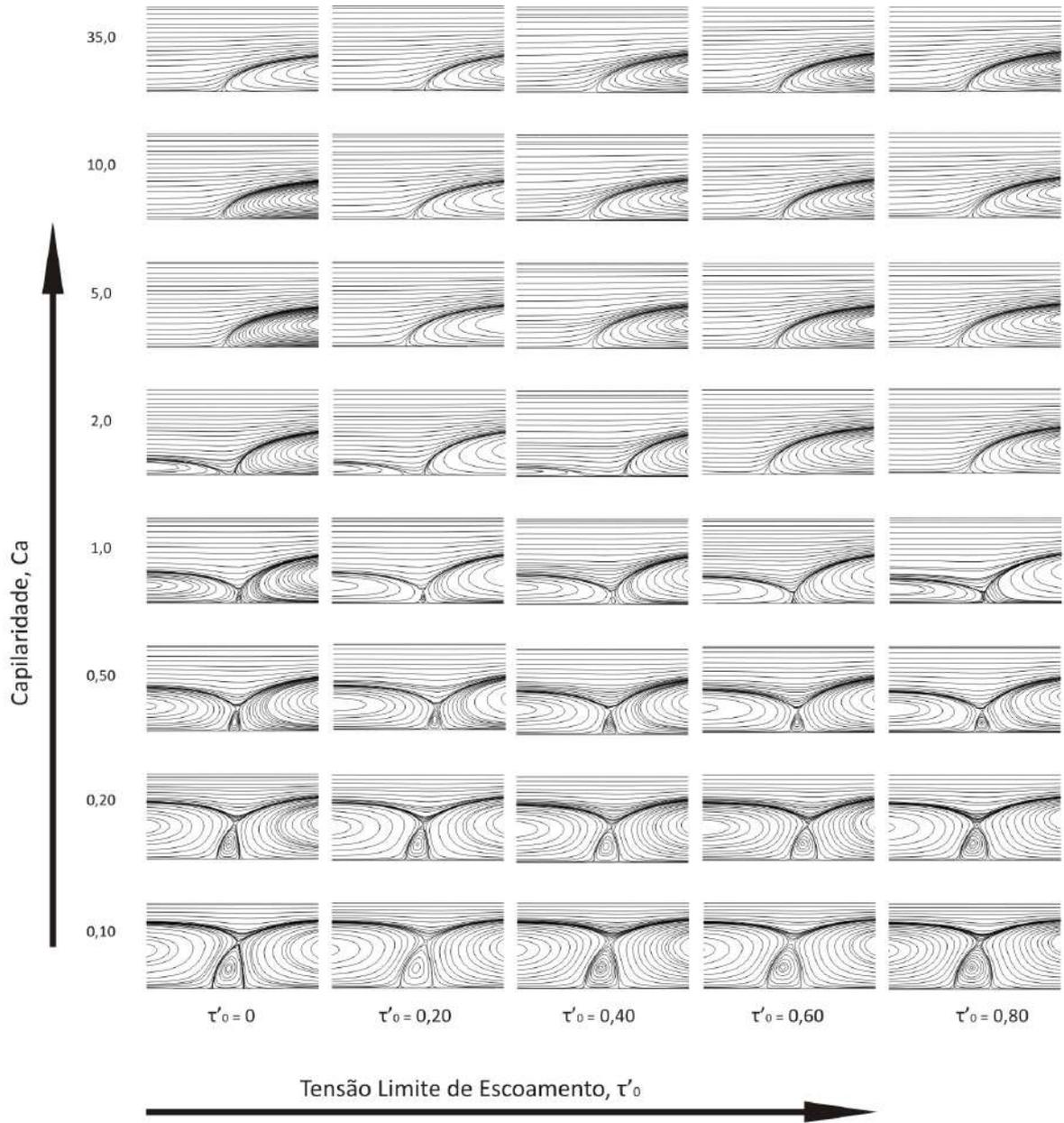


Figura 4.15: Perfil de escoamento representado por linhas de corrente em função de Ca e τ'_{01} para $N_\eta = 4$.

No intuito de se aproximar do valor de Ca_c , onde ocorre a transição do escoamento, são apresentadas os padrões das linhas de corrente nos intervalos de capilaridade que compreendem as faixas de transição do escoamento para diferentes valores de N_η e τ'_{01} . Pode-se observar que o comportamento das linhas de corrente são similares às apresentadas para fluidos newtonianos e conseqüentemente possuem o mesmo comportamento descrito por Taylor [31]. Conforme anteriormente citado, a medida que τ'_{01} aumenta, o escoamento tende para *by-pass*, contudo, pode-se observar que a medida que τ'_{01} aumenta, o valor do número de capilaridade no qual ocorre a situação crítica, Ca_c , e o valor da massa crítica, m_c , diminuem. Considerando que τ'_{01} altera o valor de m_c para uma mesma razão de viscosidade ou capilaridade, a Equação 1.8 não se apresenta como alternativa para o cálculo de m_c para o caso plástico. O valor de N_η também demonstrou afetar os valores de m_c e Ca_c , para um valor de τ'_{01} fixo, sendo que para $N_\eta = 8$ foram encontrados valores de m_c e Ca_c maiores do que em relação $N_\eta = 4$. As Figuras 4.16 a 4.20 apresentam as faixas de transição para $N_\eta = 8$ e valores de $\tau'_{01} = 0,00, 0,20, 0,40, 0,60$ e $0,80$. As Figuras 4.21 a 4.25 apresentam as faixas de transição para $N_\eta = 4$ e valores de $\tau'_{01} = 0,00, 0,20, 0,40, 0,60$ e $0,80$.

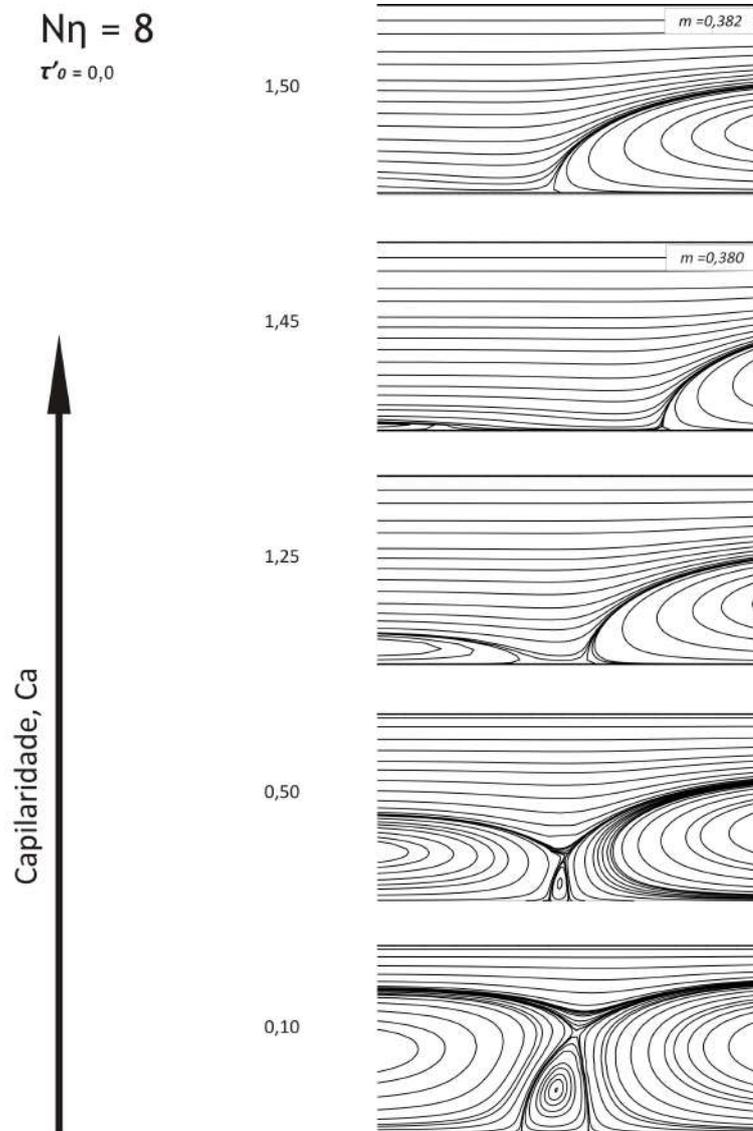


Figura 4.16: Perfil de escoamento representado por linhas de corrente nas proximidades da interface em função da capilaridade para $N_\eta = 8$ e $\tau'_{01} = 0,0$ (fluido newtoniano).

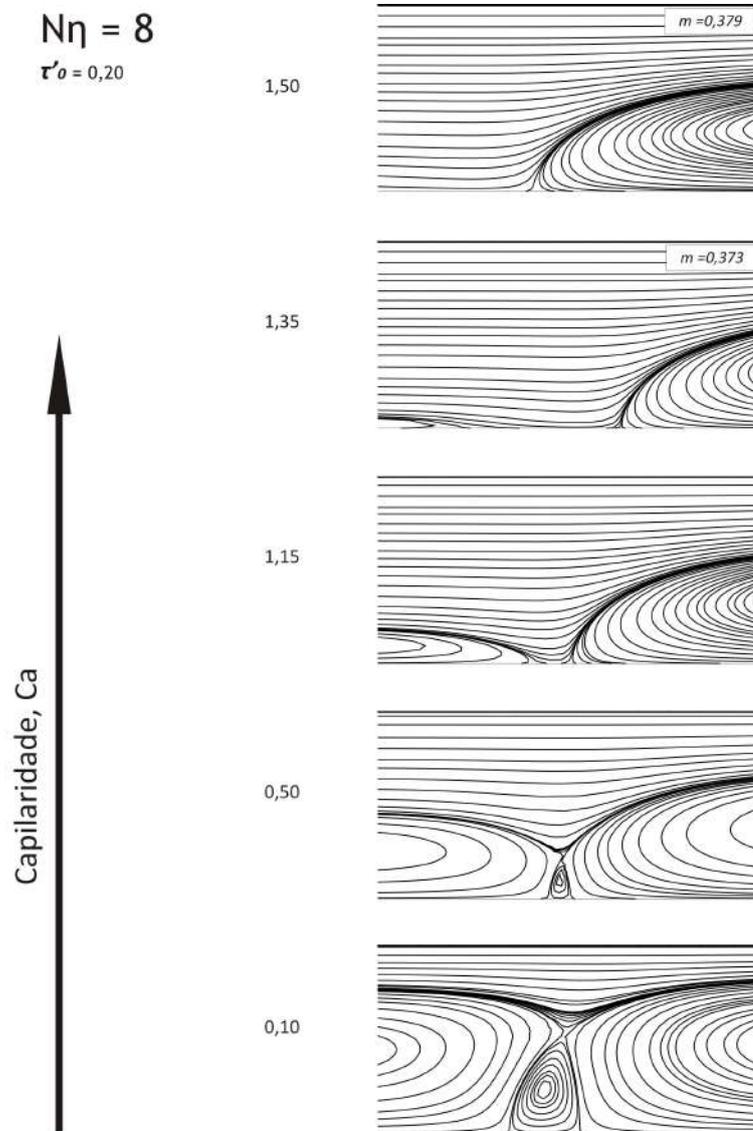


Figura 4.17: Perfil de escoamento representado por linhas de corrente nas proximidades da interface em função da capilaridade para $N_\eta = 8$ e $\tau'_{01} = 0,20$.

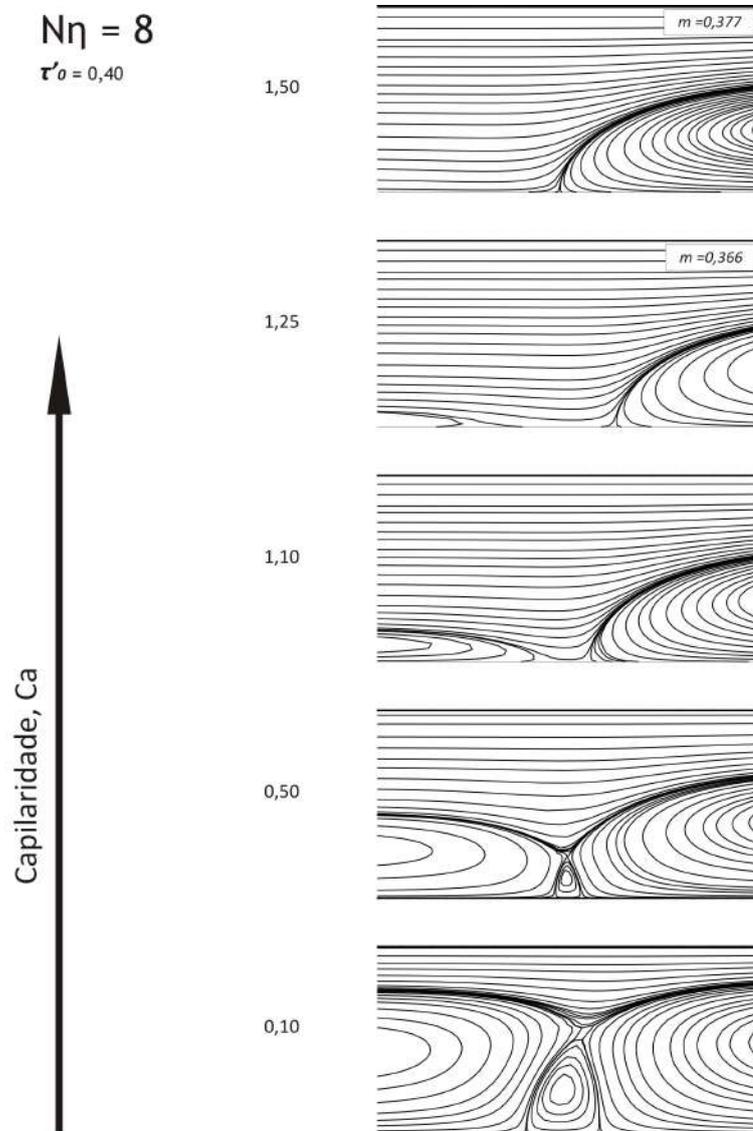


Figura 4.18: Perfil de escoamento representado por linhas de corrente nas proximidades da interface em função da capilaridade para $N_\eta = 8$ e $\tau'_{01} = 0,40$.

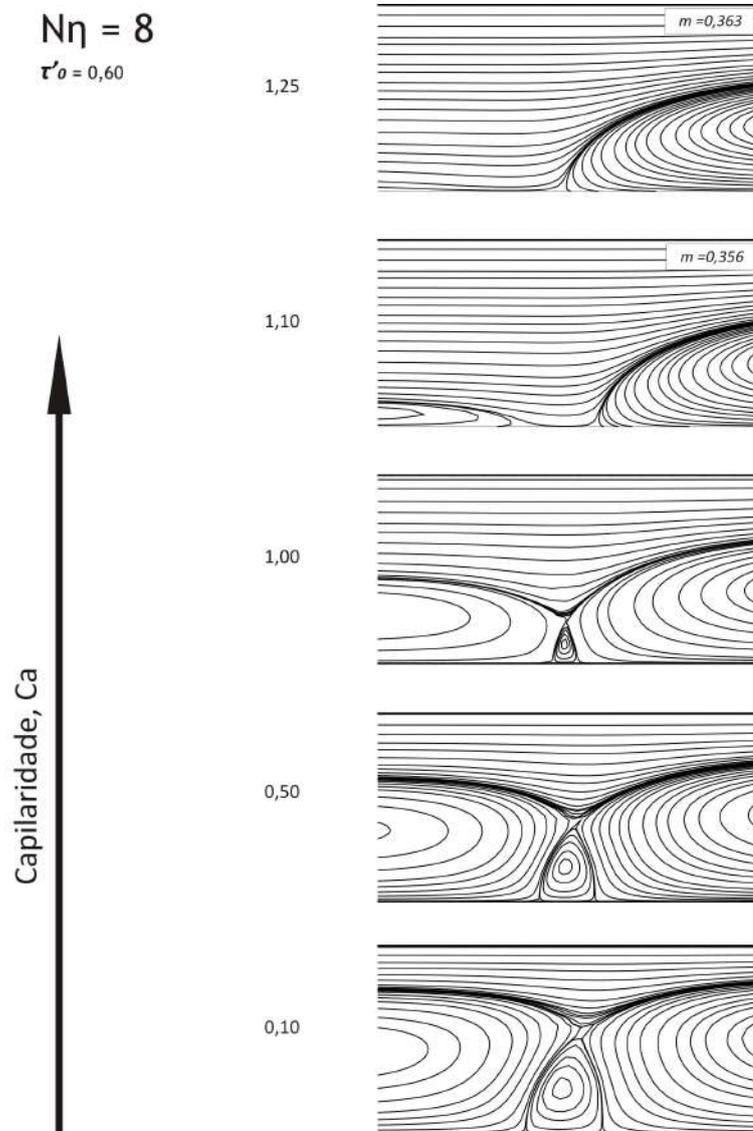


Figura 4.19: Perfil de escoamento representado por linhas de corrente nas proximidades da interface em função da capilaridade para $N_\eta = 8$ e $\tau'_{01} = 0,60$.

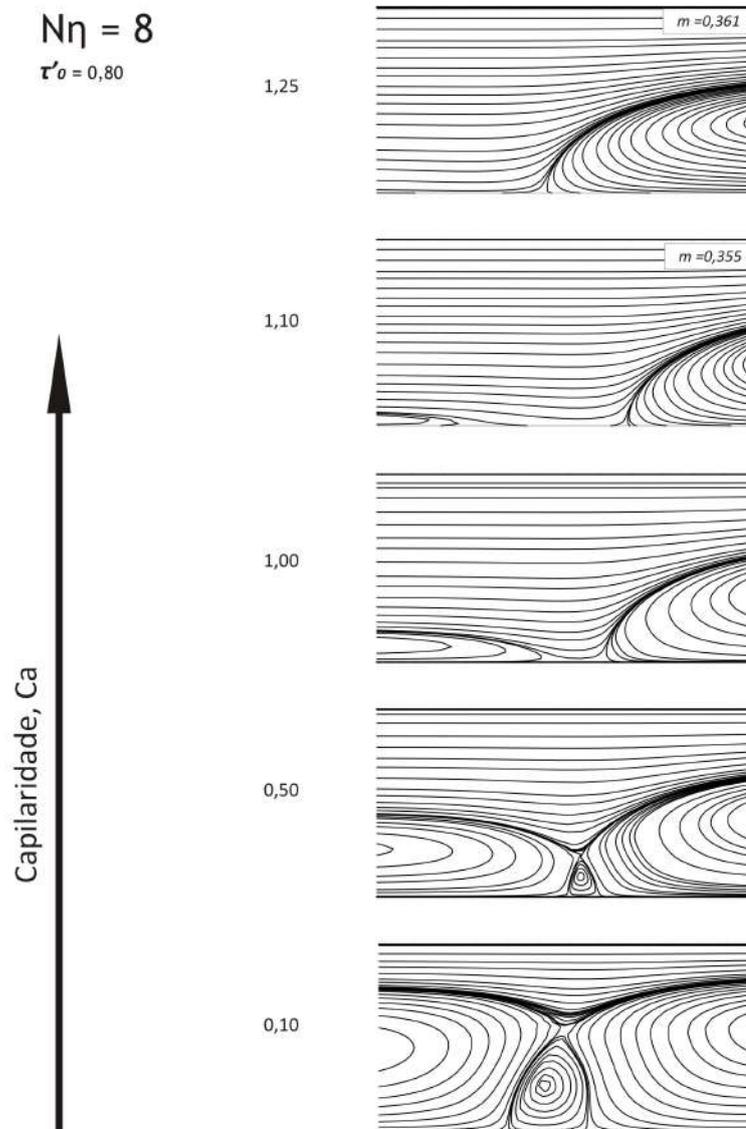


Figura 4.20: Perfil de escoamento representado por linhas de corrente nas proximidades da interface em função da capilaridade para $N_\eta = 8$ e $\tau'_{01} = 0,80$.

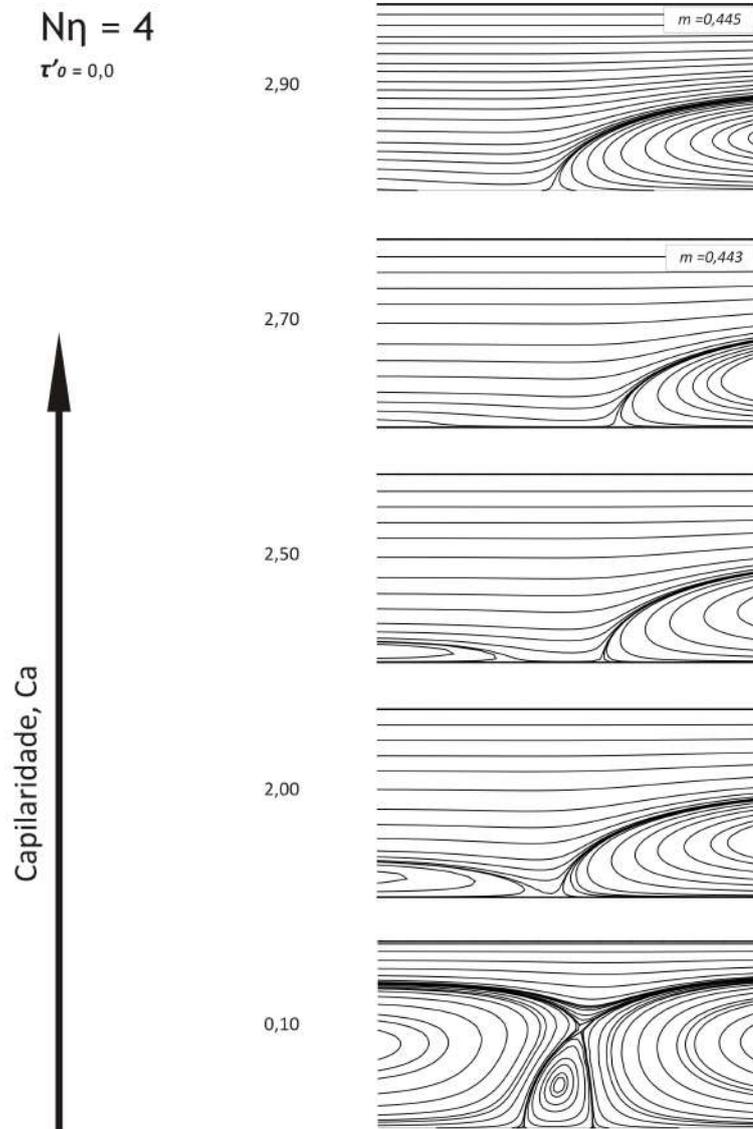


Figura 4.21: Perfil de escoamento representado por linhas de corrente nas proximidades da interface em função da capilaridade para $N_\eta = 4$ e $\tau'_{01} = 0,0$ (fluido newtoniano).

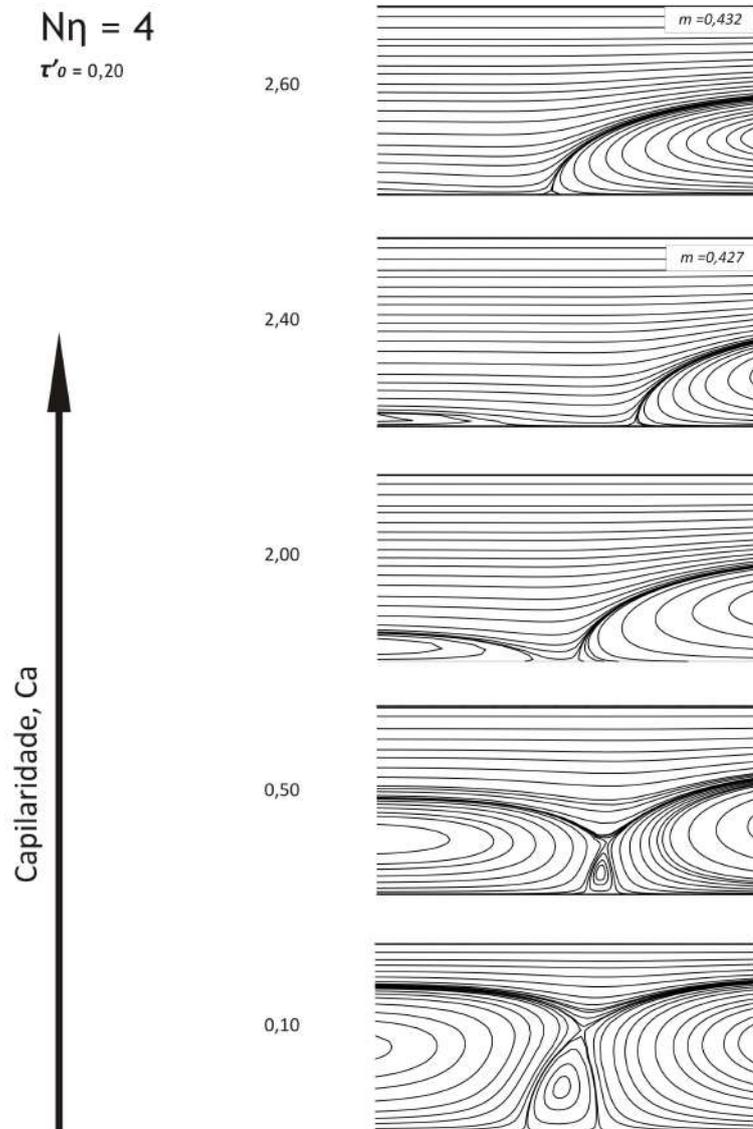


Figura 4.22: Perfil de escoamento representado por linhas de corrente nas proximidades da interface em função da capilaridade para $N_\eta = 4$ e $\tau'_{01} = 0,20$.

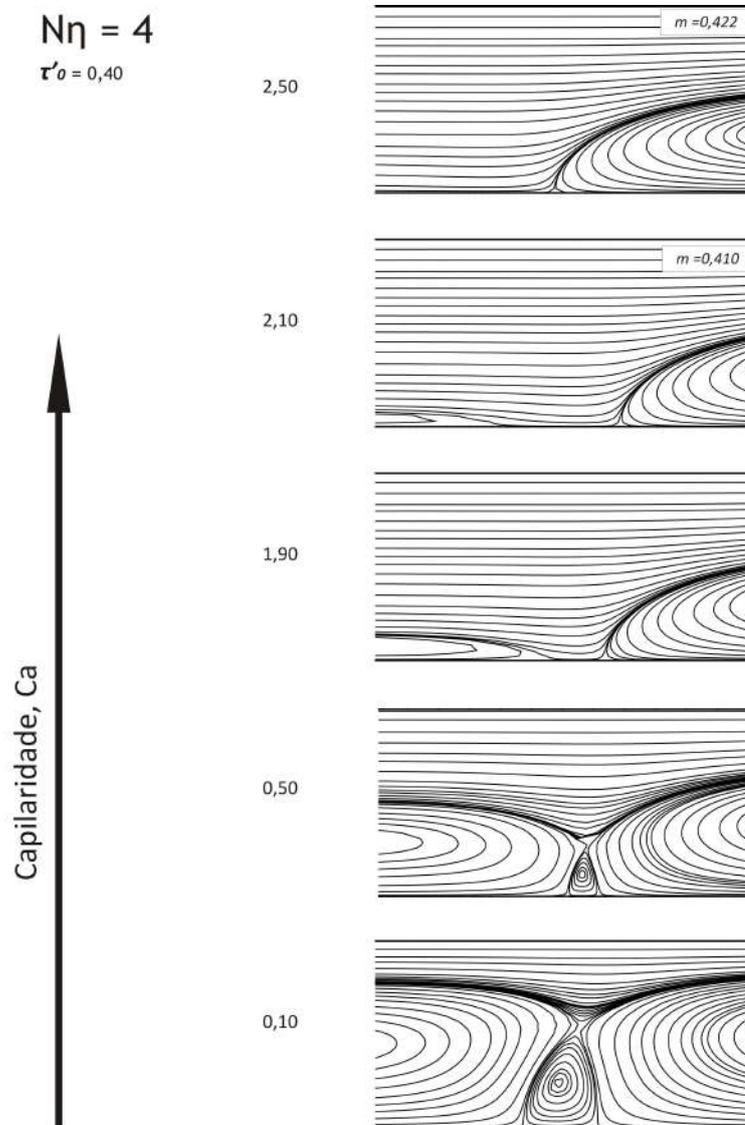


Figura 4.23: Perfil de escoamento representado por linhas de corrente nas proximidades da interface em função da capilaridade para $N_\eta = 4$ e $\tau'_{01} = 0,40$.

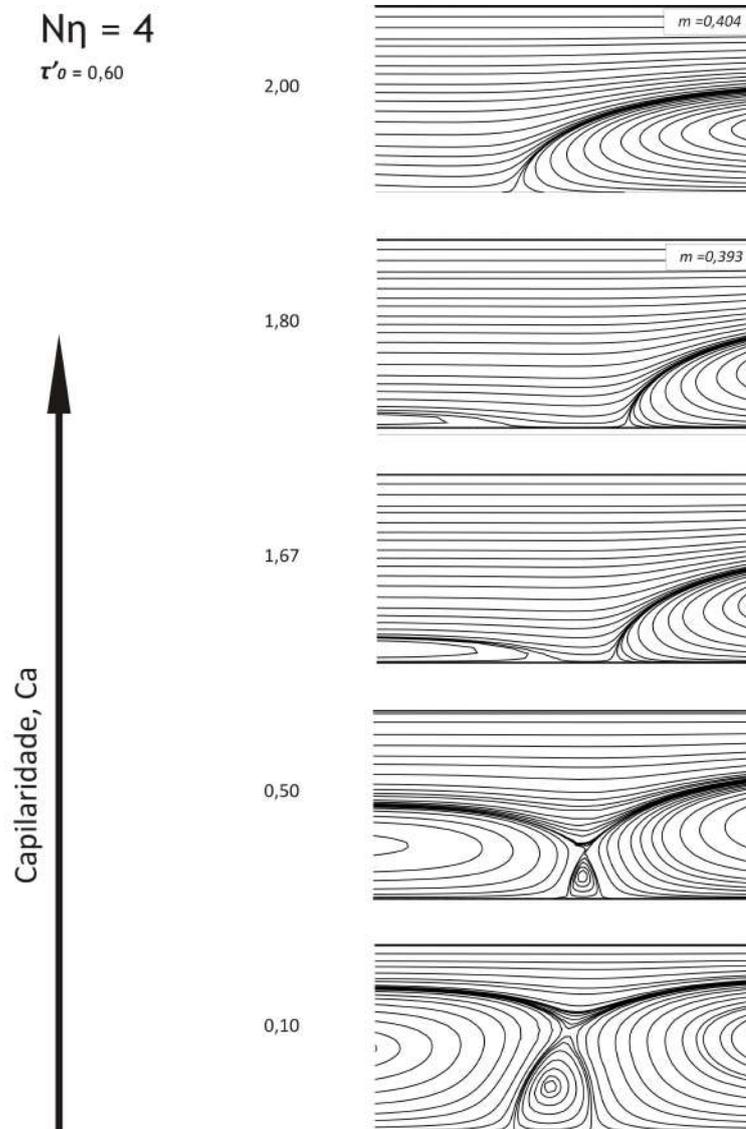


Figura 4.24: Perfil de escoamento representado por linhas de corrente nas proximidades da interface em função da capilaridade para $N_\eta = 4$ e $\tau'_{01} = 0,60$.

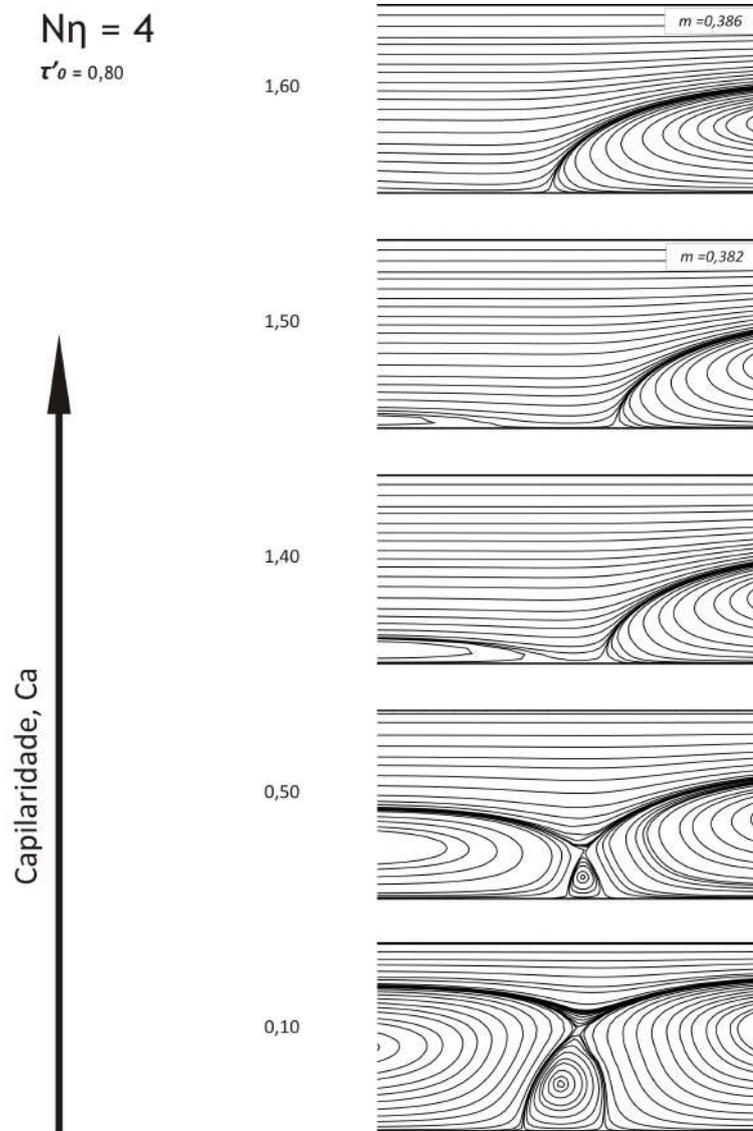


Figura 4.25: Perfil de escoamento representado por linhas de corrente nas proximidades da interface em função da capilaridade para $N_\eta = 4$ e $\tau'_{01} = 0,80$.

4.3.3 Análise dos Campos de Tensão

Nesta seção são avaliadas as influências do número de capilaridade, da razão de viscosidade e da tensão limite de escoamento na configuração das regiões cisalhadas e não cisalhadas do escoamento. A análise concentrou-se no fluido 1, visto que o fluido 2 é newtoniano, sendo assim 2 regiões são apresentadas na gota formada pelo fluido 1: uma onde a tensão de cisalhamento, τ , é menor que a tensão limite de escoamento, $\tau < \tau_0$, representada pela cor preta e outra onde a tensão de cisalhamento é igual ou maior que a tensão limite de escoamento, $\tau \geq \tau_0$, representada na cor branca. A visualização da área onde $\tau < \tau_0$ é importante, pois nesta região as taxas de deformação são próximas de zero. As Figuras 4.26 a 4.29 apresentam os campos de tensão para a razão de viscosidade 8 e valores de $\tau'_{0_1} = 0,200, 0,400, 0,600$ e $0,800$ respectivamente. Os valores de capilaridade, $Ca = 10, 1,0$ e $0,1$ foram propositadamente escolhidos por representarem os regimes de escoamentos possíveis: *by-pass*, regime de transição e recirculação completa, respectivamente.

Observa-se na Figura 4.26 que para $\tau'_{0_1} = 0,200$ a região onde $\tau < \tau_0$ é pequena em relação a gota e encontra-se distante da interface, exceto para o valor de $Ca = 0,1$ onde já ocorre recirculação secundária, e uma região não cisalhada pode ser visualizada no centro desta recirculação. Para $Ca = 1,0$, observa-se uma pequena região não cisalhada próxima a interface, possivelmente pela influência do regime de transição. O aumento de τ'_{0_1} leva a um aumento da região onde $\tau < \tau_0$, sendo que na Figura 4.27, que apresenta dados para $\tau'_{0_1} = 0,400$ é possível visualizar o aumento desta região em relação ao apresentado na Figura 4.26, além disto, também é possível visualizar o aumento da região não cisalhada nas proximidades da interface sobre o local onde ocorre a recirculação. Curiosamente, para $\tau'_{0_1} = 0,400$ e $Ca = 0,1$, é possível visualizar uma única região onde $\tau < \tau_0$, que aparentemente surgem da união das 2 regiões apresentadas para $Ca = 1,0$. Contudo, ocorre a formação de uma ilha no interior da região onde $\tau \geq \tau_0$. Estes dados permitem avaliar a influência da capilaridade nos campos de tensão, assim como o efeito

da recirculação secundária que leva a uma alteração considerável dos campos de tensão em sua proximidade. A medida que o valor de τ'_{01} é aumentado, conforme apresentado nas Figuras 4.28 e 4.29 o fenômeno anteriormente descrito não é mais observado. Nestas situações, onde $\tau'_0 > 0,400$ são visualizadas regiões contínuas do centro da gota até o limite da interface onde $\tau < \tau_0$. Contrastando com $\tau'_{01} = 0,600$, onde existe um certo equilíbrio, para $\tau'_{01} = 0,800$ a região não cisalhada preenche a maior parte do volume da gota, sendo que apenas as regiões próximas da interface na parte superior da gota, nas proximidades da Região IV, onde o escoamento é desenvolvido apresentam $\tau \geq \tau_0$. As Figuras 4.30 a 4.33 apresentam os campos de tensão para a razão de viscosidade 4 e valores de $\tau'_{01} = 0,200, 0,400, 0,600$ e $0,800$ respectivamente. Os dados obtidos para $N_\eta = 4$ mantém as mesmas características em relação aos campos de tensão observados para $N_\eta = 8$, não sendo verificadas diferenças significativas no comportamento dos fluidos, o que demonstra que, dentro as faixas estudadas, a razão de viscosidade não se apresentou preponderante em relação a capilaridade e τ'_{01} .

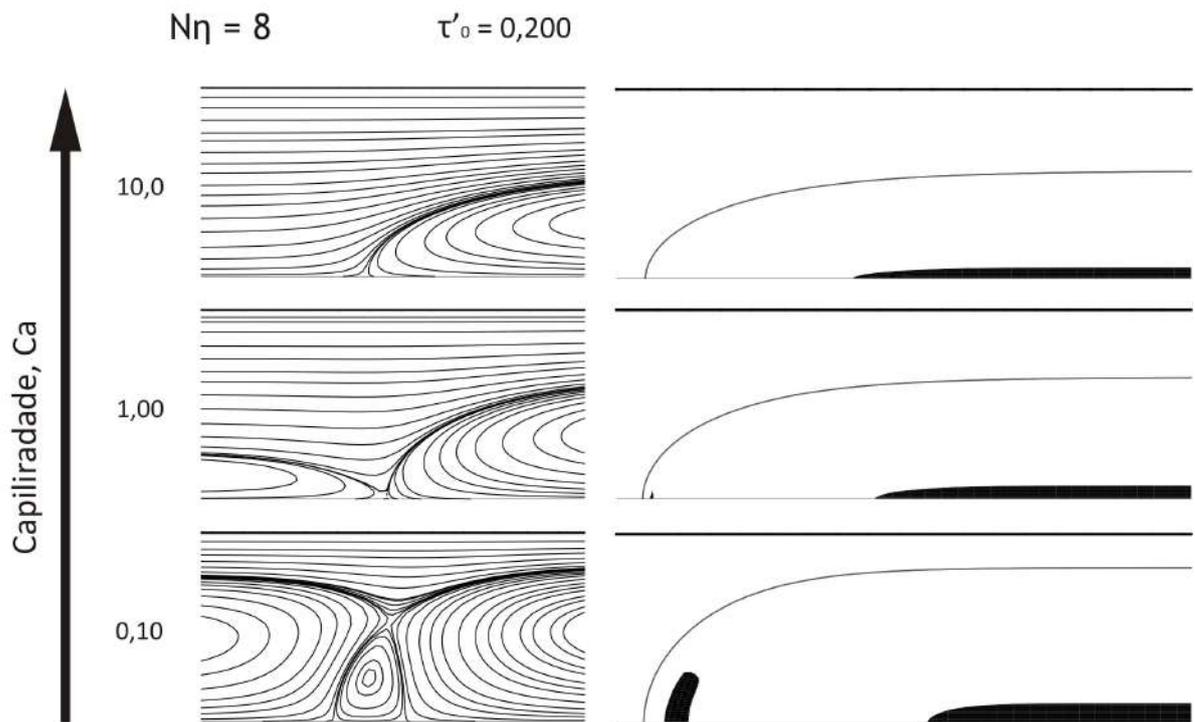


Figura 4.26: Campo de tensão em função da capilaridade, para $N\eta = 8$ e $\tau'_{01} = 0,20$. A região não cisalhada está em preto e a região cisalhada em branco.

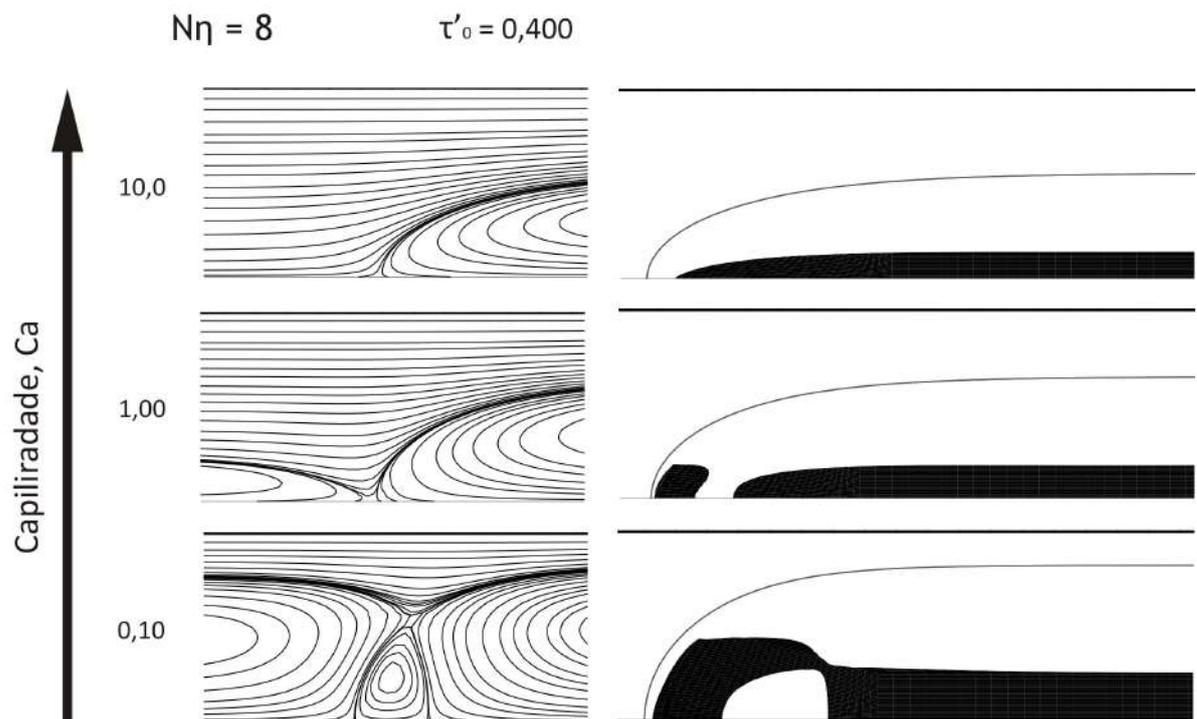


Figura 4.27: Campo de tensão em função da capilaridade, para $N_\eta = 8$ e $\tau'_{01} = 0,40$. A região não cisalhada está em preto e a região cisalhada em branco.

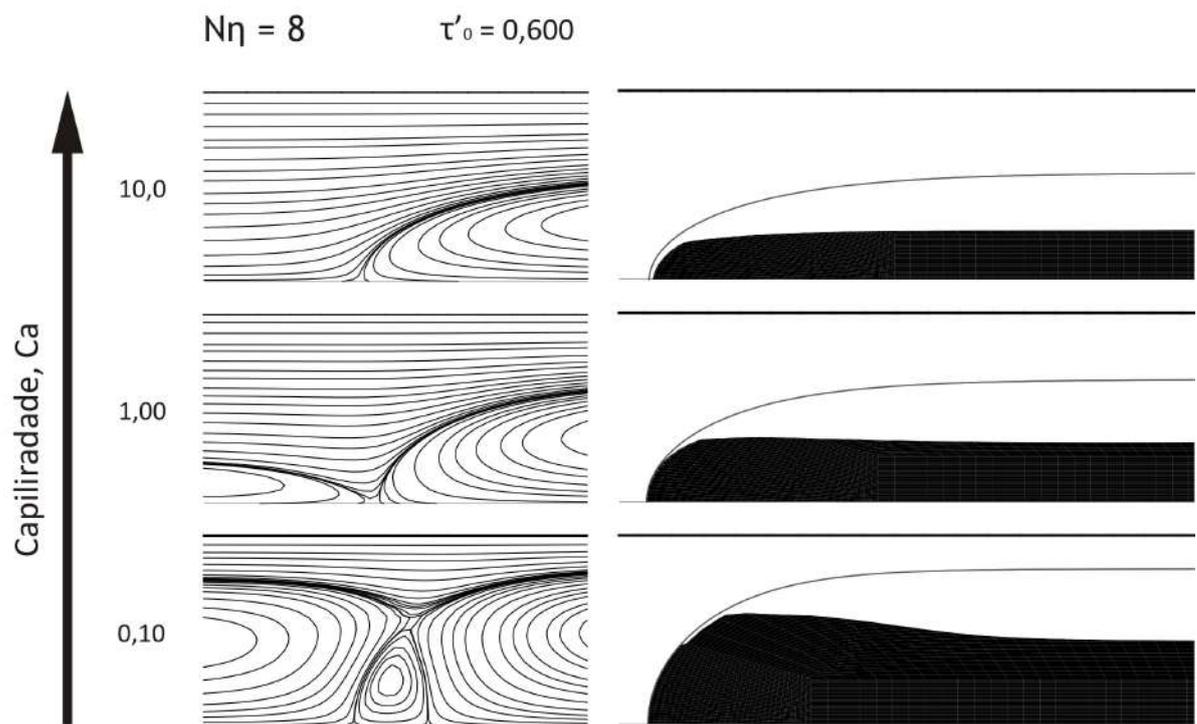


Figura 4.28: Campo de tensão em função da capilaridade, para $N_\eta = 8$ e $\tau'_{01} = 0,60$. A região não cisalhada está em preto e a região cisalhada em branco.

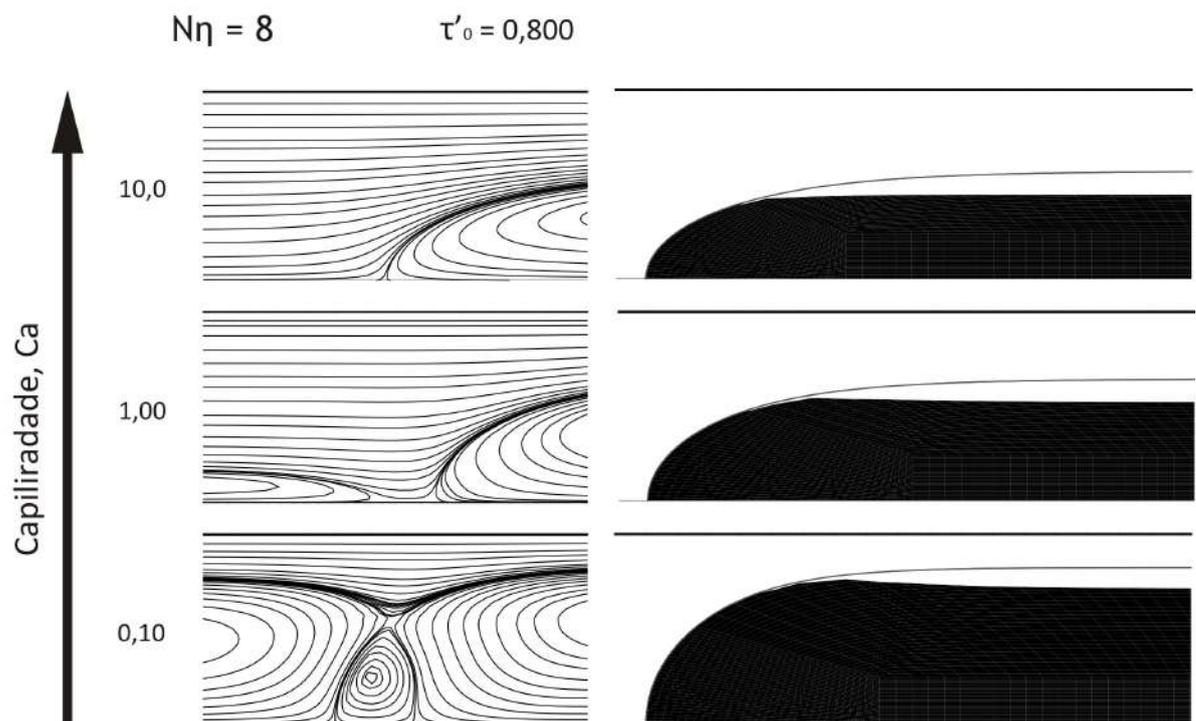


Figura 4.29: Campo de tensão em função da capilaridade, para $N_\eta = 8$ e $\tau'_{01} = 0,80$. A região não cisalhada está em preto e a região cisalhada em branco.

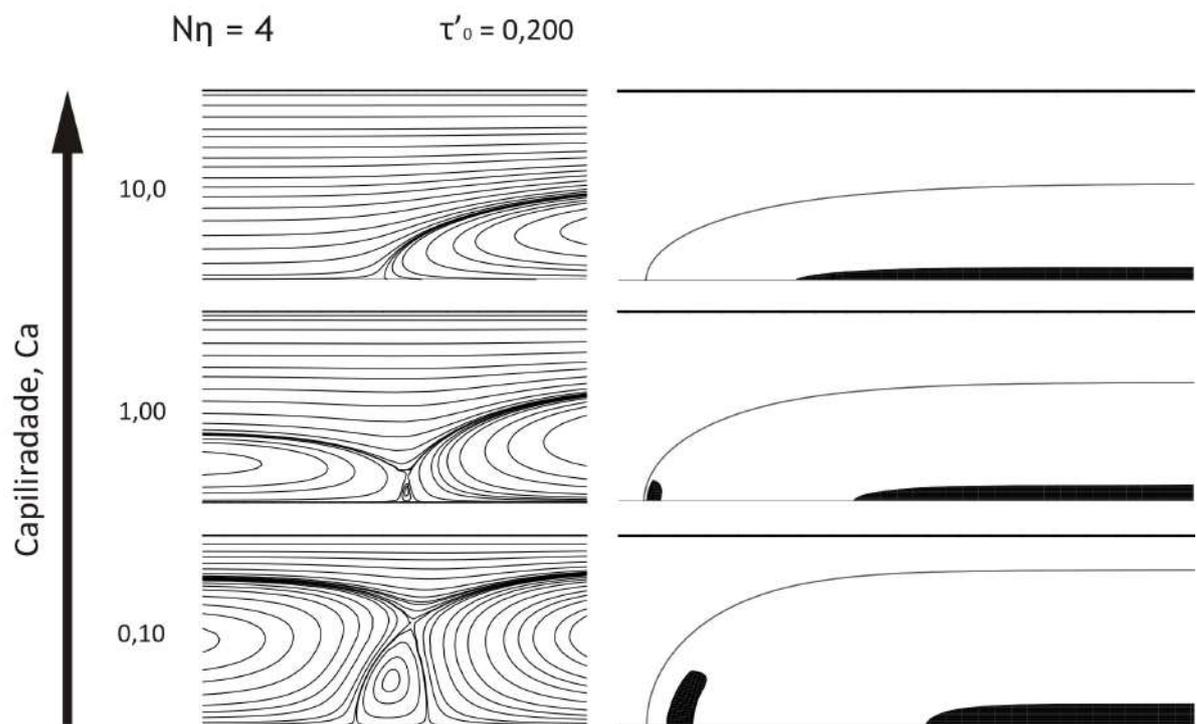


Figura 4.30: Campo de tensão em função da capilaridade, para $N\eta = 4$ e $\tau'_{01} = 0,20$. A região não cisalhada está em preto e a região cisalhada em branco.

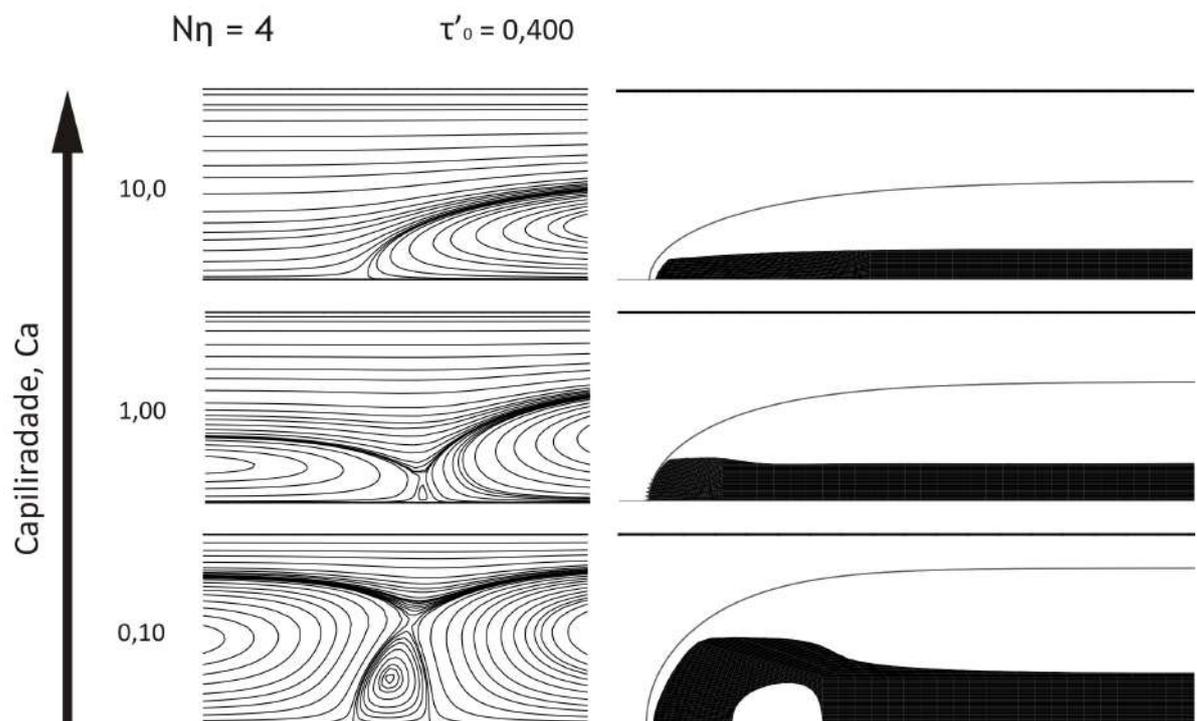


Figura 4.31: Campo de tensão em função da capilaridade, para $N_\eta = 4$ e $\tau'_{01} = 0,40$. A região não cisalhada está em preto e a região cisalhada em branco.

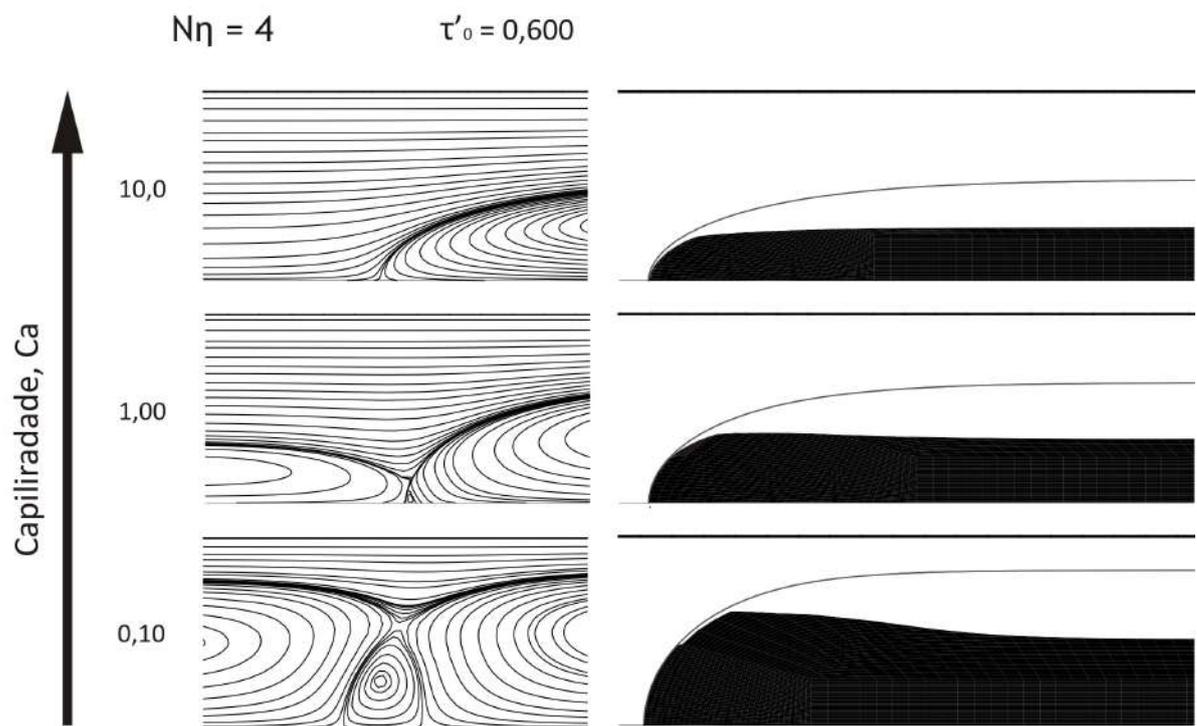


Figura 4.32: Campo de tensão em função da capilaridade, para $N_\eta = 4$ e $\tau'_{01} = 0,60$. A região não cisalhada está em preto e a região cisalhada em branco.

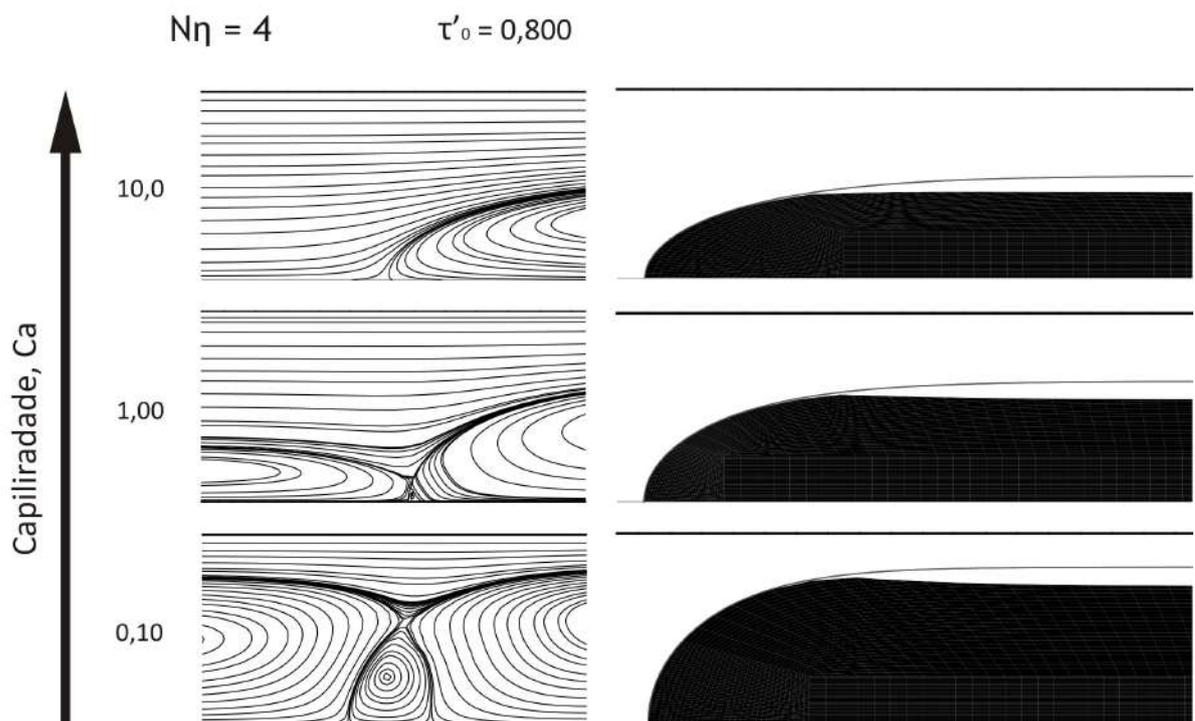


Figura 4.33: Campo de tensão em função da capilaridade, para $N_\eta = 4$ e $\tau'_{01} = 0,80$. A região não cisalhada está em preto e a região cisalhada em branco.

4.4 Deslocamento de Fluido Viscoplastico por Fluido Viscoplastico

Nesta seção são apresentados os resultados obtidos em escoamentos onde o fluido deslocado e o fluido deslocador são viscoplasticos, sendo apresentadas as influências do número de capilaridade, Ca , da razão de viscosidade, N_η , da tensão limite de escoamento adimensional para o fluido deslocado, τ'_{02} e da tensão limite de escoamento adimensional para o fluido deslocador, τ'_{01} sobre a fração de massa perdida, m , os padrões de linha de corrente e os campos de tensão, sendo apresentadas as regiões cisalhadas e não cisalhadas. O efeito da plasticidade foi avaliado através de simulações com $\tau'_0 = 0,20, 0,40$ e $0,80$ para valores de capilaridade entre $0,2 \leq Ca \leq 100$ nas razões de viscosidade $N_\eta = 8$ e 4 . Os fluidos viscoplasticos foram caracterizados adotando a função de Papanastasiou [19] conforme previamente discutido na Seção anterior.

4.4.1 Fração de massa perdida, m

Inicialmente, com o objetivo de avaliar a influência da plasticidade no fluido deslocado, fixou-se o valor de τ'_{01} e somente os valores de τ'_{02} foram variados. Os valores de fração de massa aderida a parede do canal, m , para um valor de $\tau'_{01} = 0,40$ são apresentados nas Figuras 4.34 e 4.35 para $N_\eta = 8$ e 4 , respectivamente. Apesar da diferença em relação as simulações apresentadas na Seção 4.3, quando a variação de τ'_0 ocorre no fluido deslocador, nota-se que a influência da plasticidade em relação a massa perdida é similar, visto que a medida que o valor de τ'_{02} aumenta ocorre uma diminuição do valor de m . Estes resultados são coerentes com os obtidos por Sousa et al [27] para deslocamento de fluidos viscoplasticos por gás em tubos capilares. A redução da capilaridade leva a diminuição de m , contudo, pode-se observar que mesmo para valores de $Ca \leq 1$, existe influência de τ'_{02} sobre o valor de m , sinalizando para uma maior influência dos parâmetros reológicos quando o fluido deslocado é viscoplastico, mesmo quando os efeitos de capilaridade são expressivos. Em geral os valores de m para $N_\eta = 8$ foram menores do que para

$N_\eta = 4$ como pode ser observado na Figura 4.36. Este comportamento é similar aos discutidos nas Seções 4.2 e 4.3. Percebe-se que a medida que o valor de τ'_{0_2} aumenta, ocorre uma diminuição do efeito de N_η e Ca sobre o valor de m .

A influência da plasticidade no fluido deslocador é apresentada na Figura 4.37. Nota-se que o aumento de τ'_{0_1} leva a uma discreta diminuição do valor de m , sendo a capilaridade o parâmetro que exerce maior influência sobre o valor de m . Para valores de $Ca \leq 1$ é observado que as forças de capilaridade são preponderantes e o valor de m independe do nível de plasticidade. Ainda, quando comparadas as simulações onde τ'_{0_1} é fixo, e τ'_{0_2} sofre variações, verifica-se que a plasticidade do fluido deslocador exerce pouca influência quando comparada a plasticidade do fluido deslocado. O comportamento é compatível com o observado na Seção 4.3 onde o fluido deslocado é newtoniano e o deslocador viscoplástico. Ao observar a Equação 2.25 verifica-se que os termos correspondentes de τ'_{0_1} encontram-se divididos por N_η , e como $N_\eta > 1$, é possível deduzir que o valor da razão de viscosidade minimiza a influência de τ'_{0_1} , explicando o comportamento acima discutido. Esta observação também explica o fato dos escoamentos onde $N_\eta = 4$, possuírem maior efeito de τ'_{0_1} do que aqueles onde $N_\eta = 8$. Possivelmente, escoamentos onde $N_\eta < 1$ possuem maior influência de τ'_{0_1} do que em relação a τ'_{0_2} .

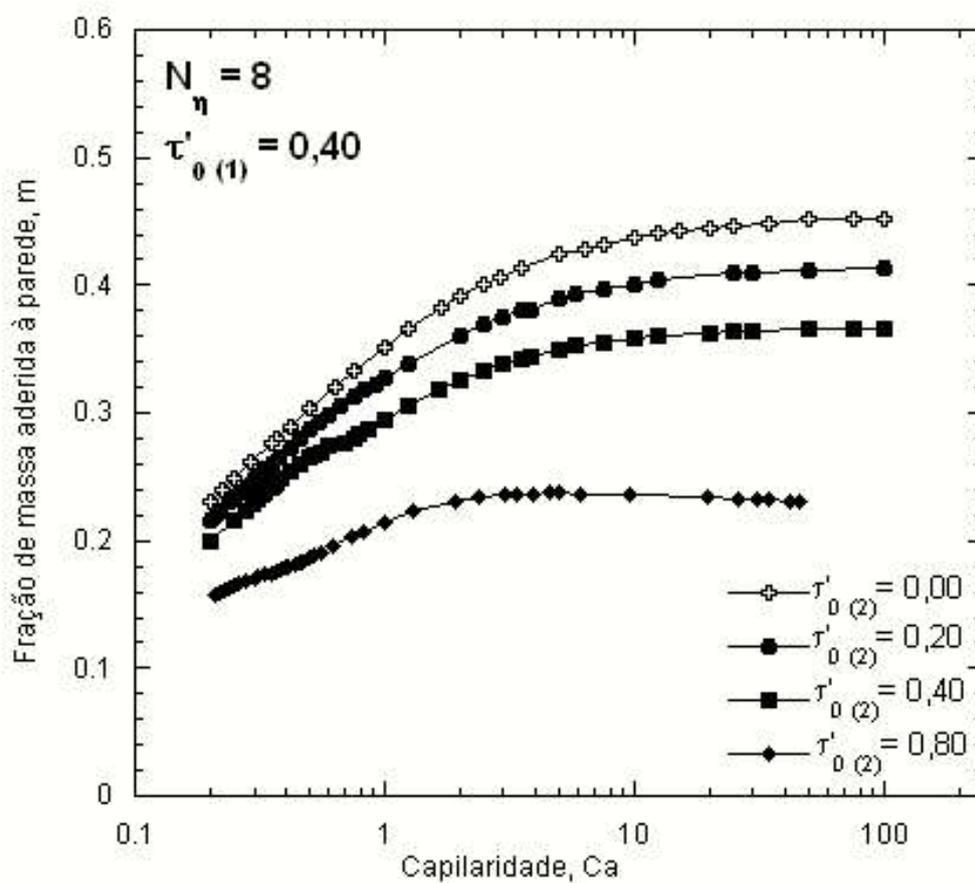


Figura 4.34: Fração de massa depositada na parede do capilar, m , em função do número de capilaridade e tensão limite de escoamento adimensional para $N_{\eta} = 8$, em deslocamento de fluido viscoplástico com $\tau'_{0_1} = 0,40$ por fluidos viscoplásticos.

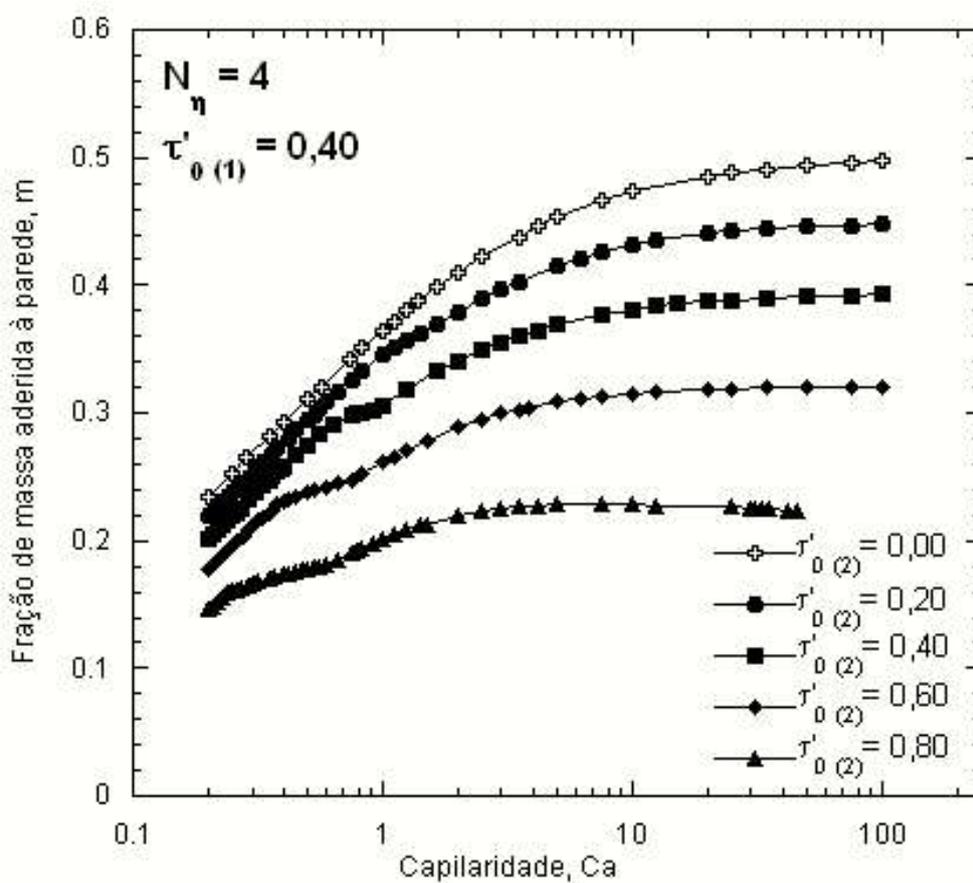


Figura 4.35: Fração de massa depositada na parede do capilar, m , em função do número de capilaridade e tensão limite de escoamento adimensional para $N_\eta = 4$, em deslocamento de fluido viscoplástico com $\tau'_{0_1} = 0,40$ por fluidos viscoplásticos.

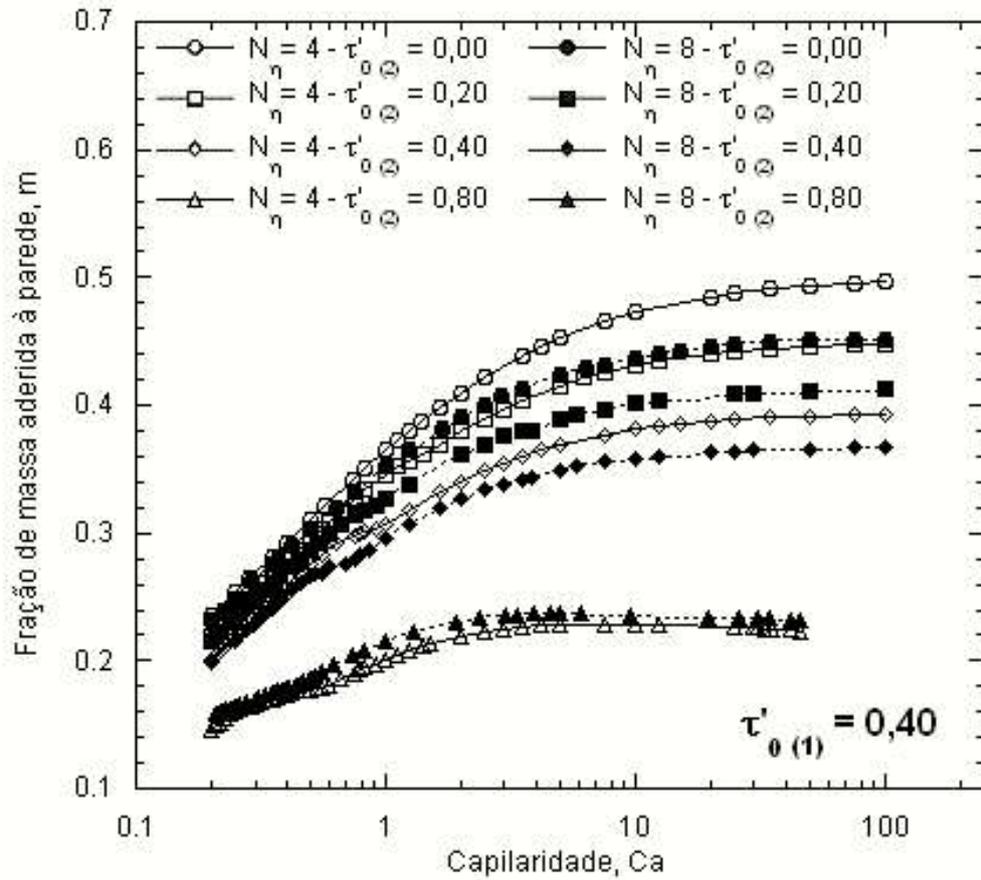


Figura 4.36: Fração de massa depositada na parede do capilar, m , em função do número de capilaridade e tensão limite de escoamento adimensional, em deslocamento de fluido viscoplástico com $\tau'_{01} = 0,40$ por fluidos viscoplásticos.

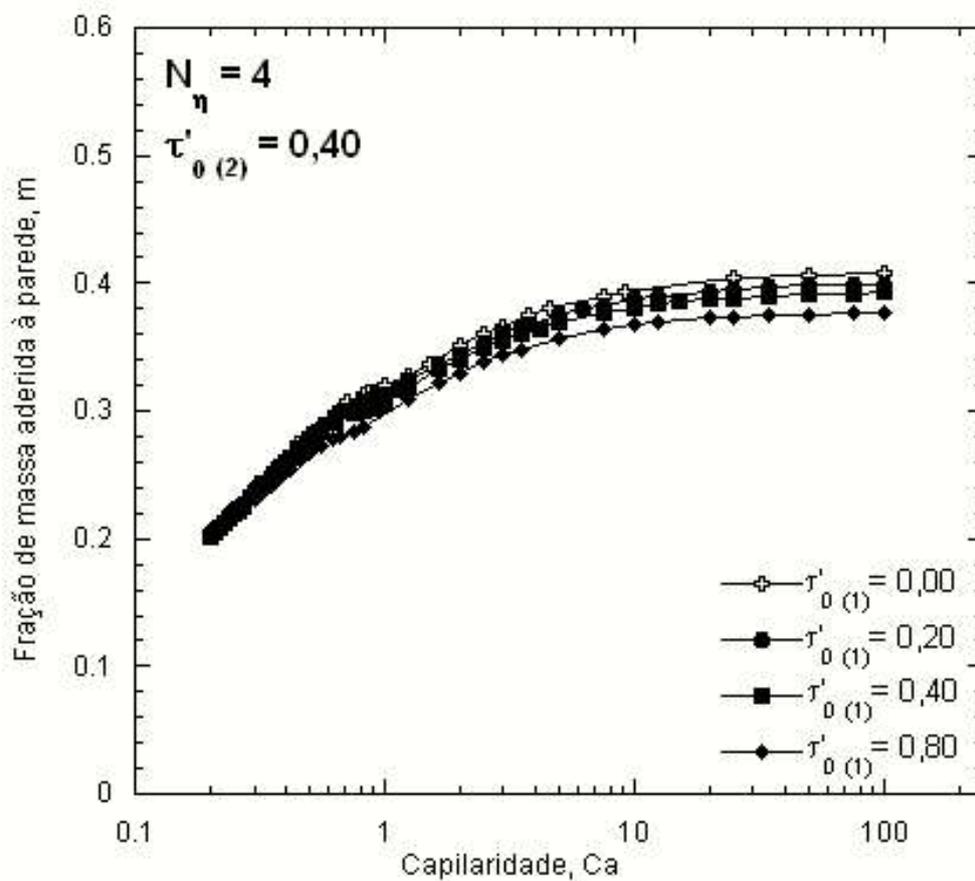


Figura 4.37: Fração de massa depositada na parede do capilar, m , em função do número de capilaridade e tensão limite de escoamento adimensional para $N_{\eta} = 4$, em deslocamento de fluido viscoplástico com $\tau'_{0_2} = 0,40$ por fluidos viscoplásticos.

4.4.2 Regimes de Escoamento e Perfil das Linhas de Corrente

As Figuras 4.38 e 4.39 apresentam os padrões das linhas de corrente para o fluido deslocador viscoplástico com $\tau'_{01} = 0,40$ em função da Ca e τ'_{02} para $N_\eta = 8$ e 4, respectivamente. Nota-se que a diminuição da capilaridade leva o escoamento para a faixa de transição e posteriormente para regime de escoamento com recirculação completa, enquanto que o aumento da plasticidade e de N_η tende o escoamento para *by-pass*. Observando $N_\eta = 8$ e $Ca = 1,0$ nota-se que somente para o fluido newtoniano não ocorre *by-pass*, sendo que o mesmo ocorre para $N_\eta = 4$ e $Ca = 2,0$, demonstrando as influencias de Ca e N_η no perfil do escoamento.

A Figura 4.40 apresenta os padrões de linha de corrente, em função da Ca e τ'_{01} para um fluido deslocado viscoplástico com $\tau'_{02} = 0,40$, para $N_\eta = 4$. Ao contrário do observado quando a variação ocorre em τ'_{02} , é possível observar que o aumento de τ'_{01} não surte efeito significativo no comportamento do escoamento, demonstrando a fraca influência de τ'_{01} .

Em relação a capilaridade nota-se que sua diminuição tende o escoamento para recirculação. Novamente, através da análise da Equação 2.25 é possível concluir que os resultados obtidos das simulações encontram-se coerentes com a adimensionalização.

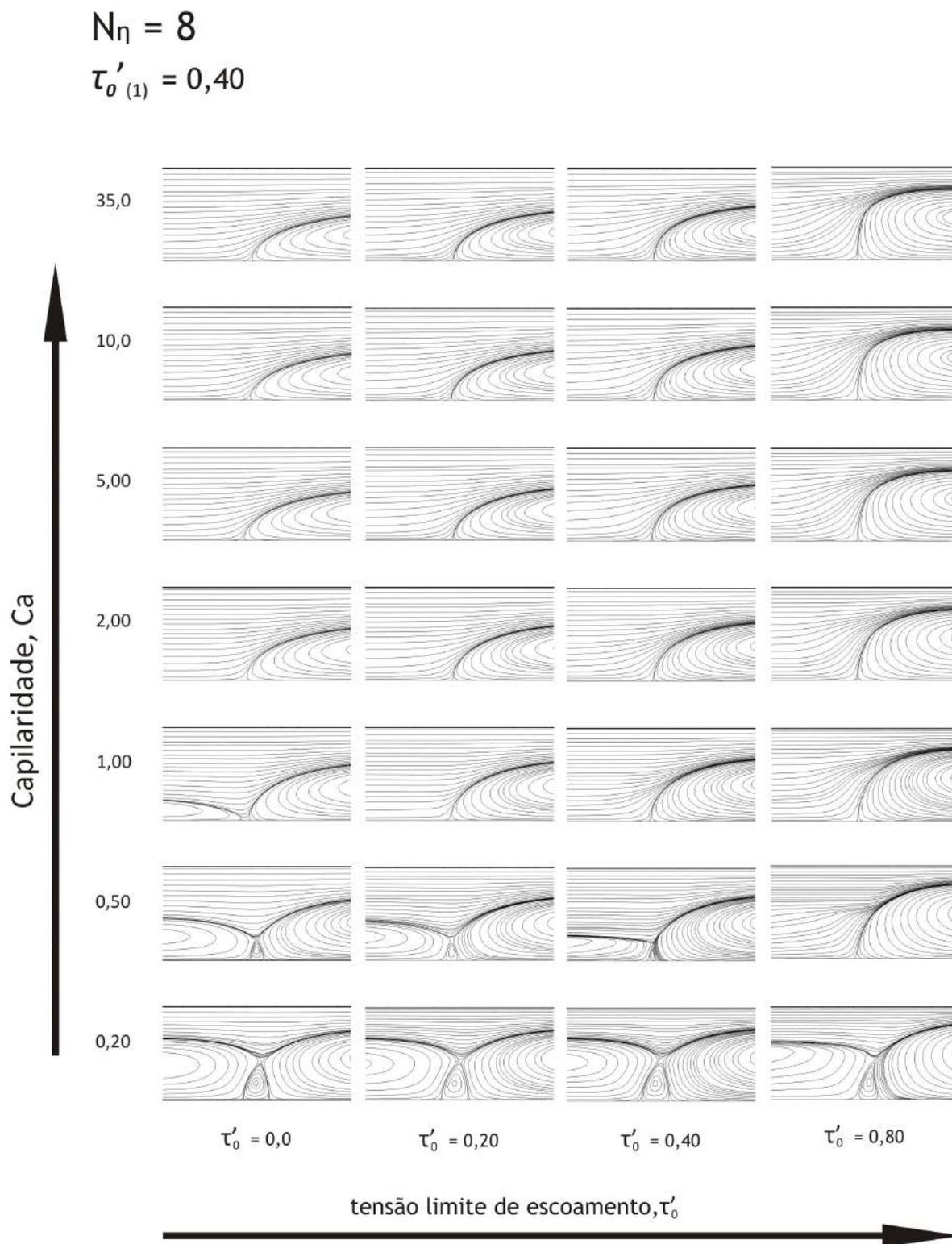


Figura 4.38: Perfil de escoamento representado por linhas de corrente em função de Ca e τ'_{0_2} para $N_\eta = 8$.

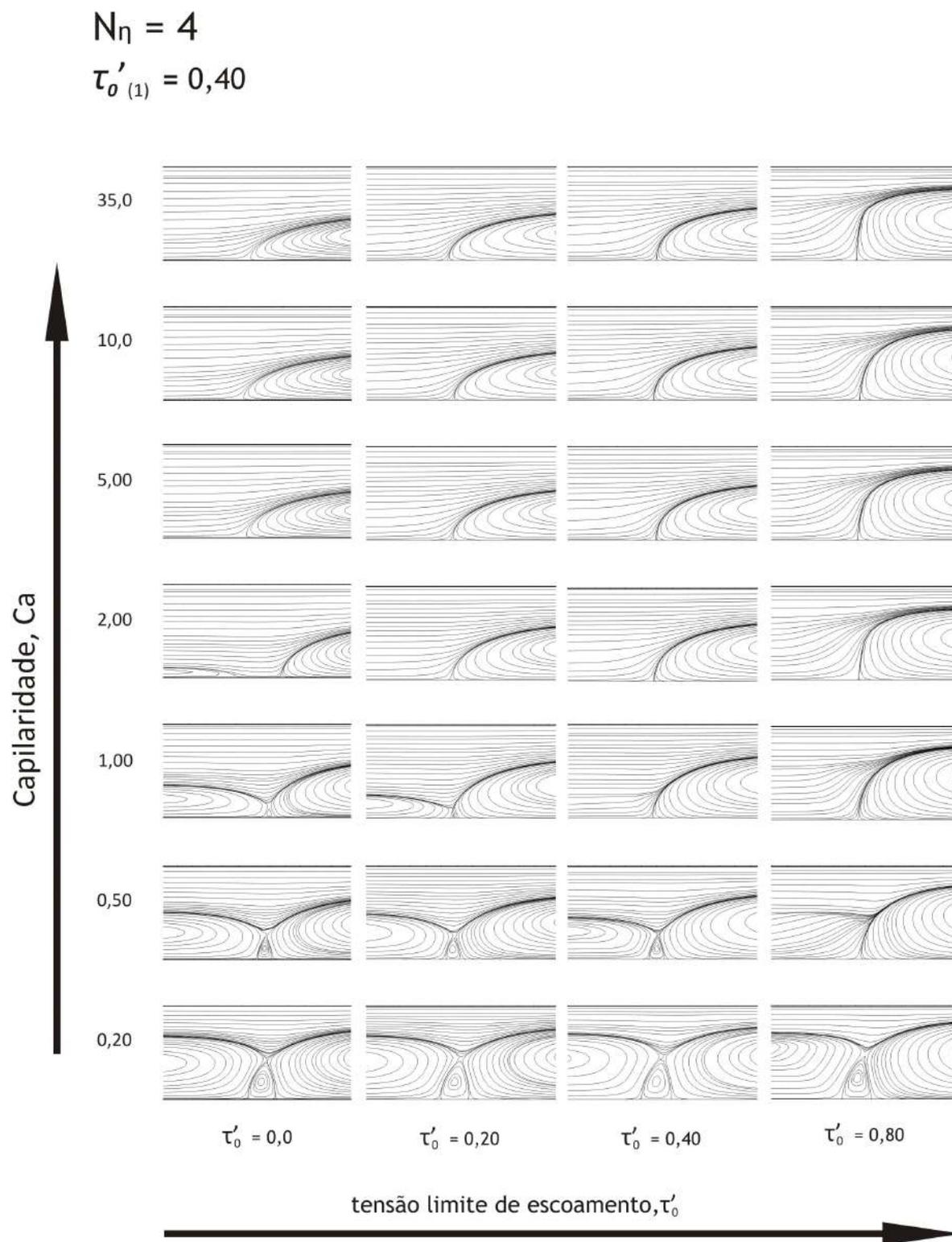


Figura 4.39: Perfil de escoamento representado por linhas de corrente em função de Ca e τ'_{0_2} para $N_\eta = 4$.

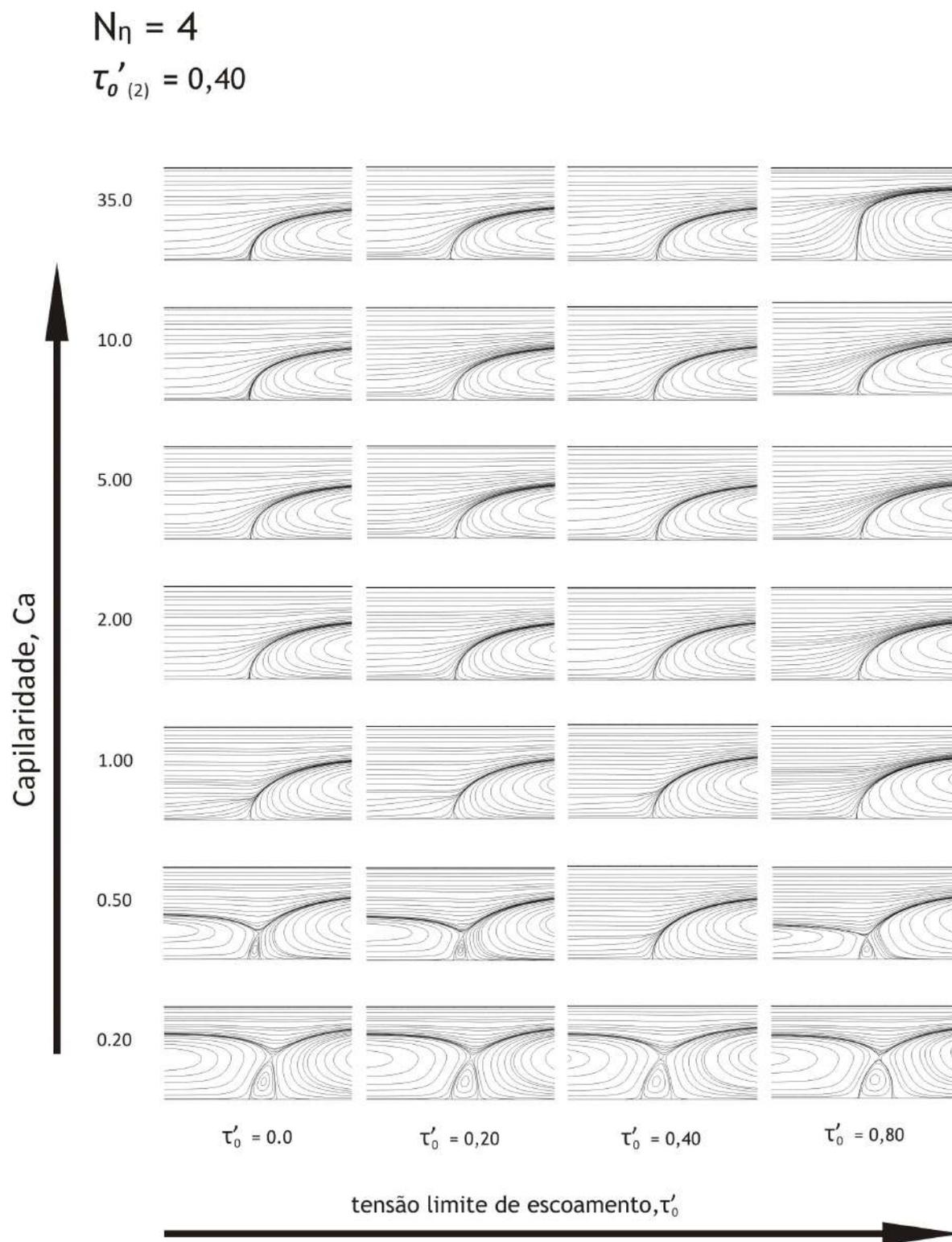


Figura 4.40: Perfil de escoamento representado por linhas de corrente em função de Ca e τ'_{01} para $N_\eta = 4$.

Para uma análise mais detalhada de como parâmetros envolvidos no escoamento influenciam no momento da transição do escoamento, são apresentados os padrões das linhas de corrente nos intervalos de capilaridade que compreendem as faixas de transição do escoamento para diferentes valores de N_η e τ'_0 . Diferentemente dos padrões obtidos para fluidos newtonianos, pode-se observar um comportamento das linhas de corrente distintos no que se refere a faixa de transição. Sousa et al [27] apresentam um padrões atípicos semelhantes em sua investigação do deslocamento por gás de fluidos pseudoplástico e viscoplásticos em tubos capilares. Neste caso, conforme explorado por Thompson et al [32], a recirculação é formada primeiramente perto da interface e se expande em direção ao domínio do fluido deslocado. Contudo, é possível observar padrões ainda não observados na literatura, como os apresentado na Figura 4.50, onde nota-se a presença de 2 recirculações do fluido 2 durante a transição sendo que com a diminuição da capilaridades as recirculações se unem formando apenas uma.

As Figuras 4.41 a 4.44 e Figuras 4.45 a 4.48 apresentam os regimes de escoamento para $N_\eta = 8$ e 4, respectivamente do deslocamento de fluido viscoplástico com variação de τ'_{0_2} . Foi utilizado refino no número de capilaridade para buscar os valores críticos, Ca_c e o valor da massa crítica, m_c , permitindo avaliar a influência da plasticidade e razão de viscosidade sobre os mesmos. Assim, como observado com m para um valor fixo de capilaridade, tem-se que o valor de m_c e Ca_c diminuem com o aumento τ'_{0_2} . Para $\tau'_{0_2} = 0,80$ os valores de m_c para $N_\eta = 8$ e $N_\eta = 4$ são muitos próximos, reiterando o comportamento observado sobre m no qual para valores de τ'_{0_2} elevados, a plasticidade é dominante sobre a razão de viscosidades. O mesmo comportamento é notado para os valores de Ca_c , contudo com menor intensidade. Ainda em relação a m_c e Ca_c , a razão de viscosidade possui efeito contrário a plasticidade, contudo seu efeito é predominante para baixos valores de τ'_{0_2} .

As Figuras 4.49 a 4.52 apresentam os regimes de escoamento para $N_\eta = 4$, para o deslocamento de fluido viscoplástico com variação de τ'_{0_1} . Nota-se que os valores de m_c e Ca_c

decrecem discretamente com o aumento de τ'_{0_1} , efeito similar ao apresentado nos escoamentos de fluidos newtonianos por fluidos viscoplásticos, contudo os valores de m_c e Ca_c se apresentam menores quando comparados ao caso newtoniano. Este comportamento ressalta a fraca influência da plasticidade do fluido deslocador em relação as características reológicas do fluido deslocado e os demais parâmetros que governam o problema.

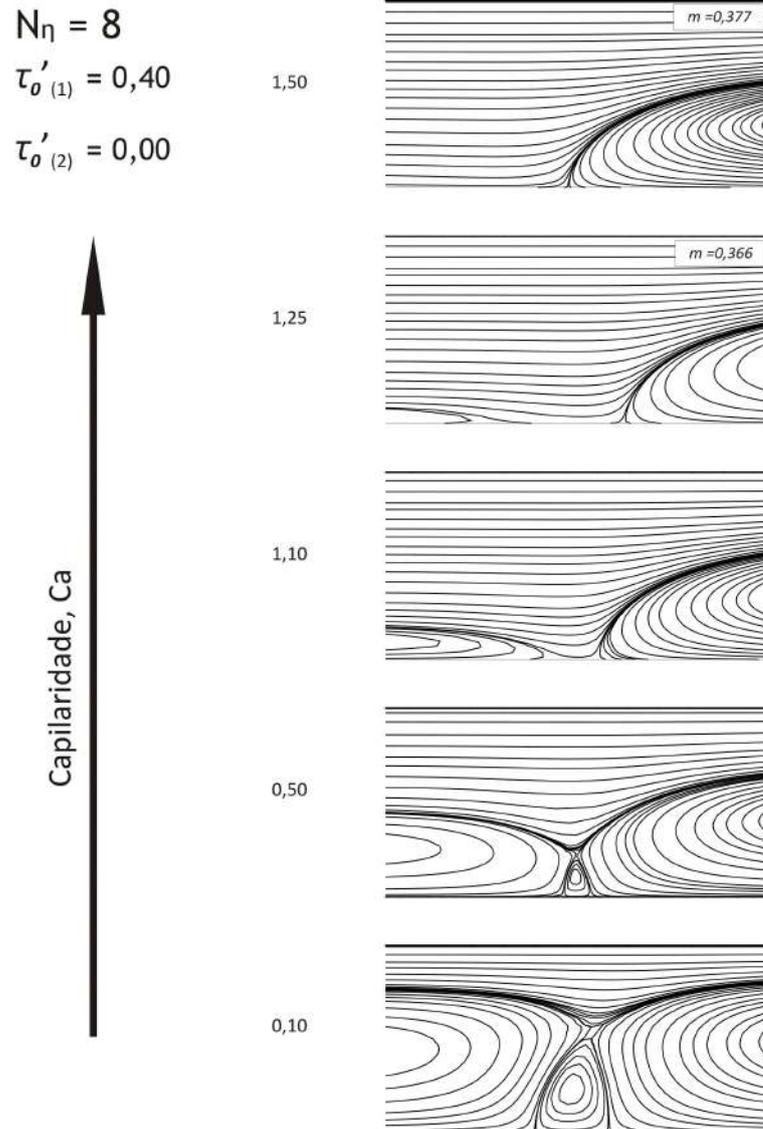


Figura 4.41: Perfil de escoamento representado por linhas de corrente nas proximidades da interface em função da capilaridade para $N_\eta = 8$ e $\tau'_{0_2} = 0,0$ (fluido newtoniano).

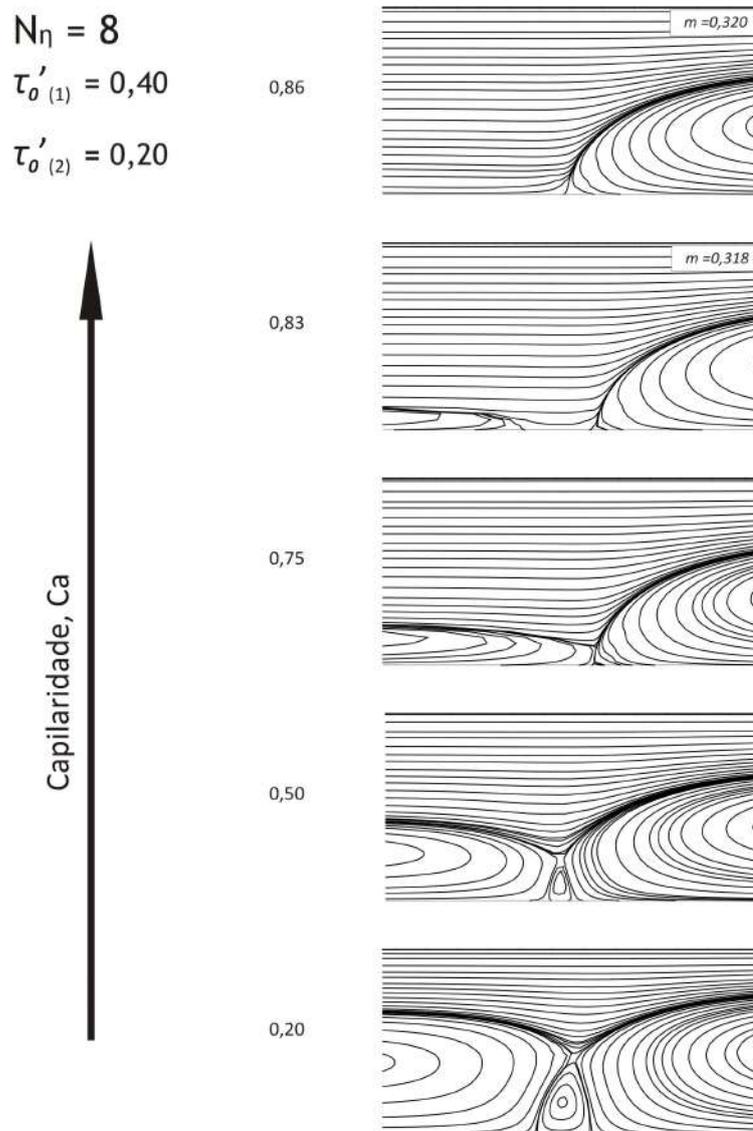


Figura 4.42: Perfil de escoamento representado por linhas de corrente nas proximidades da interface em função da capilaridade para $N_\eta = 8$ e $\tau'_{0_2} = 0,20$.

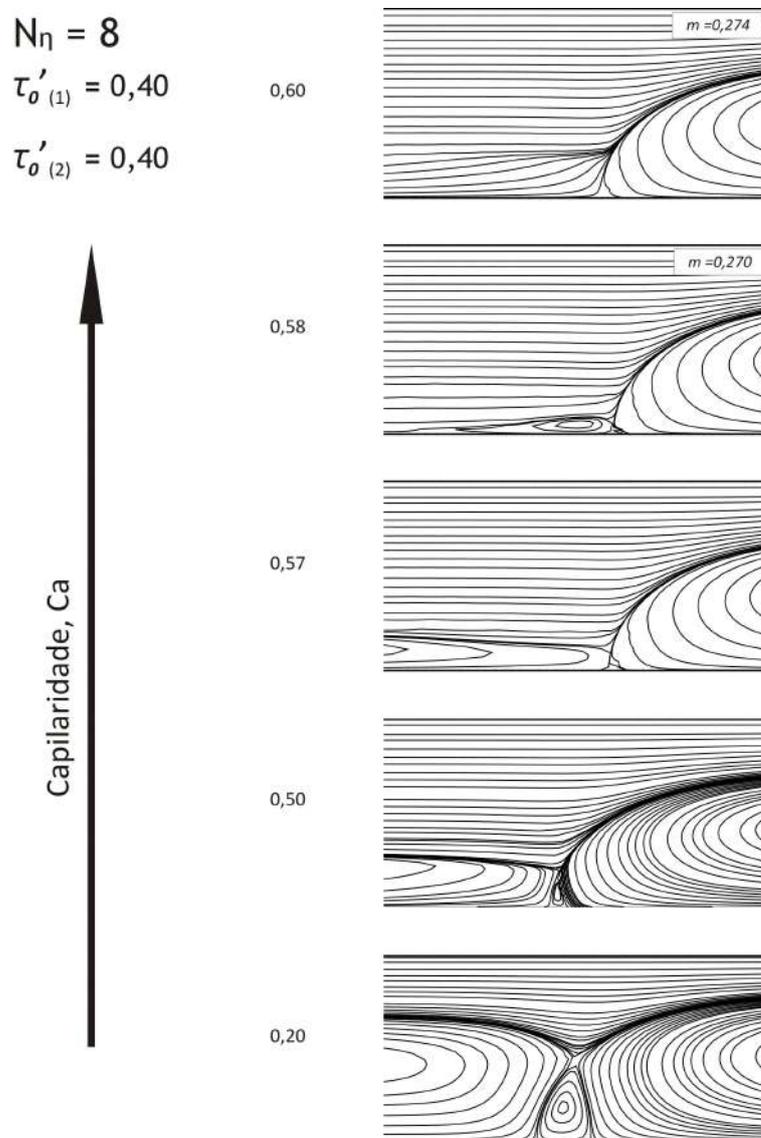


Figura 4.43: Perfil de escoamento representado por linhas de corrente nas proximidades da interface em função da capilaridade para $N_\eta = 8$ e $\tau'_{0_2} = 0,40$.

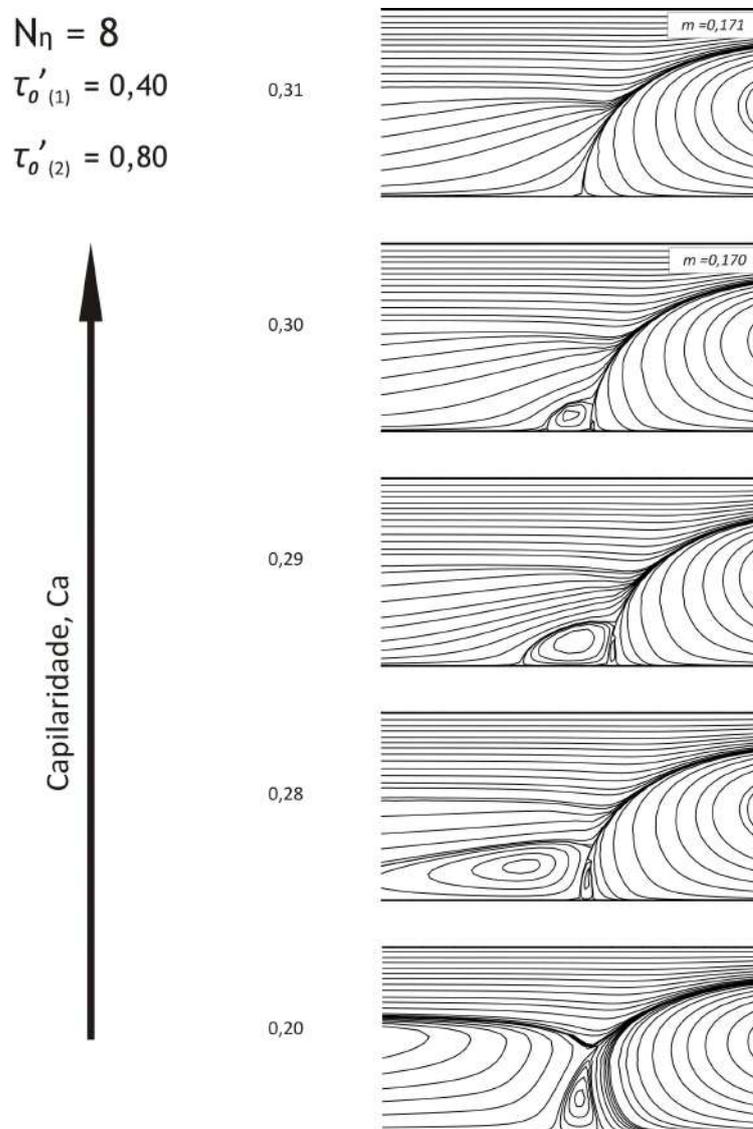


Figura 4.44: Perfil de escoamento representado por linhas de corrente nas proximidades da interface em função da capilaridade para $N_\eta = 8$ e $\tau'_{0_2} = 0,80$.

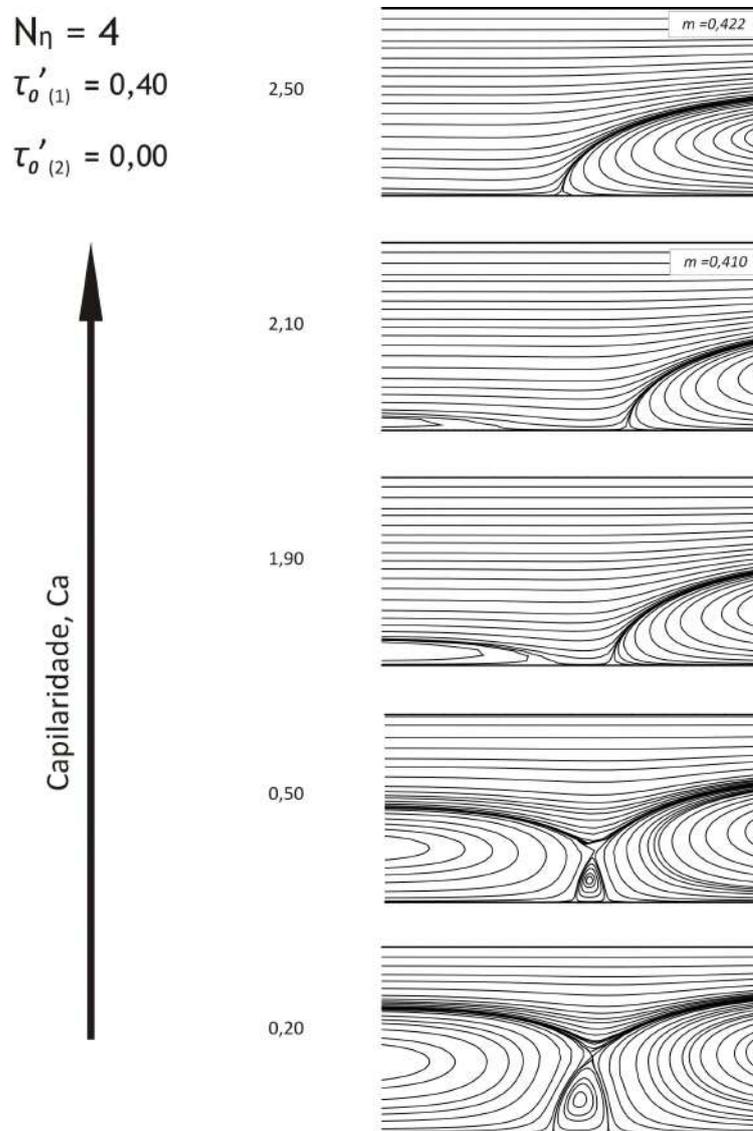


Figura 4.45: Perfil de escoamento representado por linhas de corrente nas proximidades da interface em função da capilaridade para $N_\eta = 4$ e $\tau'_{o_2} = 0,0$ (fluido newtoniano).

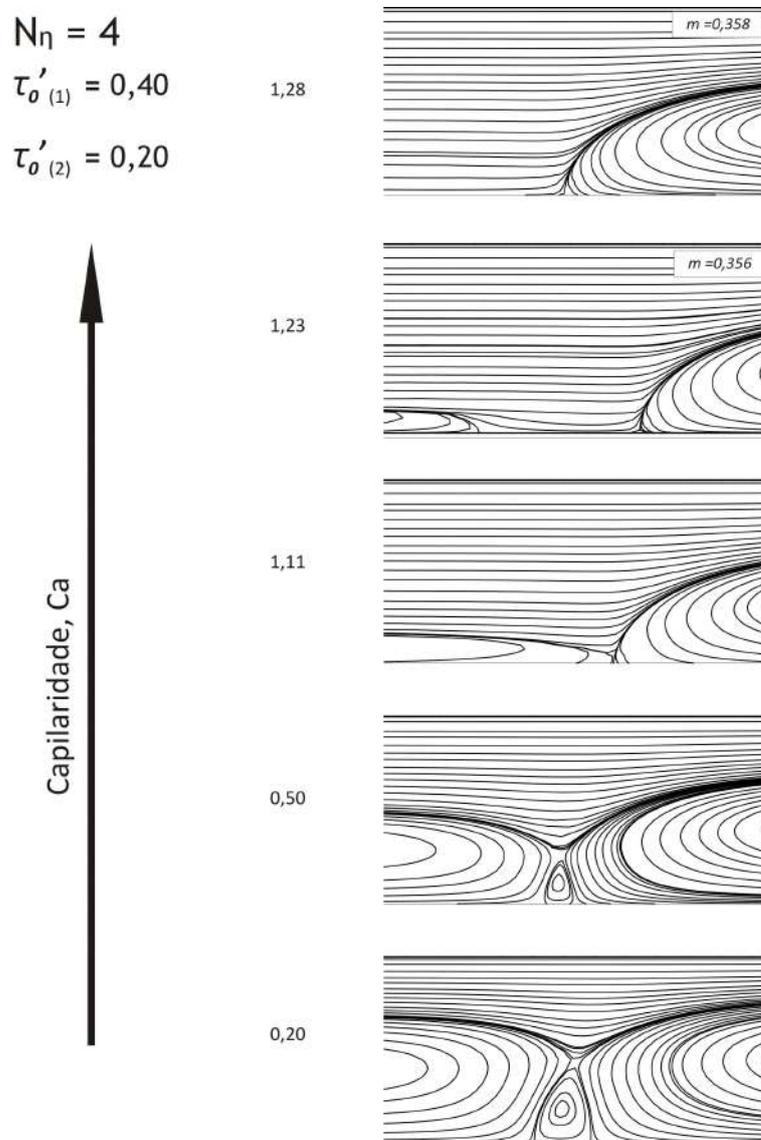


Figura 4.46: Perfil de escoamento representado por linhas de corrente nas proximidades da interface em função da capilaridade para $N_\eta = 4$ e $\tau'_{0_2} = 0,20$.

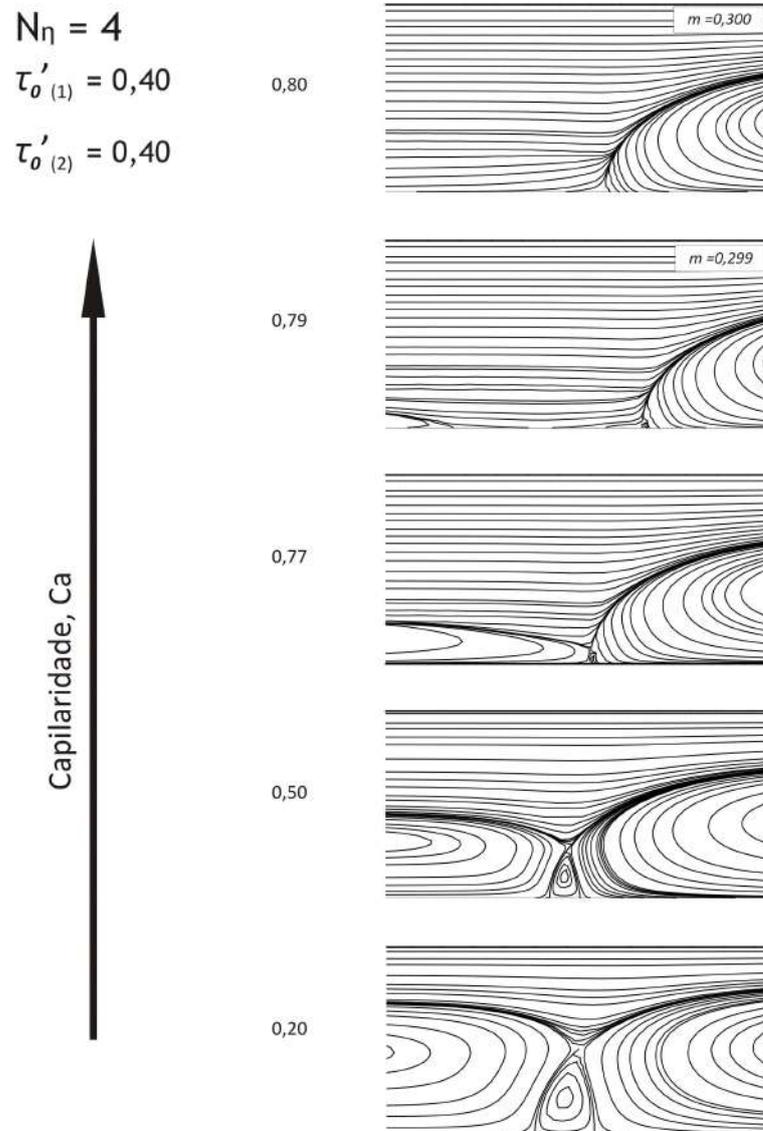


Figura 4.47: Perfil de escoamento representado por linhas de corrente nas proximidades da interface em função da capilaridade para $N_\eta = 4$ e $\tau'_{0_2} = 0,40$.

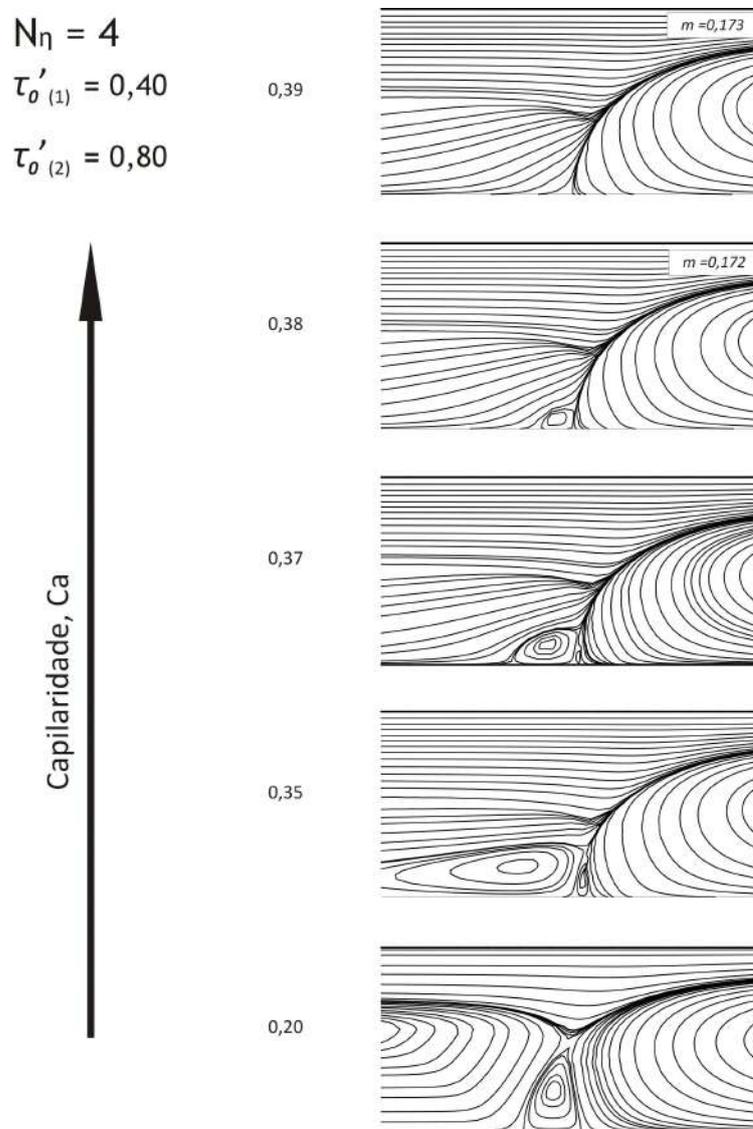


Figura 4.48: Perfil de escoamento representado por linhas de corrente nas proximidades da interface em função da capilaridade para $N_\eta = 4$ e $\tau'_{0_2} = 0,80$.

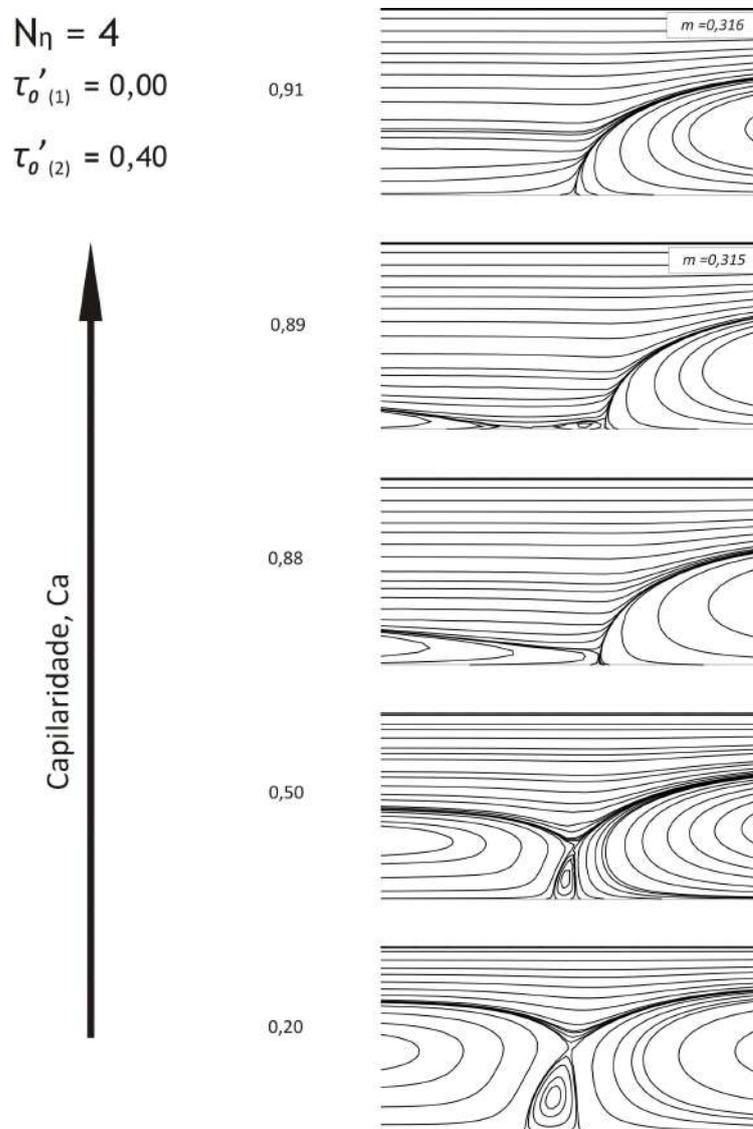


Figura 4.49: Perfil de escoamento representado por linhas de corrente nas proximidades da interface em função da capilaridade para $N_\eta = 4$ e $\tau'_{0_1} = 0,0$ (fluido newtoniano).

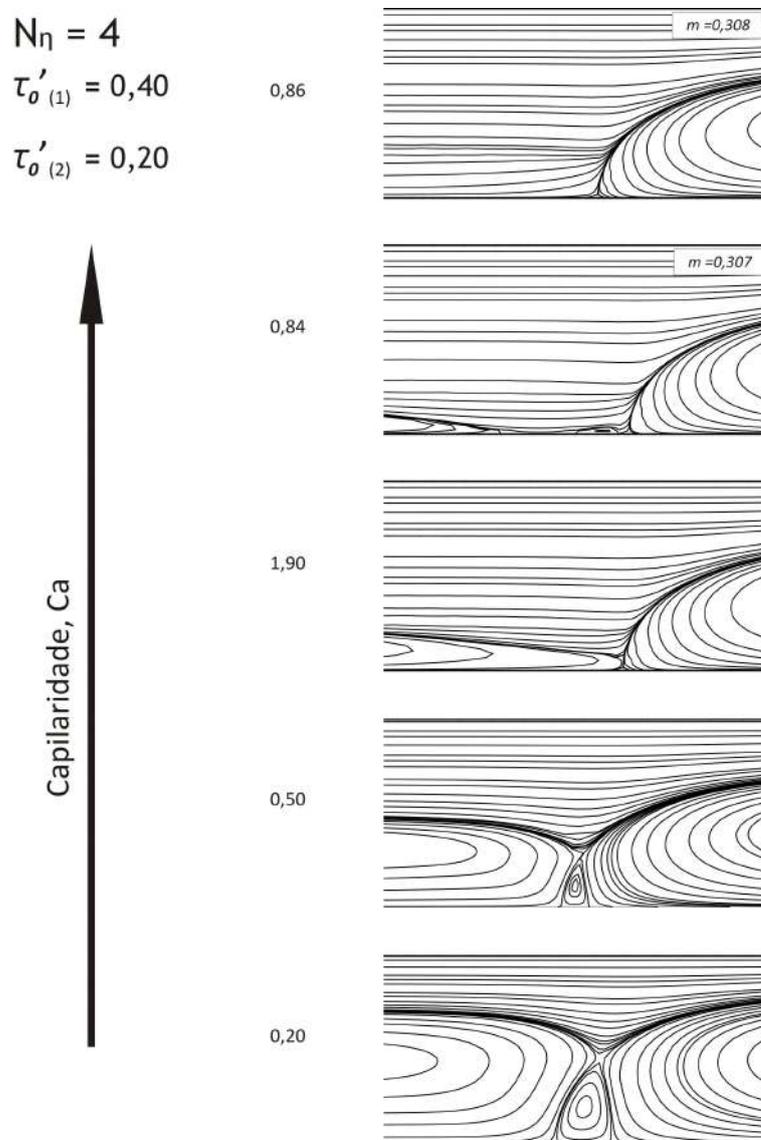


Figura 4.50: Perfil de escoamento representado por linhas de corrente nas proximidades da interface em função da capilaridade para $N_\eta = 4$ e $\tau'_{o_1} = 0,20$.

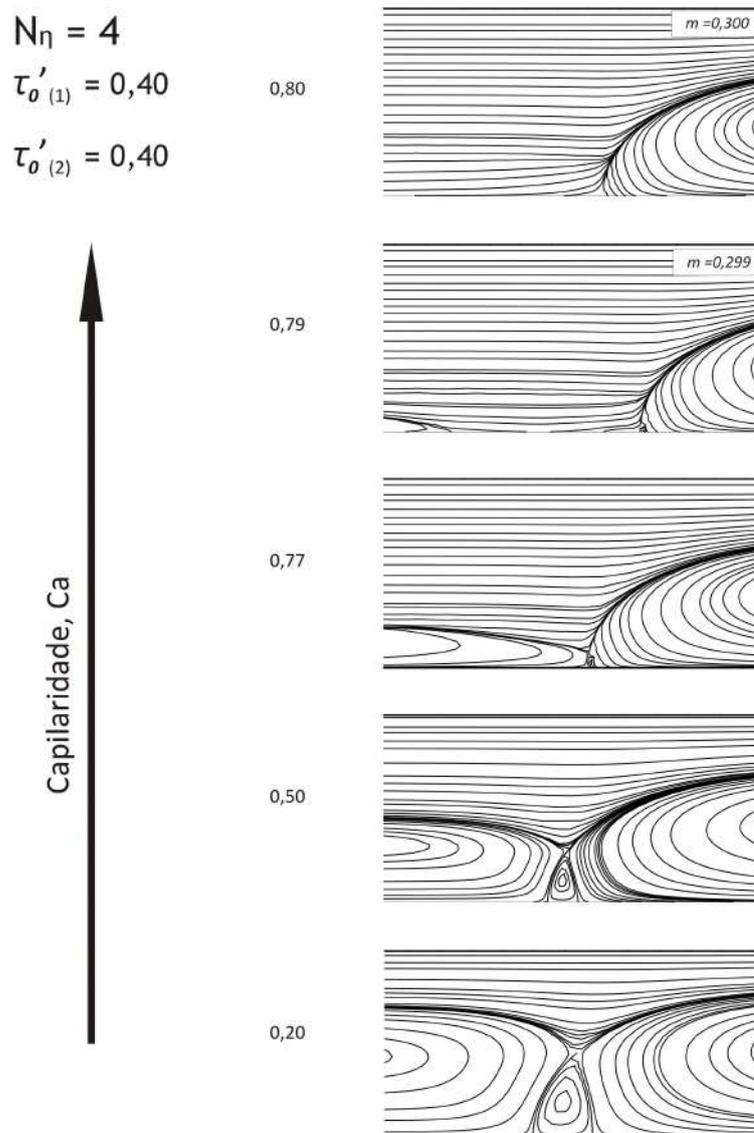


Figura 4.51: Perfil de escoamento representado por linhas de corrente nas proximidades da interface em função da capilaridade para $N_\eta = 4$ e $\tau'_{o_1} = 0,40$.

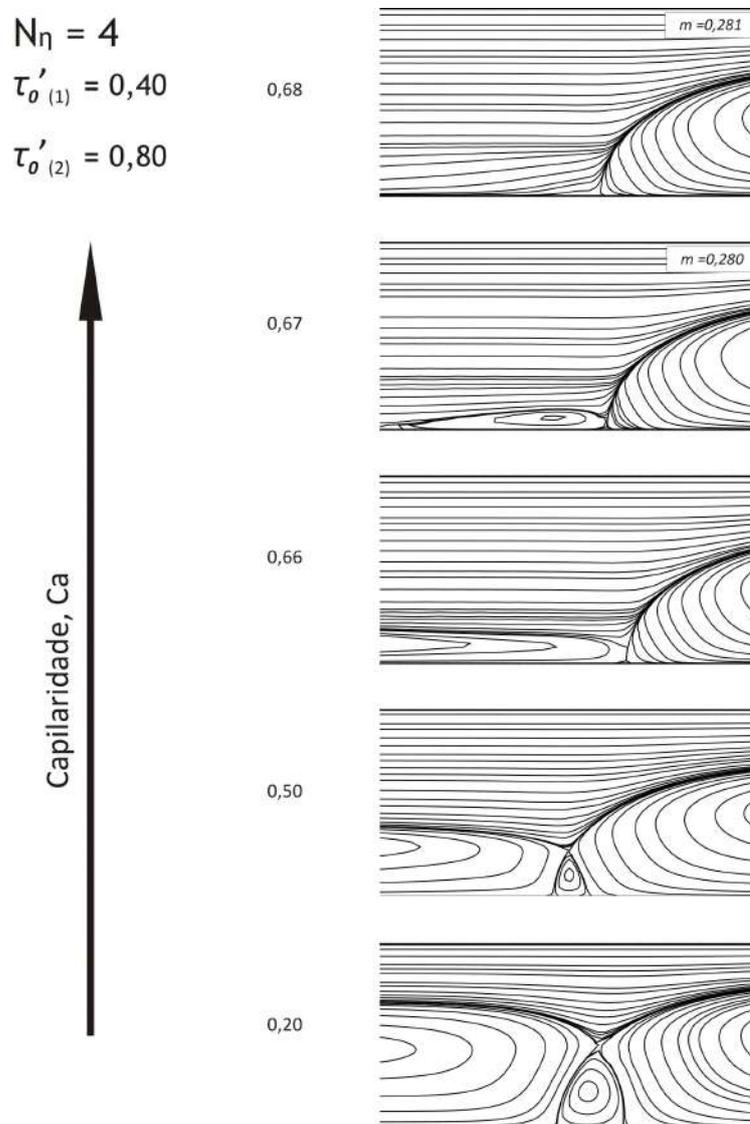


Figura 4.52: Perfil de escoamento representado por linhas de corrente nas proximidades da interface em função da capilaridade para $N_\eta = 4$ e $\tau'_{o1} = 0,80$.

4.4.3 Análise dos Campos de Tensão

A influência do número de capilaridade, da razão de viscosidade e da tensão limite de escoamento nos campos de tensão são apresentadas nesta seção. Em cada fluido é possível visualizar 2 regiões, uma onde a tensão de cisalhamento, τ , é menor que a tensão limite de escoamento, $\tau < \tau_0$, representada pela cor preta e outra onde a tensão de cisalhamento é igual ou maior que a tensão limite de escoamento, $\tau \geq \tau_0$, representada na cor branca.

As Figuras 4.53 e 4.54 apresentam os campos de tensão para a razão de viscosidade 8 e 4 com o valor de $\tau'_{01} = 0,40$ e valores de $\tau'_{02} = 0,200, 0,400, \text{ e } 0,800$. Considerando valores iguais de τ'_{02} e observadas as influências da capilaridade e razão de viscosidade, nota-se no fluido 1 que para valores de $Ca = 10$, ocorre apenas uma fina camada com $\tau < \tau_0$, esta camada se encontra distante da interface o que pode ser associado ao fato do escoamento estar em *by-pass*. Quando o valor da capilaridade decresce para $Ca = 1,0$ é perceptível o surgimento de uma pequena região não cisalhada na proximidade da interface para os escoamentos $\tau'_{02} = 0,40$ e para o escoamento onde $\tau'_{02} = 0,20$ para $N_\eta = 4$. Nos dois primeiros casos o escoamento ainda se encontra em *by-pass*, contudo os efeitos de capilaridade já são significantes de forma a alterar o escoamento, e justamente nestes o valor da capilaridade crítica estão mais próximos; para o último pode-se observar que o escoamento já atingiu a faixa de transição.

Para os valores de $Ca = 0,20$ o escoamento já apresenta recirculações secundárias desenvolvidas sendo observado o aumento da região não cisalhada próximo da interface para os casos onde já era visível para $Ca = 1$ e o surgimento nas demais. É possível concluir que a diminuição da capilaridade ao alterar o escoamento também altera a conformação das regiões onde $\tau < \tau_0$ e que o aumento de τ_{02} tende a retardar o aparecimento da região de transição e consequentemente o surgimento destas regiões, analogamente ao discutido anteriormente a respeito do valor da capilaridade crítica, Ca_c .

Ainda a respeito das Figuras 4.53 e 4.54 é possível observar em relação ao fluido 2 que o aumento de τ_{0_2} e a diminuição de N_η elevam o tamanho da região não cisalhada enquanto que a capilaridade possui efeito contrário.

A Figura 4.55 apresenta os campos de tensão para a razão de viscosidade 4, $\tau'_{0_2} = 0,40$ e valores de $\tau'_{0_1} = 0,200, 0,400, \text{ e } 0,800$. Ao comparar os dados das Figuras 4.54 e 4.55 tem-se na primeira escoamentos onde o valor de τ'_{0_1} é fixo, enquanto na segunda o valor de τ'_{0_2} é fixo. Nitidamente, o valor de τ'_{0_1} exerce pouca influência em relação as regiões não cisalhadas no fluido 2, assim como observado para os valores de m e Ca_c . A influência de τ'_{0_1} no fluido 1 é o aumento da espessura da região não cisalhada presente no centro da gota e próximas da interface. Na Figura 4.55 é observado um fenômeno distinto para os valores de $Ca = 1,0$ e $0,20$ e $\tau'_{0_2} = 0,80$; no primeiro a região onde $\tau < \tau_0$ próxima da interface se aproxima da região existente no no centro da gota como se formasse um estrangulamento e na segunda percebe-se uma região onde o fluido escoava envolto de uma região onde $\tau < \tau_0$. Este fenômeno também foi observado na Figura 4.27 que apresentam o deslocamento de fluido newtoniano por fluido viscoplástico. De uma maneira geral, podemos observar que um aumento da tensão limite de escoamento (τ_{0_1} e τ_{0_2}) possui grande influência sobre o crescimento da região não cisalhada domínio do fluido correspondente (fluido 1 e fluido 2); e pouca influência, por vezes nenhuma, sobre o domínio do outro fluido.

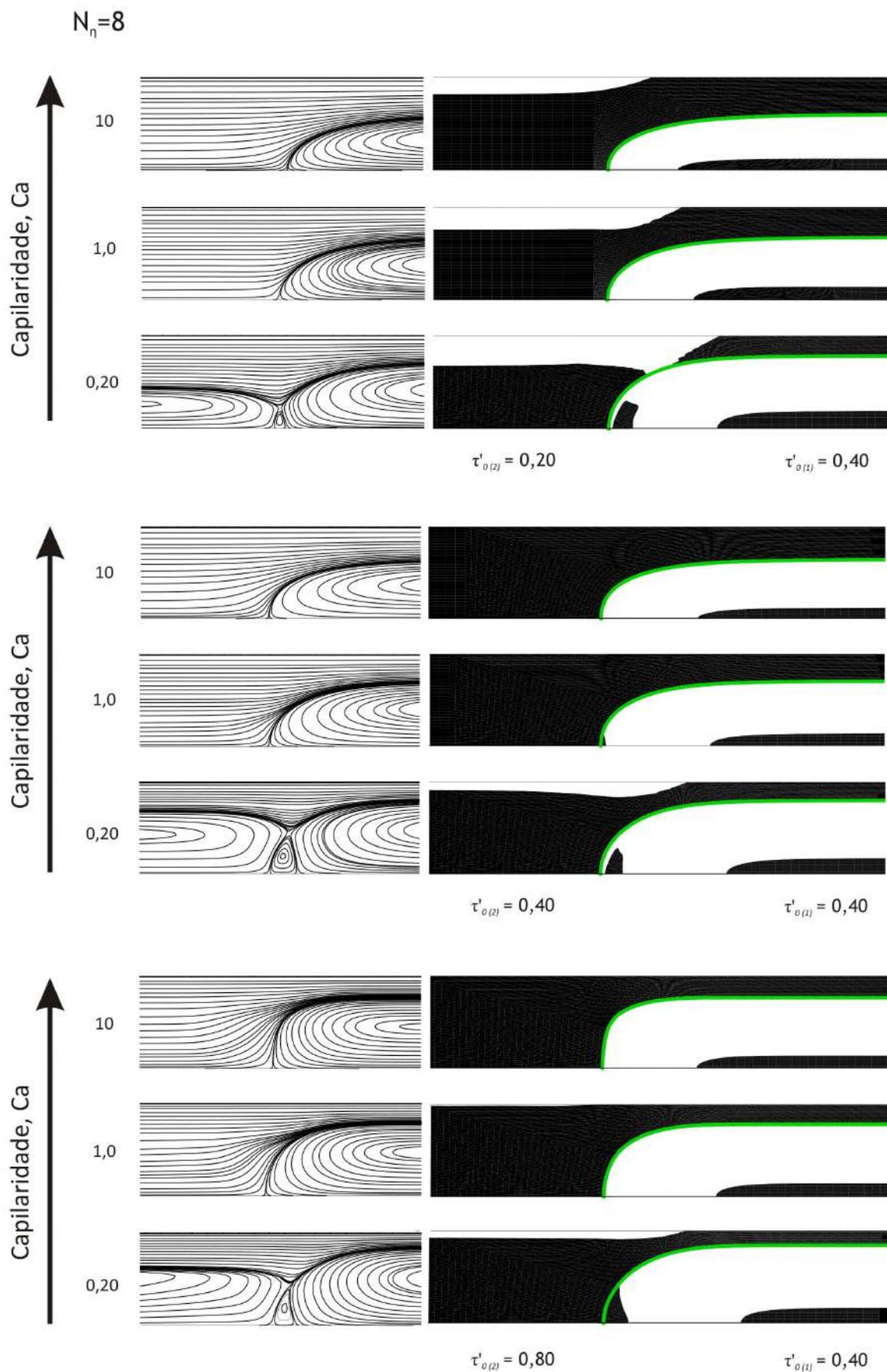


Figura 4.53: Campos de tensão em função da capilaridade, para $N_\eta = 8$, $\tau'_{0_1} = 0,40$. A região não cisalhada está em preto e a região cisalhada em branco.

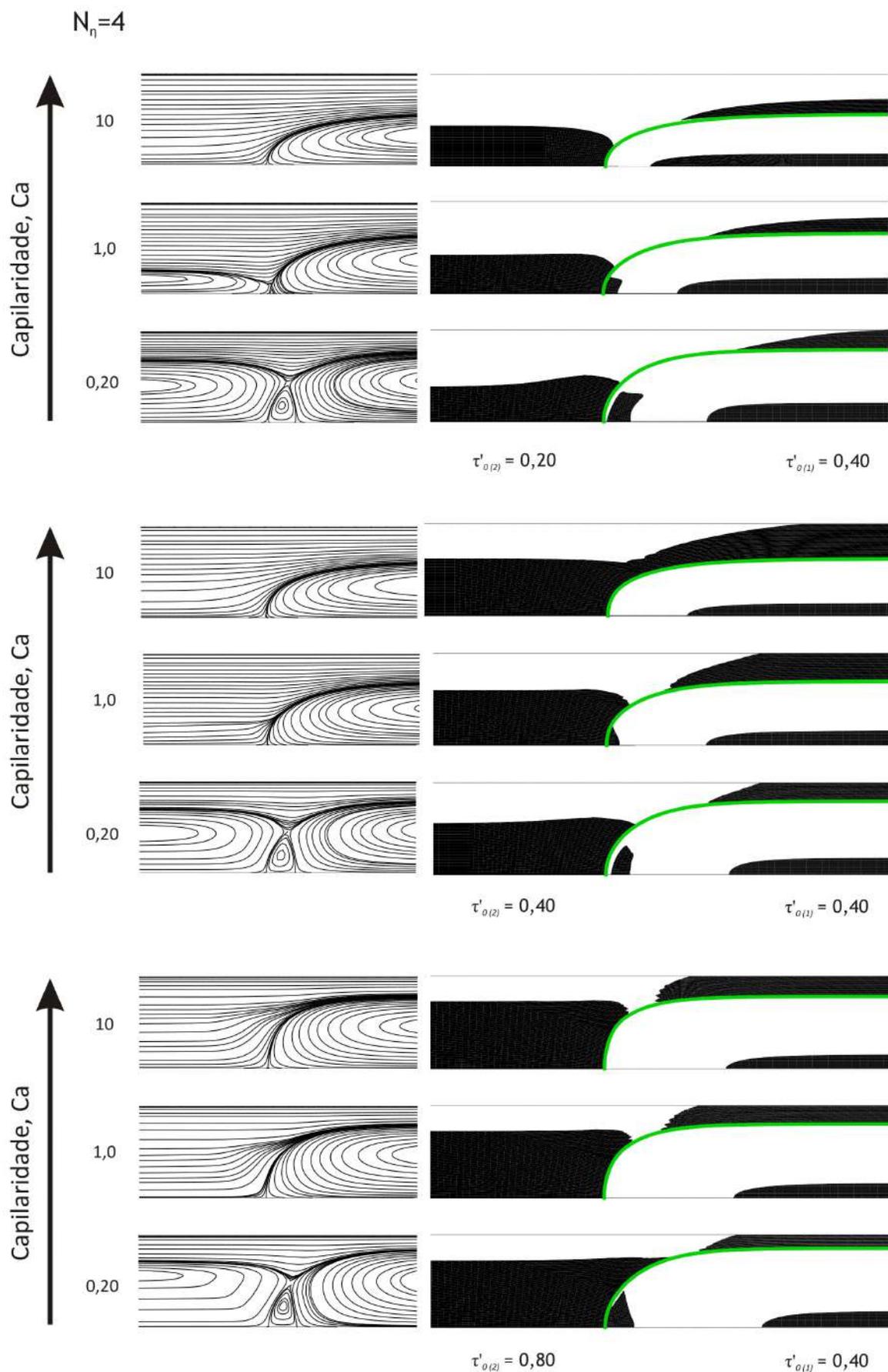


Figura 4.54: Campo de tensão em função da capilaridade, para $N_\eta = 4$, $\tau'_{01} = 0,40$. A região não cisalhada está em preto e a região cisalhada em branco.

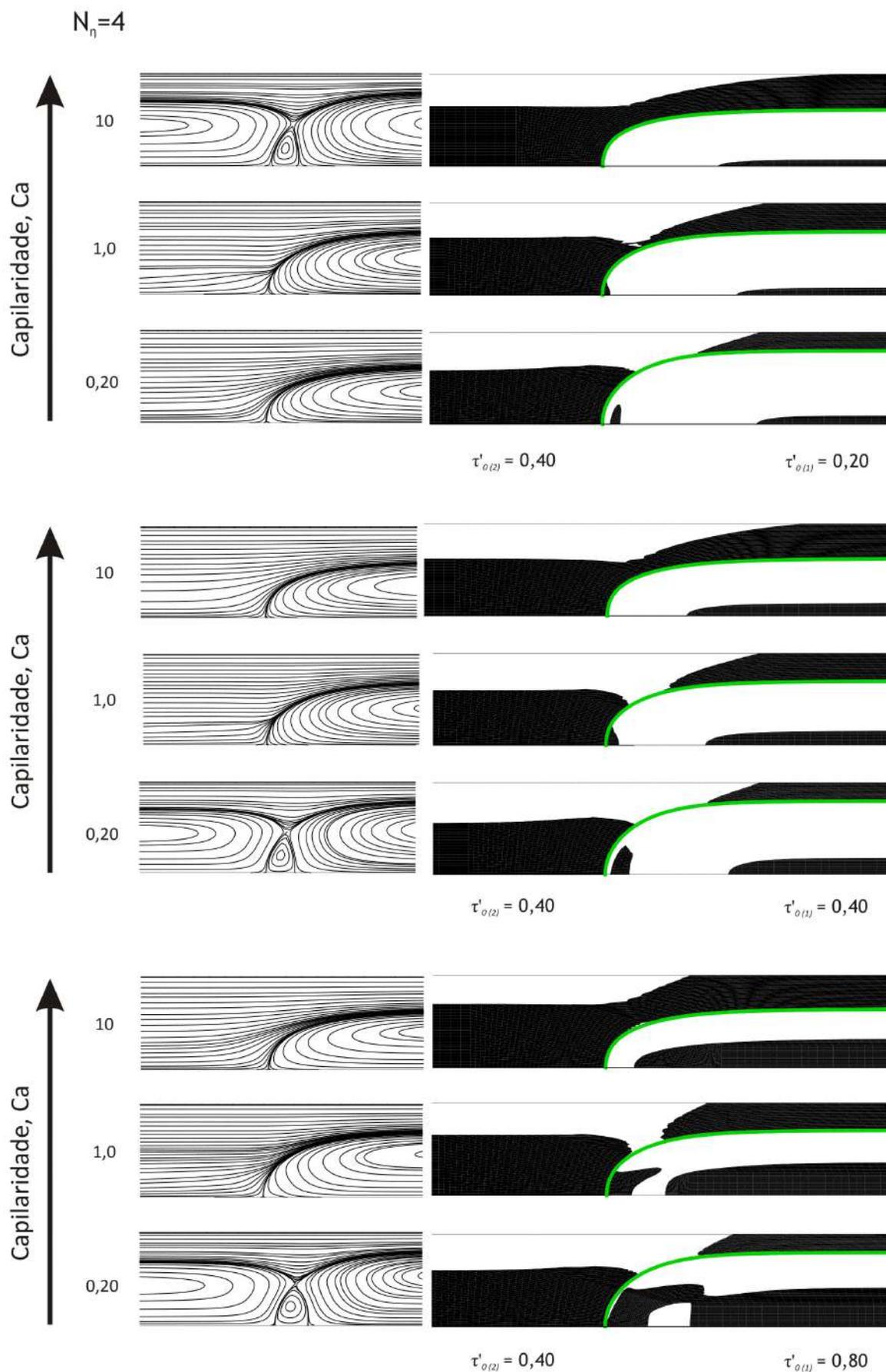


Figura 4.55: Campo de tensão em função da capilaridade, para $N_\eta = 4$, $\tau'_{0_2} = 0,40$. A região não cisalhada está em preto e a região cisalhada em branco.

4.5 Perfis da Interface

As Figuras 4.56 apresenta o perfil da interface para diferentes valores de capilaridade de um escoamento de fluidos viscoplásticos. Nota-se que o aumento da capilaridade diminui o raio de curvatura da interface ressaltando um formato achatado, com característica pistonada. Este comportamento é previsto pela Equação 2.25, uma vez que manter o equilíbrio na interface, um aumento em Ca reflete em aumento em R'_m .

As Figuras 4.57 e 4.58 apresentam o perfil da interface em função dos valores de τ'_{0_2} e τ'_{0_1} , respectivamente. Nota-se que a variação de τ'_{0_1} exerce pouca influência no formato da interface; por outro lado, a variação de τ'_{0_2} exerce forte influência no raio de curvatura da interface bem como seu formato que torna-se pistonado a medida que se aumenta o valor de τ'_{0_2} . Sousa et al [27] observou o mesmo comportamento em relação ao raio de curvatura e perfil pistonado quando ocorre aumento de τ'_{0_2} , concordando qualitativamente com os resultados aqui obtidos. Tendo em vista o mesmo comportamento em relação aos valores de m , pode-se concluir que os parâmetros reológicos do fluido deslocador (fluido 1) exercem fraca influência sobre escoamento.

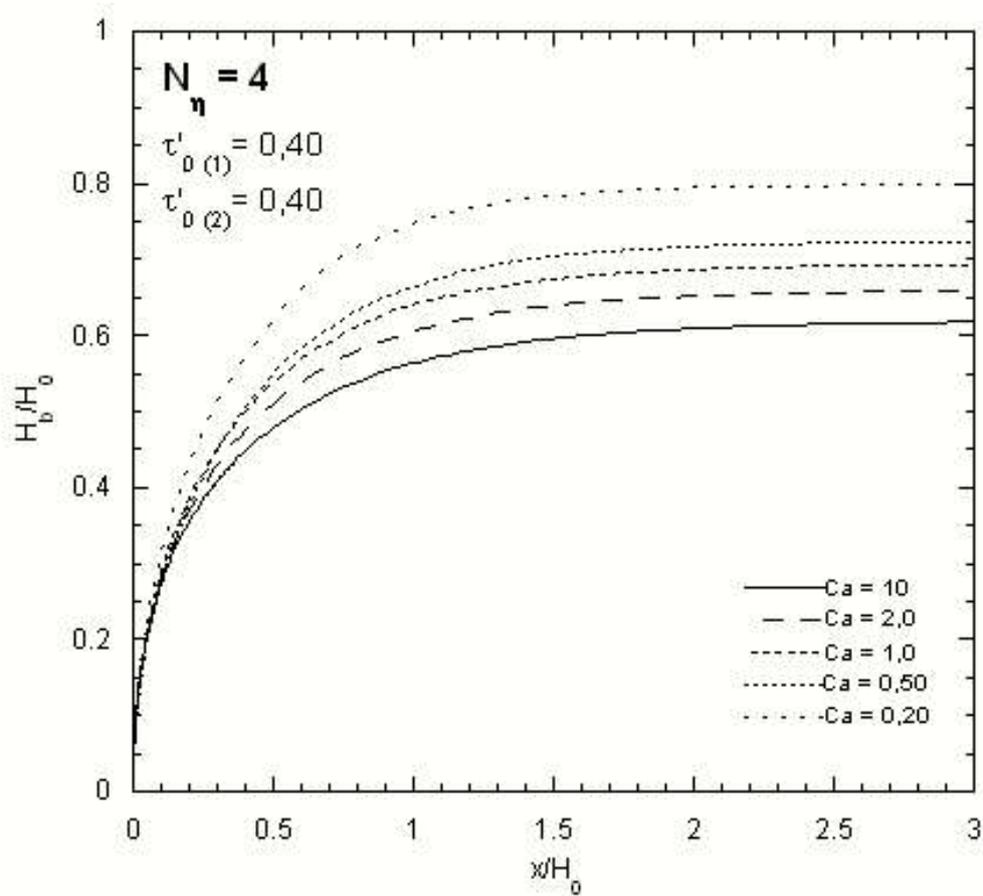


Figura 4.56: Perfis da frente da interface para $N_\eta = 4$, $\tau'_{0_1} = 0,40$ e $\tau'_{0_2} = 0,40$.

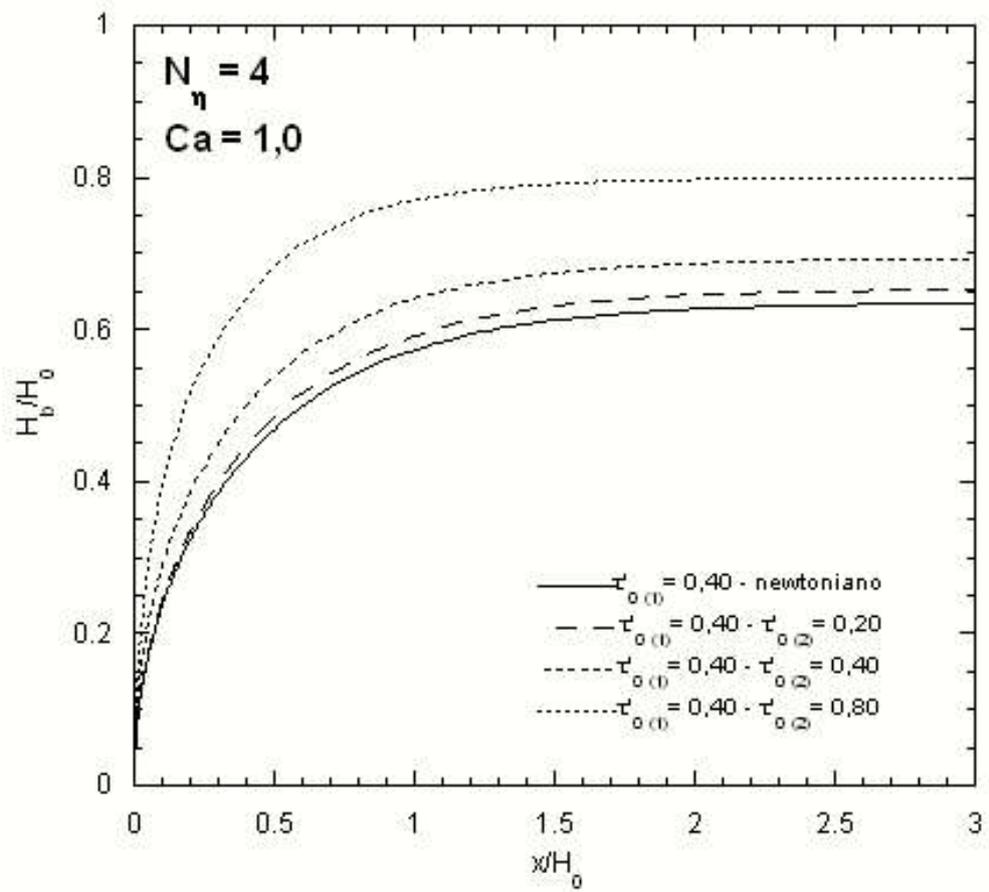


Figura 4.57: Perfis da frente da interface para $N_\eta = 4$, $Ca = 1$ e $\tau'_{01} = 0,40$.

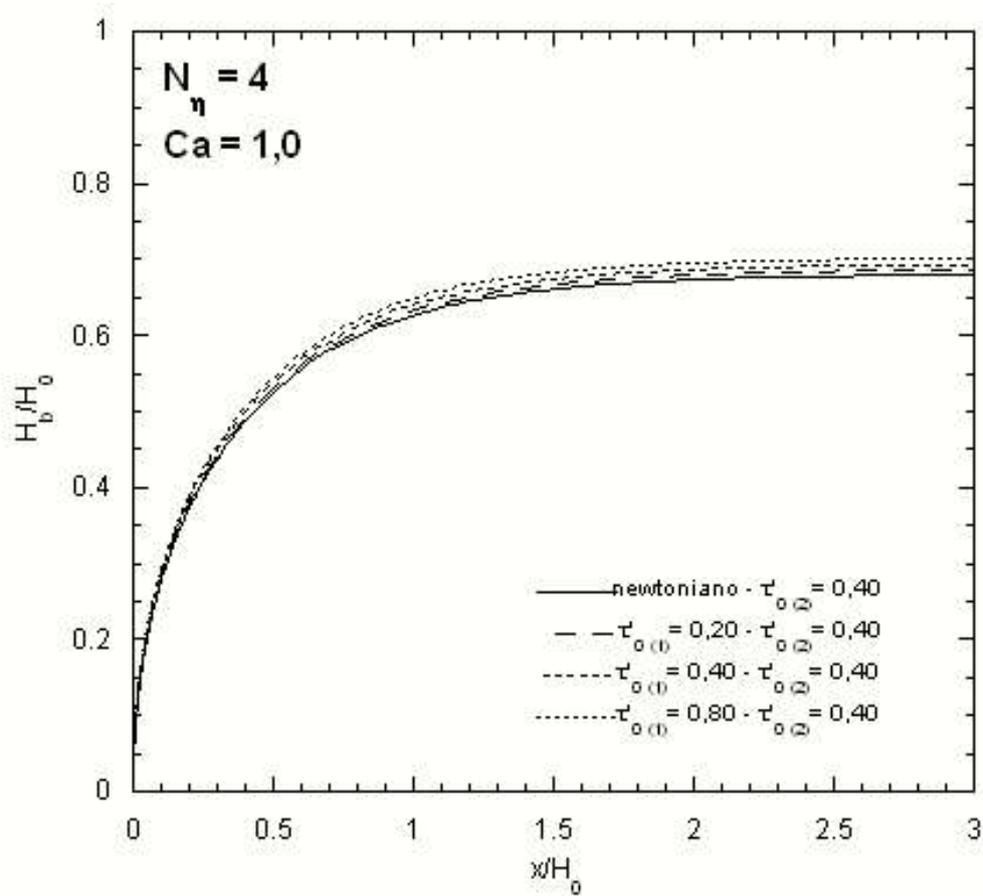


Figura 4.58: Perfis da frente da interface para $N_\eta = 4$, $Ca = 1$ e $\tau'_{0_2} = 0,40$.

Capítulo 5

Conclusão

Estuda-se neste trabalho o deslocamento de líquidos viscoplásticos imiscíveis entre placas paralelas. Os fluidos viscoplásticos são caracterizados utilizando o modelo de Fluido Newtoniano Generalizado (*FNG*) com a função de Papanastasiou [19]. Para a resolução do problema é adotado um referencial na ponta da interface, que permite a visualização do problema real como se a interface permanecesse estacionária e as paredes do tudo se movimentassem com velocidade constante. Esta mudança de referencial permite a resolução das equações como um escoamento em regime permanente. As equações são resolvidas numericamente através do método dos elementos finitos com aproximação de Galerkin. Visto que são escoamentos lentos de fluidos muito viscosos, os efeitos de inércia e número de Reynolds foram desconsiderados, sendo analisadas as influências da capilaridade, Ca , da razão de viscosidades N_η e da tensão limite de escoamento do fluido deslocado, τ_{02} e tensão limite de escoamento do fluido deslocador, τ_{01} , sobre a fração de massa depositada sobre às paredes das placas m , os padrões de linhas de corrente, os campos de tensão e o perfil da interface entre os líquidos.

As análises foram separadas divididas em três situações distintas: deslocamento de fluido newtoniano por fluido newtoniano, deslocamento de fluido newtoniano por fluido viscoplástico e deslocamento de fluido viscoplástico por fluido viscoplástico.

Os resultados constataram que o aumento da capilaridade provoca um aumento no valor de m . Deve-se destacar que para valores de $Ca < 1$ os efeitos de capilaridade mostram-se muito mais relevantes do que os de viscosidade e plasticidade. No que tange aos padrões de linha de corrente, é possível notar que a diminuição do número de capilaridade tende o escoamento a sair da região de *by-pass* para um regime de transição e posteriormente com recirculação completa. Os resultados concordaram qualitativamente com os trabalhos anteriores de Taylor [31], Cox [4], Sousa et al [27], Soares e Thompson [25], entre outros.

Por outro lado, o aumento da razão de viscosidades levou a diminuição dos valores de m , estes dados concordam qualitativamente com os dados obtidos por Lac e Sherwood [17] e Soares e Thompson [25]. A diminuição de N_η , assim como a diminuição de Ca , tende o escoamento de *by-pass* para recirculação completa, sendo que, uma importante constatação em relação a razão de viscosidades ocorreu no escoamento de fluidos newtonianos, onde para o valor de $N_\eta = 1,5$ os valores de m não assintotizam com o aumento da capilaridade e não foi observado o regime de escoamento *by-pass*. A análise teórica realizada por Freitas et al [13] comprova que para este valor de N_η o problema não atinge *by-pass*.

O efeito observado ao elevar o valor da tensão limite de escoamento em ambos os fluidos foi uma diminuição do valor de m . Contudo, deve-se ter em vista que a alteração do valor de τ_{02} (fluido deslocado) gera maior influência que a variação de τ_{01} (fluido deslocador), concordando com as previsões resultantes da análise da Equação 2.25. Este fenômeno concorda qualitativamente com as observações de Sousa et al [27], Souza Mendes et al [29], Dimakopoulos e Tsamopoulos [9].

Ao estudar os padrões de linha de corrente verifica-se o aumento de τ_0 favorece o aparecimento de *by-pass*, e para valores de $\tau_{02} \geq 0,40$ os padrões de linha de corrente são distintos dos propostos por Taylor, sendo que o início da recirculação no fluido deslocado ocorre as proximidades da interface. A análise dos campos de tensão apresenta que o aumento de Ca

provoca o aumento da interface da gota e também o aumento da região não cisalhada ($\tau < \tau_0$) no fluido deslocador, contudo no fluido deslocado percebe-se o efeito contrário. Ainda a respeito do fluido deslocado, nota-se que a diminuição de N_η leva ao aumento das regiões não cisalhadas. Em relação a plasticidade, nota-se que o aumento de τ_0 em determinado fluido, provoca um aumento de sua região não cisalhada, contudo não afeta de forma relevante o outro.

Foi verificado que o aumento da capilaridade reduz o raio de curvatura da interface possibilitando o aparecimento de uma geometria mais achatada. O aumento de τ_{0_2} também provoca redução da curvatura e o aparecimento do formato pistonado, enquanto que a variação de τ_{0_1} praticamente não alterou a conformação da interface. Estes resultados mostram-se de acordo com a Equação 2.25, onde nota-se que a influência de τ_{0_1} é reduzida pela razão de viscosidades.

Considerando os resultados obtidos, podemos concluir que a plasticidade do fluido deslocado exerce importante influência no escoamento, por outro lado a plasticidade do fluido deslocador não representou grande impacto nos escoamentos estudados. Deve-se atentar que para valores de $Ca < 1$ a plasticidade deixa de ser preponderante e os efeitos de capilaridade governam o problema. A variação da razão de viscosidade mostrou-se significativa, contudo a sua diminuição demonstrou não ser eficiente em processos de remoção de fluidos, sendo que fluidos menos viscosos possibilitam melhor remoção. Em relação a capilaridade, seus efeitos já eram bastante discutidos na literatura e foi possível observar que para baixos valores de Ca , os efeitos de superfície são preponderantes não somente sobre os efeitos viscosos mas também sobre a plasticidade dos fluidos.

No intuito de maior aprofundamento relativo aos comportamentos discutidos no presente trabalho, a condução de estudos numéricos e experimentais envolvendo a caracterização dos fluidos viscoplásticos com diferentes funções de viscosidade, como a proposta por Souza Mendes e Dutra [28], a variação de outras razões de viscosidade, bem como o estudo de fluidos pseudo-plásticos e visco-elásticos mostra-se como uma importante ferramenta para a compreensão dos fenômenos envolvidos o que possibilitarão a otimização de processos industriais como recuperação

em meios porosos e cimentação de poços de petróleo.

Referências Bibliográficas

- 1 ALLOUCHE, M; FRIGAARD, I.A; SONA, G. *Static wall layers in the displacement in two visco-plastic fluids in a plane channel*, J. Fluid Mech. **424**, 243-277, 2000.
- 2 BINGHAM, Eugene C. *Fluidity and Plasticity*, McGraw-Hill Book Company, New York, 1922.
- 3 BRETHERTON, F.P. *The motion of long bubble in tubes*, J. Fluid Mech., **10**, 166-188, 1961.
- 4 COX, B.G. *On driving a viscous fluid out of a tube*, J. Fluid Mech. **14**, 81-96, 1962
- 5 COX, B.G. *An experimental investigation of the streamlines in viscous fluid expelled from a tube*, J. Fluid Mech. **20**, 193-200, 1964.
- 6 DEL AGUILA MONTALVO, M.E. *Escoamento de Emulsões Óleo em Água através de Micro-capilares*, Dissertação de Mestrado em Engenharia Mecânica - Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, 2008.
- 7 DIMAKOPOULOS, Yannis, TSAMOPOULOS, John. *Transient displacement of a Newtonian fluid by air in straight or sudden constricted tubes* Phys. Fluids **15**, 1973-1991, 2003.
- 8 DIMAKOPOULOS, Yannis, TSAMOPOULOS, John. *Transient displacement of a viscoplastic material by air in straight and constricted tubes*, J. Non-Newt. Fluid Mech., **112**, 43-75, 2003.

- 9 DIMAKOPOULOS, Yannis, TSAMOPOULOS, John. *Transient displacement of Newtonian and viscoplastic liquids by air in complex tubes*, J. Non-Newt. Fluid Mech., **142**, 162-182, 2007.
- 10 FAIRBROTHER, F; STUBBS, A.E. *Studies in electro-endosmosis Part VI The "bubble-tube" method of measurement*, J. Chem. Society, **1**, 527-539, 1935.
- 11 FENG, J. Q. *A long gas bubble moving in a tube with flowing liquid*, Int. J. Multiphase Flow. **35**, 738-746, 2009.
- 12 FLORIDES, Georgios C; ALEXANDROU, Andreas N; Georgiou, Georgios C. *Flow development in compression of a finite amount of Bingham plastic*, J. Non-Newt. Fluid Mech. **143**, 38-47, 2007.
- 13 FREITAS, Jackson F; SOARES, Edson J; THOMPSON, Roney L. *Residual mass and flow regimes for the immiscible liquid-liquid displacement in a plane channel*, International Journal of Multiphase Flow. (**submitted**), 2010.
- 14 GIAVEDONI, Maria D; SAITA, Fernando A. *The axisymmetric and plane cases of a gas phase steadily displacing a Newtonian liquid-A simultaneous solution of the governing equations*, Phys. Fluids **9**, 2420-2428, 1997.
- 15 GOLDSMITH, H.L; MASON, S.G. *The Flow of Suspensions Through Tubes*, J. Colloid Sci. **18**, 237-261, 1963.
- 16 HUZYAK, M; KOELLING, I.A. *The penetration of a long bubble through a viscoelastic fluid in a tube*, J. Non-Newt. Fluid Mech. **71**, 73-88, 1997.
- 17 LAC, Etienne; SHERWOOD, J.D., *Motion of a drop along the centreline of a capillary in a pressure-driven flow*. J. Fluid Mech. **640**, 27-54, 2009.

- 18 LEE, G; SHAQFEH, E.S.G; KHOMAMI,B. *A study of viscoelastic free surface by finite element method Hele-Shaw and slot coating flows*, J.Non-Newt. Fluid Mech.,**117**, 117-139, 2002.
- 19 PAPANASTASIOU, Tasos C. *Flows of Materials with Yield*, Journal of Rheology **31**, 385-404, 1987.
- 20 ROCHA, José M. et al *Otimização de Operações de Cimentação em Poços com Elevada Razão entre Afastamento Horizontal e Profundidade*, ENAHPE 2006. **2006**.
- 21 SOARES, E. J; NACCACHE, M. F; SOUZA MENDES, P. R. *Heat transfer to viscoplastic materials Flowing axially through concentric annuli*, Int. J. Heat and Fluid Flow **24**, 762-3773, (2003).
- 22 SOARES, E.J; CARVALHO, M.S; SOUZA MENDES, P.R. *Immiscible liquid-liquid displacement in capillary tubes*, J. Fluids Eng.,**127**, 24-31, 2005.
- 23 SOARES, E.J; CARVALHO, M.S; SOUZA MENDES, P.R. *Gas-displacement of non-Newtonian liquids in capillary tubes*, Int. J. Heat and Fluid Flow,**27**, 95-104, 2006.
- 24 SOARES, E.J; CARVALHO, M.S; SOUZA MENDES, P.R. *Immiscible liquid-liquid displacement in capillary tubes: viscoelastic effects*, J. Braz. Soc. Mech. Sci. Eng.,**27**, 160-165, 2008.
- 25 SOARES, Edson J; THOMPSON, Roney, L. *Flow regimes for the immiscible liquid-liquid displacement in capillary tubes with complete wetting of the displaced liquid*, J. Fluid Mech.,**641**, 63-84, 2009.
- 26 SOUSA, R. G; PINTO, A. M. F. R; CAMPOS, J. B. L. M. *Effect of gas expansion on the velocity of a Taylor bubble: PIV measurements.* , Int. J. Multiphase Flow. **32**, 1182-1190, 2006.

- 27 SOUSA, Dione A. et al. *Numerical investigation on gas-displacement of a shear-thinning liquid and a visco-plastic material in capillary tubes*, J. Non-Newt. Fluid Mech. **144**, 149-159, 2007.
- 28 SOUZA MENDES, Paulo R; DUTRA, Eduardo S. S. *Viscosity function for yield-stress liquids*, Applied Rheology. **14**, 296-302, 2004.
- 29 SOUZA MENDES, Paulo R, et al. *Gas displacement of viscoplastic liquids in capillary tubes*, J. Non-Newt. Fluid Mech., **145**, 30-40, 2007.
- 30 SOUZA MENDES, Paulo R. et al *Deslocamento de Óleos Pesados em Reservatórios*, ENAHPE 2009. **2009**.
- 31 TAYLOR, G.I. *Deposition of a viscous fluid on the wall of a tube.*, J. Fluid Mech., **10**, 161-165, 1961.
- 32 THOMPSON, Roney L; SOARES, Edson J; Bacchi, Raphael D.A. *Further remarks on numerical investigation on gas displacement of a shear-thinning liquid and a visco-plastic material in capillary tubes*. J. Non-Newtonian Fluid Mech., **165**, 448-452, 2010.
- 33 THOMPSON, R.L; SOARES, E.J. *Displacement efficiency and flow regimes when a power-law non-Newtonian fluid displaces a Newtonian liquid in capillary tubes*. J. Fluid Mech., **(submetido)**, 2010.
- 34 VANAPARTHY, S.H; MEIBURG, E *Variable density and viscosity, miscible displacements in capillary tubes*, European Journal of Mechanics B/Fluids **27**, 268-289, 2008.