#### 4 Resultados

# 4.1 Introdução

Neste capítulo são apresentados os resultados das simulações realizadas com o programa desenvolvido. Inicialmente são apresentadas as simulações de verificação das implementações onde os resultados obtidos são comparados com soluções conhecidas. Para verificar a formulação do LBM incompressível simulou-se o fluxo entre duas placas paralelas gerado por diferença de pressão nos contornos. Para as simulações de produção de sólidos é importante que a força de fluxo transferida para as partículas sólidas seja corretamente calculada, logo, realizou-se simulações bi e tridimensionais de fluxo por uma partícula sólida que foram comparadas com resultados previamente publicados na literatura e com uma solução analítica, respectivamente. Quando se trata de fluxo bifásico duas propriedades são importantes: a tensão superficial e a molhabilidade da fase sólida. Logo, foram realizadas simulações para verificar se o LBM bifásico reproduz a lei de Laplace, que relaciona a diferença de pressão entre os dois fluidos e a tensão superficial, e se a molhabilidade é corretamente reproduzida. E finalmente foi verificado o cálculo das permeabilidades absoluta e relativa, através da simulação de fluxo mono e bifásico em uma geometria simples.

Após as verificações foram feitas simulações para avaliar a ferramenta numérica nos estudos de dano mecânico de formação e produção de sólidos. O principal objetivo destas análises é estabelecer diretrizes para futuros melhoramentos na metodologia proposta. Em relação ao problema de dano mecânico foram realizadas simulações de fluxo mono e bifásico em uma amostra sintética constituída de esferas e submetida a vários estados deformação a fim de se analisar a relação tensão-deformação-permeabilidade desta amostra. Para os estudos de produção de sólidos realizou-se simulações bidimensionais acopladas em um domínio de partículas submetido a diferentes tensões confinantes e gradientes de pressão. As últimas simulações são relacionadas à verificação do LBM bifásico para o cálculo da força capilar entre duas partículas circulares.

## 4.2 Verificações

#### 4.2.1 Fluxo entre duas placas paralelas

A fim de verificar a vantagem da formulação incompressível de He e Luo (He e Luo, 1997) em relação à formulação convencional na simulação de fluxo gerado por um gradiente de pressão simulou-se o fluxo bidimensional permanente laminar entre duas placas paralelas e comparou-se os resultados das simulações com a solução analítica para a velocidade:

$$u_x = \frac{\Delta P}{2L\rho\nu}y(H-y) \tag{4.1}$$

A tabela (4.1) apresenta os dados utilizados nas simulações. Nos sólidos (placas paralelas) foi utilizado o esquema de "bounce-back" como descrito na eq. (2.44).

Tabela 4.1: Parâmetros da simulação de fluxo entre duas placas paralelas.

H	L	ν	ρ	$\Delta P$	$\Delta x$	$\Delta t$
[m]	[m]	$[m^2/s]$	$[kg/m^3]$	Pa	[m]	[s]
1.6e-4	1.0e-3	2.0e-6	1000.0	16.7	2.0e-5	2.0e-5

As figuras (4.1) e (4.2) mostram os perfis de velocidade entre as placas paralelas. Observa-se que o efeito da compressibilidade (variação da velocidade de fluxo ao longo do comprimento L) fica evidente na simulação feita com o LBM convencional, o que não ocorre na simulação realizada com a formulação incompressível. A figura (4.3) apresenta o resultado da simulação realizada com a formulação incompressível com um diferencial de pressão 10 vezes maior do que o exemplo anterior, e observa-se que mesmo para este gradiente não ocorre o efeito da compressibilidade. Para  $\Delta P = 167Pa$  a formulação convencional fica instável e não produz resultados.

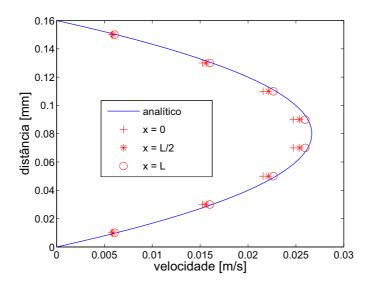


Figura 4.1: Perfil de velocidade - LBM convencional -  $\Delta P = 16.7 Pa$ 

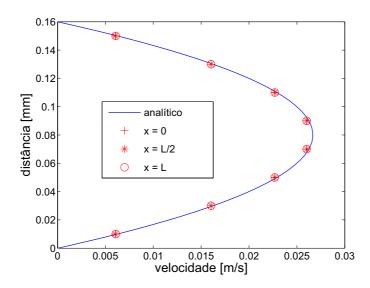


Figura 4.2: Perfil de velocidade - LBM incompressível -  $\Delta P = 16.7 Pa$ 

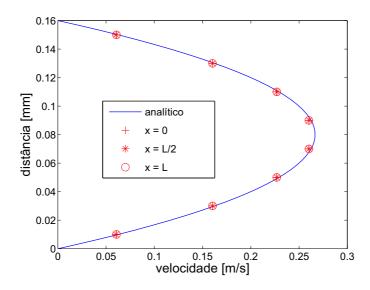


Figura 4.3: Perfil de velocidade - LBM incompressível -  $\Delta P = 167 Pa$ 

# 4.2.2 Força transferida para a partícula sólida

Duas simulações demonstram a capacidade da formulação incompressível do LBM em calcular corretamente a força de fluxo transferida para uma partícula sólida. O exemplo bidimensional simula uma partícula parada, enquanto que o tridimensional simula uma partícula em movimento.

A primeira simulação consiste em um disco fixo entre duas placas planas paralelas com fluxo monofásico causado por um perfil parabólico de velocidade imposto nos contornos, como mostrado na figura 4.4. Esta verificação é relevante pois é representativa da força transmitida à partícula numa situação de alta concentração de sólidos (quando a parede está próxima à partícula). A tabela (4.2) apresenta os parâmetros utilizados nestas simulações.

Tabela 4.2: Parâmetros da simulação da força transferida para uma partícula sólida.

Re	a	L	ν	ρ	$\Delta x$	$\Delta t$
[-]	[m]	[m]	$[m^2/s]$	$[kg/m^3]$	[m]	[s]
0.0002	$10\Delta x$	20a	2.0e-6	1000.0	5.0e-5	1.0e-4

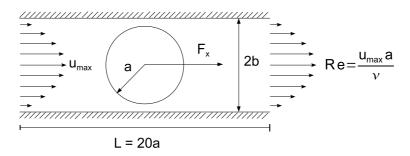


Figura 4.4: Geometria e condições de contorno do exemplo bidimensional para a verificação da determinação da força de arraste

Os resultados obtidos com o LBM foram comparados com os resultados apresentados por Richou et al. (Richou et al., 2004), que simularam a mesma configuração utilizando o método de diferenças finitas. A figura (4.5) apresenta os resultados de Richou et al. (Richou et al., 2004) e os obtidos com o LBM incompressível. Observa-se que há uma boa concordância entre eles, entretanto para a/b altos, os valores calculados com o LBM são menores do que os de Richou et al. (2004). Isto se deve à discretização do LBM que permaneceu a mesma em todas as simulações, logo para a/b=0.8 a distância entre o disco e as paredes é de somente dois nós. Pode-se concluir, então, que os resultados com o LBM incompressível são muito satisfatórios.

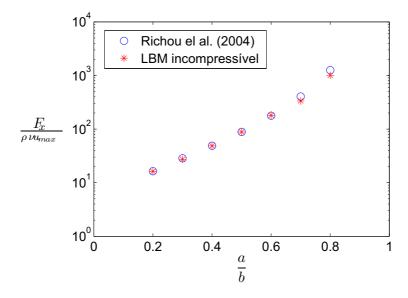


Figura 4.5: Comparação entre os resultados obtidos com o LBM incompressível e os resultados apresentados por Richou et al. (2004)

Para avaliar o movimento de uma partícula sólida da rede e o cálculo da força de arraste, simulou-se uma esfera sólida em um fluido inicialmente parado. Na esfera é imposta uma velocidade constante. Na direção do movimento da esfera a condição de contorno é periódica e nos outros contornos é

de velocidade nula imposta. Para o caso de uma esfera se movendo com uma velocidade constante num fluido, considerando baixos números de Reynolds, a lei de Stokes fornece a força de arraste,  $F_d$ :

$$F_d = 6\pi\rho\nu r(-u_p) \tag{4.2}$$

Os dados da simulação, em valores adimensionais, são:  $u_p = 0.005$ ;  $r = 5\Delta x$ ;  $\nu = 1/6$ ;  $\rho = 1.0$ ;  $\Delta x = 1.0$ ;  $\Delta t = 1.0$ . Para estes valores o número de Reynolds é 0.15, e a força de arraste é -0.0785. A dimensão da rede é 80x80x80 nós. A evolução da força de arraste na esfera é apresentada na figura (??), onde observa-se uma concordância satisfatória com o valor analítico, sendo o erro do valor calculado aproximadamente 3.5%, no regime estacionário.

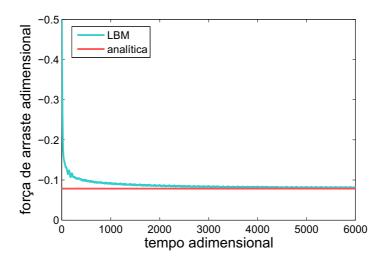


Figura 4.6: Comparação entre a solução analítica e a solução numérica para a força de arraste numa esfera

#### 4.2.3 Lei de Laplace

Nesta seção são apresentadas simulações que mostram que o LBM bifásico é capaz de representar corretamente a lei de Laplace que relaciona o raio de curvatura de uma superfície com a diferença de pressão através desta superfície (Dullien, 1992). Estas simulações foram realizadas num domínio 3D com 41x41x2 nós, e os parâmetros utilizados estão apresentados na tabela (4.3). Foram adotadas condições de contorno periódico em todas as direções. Segundo a eq. (2.58), para estes valores, a tensão interfacial é  $\gamma = 1mN/m$ . A figura (4.7) mostra a condição de regime permanente para R = 0.36mm, enquanto que a figura (4.8) mostra os resultados das simulações e observa-se

que há uma concordância satisfatória entre os resultados numéricos e a lei de Laplace, que para a configuração da simulação, é dada por:

$$\Delta p = \frac{\gamma}{R} \tag{4.3}$$

sendo  $\gamma$  a tensão interfacial e R o raio da bolha.

Tabela 4.3: Parâmetros da simulação da lei de Laplace.

A	ν	ρ	$\Delta x$	$\Delta t$
[-]	$[m^2/s]$	$[kg/m^3]$	[m]	[s]
1.45e-4	6.67e-6	1000.0	4.0e-5	4.0e-5

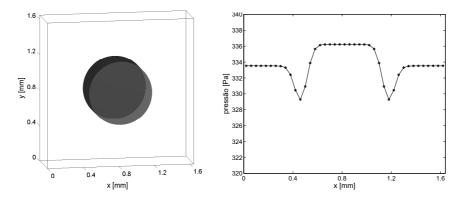


Figura 4.7: Condição de regime permanente para R=0.36mm. O gráfico à direita mostra o perfil de pressão na reta que passa pelo centro da bolha y = 0.8mm.

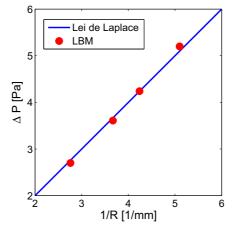


Figura 4.8: LBM bifásico - Verificação da lei de Laplace

## 4.2.4 Molhabilidade

Como apresentado na seção (2.3.4), no RKLBM bifásico a tendência de um fluido molhar preferencialmente o sólido é controlado pelo parâmetro p. Foram realizadas simulações para verificar a relação  $p = cos\theta$ , sendo  $\theta$  o ângulo de contato. O domínio 3D utilizado tem 60x30x1 nós, e os parâmetros da simulação são os mesmos do exemplo anterior (tabela (4.3)). No topo e na base estão paredes sólidas cuja molhabilidade aos fluidos é controlada pelo parâmetro p. Foram adotadas condições de contorno periódico em todas as direções. A condição inicial é de uma gota do fluido molhante na forma de um semi-círculo no centro da parede inferior (fig. (4.9)). A figura (4.10) mostra os resultados obtidos.

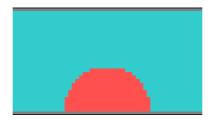


Figura 4.9: Condição inicial para a simulação de ângulos de contatos estáticos.

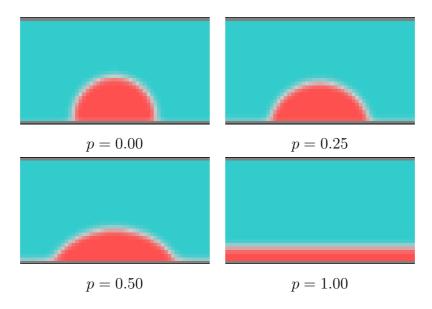


Figura 4.10: Diferentes ângulos de contato simulados com o LBM bifásico

# 4.2.5 Permeabilidade Relativa

O cálculo da permeabilidade relativa foi verificado através de um problema simples cuja geometria é um tubo circular com raio R=0.10mm

e comprimento L=0.08mm. O fluido não-molhante (nM) está na região  $0 \le r < D$  e o fluido molhante (M) na região  $D \le r \le R$  como mostra a figura (4.11). O fluxo é gerado por uma aceleração  $g_x=50m/s^2$ , as densidades e viscosidades dos dois fluidos são iguais e com os valores  $\rho=1000kg/m^3$  e  $\nu=1.67\times 10^{-6}m^2/s$ . A tensão interfacial é  $\gamma=1mN/m$ . O domínio tem 8x22x22 nós,  $\Delta x=1.0\times 10^{-5}m$  e  $\Delta t=1.0\times 10^{-5}s$ . A solução analítica para a distribuição da velocidade de fluxo num tubo circular, no regime permanente, é dada por:

$$u_x(r) = \frac{X}{4\rho\nu} \left( R^2 - r^2 \right) \tag{4.4}$$

sendo  $X = \rho g_x$ . A permeabilidade absoluta do meio é obtida quando ocorre o fluxo de um único fluido, por exemplo o fluido molhante. Para esta condição a vazão num tubo circular é dada por:

$$Q_M(1.0) = \frac{X}{8\rho\nu} \pi R^4 \tag{4.5}$$

e a permeabilidade absoluta é definida por:

$$k = \frac{Q_M(1.0)\rho\nu}{AX} \tag{4.6}$$

onde A é a área da seção transversal ao fluxo. Considerando dois fluidos como na figura (4.11), a vazão de cada fluido é calculada por:

$$Q_M = \int_0^{2\pi} \int_D^R u_x(r) r dr d\theta \tag{4.7}$$

$$Q_{nM} = \int_0^{2\pi} \int_0^D u_x(r) r dr d\theta \tag{4.8}$$

Como os dois fluidos, nos casos considerados neste trabalho, têm a mesma viscosidade, as permeabilidades relativas são dadas por:

$$k_{rM}(S_M) = \frac{Q_M(S_M)}{Q_M(1.0)} \tag{4.9}$$

$$k_{rnM}(S_M) = \frac{Q_{nM}(S_M)}{Q_M(1.0)} \tag{4.10}$$

sendo a saturação de fluido molhante definida, nesta geometria, por:

$$S_M = 1.0 - \frac{D^2}{R^2} \tag{4.11}$$

No LBM as vazões de cada fluido são calculadas, no regime permanente, pelas seguintes expressões:

$$Q_M = \frac{1}{nx} \sum_{x=1}^{nx} \sum_{y=1}^{ny} \sum_{z=1}^{nz} \frac{\rho_r(x, y, z)}{\rho_r(x, y, z) + \rho_b(x, y, z)} u_x(x, y, z) \Delta x^2$$
(4.12)

$$Q_{nM} = \frac{1}{nx} \sum_{x=1}^{nx} \sum_{y=1}^{ny} \sum_{z=1}^{nz} \frac{\rho_b(x, y, z)}{\rho_r(x, y, z) + \rho_b(x, y, z)} u_x(x, y, z) \Delta x^2$$
(4.13)

A permeabilidade absoluta calculada com os resultados do LBM é  $k=1.24\times 10^{-9}m^2=1237D$ , enquanto que o valor analítico é k=1250D. A figura (4.11) mostra a concordância satisfatória entre a solução analítica e os resultados da simulação de LBM bifásico para as permeabilidades relativas.

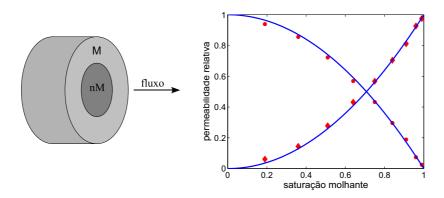


Figura 4.11: Fluxo bifásico em um tubo 3D. À esquerda o esquema da simulação. À direita a curva de permeabilidade relativa. As linhas representam a solução analítica e os pontos os resultados do LBM.

## 4.3 Relação Tensão - Deformação - Permeabilidade

A metodologia para se obter a relação tensão - deformação - permeabilidade utilizando o DEM aliado ao LBM é composta por três etapas (fig. (4.12)). Inicialmente é construída a amostra sintética formada por grãos esféricos. Dadas as dimensões e porosidade da amostra e os diâmetros mínimo e máximo dos grãos, são geradas, aleatoriamente, partículas esféricas que atendam estas especificações. Com esta amostra é feita a calibração dos parâmetros micromecânicos, de forma que a amostra sintética tenha o comportamento geomecânico macroscópico desejado. Para alguns pontos  $(\sigma, \epsilon)$  dos ensaios geomecânico macroscópico desejado. Para alguns pontos  $(\sigma, \epsilon)$  dos ensaios geomecânicos.

mecânicos são realizadas simulações de fluxo mono e bifásico, de forma que se obtenha os valores de permeabilidade correspondentes a estes pontos, construindo desta forma a relação tensão - deformação - permeabilidade. Observa-se que nesta aplicação as simulações com o DEM e o LBM são realizadas separadamente. Neste caso, adota-se a condição de "bounce-back" convencional (eq. 2.44) para tratar os sólidos.

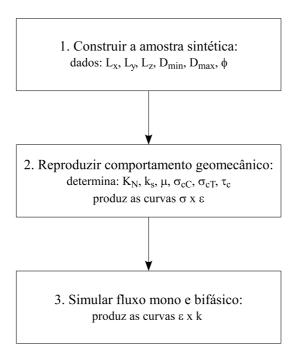


Figura 4.12: Metodologia para a obtenção das relações  $\sigma \times \epsilon \times \mathbf{k}$  utilizando o DEM e o LBM

A amostra sintética (fig. (4.13)) foi construída com base no arenito Rio Bonito estudado por Barroso (Barroso, 2002). Entretanto, o algoritmo de geração de partículas gera uma granulometria com distribuição uniforme, enquanto que o arenito Rio Bonito tem uma granulometria próxima a uma distribuição normal. Assim, definiu-se um intervalo de diâmetro de partículas menor do que a do arenito, para evitar um grande número de partículas grandes e pequenas. Desta forma, a granulometria do material sintético é mais uniforme do que a do arenito Rio Bonito. A tabela (4.4) apresenta os dados utilizados para a construção da amostra sintética.

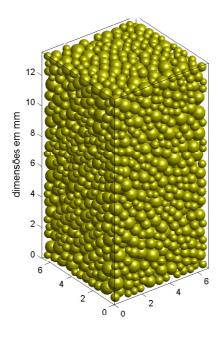


Figura 4.13: Amostra sintética

Tabela 4.4: Dados para a contrução da amostra sintética

$D_{min}$	$D_{max}$	$\phi$	$L_x$	$L_y$	$L_z$
[mm]	[mm]	[-]	[mm]	[mm]	[mm]
0.40	0.95	0.225	6.75	6.75	13.50

Os parâmetros micromecânicos foram calibrados para que a amostra sintética reproduzisse o comportamento geomecânico do arenito Rio Bonito nos ensaios de compressão triaxial convencional (CTC) apresentados por Barroso (Barroso, 2002). A tabela (4.5) apresenta os valores dos parâmetros micromecânicos e a figura (4.14) mostra as curvas tensão - deformação do arenito Rio Bonito e da amostra sintética. As curvas tensão - deformação simuladas numericamente reproduziram de forma satisfatória as curvas obtidas em laboratório. Observa-se nas curvas da amostra sintética as principais características de materiais geológicos como o trecho inicial elástico, onde não ocorreu a ruptura de cimentação, seguido do surgimento das fissuras, onde se iniciam as rupturas da cimentação, até que seja alcançada a resistência do material e, após o pico onde ocorre uma tendência à resitência residual. Entretanto o DEM não reproduz a variação da rigidez com a tensão confinante. Isto parece ser efeito do modelo elástico linear de contato (eqs. (2.12) e (2.14)), e a adoção de um modelo não-linear deve ser capaz de reproduzir esta característica.

Tabela 4.5	: Par	âmetros	microme	cânicos do	materia	l sintético
$ ho_g$	$\mu$	$K_N$	$k_S$	$\sigma_{cC}$	$\sigma_{cT}$	$ au_c$
$[kg/m^3]$	[-]	[N/m]	[N/m]	[Pa]	[Pa]	[Pa]
2650.0	0.8	1.69e7	1.69e7	190.0e6	12.0e6	100.0e6

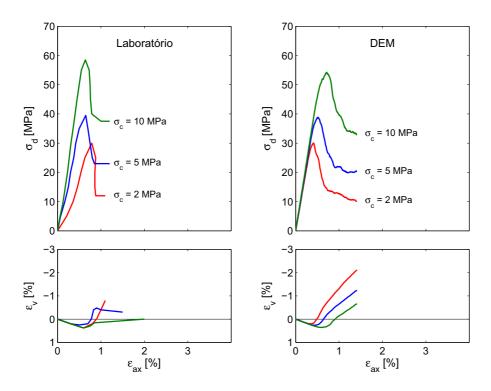


Figura 4.14: Curvas tensão-deformação do arenito Rio Bonito (Barroso, 2002) e da amostra sintética (DEM) - Ensaios CTC

Uma trajetória de tensões que é importante nos estudos de reservatórios é a deformação uniaxial (ou condição oedométrica), onde impõe-se uma deformação vertical constante e as deformações laterais são restringidas. Com os parâmetros da tabela (4.5), foi realizada uma simulação de deformação uniaxial. A figura (4.15) mostra a curva tensão - deformação obtida nesta simulação. Observa-se que a curva apresenta o comportamento esperado para esta trajetória de tensões e que o mecanismo de quebra de grãos implementado no DEM parece simular satisfatoriamente o processo geomecânico de colapso de poros.

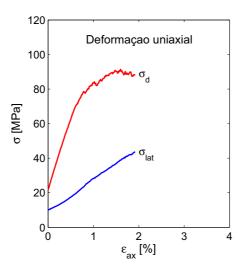


Figura 4.15: Curvas tensão-deformação da amostra sintética (DEM) para a simulação de deformação uniaxial

Para a simulação de fluxo foi utilizada uma subamostra, visto que as simulações com o LBM são demoradas. A figura (4.16) mostra a estrutura porosa do domínio onde foram realizadas as simulações de fluxo. Este domínio é um cubo, com 3.2mm de aresta, localizado no centro da amostra. A tabela (4.6) mostra os parâmetros utilizados nas simulações de fluxo monofásico. As condições de contorno das simulações são condição periódica na direção do fluxo e paredes sólidas nas outras direções. Como nas simulações apresentadas na seção (4.2.5), o fluxo é gerado pela aplicação de uma aceleração g.

Tabela 4.6: Parâmetros para as simulações de fluxo

$\Delta x$	$\Delta t$	ν	ρ	$g_x$
[m]	[s]	$[m^2/s]$	$[kg/m^3]$	$[m/s^2]$
4.0e-5	4.0e-5	6.67e-6	1000.0	2.5

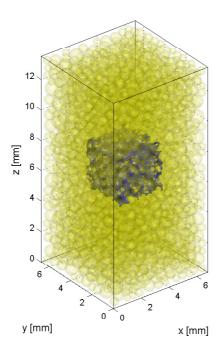


Figura 4.16: Estrutura porosa (em azul) utilizada nas simulações de fluxo.

A tabela (4.7) apresenta os valores das permeabilidades absolutas para  $(\sigma_c = 10MPa, \sigma_d = 0MPa)$ , considerada a condição inicial. Observa-se que a permeabilidade média (média das permeabilidades nas três direções) é muito superior ao valor médio obtido experimentalmente por Barroso (Barroso, 2002) para o arenito Rio Bonito. Entretanto é importante observar que o valor calculado pelo LBM se encontra no intervalo esperado para uma areia limpa, sendo este intervalo entre 1D e 1000D (Bear, 1972, Freeze e Cherry, 1979). Supõe-se que os principais fatores que podem estar relacionados à diferença entre o valor obtido experimentalmente para o arenito Rio Bonito e o calculado para a amostra sintética são os seguintes:

- Diferença granulométrica: A amostra sintética tem uma granulometria menos sortida do que o arenito Rio Bonito e obedece uma distribuição uniforme enquanto que a do arenito Rio Bonito obedece uma distribuição normal.
- 2. Falta da representação da cimentação na estrutura porosa: A cimentação entre grãos é simulada no comportamento mecânico através de um modelo de contato, mas ela não é representada fisicamente na simulação de fluxo. A sua representação física modifica a geometria dos poros.
- 3. Forma dos grãos: Os grãos, que podem apresentar diferentes graus de esfericidade, são representados sempre por partículas esféricas.

Todos estes fatores estão relacionados à tortuosidade e à superfície específica do meio, que quanto maior forem, menor será a permeabilidade absoluta do meio. Observa-se na tabela (4.7) que na direção z a permeabilidade é ligeiramente maior que nas outras duas direções, mesmo a amostra estando submetida a uma tensão hidrostática. Observando a variação da porosidade nas seções transversais ao fluxo (fig. (4.17)), nota-se que na direção z esta variação é menor, o que pode estar relacionado com uma menor tortuosidade do meio, levando a uma permeabilidade maior. Esta anitropopia inicial está relacionada ao processo de criação da amostra sintética.

Tabela 4.7: Valores de permeabilidade absoluta (em darcy)

	Rio Bonito	LBM
valor médio	0.925	34.2
$k_x$	-	32.4
$k_y$	-	33.2
$k_z$	-	37.0

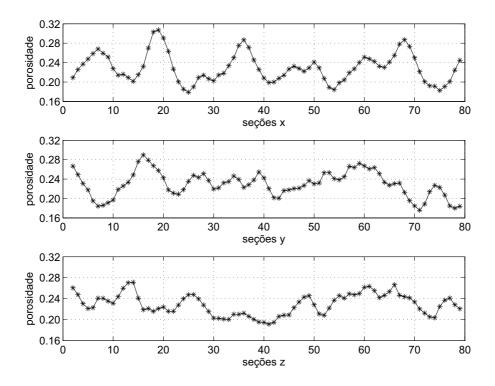


Figura 4.17: Porosidade nas seções tranversais ao fluxo em cada uma das direções.

Além das simulações de fluxo realizadas para a condição inicial, realizouse simulações, também nas três direções, em mais quatro estágios da curva tensão-deformação do ensaio CTC ( $\sigma_c = 10MPa$ ). A figura (4.18) mostra

a variação da permeabilidade em cada direção junto com a curva tensãodeformação, considerando a variação da permeabilidade definida por:

$$\Delta k = \frac{k_i^0 - k_i^{\epsilon_{ax}}}{k_i^0} \tag{4.14}$$

Observa-se que as variações das direções x e y são semelhantes, como esperado, visto que o material e o carregamento são isotrópicos no plano xy. Na direção z a variação de permeabilidade é mais significativa após a ruptura da amostra, provavelmente por causa da abertura no plano de ruptura. A figura (4.19) mostra a variação de permeabilidade em estágios do ensaio de deformação uniaxial. A variação entre o estágio inicial e o correspondente à  $\epsilon_{ax} = 1.42\%$  é de 16%.

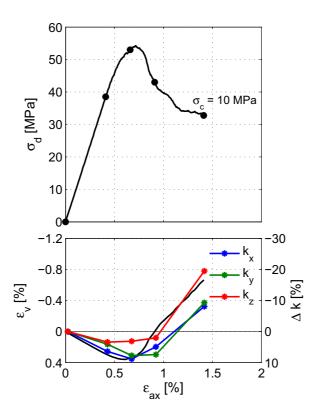


Figura 4.18: Curvas tensão-deformação da amostra sintética para o ensaio CTC e os valores de permeabilidade calculados nas simulações. Os marcadores indicam os estágios onde foram realizadas as simulações de fluxo.

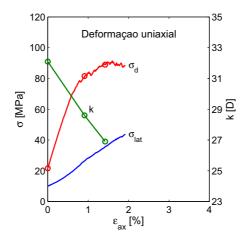


Figura 4.19: Curvas tensão-deformação para a simulação de deformação uniaxial e a variação da permeabilidade. Os marcadores indicam os estágios onde foram realizadas as simulações de fluxo.

Para o estudo das permeabilidades relativas foram feitas simulações para dois estados de tensão:

- 1. ET0: condição hidrostática  $\sigma_x = \sigma_y = \sigma_z = 10 MPa$ ;
- 2. ET2: estado de tensão  $\sigma_x=\sigma_y=35.7MPa, \sigma_z=124.6MPa,$  correspondente à  $\epsilon_{ax}=1.42\%,$  no ensaio de deformação uniaxial.

As condições de contorno e os parâmetros são os mesmos das simulações do fluxo monofásico (tabela (4.6)). Os parâmetros relacionados ao fluxo bifásico são: A = 1.0e - 4, e p = 1.0.

Cada simulação é iniciada com todos os nós da rede com as mesmas saturações de fluido molhante e não molhante, e por causa da tensão interfacial e da molhabilidade dos sólidos os fluidos se separam e a simulação prossegue até que seja alcançado o regime permanente, onde são calculadas as vazões de cada fluido pelas eqs. (4.12) e (4.13). Com estes valores obtem-se as permeabilidades relativas com as eqs. (4.9) e (4.10). Como nas simulações de fluxo monofásico, o fluxo é gerado pela aplicação de uma aceleração  $g_x$ . Todas as simulações de fluxo bifásico são na direção x.

A figura (4.20) apresenta as curvas de permeabilidade relativa calculadas. Observa-se que o efeito da deformação unixial nas curvas de permeabilidade relativa é semelhante ao efeito observado por Botset (Botset, 1940) quando comparou a permeabilidade relativa de uma areia não consolidada com uma areia consolidada. Entretanto, observa-se também que as saturações residuais são bem menores do que as esperadas para materiais geológicos. Isto se deve, provavelmente, aos mesmos fatores que influenciam no valor da permea-

bilidade absoluta, visto que nas simualções bidimensionais realizadas (onde a tortuosidade era menor), as saturações residuais eram nulas.

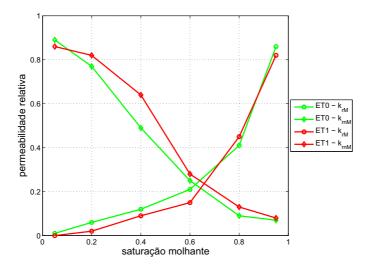


Figura 4.20: Curvas de permeabilidade relativa para a amostra sintética para 2 estágios de tensão diferentes.

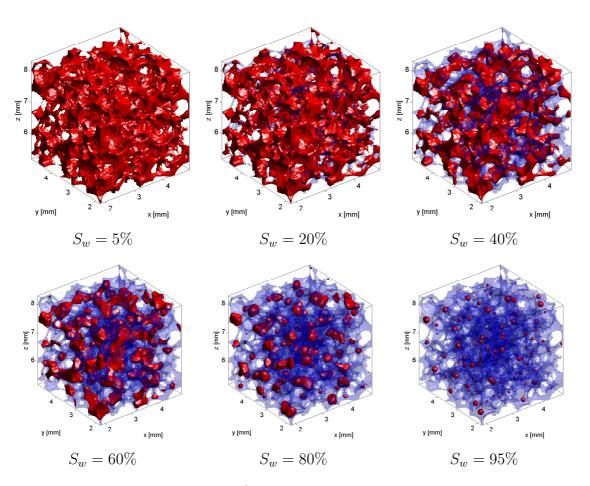


Figura 4.21: Distribuição dos fluidos na estrutura porosa para diversas saturações, para o estado de tensão  ${\rm ET0}$ 

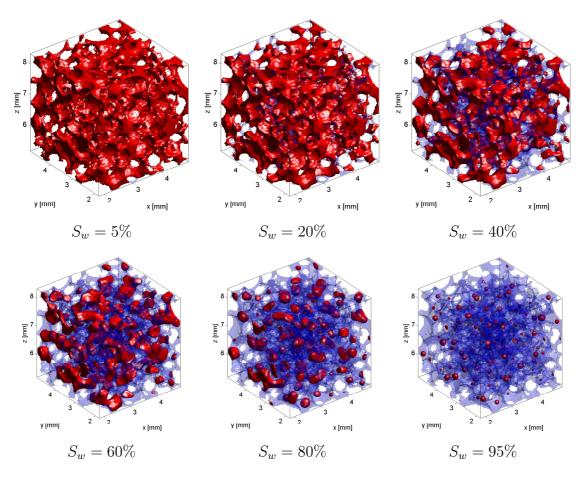


Figura 4.22: Distribuição dos fluidos na estrutura porosa para diversas saturações, para o estado de tensão ET1

# 4.4 Produção de Sólidos

Para avaliar o método em sua capacidade de reproduzir os processos de deformação, ruptura e erosão de meios granulares foram realizadas simulações bidimensionais de produção de sólidos. Inicialmente foram realizadas simulações de ensaios geomecânicos de compressão biaxial para caracterizar o comportamento tensão x deformação x ruptura do material granular. Os parâmetros micromecânicos estão apresentado na tabela (4.8), e as curvas tensão x deformação dos ensaios biaxiais estão apresentados na figura (4.23). Observa-se que o material apresenta comportamento geomecânico compatível com materiais geológicos de comportamento dúctil, para as tensões confinantes utilizadas nestas simulações. A tabela (4.9) apresenta os parâmetros geomecânicos macroscópicos deste material. Os parâmetros elásticos foram obtidos considerando o estado plano de deformação.

Tabela 4.8: Parâmetros micromecânicos do material							
$D_{min}$	$D_{max}$	$\mu$	$K_N$	$k_S$	$\sigma_{cT}$	$ au_c$	
$\lfloor [mm] \rfloor$	[mm]	[-]	[N/m]	[N/m]	[Pa]	[Pa]	
0.40	0.70	1.0	2.6e10	2.6e10	4.0e6	40.0e6	

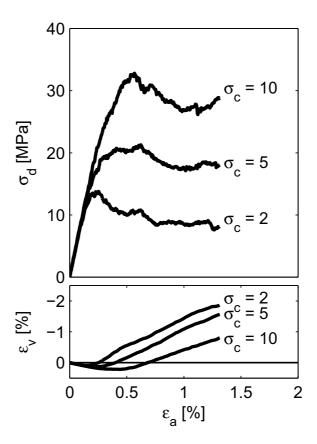


Figura 4.23: Comportamento tensão-deformação, simulado com o DEM, do material granular usado nas simulações de produção de sólidos

Tabela 4.9: Parâmetros geomecânicos macroscópicos do material

c	$\phi$	$q_u$	E	coef.poisson
[MPa]	[graus]	[MPa]	[GPa]	[-]
2.5	32.5	9.1	8.6	0.17

Após a caracterização do material foram realizadas as simulações de produção de sólidos. A configuração das simulações foi baseada nos ensaios realizados por Bianco (Bianco, 1999). A região simulada corresponde ao extremo de um canal de perfuração (fig. (4.24)). O meio granular é inicialmente submetido a uma tensão confinante igual nas duas direções, e depois de estabilizada esta condição é feito o furo na parede esquerda ao mesmo tempo

que é imposto um diferencial de pressão entre as três outras paredes e o furo (figura (4.25)). Estas condições (tensão confinante e diferencial de pressão) são mantidas constantes durante toda a simulação. As paredes à esquerda, onde se localiza o furo, são mantidas fixas e impermeáveis. Para permitir conectividade no fluxo de fluido neste esquema bidimensional, utilizou-se a mesma abordagem adotada por Boutt et al. (Boutt et al., 2007) que consiste em adotar o raio hidráulico das partículas sólidas como uma porcentagem do raio mecânico. Neste trabalho adotou-se que o raio hidráulico é 80% do raio mecânico. A tabela (4.10) apresenta os dados da simulação de fluxo onde foi utilizado um domínio de 396 x 377 nós.

Tabela 4.10: Parâmetros de fluxo das simulações

$\Delta x$	$\Delta t$	ν	$ ho_f$
[m]	[s]	$[m^2/s]$	$kg/m^3$
4.0e-5	1.55e-6	5.88e-6	850

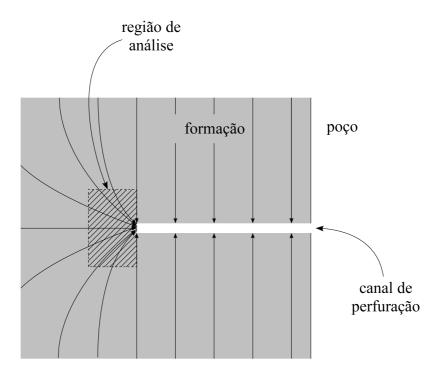


Figura 4.24: Região de simulação

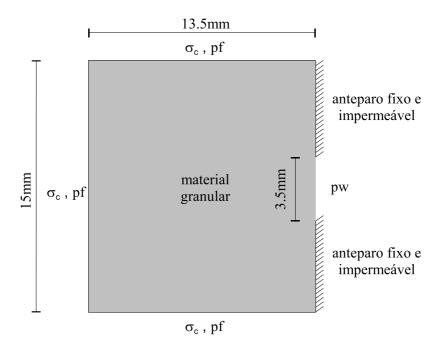


Figura 4.25: Geometria e condição de contorno para as simulações de produção de sólidos

Foram realizadas simulações com tensões de confinamento,  $\sigma_c$ , de 1MPa e 2MPa e com gradientes de pressão,  $\Delta P/L$ , de 0.25MPa/m e 1.00MPa/m. A figura (4.26) apresenta as curvas de produção de sólidos obtidas das simulações e as figuras (4.27) a (4.31) as posições das partículas em determinados tempos. A cimentação entre partículas que permaneceu intacta está apresentada na figura (4.32). A figura (4.33) mostra os campos de velocidade no final das simulações e a figura (4.34) o campo de pressões correspondente.

Observa-se que todas as condições analisadas levaram a uma situação de arco estável. As duas simulações realizadas com  $\sigma_c=1MPa$  levaram a uma condição de arco estável muito semelhante. Isto ocorreu porque, para esta tensão confinante, foi mantida uma região próxima ao furo com a cimentação intacta (fig. (4.32)) e o aumento do gradiente não provocou ruptura de cimentação além do provocado pelo furo. Esta região intacta pode estar relacionada à menor tensão desviadora que ocorre na parede do furo, em comparação com o caso de tensão confinante maior. Nas simulações realizadas com  $\sigma_c=2MPa$ , para o gradiente maior ( $\Delta P/L=1.00MPa/m$ ) a região erodida é maior. A força de arraste gerada pelo gradiente menor ( $\Delta P/L=0.25MPa/m$ ) não foi capaz de vencer a força de atrito (resistência residual) que manteve os grumos da região inferior do furo estáveis, mesmo que nesta região a cimentação esteja rompida. Observa-se também que as taxas de produção para a condição  $\sigma_c=2MPa$  são menores do que as para condição

 $\sigma_c=1MPa,$  provavelmente por causa da força de atrito que na condição de  $\sigma_c=2MPa$  é maior.

Os resultados obtidos mostram que para que haja a produção de sólidos a cimentação deve ser rompida por processos mecânicos, pois a força de fluxo não é suficiente para romper a cimentação entre grãos, o que é consistente com os modelos constitutivos macroscópicos que relacionam a taxa de erosão com a deformação plástica. Observa-se que baixos gradientes de pressão podem não ser suficientes para mobilizar grumos que estejam estáveis somente pela força de atrito, desta forma parece que o gradiente de pressão influencia tanto a taxa de produção como o total de material produzido. Um aspecto que deve ser mencionado é que a condição bidimensional adotada não permite que partículas não cimentadas no interior da amostra sejam produzidas, o que deve ter grande influência no enfraquecimento da amostra, o que não foi observado nas simulações realizadas.

É importante observar que estas simulações têm como objetivo principal avaliar a ferramenta desenvolvida na representação dos processos de produção de sólidos. Outras simulações considerando domínios tridimensionais, outros materiais e outras condições de contorno são importantes para se obter conclusões sobre os processos de produçõo de sólidos mais consistentes.

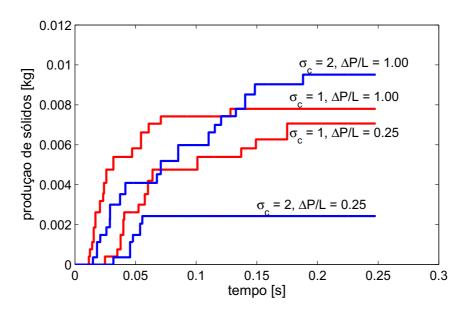
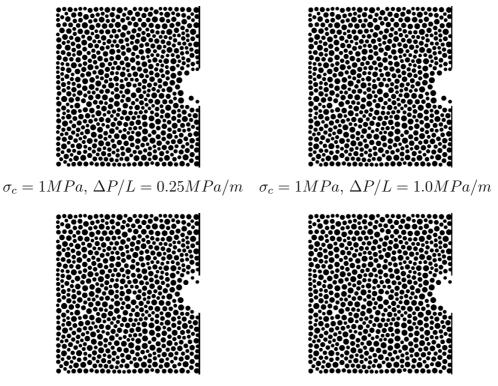


Figura 4.26: Curvas de produção de sólidos ( $\sigma_c$  em MPa,  $\Delta P/L$  em MPa/m)



 $\sigma_c=2MPa,\,\Delta P/L=0.25MPa/m\quad \sigma_c=2MPa,\,\Delta P/L=1.0MPa/m$  Figura 4.27: Posição das partículas. <br/>t=0

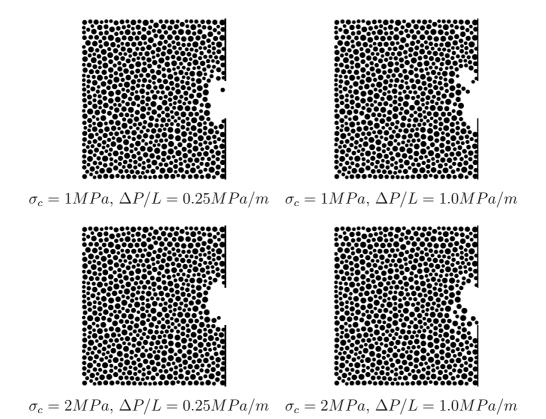
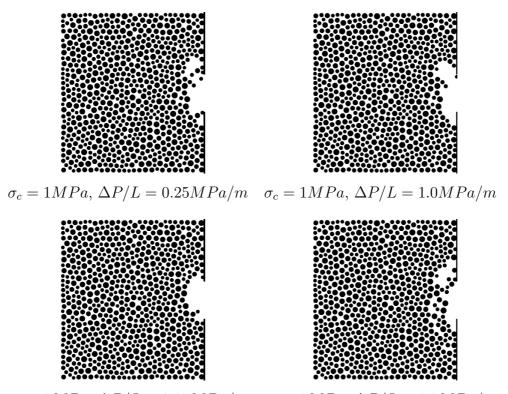


Figura 4.28: Posição das partículas. t=0.062s



 $\sigma_c=2MPa,\,\Delta P/L=0.25MPa/m\quad \sigma_c=2MPa,\,\Delta P/L=1.0MPa/m$  Figura 4.29: Posição das partículas. <br/>t=0.124s

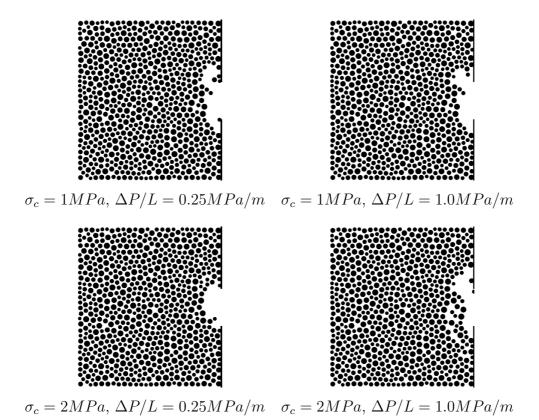


Figura 4.30: Posição das partículas. t=0.186s

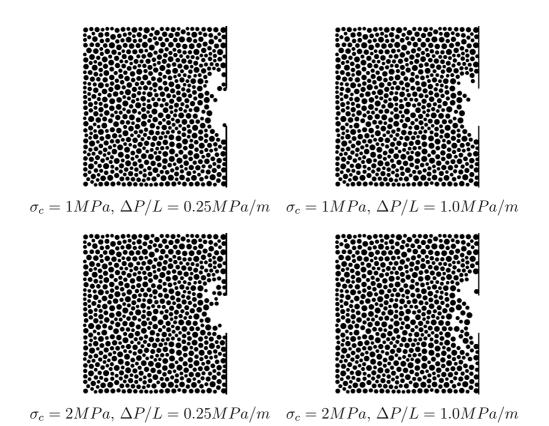


Figura 4.31: Posição das partículas. t=0.248s

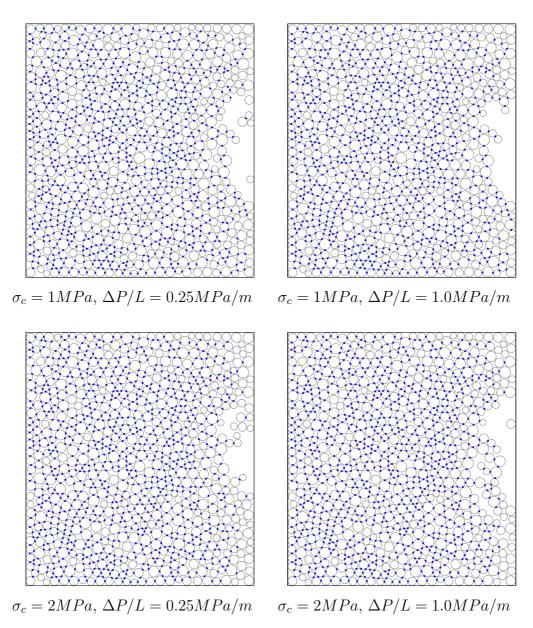


Figura 4.32: Cimentação entre partículas no tempo t=0.248s. Os pontos azuis mostram as cimentações entre grãos que permaneceram intactas

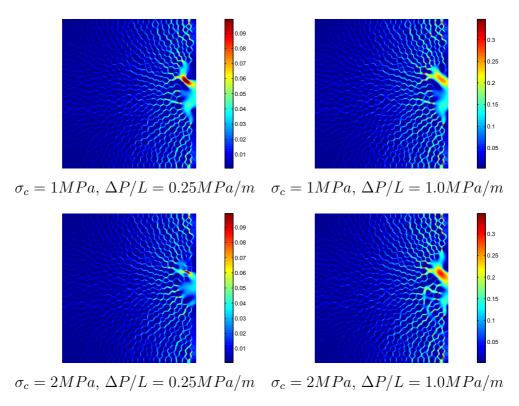


Figura 4.33: Campo de velocidades (em m/s). t=0.248s

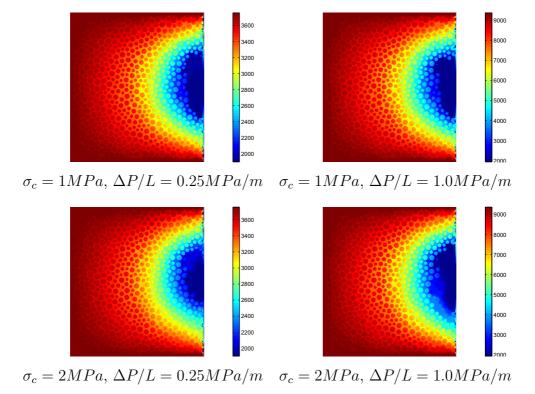


Figura 4.34: Campo de pressões (em Pa). t=0.248s

#### 4.5 Força Capilar

A força capilar que age nas partículas sólidas na presença de fluidos imiscíveis parece ter influência relevante nos processos de produção de sólidos (Bianco, 1999). Entretanto, a incorporação desta força nas simulações na escala dos poros e grãos ainda é muito limitada. Em estudos relacionados à geotecnia pode-se citar os trabalhos de Gili e Alonso, Ibañez e Grof et al. (Gili e Alonso, 2002, Ibañez, 2008, Grof et al., 2009) que usam uma mesma abordagem onde são usadas soluções analíticas para calcular a força capilar de equilíbrio entre duas esferas.

O LBM tem sido usado, recentemente, para simular os efeitos da força capilar entre esferas sólidas. Os primeiro trabalhos (Stratford et al., 2005a, Stratford et al., 2005a) usam o modelo de lattice Boltzmann baseado na energia livre ("free-energy-based model") para estudar coloides em suspensão. O modelo de Shan e Chen (Shan e Chen, 1993) para um componente e duas fases (água e vapor, por exemplo) foi usado por Joshi e Sun (Joshi e Sun, 2009) para estudos semelhantes. Este mesmo modelo foi usado por Shinto et al. (Shinto et al., 2006, Shinto et al., 2007) para calcular a força capilar entre objetos sólidos quadrados e circulares fixos.

As primeiras simulações com o programa desenvolvido foram realizadas para verificar a força capilar que age entre duas placas paralelas na presença de uma pequena quantidade de fluido molhante entre elas. A configuração das simulações está apresentada na figura (4.35). A força capilar que age entre as duas placas é constituída de duas parcelas: uma referente à força que a membrana interfacial aplica no sólido e outra referente à pressão em torno do sólido. Considerando a condição bidimensional e espessura unitária, a força capilar é dada por:

$$F_c = 2\gamma sen\theta - A_M(p_M - p_{NM}) \tag{4.15}$$

sendo  $A_M$  a área da placa em contato com o fluido molhante,  $\theta$  o ângulo molhado,  $p_{NM}$  a pressão no fluido não molhante e  $p_M$  a pressão no fluido molhante. A lei de Laplace fornece a diferença de pressão entre as duas fases (Dullien, 1992):

$$\Delta p = p_M - p_{NM} = \gamma \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right)$$
 (4.16)

Sendo  $R_1$  e  $R_2$  os raios de curvatura da superfície que separa as duas fases. No caso bidimensional  $R_1 \to \infty$ , e considerando a geometria da figura (4.35) tem-se para a força capilar a seguinte equação:

$$F_c = 2\gamma sen\theta + A_M \gamma \frac{\cos\theta}{H/2} \tag{4.17}$$

onde H é a distância entre as placas.

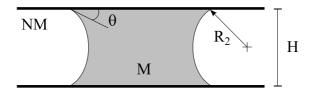


Figura 4.35: Geometria de duas placas paralelas e o menisco entre elas.

A figura (4.36) mostra a condição inicial das simulações realizadas e a figura (4.37) as condições finais (de equilíbrio). Os dados utilizados estão apresentados na tabela (4.11), todos os parâmetros foram mantidos constantes, a não ser o parâmetro  $p = cos\theta$  que controla a molhabilidade do sólido. A separação entre as placas, H, é de 1mm. O domínio utilizado é constituído por 100 x 22 nós. A tabela (4.12) mostra os resultados obtidos comparados com os valores calculados com a eq. (4.17). Observa-se que a discrepância entre os valores calculados pela eq. (4.17) e pela simulação com o RKLBM aumenta com o valor de p. Talvez seja o efeito do fluido molhante que adere ao sólido em toda a sua extensão.



Figura 4.36: Condição inicial para as simulações de força capilar entre placas paralelas. Os sólidos estão representados em cinza, o fluido molhante em vermelho e o fluido não molhante azul.

Tabela 4.11: Dados para a simulação das placas paralelas.

$\Delta x$	$\Delta t$	A	ρ	$\nu$	$\gamma$
[m]	[s]	[-]	$[kg/m^3]$	$[m^2/s]$	[mN/m]
1.0e-4	1.0e-4	1.0e-4	1000.0	16.7e-6	0.35

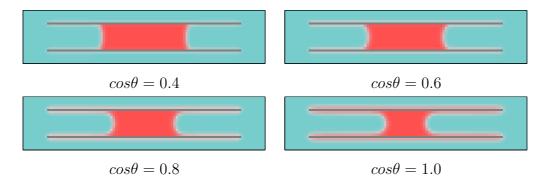


Figura 4.37: Condição de equilíbrio para as simulações de força capilar entre placas paralelas. Os sólidos estão representados em cinza, o fluido molhante em vermelho e o fluido não molhante em azul.

Tabela 4.12: Força capilar entre duas placas paralelas.

$p = cos\theta$	$A_M$	$F_c$	$F_{cLB}$	erro
[-]	[m]	[N]	[N]	[%]
0.4	4.9e-3	2.01e-3	1.97e-3	2.1
0.6	4.5e-3	2.45e-3	2.41e-3	1.8
0.8	4.1e-3	2.72e-3	2.50e-3	7.9
1.0	3.3e-3	2.31e-3	2.03e-3	12.1

A fim de avaliar a força capilar transferida para uma partícula sólida circular foram realizadas simulações com um menisco entre duas partículas (fig. (4.38)). Para o cálculo da força capilar analítica foi considerada a simplificação conforme sugerida por Gili e Alonso (Gili e Alonso, 2002) e que está apresentada na figura (4.39). A simplificação consiste em considerar as forças que agem no corte transversal que passa no centro do menisco. Para estas condições e considerando os discos de espessura unitária, a força capilar é dada por:

$$F_c = 2\gamma \left( 1 + \frac{W/2}{R_2} \right) \tag{4.18}$$

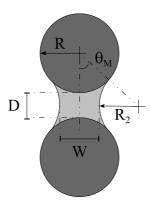


Figura 4.38: Geometria da simulação de um menisco entre duas partículas circulares.

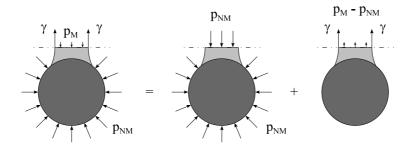


Figura 4.39: Corte no menisco e as força atuantes. A força resultante do primeiro termo da soma é nula.

Nestas simulações foram utilizados os mesmo parâmetros da tabela (4.11). O raio da partícula, R, foi mantido fixo em 1.6mm, a distância entre partículas, D, em 0.4mm, e o parâmetro p em 1.0 (fluido vermelho completamente molhante). Foram realizadas simulações com cinco valores de ângulo molhado,  $\theta_M$ . Utilizou-se um domínio de 120 x 60 nós em todas as simulações. A figura (4.40) apresenta as configurações de equilíbrio para cada simulação, e a figura (4.41) mostra a variação da força capilar com o ângulo de molhado. Observa-se que a discrepância entre os valores calculados pela eq. (4.18) e pela simulação com o RKLBM aumenta a medida que o ângulo de molhado diminui. Supõe-se que isto esteja relacionado à discretização, pois quanto menor o ângulo molhado mais grosseira a representação do menisco. Para o ângulo molhado de 13.4°, por exemplo, o menisco é representado por apenas 4 nós.

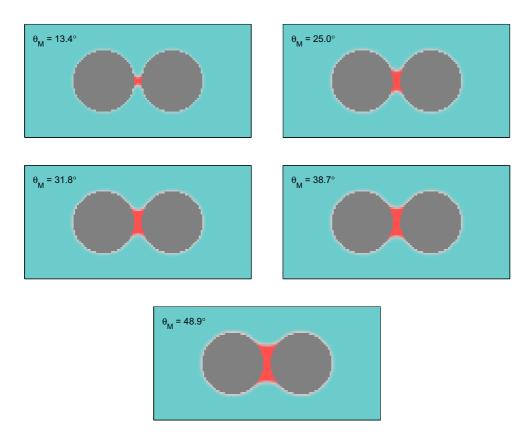


Figura 4.40: Configurações dos meniscos na condição de regime permanente.

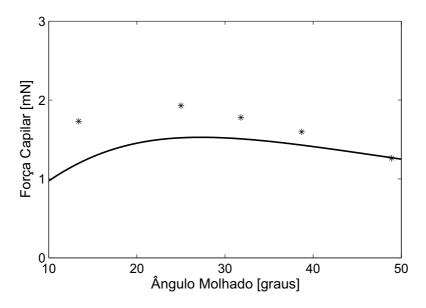


Figura 4.41: Variação da força capilar com o ângulo de molhado. A linha se refere à eq. (4.18) e os pontos aos valores obtidos numericamente.

Um problema que aparece quando a partícula sólida se move na rede é quando um nó sólido se transforma em nó fluido, e vice-versa. No acoplamento monofásico este problema ou não ocorre, como no esquema de fronteiras móveis

adotado neste trabalho, ou é de simples solução, como sugerido por Aidun e Li (Aidun e Lu, 1995). Quando se trata de um problema bifásico (com dois fluidos), o problema é mais complexo pois é necessário conservar a massa de cada fluido. Neste trabalho é sugerido um esquema para a reconstrução dos nós que mudam sua condição de fluido para sólido e vice-versa, de forma que a massa de cada fluido seja conservada.

Considerando um nó sólido que se torna nó fluido, as densidades e as funções distribuição de cada fluido neste nó são dadas por:

$$\rho_r = \frac{1}{n_f + 1} \sum_{v=1}^{n_f} \rho_r^v \tag{4.19}$$

$$\rho_b = \frac{1}{n_f + 1} \sum_{v=1}^{n_f} \rho_b^v \tag{4.20}$$

$$r_{\alpha} = f_{\alpha}^{eq}(\rho_r, 0) \tag{4.21}$$

$$b_{\alpha} = f_{\alpha}^{eq}(\rho_b, 0) \tag{4.22}$$

onde  $n_f$  é o número de nós vizinhos que são fluidos,  $\rho_r^v$  e  $\rho_b^v$  são as densidades de cada fluido em cada nó vizinho v, e  $f_{\alpha}^{eq}$  é calculada pela eq. (2.33). A massa que foi adicionada ao nó que virou fluido precisa ser subtraída. Essa subtração é feita nos seus nós vizinhos da seguinte forma:

$$r_{\alpha}^{v} = r_{\alpha}^{v} - w_{\alpha} \frac{\rho_{r}}{n_{f}} \tag{4.23}$$

$$b_{\alpha}^{v} = b_{\alpha}^{v} - w_{\alpha} \frac{\rho_{b}}{n_{f}} \tag{4.24}$$

Quando um nó fluido se torna sólido a sua massa é distribuída entre os nós fluidos vizinhos desta mesma forma. Apesar do esquema sugerido conservar a massa de cada fluido e a quantidade de movimento, a redistribuição de massa provoca uma grande perturbação que se propaga pelo domínio e alguns passos de tempo são necessários para que o equilíbrio seja novamente atingido. Desta forma este método sugerido só pode ser usado em situações onde o fluxo dos fluidos não é relevante.

A figura (4.42) mostra o resultado da simulação realizada, a partir da condição de equilíbrio para o ângulo molhado de 49°, aplicando uma velocidade constante na partícula sólida à direita. A cada instante que um nó sólido se torna fluido (ou vice-versa) a partícula sólida é mantida fixa e são executados algumas iterações para que uma nova condição de equilíbrio seja alcançada.

A figura (4.42) mostra também a variação da força capilar com a distância entre as partículas calculada pela eq. (4.18), considerando a conservação de massa do fluido molhante. Observa-se uma concordância satisfatória entre os dois resultados até que o menisco se torne muito delgado.

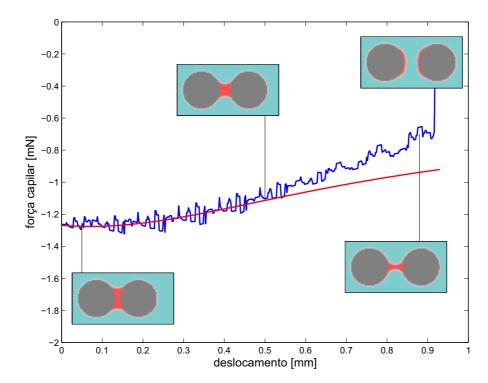


Figura 4.42: Variação da força capilar com o deslocamento da partícula. A linha vermelha representa a força calculada através da eq. (4.18) e a linha azul o resultado da simulação com RKLBM.