



Modelagem Hierárquica de Análogos de Reservatórios Carbonáticos Fratutados Carstificados

Tuane Vanessa Lopes

Eduardo Lúcio Mendes Garcia

Marcio Arab Murad

Patricia de Araújo Pereira

Aline Cristina da Rocha

tuane@lncc.br

bidu@lncc.br

murad@lncc.br

patricia@lncc.br

alinecr@lncc.br

Laboratório Nacional de Computação Científica (LNCC)

Av. Getúlio Vargas, 333 - Quitandinha, 25651-075, Petrópolis/RJ, Brasil

Flavia de O. L. Falcao

flavia.falcao@petrobras.com.br

CENPES/Petrobrás

Av. Horácio de Macedo, 950 - Cidade Universitária, Ilha do Fundão, 21941-598, Rio de Janeiro/RJ, Brasil

Francisco Hilario Rego Bezerra

bezerrafh@geologia.ufrn.br

UFRN

Campus Universitário Lagoa Nova, 59078-970, Natal/RN, Brasil

Resumo. Neste trabalho desenvolvemos um novo modelo computacional para descrever escoamento em rochas e estruturas análogas de reservatórios carbonáticos do pré-sal brasileiro. O novo modelo proposto neste trabalho é denominado Hierarchical Karst-Fracture Modeling

(HKFM). Nesta abordagem os objetos geológicos de maior dimensão, que exercem influência direta sobre o escoamento e a geomecânica, são incorporados explicitamente ao modelo computacional macroscópico, enquanto as estruturas de menor tamanho (microscópicas) que ocorrem em maior frequência, são homogeneizadas e substituídas por um contínuo equivalente com propriedades hidromecânicas computadas através do processo de upscaling. Ao invés de adotarmos modelos clássicos para descrever cavernas completamente abertas com a hidrodinâmica governada pelo acoplamento Stokes-Darcy e condição de deslizamento de Beavers-Joseph, abordaremos em detalhes as estruturas cársticas que exibem processos de colapso, incorporando a presença de várias sub-regiões. Dentre elas podemos ressaltar a região caótica composta por fragmentos de rocha (clastos) e sedimentos (areia, argila), a região adjacente com brecha mosaico e a rocha perturbada pelo colapso e dissolução, denominada de zona de dano, com a presença de fraturas e vugs. O primeiro processo de upscaling, da microestrutura para a escala de metros, é realizado fazendo uso da abordagem de homogeneização auto-coerente (self-consistent theory). Tais métodos, do tipo campo médio (mean-field), são capazes de descrever com precisão propriedades equivalentes associadas aos entes geológicos (carste, juntas, veios), tais como permeabilidade e módulos elásticos em matrizes sólidas com inclusões em forma de elipses com alta razão de aspecto. Na formulação hidrodinâmica as macro fraturas são tratadas como objetos de dimensão reduzida através da técnica Discrete Fracture Modeling (DFM). A abordagem utilizada incorpora a resistividade das fraturas, parâmetro que permite descrever mecanismos de barreira que ocorrem quando há presença de material de preenchimento no interior das fraturas na forma de sedimentos ou cimento calcítico. Desta forma a discretização do modelo hidrodinâmico na escala do afloramento (centenas de metros), via método dos elementos finitos, incorpora saltos no campo de pressão que podem surgir na presença de fraturas preenchidas por material com baixa permeabilidade. Um segundo procedimento de upscaling é realizado para a escala macroscópica (centenas de metros), através de simulações computacionais em distintos cenários governados por diferentes propriedades associadas aos objetos geológicos, sendo o nosso objetivo final a construção de tabelas de pseudo-acoplamento que sejam capazes de incorporar a influência de diversas variáveis (micro e mesoscópicas) sobre a magnitude das macro propriedades (permeabilidade, porosidade, módulos elástico) associadas ao afloramento.

Keywords: Reservatórios Fraturados Carstificados, Método de Elementos Finitos com Saltos, Homogeneização auto-coerente, Pseudo-acoplamento, Modelagem Hierárquica

1 INTRODUÇÃO

A recente descoberta de petróleo localizado abaixo de uma espessa camada de sal, conhecida como pré-sal, é a maior já feita em território brasileiro e uma das maiores descobertas recentes no mundo. Tal camada abrange cerca de 800 km de extensão ao longo da costa sudeste brasileira e está localizada a 7.000 m abaixo do nível do mar, onde o óleo reside principalmente em rochas carbonáticas. A exploração de petróleo neste tipo de formações apresenta diversas complexidades, entre as quais ressaltamos a heterogeneidade, que ocorre em múltiplas escalas, e a presença de diversas estruturas geológicas complexas, tais como fraturas, falhas, veios e estruturas cársticas, as quais podem influenciar de forma pronunciada a produção de óleo e gás.

Devido a extensão do pré-sal, simulações na escala onde ocorrem as heterogeneidades são extremamente caras computacionalmente e difíceis de serem realizadas. Neste cenário técnicas de *upscaling* para o cômputo de propriedades equivalentes em escalas menores (ordem de centenas de metros), cuja magnitude seja capaz de incorporar detalhes geológicos, tornam-se mandatórias. Sendo assim, fazendo uso de análogos de reservatórios carbonáticos encontrados na região nordeste do Brasil (Figura 1), desenvolvemos aqui uma metodologia de *upscaling* com o objetivo de calcular propriedades equivalentes, tais como permeabilidade, porosidade e constantes elásticas associadas às células da ordem de centenas de metros (escala mesoscópica). Inicialmente homogeneizamos a microescala (dezenas de metros) e computamos propriedades equivalentes para a célula de reservatório na mesoescala (centenas de metros). Já as propriedades equivalentes obtidas na célula mesoscópica podem ser utilizadas como dados de entrada em códigos comerciais, fazendo uso de malhas grosseiras sem a necessidade de incorporar detalhes geológicos. Assim, nosso objetivo é construir o comportamento hidromecânico equivalente, calculado em células de centenas de metros, como mostra a Figura 2, e levá-lo à simulação de fluxo na escala de reservatório a fim de incorporar os efeitos geomecânicos e a presença de estruturas geológicas complexas sem aumentar o custo computacional, através das chamadas técnicas de pseudo-acoplamento (Samier et al., 2003). Desta forma, é possível incorporar a porosidade e a permeabilidade em função da pressão e do estado de tensões através de tabelas de multiplicadores de tais propriedades (Falcão, 2013).



Figura 1: Imagem do afloramento Lajedo Arapuá obtida por drone na Bacia Potiguar, RN.

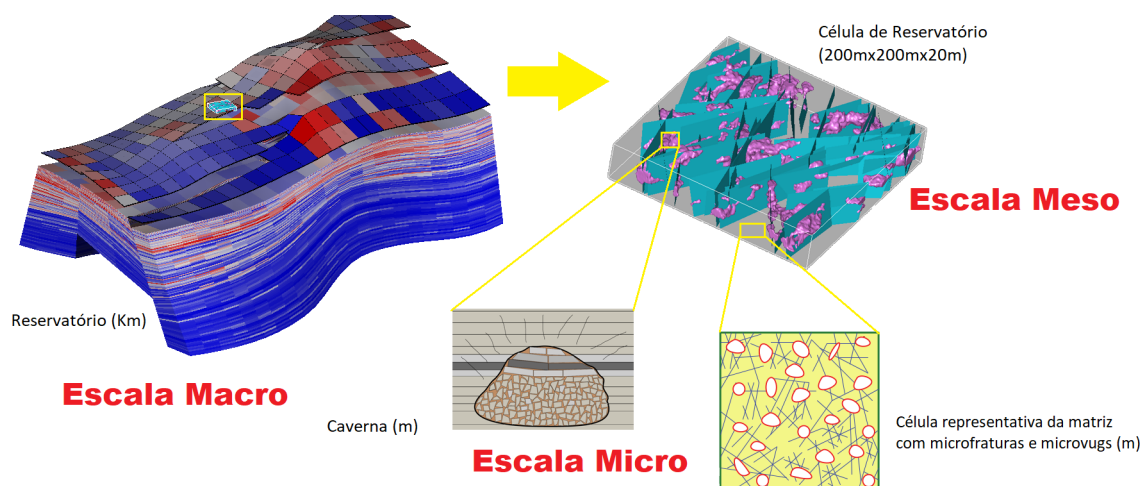


Figura 2: Separação de escalas usadas no modelo.

Na escala mesoscópica, onde ocorre a presença de múltiplas fraturas, modelos discretos tais como o *Discrete Fracture Modeling* (DFM) (Karimi-Fard et al., 2004) são mais apropriados para descrever o fenômeno. Neste contexto, as fraturas são tratadas como interfaces planares ocupando domínios de dimensão reduzida distintos da matriz. Como exemplo podemos citar a técnica de redução de dimensão apresentada por Martin et al. (2005) e Frih et al. (2008), onde o modelo DFM resulta do processo de média tomada sobre a abertura das fraturas, dando origem a modelos reduzidos postos em variedades diferenciáveis, com a presença de termos de fonte de massa advinda do salto do fluxo normal na matriz. A formulação encontrada em Martin et al. (2005) considera a pressão descontínua ao longo da fratura, uma vez que a mesma pode estar preenchida por material de baixa permeabilidade, permitindo assim a inserção no modelo de um parâmetro de baixa condutividade da fratura.

Além das fraturas, outra forma de heterogeneidade que vem ganhando atenção da indústria de petróleo são as estruturas cársticas, que surgem pela dissolução química das rochas levando ao surgimento de estruturas complexas como cavernas, dolinas de colapso e vugs. As cavernas são as estruturas mais características do processo de dissolução e com relação à origem podem ser classificadas em dois tipos básicos: epigênicas e hipogênicas (Palmer, 1991). As cavernas hipogênicas se formam devido à ação química de fluidos ascendendo em profundidade, com o ácido sulfúrico, exercendo o papel de agente de dissolução (Hill, 1990). Neste caso o fluido vai além das paredes das cavernas, se espalhando no meio poroso até perder seu poder de dissolução gradativamente com o distanciamento da falha que o conduz, levando a um alargamento do sistema poroso em torno da caverna. Já as cavernas epigênicas são resultantes de processos de carstificação ocorridos em regiões próximas à superfície, sendo a dissolução da rocha causada por águas meteóricas (provenientes da chuva ou de rios superficiais), ricas em dióxido de carbono. Neste contexto iremos tratar em particular as estruturas cársticas resultantes de dissolução da rocha em regiões próximas à superfície, seguida de posteriores e sucessivos processos de colapso, soterramento e compactação. Neste trabalho, as cavernas são tratadas como espaço poroso, onde ocorre acúmulo de óleo e/ou água. A Figura 3 ilustra as sucessivas etapas de evolução das cavernas.

A presença de carste e fraturas nos reservatórios dá origem a um problema genuinamente multiescala contendo diversas subestruturas. Assim, propomos a construção de um novo mo-

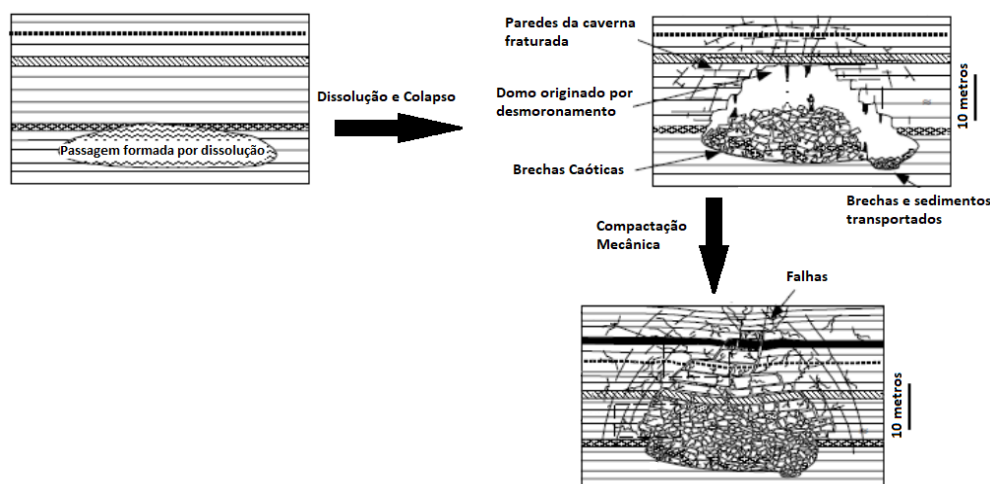


Figura 3: Evolução das cavernas (Loucks, 1999).

delo computacional, denominado *Hierarchical Karst-Fracture Modeling* (HKFM), onde iremos tratar de forma distinta fraturas e estruturas cársticas de diferentes dimensões. As fraturas de maior dimensão serão tratadas como objetos de dimensão reduzida através da técnica DFM, enquanto o carste é resolvido explicitamente, incorporando detalhes geológicos ao modelo me-soscópico. Por outro lado os vugs (com menor dimensão) e as micro-fraturas serão homogenei-zados.

A metodologia proposta consiste em trazer informações da microescala para a mesoes-cala baseada em homogeneização auto-coerente (*self-consistent theory*). Tais métodos, do tipo campo médio, descrevem com precisão propriedades equivalentes associadas as estruturas cársticas em matrizes sólidas com inclusões elípticas com alta razão de aspecto, como mostra a Figura 4.

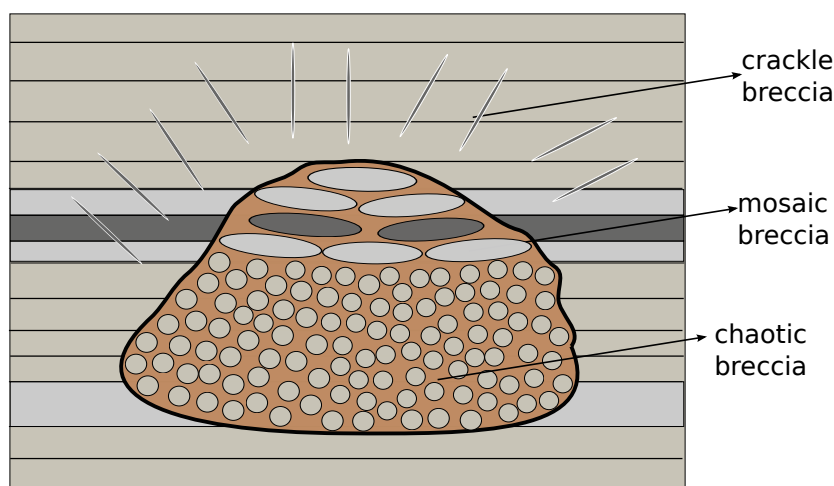


Figura 4: Aproximação da microescala por geometrias em forma de círculos e elipses.

Neste contexto, descreveremos mais precisamente a presença de fraturas, veios e carste, e analisaremos sua influência sobre a magnitude das permeabilidades equivalentes a serem com-putadas em células na escala de afloramento as quais constituem os elementos discretos dos

simuladores comerciais em escalas grosseiras. Os detalhes mesoestruturais serão incorporados ao modelo macroscópico via propagação de informação proveniente das escalas inferiores. O resultado desta metodologia leva à construção de leis constitutivas para as propriedades equivalentes fortemente dependentes do problema posto na escala fina onde ocorrem as heterogeneidades geológicas. Consequentemente, as tabelas de entrada de dados dos modelos de pseudo-acoplamento conterão maior riqueza de informações provenientes das escalas mais finas.

2 Modelo Hidromecânico

Para a rocha intacta adotamos inicialmente o modelo poroelástico baseado no *fixed stress split* (Kim et al., 2011; Murad et al., 2013)

$$\beta^* \frac{\partial p}{\partial t} + \text{div } \mathbf{v}_D = -\frac{\alpha}{\mathbb{K}} \frac{\partial \tilde{\sigma}}{\partial t} \quad (1)$$

$$(\lambda + \mu) \nabla \text{div } \mathbf{u} + \mu \Delta \mathbf{u} = \alpha \nabla p. \quad (2)$$

onde p denota a poro pressão, $\mathbf{v}_D = -\mathbf{K} \nabla p$ a velocidade de Darcy, $\mathbf{K}$ o tensor de condutividade hidráulica, λ e μ as constantes de Lamé, e a compressibilidade total β^* é dada por

$$\beta^* = \left(\frac{1}{M} + \frac{\alpha^2}{\mathbb{K}} \right) \quad (3)$$

denotando a soma da compressibilidade da matriz porosa ($\alpha^2/\mathbb{K}$) e do fluido e grãos sólidos quantificado pelo módulo de Biot (M), com α denotando o coeficiente de Biot-Willis, que fornece uma estimativa do módulo volumétrico da matriz. Tais parâmetros são representados, respectivamente, pelas expressões (Coussy, 2004; Cheng, 2016)

$$\alpha = 1 - \frac{\mathbb{K}}{\mathbb{K}_{grain}} \quad \text{e} \quad \frac{1}{M} = \frac{\phi}{\mathbb{K}_{fluid}} + \frac{\alpha - \phi}{\mathbb{K}_{grain}} \quad (4)$$

onde $\mathbb{K}$, $\mathbb{K}_{grain}$ e $\mathbb{K}_{fluid}$ representam respectivamente os (bulk) módulos de compressibilidade da matriz porosa, do grão sólido e do fluido.

Uma simplificação da formulação comumente empregada na literatura é a formulação em uma via, onde a variação da tensão total em relação ao tempo é desprezada, anulando o termo de fonte em (1), resultando em um subsistema hidrodinâmico influenciado pela geomecânica somente através da compressibilidade da rocha (Gutierrez and Lewis, 2002).

Formulação poromecânica iterativamente acoplada (uma via): Seja $\Omega \subset \mathbb{R}^n (n = 2, 3)$ com fronteira Γ . Dados os coeficientes $\{K, \alpha, M\}$ encontrar os campos $\mathbf{v}_D(\mathbf{x}, t)$ e $p(\mathbf{x}, t)$ com $\mathbf{x} \in \Omega$, $t \in (0, T]$ tais que

$$\begin{cases} \beta^* \frac{\partial p}{\partial t} + \text{div } \mathbf{v}_D = 0 & \text{em } \Omega \\ \mathbf{v}_D = -\mathbf{K} \nabla p & \text{em } \Omega \end{cases} \quad (5)$$

e condições de contorno.

2.1 Extensão para meios fraturados

Consideremos agora a presença de fratura com condutividade hidráulica ocupando o domínio Ω além da matriz. Adotando como Ω_f o subdomínio da fratura e $\Omega_i, i \in \{1, 2\}$ os domínios à esquerda e à direita da fratura, respectivamente, o problema pode ser representado como

$$\beta_i^* \frac{\partial p_i}{\partial t} + \text{div } \mathbf{v}_{D_i} = 0 \quad \text{em } \Omega_i, i \in \{1, 2, f\} \quad (6)$$

$$\mathbf{v}_{D_i} = -K_i \nabla p_i \quad \text{em } \Omega_i, i \in \{1, 2, f\} \quad (7)$$

com condições de contorno

$$p_i = \bar{p}_i \quad \text{sobre } \Gamma_i, i \in \{1, 2, f\} \quad (8)$$

$$p_i = p_f \quad \text{sobre } \gamma_i, i \in \{1, 2\} \quad (9)$$

$$\mathbf{v}_{D_i} \cdot \mathbf{n} = \mathbf{v}_{D_f} \cdot \mathbf{n} \quad \text{sobre } \gamma_i, i \in \{1, 2\} \quad (10)$$

No contexto da DFM exploramos a razão de aspecto da fratura com sua largura que é muito menor do que seu comprimento, levando ao tratamento destas como uma estrutura que ocupa um subdomínio de dimensão inferior, ou seja, em $\mathbb{R}^{n-1}$ ($n = 2, 3$). A redução de dimensão pode ser construída formulando-se as equações da fratura em função da média na direção normal (Frih et al., 2008).

Média da Lei de Conservação

Ilustramos a seguir a técnica de redução de dimensão para o caso da formulação em uma via. Decompomos a velocidade na fratura da forma $\mathbf{v}_{D_f} = \mathbf{v}_{D_{f,n}} + \mathbf{v}_{D_{f,\tau}}$, onde $\mathbf{v}_{D_{f,n}}$ e $\mathbf{v}_{D_{f,\tau}}$ são as parcelas normal e tangencial do campo, respectivamente. Além disso, definimos div_n e div_τ como os operadores divergentes na direção normal e no plano tangencial, e equivalentemente, ∇_n e ∇_τ , os operadores gradiente.

Assim, a equação de conservação de massa para as fraturas pode ser escrita como

$$\beta_f^* \frac{\partial p_f}{\partial t} + \text{div}_n \mathbf{v}_{D_{f,n}} + \text{div}_\tau \mathbf{v}_{D_{f,\tau}} = 0 \quad \text{em } \Omega_f \quad (11)$$

com β_f^* o inverso do módulo volumétrico definido de forma análoga a (3).

Definindo os campos como

$$\mathbf{U}_f = \int_{-d/2}^{d/2} \mathbf{v}_{D_{f,\tau}} d\mathbf{n} \quad \text{e} \quad P_f = \frac{1}{d} \int_{-d/2}^{d/2} p_f d\mathbf{n} \quad (12)$$

e integrando a equação de conservação de massa na direção normal obtemos

$$d\beta_f^* \frac{\partial P_f}{\partial t} - \left(\mathbf{v}_{D_f}|_{\gamma_1} \cdot \mathbf{n}_1 + \mathbf{v}_{D_f}|_{\gamma_2} \cdot \mathbf{n}_2 \right) + \text{div}_\tau \mathbf{U}_f = 0 \quad \text{sobre } \gamma \quad (13)$$

onde $\mathbf{n}_1$ e $\mathbf{n}_2$ apontam para o interior de Ω_f , γ_1 e γ_2 as bordas da fratura e d a largura da fratura. O subdomínio γ é a superfície (ou curva) constituída pelos pontos médios da fratura em relação à direção normal. A representação de Ω_f como um subdomínio reduzido é ilustrada em Martin et al. (2005) e Frih et al. (2008).

Aplicando em (13) a condição de contorno nas interfaces internas dada por

$$\mathbf{v}_{D_f} \cdot \mathbf{n} = \mathbf{v}_{D_i} \cdot \mathbf{n} \quad \text{sobre} \quad \gamma_i, \quad i \in 1, 2, \quad (14)$$

vem que

$$d\beta_f^* \frac{\partial P_f}{\partial t} + \text{div}_\tau U_f = -Q \quad \text{sobre} \quad \gamma, \quad (15)$$

com

$$Q = -(\mathbf{v}_{D_1} \cdot \mathbf{n}_1|_{\gamma_1} + \mathbf{v}_{D_2} \cdot \mathbf{n}_2|_{\gamma_2}) = \llbracket \mathbf{v}_D \cdot \mathbf{n} \rrbracket_\gamma, \quad (16)$$

onde $\llbracket \mathbf{v} \rrbracket = v^+ - v^-$ denota o salto da grandeza em γ .

Podemos notar o surgimento do termo de fonte após o processo de média na abertura da fratura cuja magnitude é nada menos que o salto do fluxo normal de fluido através de γ . Esta é a lei de conservação sobre γ com um termo de fonte adicional.

Média da Lei de Darcy

A velocidade de Darcy no domínio reduzido é dada por (Martin et al., 2005)

$$U_f = -K_{f,\tau} d \nabla_\tau P_f \quad \text{sobre} \quad \gamma \quad (17)$$

onde $P_f = \frac{1}{d} \int_{-d/2}^{d/2} p_f \, d\mathbf{n}$, $U_f = \int_{-d/2}^{d/2} \mathbf{v}_{D_f,\tau} \, d\mathbf{n}$ e $K_{f,\tau}$ assumimos constante ao longo do seguimento da fratura. Esta é a lei de Darcy do domínio (n-1) dimensional, γ .

Para fechar o sistema, postulamos condição de contorno de Robin sobre γ dada da forma (Martin et al., 2005)

$$-\xi \mathbf{v}_{D_1} \cdot \mathbf{n}_1|_{\gamma_1} + \frac{2}{\omega} p_1|_{\gamma_1} = -(1 - \xi) \mathbf{v}_{D_2} \cdot \mathbf{n}_2|_{\gamma_2} + \frac{2}{\omega} P_f \quad (18)$$

$$-\xi \mathbf{v}_{D_2} \cdot \mathbf{n}_2|_{\gamma_2} + \frac{2}{\omega} p_2|_{\gamma_2} = -(1 - \xi) \mathbf{v}_{D_1} \cdot \mathbf{n}_1|_{\gamma_1} + \frac{2}{\omega} P_f \quad (19)$$

onde ω denota a resistividade da fratura e sendo $\xi = 1/2$, $\xi = 3/4$ ou $\xi = 1$ denotando relações entre p_1 , p_2 e p_f (Martin et al., 2005).

2.2 Extensão para meios carstificados

Além da inclusão das fraturas como objetos (n-1) dimensionais necessitamos descrever as estruturas cársticas colapsadas (Figura 4). No presente contexto consideramos que a matriz do meio (Ω) contém regiões carstificadas que ocupam os subdomínios $\Omega_K^i, i = 1, \dots, N_K$, (Figura 5). Assim, definindo $\Omega_K := \cup_i \Omega_K^i$, a permeabilidade do meio é dada por:

$$K(x) = \begin{cases} K_K & \text{se } \mathbf{x} \in \Omega_K \\ K_M & \text{se } \mathbf{x} \in \Omega \setminus \Omega_K \end{cases} \quad (20)$$

onde K_K e K_M denotam as permeabilidades da região carstificada e da matriz respectivamente.

Para estimar a permeabilidade K_K adotamos a separação nos três subdomínios associadas as estruturas caótica, mosaica e craquelada (Figura 4). Aproximando os clastos associados aos fragmentos de rocha na região caótica por esferas e os associados às regiões mosaica e craquelada por elipsoides, exploramos os resultados da homogeneização auto-coerente (Torquato, 2002).

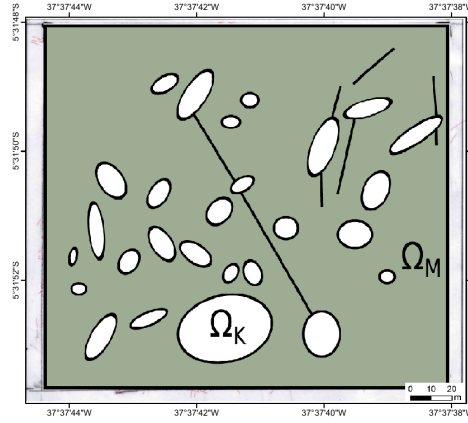


Figura 5: Visão em mapa (plano horizontal) de domínio de um meio poroso carstificado extraído de dados geológicos de afloramento do Arapuá (RN).

Inclusões Esféricas Considere o problema de valor de contorno referente a uma inclusão esférica de raio a e condutividade k_1 embebida em uma esfera concêntrica de raio ρ e condutividade k_2 (matriz), como mostra a Figura 6. E seja ϕ_1 a fração de volume das inclusões e ϕ_2 da matriz. Segundo Hashin (1968) o resultado

$$K^{eff} = k_1 \left[1 + \frac{\phi_2}{\frac{k_1}{k_2 - k_1} + \frac{\phi_1}{3}} \right] \quad (21)$$

fornece uma expressão direta para o cômputo da permeabilidade equivalente.

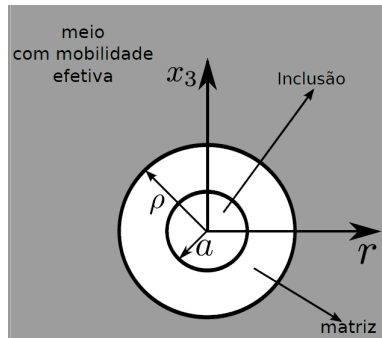


Figura 6: Coordenadas da inclusão esférica

Inclusões Elípticas Considere agora inclusões elípticas na mesma inclinação com semi-eixos denotados por a_1, a_2, a_3 e alinhados aos eixos cartesianos, tal como ilustrado na Figura 7. Note que neste caso o meio macroscópico é anisotrópico. A aproximação auto-coerente para cada componente K_i^{eff} , $i = 1, 2, 3$ é dada por (Torquato, 2002):

$$K_i^{eff} = \frac{\beta_i + \sqrt{\beta_i^2 + 4(A_i^{-1} - 1)k_{1,i}k_{2,i}}}{2(A_i^{-1} - 1)} \quad (22)$$

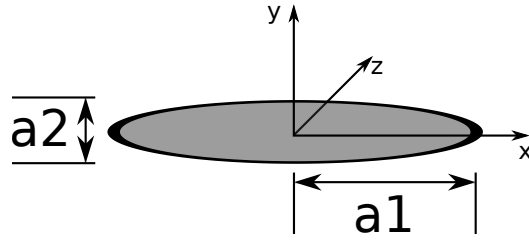


Figura 7: Semi-eixos que definem um elipsoide.

onde $\beta_i = k_{1,i}(A_i^{-1}\phi_1 - 1) + k_{2,i}(A_i^{-1}\phi_2 - 1)$.

Para realizarmos o cômputo da condutividade efetiva fazendo uso da equação (22) é necessário resolver as integrais elípticas para os fatores de despolarização A_i . Tais integrais possuem soluções analíticas se o elipsoide é aproximado por um esferoide (se $a_1 = a_2$ ou $a_1 = a_3$ ou $a_2 = a_3$). Para um esferoide prolato ($a_1 > a_2 = a_3$) com excentricidade $e = \sqrt{1 - a_2^2/a_1^2}$, temos (Landau and Lifshitz, 1984):

$$A_1 = \frac{1 - e^2}{2e^3} \left(\log \left(\frac{1 + e}{1 - e} \right) - 2e \right), \quad A_2 = A_3 = \frac{1}{2}(1 - A_1) \quad (23)$$

Já para um esferoide oblato ($a_1 = a_2 > a_3$), a excentricidade é $e = \sqrt{a_1^2/a_3^2 - 1}$ e os coeficientes:

$$A_3 = \frac{1 + e^2}{e^3} (e - \tan^{-1} e), \quad A_1 = A_2 = \frac{1}{2}(1 - A_3) \quad (24)$$

Nosso próximo passo consiste em realizar o cômputo da permeabilidade equivalente para os três cenários de interesse descritos à seguir.

Cenário 1

O primeiro caso considerado consiste em um meio poroso no qual os clastos são representados por inclusões esféricas com condutividade k_1 , inseridas em uma matriz com condutividade k_2 , tal como mostrado na Figura 8. Este meio aproxima a região com brechas caóticas como mostrado na Figura 4. Consideramos que a matriz está preenchida por um material (areia, por exemplo) com permeabilidade $k_2 = 1.0 \times 10^{-12} \text{ m}^2$. A Figura 9 apresenta a dependência da condutividade efetiva com a fração de volume das inclusões.

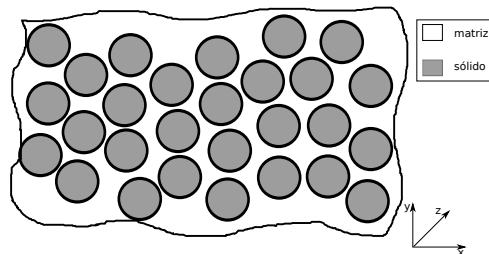


Figura 8: Meio poroso idealizado no qual os clastos são representados por esferas, ilustrando a região caótica das paleocavernas.

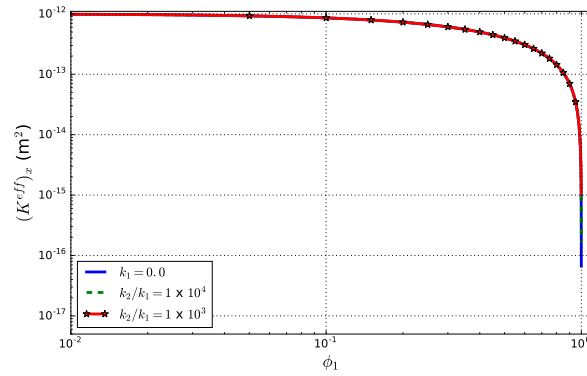


Figura 9: Permeabilidade efetiva da região caótica

Cenário 2

O segundo cenário, objetiva representar a região mosaica do carste, consideramos um meio heterogêneo no qual as inclusões admitem a forma de elipsoides prolatos, com o eixo maior a_1 alinhado com o eixo x , tal como mostra a Figura 10. Consideramos a matriz preenchida por um material com permeabilidade $k_2 = 1.0 \times 10^{-12} \text{ m}^2$ variando a permeabilidade das inclusões. A Tabela 1 mostra os valores dos parâmetros utilizados. A variação das componentes da permeabilidade equivalente com ϕ_1 no gráfico log-log parametrizada pela condutividade da rocha (k_1) é mostrada na Figura 11.

a_1	a_2	a_3	k_1	k_2
1.0 m	0.25 m	a_2	$0, 1 \times 10^{-16} \text{ m}^2 \text{ e } 1 \times 10^{-15} \text{ m}^2$	$1 \times 10^{-12} \text{ m}^2$

Tabela 1: Valores dos parâmetros utilizados nas simulações do cenário 2.

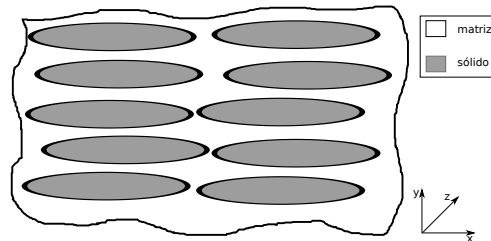


Figura 10: Meio heterogêneo idealizado no qual a fase 2 é representada por elipsoides prolatos, aproximando a região mosaica das paleocavernas.

Cenário 3

No último cenário tratado consideramos um meio fraturado no qual as fraturas são representadas por elipsoides oblato com baixa razão a_2/a_1 ($a_1 \gg a_2$), tal como mostrado na Figura 12. Este cenário ilustra a zona de dano do carste. A Tabela 2 mostra os valores dos parâmetros utilizados. A Figura 13 mostra o gráfico log-log das componentes da permeabilidade efetiva variando com ϕ_1 parametrizadas pela razão a_2/a_1 . Note que neste caso as inclusões representam a fase mais permeável. Observamos na Figura 13(a) que a razão a_2/a_1 influencia a componente na direção x da permeabilidade efetiva apenas para valores baixos da fração de volume das

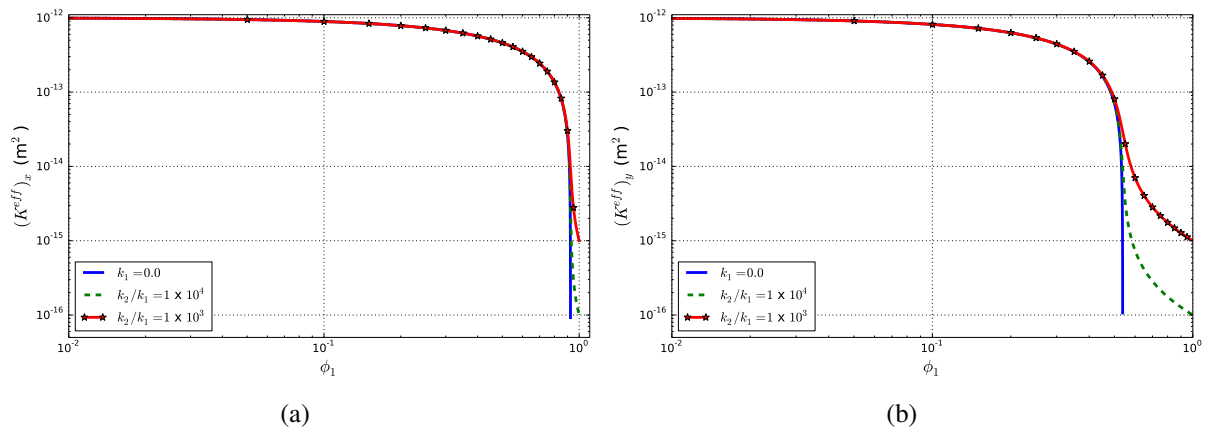


Figura 11: Permeabilidade equivalente calculada via esquema auto-coerente parametrizada pela permeabilidade das inclusões.

fraturas ($\phi_1 < 1 \times 10^{-3}$). Entretanto, a componente da propriedade efetiva na direção y não é sensível à razão a_2/a_1 para os valores utilizados nas simulações.

a_1	a_2	a_3	k_1	k_2
1.0 m	0.0001, 0.001 e 0.005 m	a_2	$1 \times 10^{-10} \text{ m}^2$	$1 \times 10^{-16} \text{ m}^2$

Tabela 2: Valores dos parâmetros utilizados nas simulações do cenário 3.

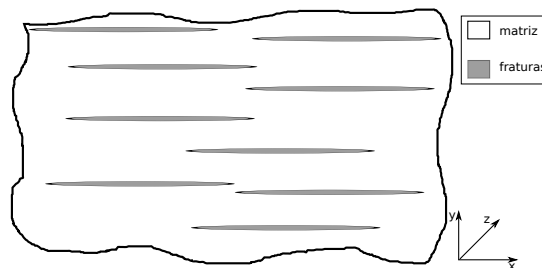


Figura 12: Meio poroso idealizado no qual as fraturas são representadas por elipsoides prolatos com alta razão a_2/a_1 , representando a zona de dano das cavernas.

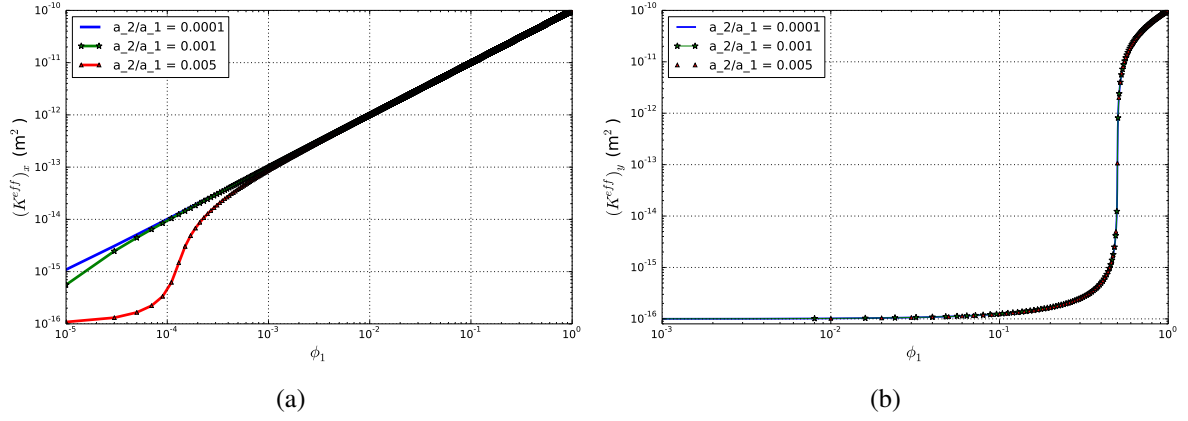


Figura 13: Permeabilidade efetiva calculada via métodos auto-coerente clássico parametrizada pela razão a_2/a_1 .

Resumo do Modelo Tendo reconstruído as permeabilidades associadas as estruturas cársticas e as fraturas tratadas via DFM, podemos agora escrever as equações que governam o escoamento monofásico:

$$\begin{aligned}
 \beta_i^* \frac{\partial p_i}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{v}_{D_i} &= 0 & \text{em} & \Omega_i, i \in \{1, 2, K\} \\
 \mathbf{v}_{D_i} &= -K_i \nabla p_i & \text{em} & \Omega_i, i \in \{1, 2, K\} \\
 d\beta_f^* \frac{\partial P_f}{\partial t} + \operatorname{div}_\tau U_f &= (\mathbf{v}_{D_1} \cdot \mathbf{n}_1|_{\gamma_1} + \mathbf{v}_{D_2} \cdot \mathbf{n}_2|_{\gamma_2}) & \text{sobre} & \gamma \\
 U_f &= -K_{f,\tau} d \nabla_\tau P_f & \text{sobre} & \gamma \\
 -\xi \mathbf{v}_{D_1} \cdot \mathbf{n}_1|_{\gamma_1} + \alpha_f p_1|_{\gamma_1} &= -(1 - \xi) \mathbf{v}_{D_2} \cdot \mathbf{n}_2|_{\gamma_2} + \alpha_f P_f & \text{sobre} & \gamma_1 \\
 -\xi \mathbf{v}_{D_2} \cdot \mathbf{n}_2|_{\gamma_2} + \alpha_f p_2|_{\gamma_2} &= -(1 - \xi) \mathbf{v}_{D_1} \cdot \mathbf{n}_1|_{\gamma_1} + \alpha_f P_f & \text{sobre} & \gamma_2 \\
 p_i &= \bar{p}_i & \text{sobre} & \Gamma_i, i \in \{1, 2\} \\
 p_i &= p_f & \text{sobre} & \partial\gamma.
 \end{aligned} \tag{25}$$

3 Formulação Variacional

Procedemos agora na discretização de equações para obtenção de propriedades macroscópicas associada ao afloramento da Figura 1. Para este fim apresentamos a formulação variacional de cada subsistema.

Sejam os espaços usuais de Sobolev $L^2(\Omega)$ de funções de quadrado integrável definidas em Ω , com produto interno e norma dados por

$$(f, g) = \int_{\Omega} f g \, d\Omega, \quad \|f\| = \sqrt{(f, f)}, \tag{26}$$

e seja $H^1(\Omega)$ o espaço das funções com derivadas parciais de quadrado integrável em Ω com produto interno e norma induzida dados por

$$(f, g)_1 = (f, g) + (\nabla f, \nabla g), \quad \|f\|_1 = \sqrt{(f, f)_1}. \tag{27}$$

Para definir a formulação variacional associada a esse problema acoplado, definimos o espaço

$$\mathcal{Q} := \{q = (q_1, q_2, q_f) \in \mathcal{H}^1(\Omega_1) \times \mathcal{H}^1(\Omega_2) \times \mathcal{H}^1(\gamma), q|_{\Gamma_D} = 0\} \quad (28)$$

e a variedade linear

$$\mathcal{P} := \{p = (p_1, p_2, p_f) \in \mathcal{H}^1(\Omega_1) \times \mathcal{H}^1(\Omega_2) \times \mathcal{H}^1(\gamma); p|_{\Gamma_D} = p_D\}. \quad (29)$$

Definimos média e salto da função q como:

$$\langle q \rangle = \frac{q_1 + q_2}{2} \quad \text{e} \quad \llbracket q \rrbracket = q_2 - q_1. \quad (30)$$

Somando e subtraindo as duas equações anteriores obtemos:

$$q_1 = \langle q \rangle - \frac{\llbracket q \rrbracket}{2} \quad \text{e} \quad q_2 = \langle q \rangle + \frac{\llbracket q \rrbracket}{2}. \quad (31)$$

Procedendo analogamente em (18) e (19), vem que

$$\llbracket \mathbf{v}_D \rrbracket = \frac{2\alpha_f}{(2\xi - 1)}(P_f - \langle p \rangle) \quad \text{e} \quad \langle \mathbf{v}_D \rangle = -\frac{\alpha_f}{2} \llbracket p \rrbracket. \quad (32)$$

Multiplicando a equação referente à conservação de massa na matriz por uma função teste $q = (q_1, q_2, q_f) \in \mathcal{Q}$, integrando no domínio espacial e aplicando integração por partes, vem que

$$\sum_{i=1}^2 \left(\beta_i^* \frac{\partial p_i}{\partial t}, q_i \right)_{\Omega \setminus \gamma} + \sum_{i=1}^2 (K_i \nabla p_i, \nabla q_i)_{\Omega \setminus \gamma} + (\mathbf{v}_{D_1} \cdot \mathbf{n}_1, q_1)_{\partial \Omega_1} + (\mathbf{v}_{D_2} \cdot \mathbf{n}_2, q_2)_{\partial \Omega_2} = 0, \quad \forall q \in \mathcal{Q} \quad (33)$$

onde $p \in \mathcal{P}$, $\partial \Omega_1$ e $\partial \Omega_2$ denotam as fronteiras exteriores e interiores ao domínio.

Considerando que a fronteira matriz-fratura não intercepta os bordos externos vem que

$$\sum_{i=1}^2 \left(\beta_i^* \frac{\partial p_i}{\partial t}, q_i \right)_{\Omega \setminus \gamma} + (K_i \nabla p_i, \nabla q_i)_{\Omega \setminus \gamma} + (\mathbf{v}_{D_1} \cdot \mathbf{n}_1, q_1)_{\gamma} + (\mathbf{v}_{D_2} \cdot \mathbf{n}_2, q_2)_{\gamma} = 0, \quad \forall q \in \mathcal{Q} \quad (34)$$

Fazendo uso de (31) e (32) obtemos

$$\sum_{i=1}^2 \left(\beta_i^* \frac{\partial p_i}{\partial t}, q_i \right)_{\Omega \setminus \gamma} + (K_i \nabla p_i, \nabla q_i)_{\Omega \setminus \gamma} + \left(\frac{\alpha_f}{2} \llbracket p \rrbracket, \llbracket q \rrbracket \right)_{\gamma} - \left(2\alpha_f \frac{(P_f - \langle p \rangle)}{(2\xi - 1)}, \langle q \rangle \right)_{\gamma} = 0. \quad (35)$$

De forma análoga, aplicando o procedimento anterior à rede de fratura, obtemos

$$\left(d\beta_f^* \frac{\partial p}{\partial t}, q_f \right)_{\gamma} + (K_f d\nabla_{\tau} p, \nabla q)_{\gamma} + \left(2\alpha_f \frac{(P_f - \langle p \rangle)}{(2\xi - 1)}, q_f \right)_{\gamma} = 0. \quad (36)$$

Finalmente, somando (35) e (36) chegamos a uma equação variacional única válida em todo o domínio Ω

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^2 \left(\beta_i^* \frac{\partial p_i}{\partial t}, q_i \right)_{\Omega \setminus \gamma} + (K_i \nabla p_i, \nabla q_i)_{\Omega \setminus \gamma} + \left(d\beta_f^* \frac{\partial p}{\partial t}, q_f \right)_{\gamma} + (K_f d\nabla_{\tau} p, \nabla q)_{\gamma} + \\ \left(\frac{\alpha_f}{2} \llbracket p \rrbracket, \llbracket q \rrbracket \right)_{\gamma} - \left(\frac{2\alpha_f P_f}{(2\xi - 1)}, \langle q \rangle \right)_{\gamma} + \left(\frac{2\alpha_f \langle p \rangle}{(2\xi - 1)}, \langle q \rangle \right)_{\gamma} + \\ \left(\frac{2\alpha_f P_f}{(2\xi - 1)}, q_f \right)_{\gamma} - \left(\frac{2\alpha_f \langle p \rangle}{(2\xi - 1)}, q_f \right)_{\gamma} = 0. \end{aligned} \quad (37)$$

O problema acima é então discretizado pelo Método de Galerkin acoplado com o esquema de Euler implícito na evolução temporal.

4 Resultados Numéricos

A seguir apresentamos algumas simulações preliminares com o objetivo de ilustrar o potencial da nova formulação proposta. Inicialmente, consideramos um experimento para validar a formulação que incorpora salto na pressão e simular a influência do mecanismo de barreira (Martin et al., 2005). Em seguida, construímos simulações para um domínio ocupado pelo análogo do Lajedo Arapuá.

Experimentos baseados em Martin et al. (2005) e Frih et al. (2008)

O experimento baseado em Martin et al. (2005) tem como objetivo validar o modelo numérico que incorpora salto na pressão. A permeabilidade da matriz é $K_M = 1.0 \text{ m}^2$ e a fratura possui baixa permeabilidade com relação ao meio, constituindo uma barreira geológica. A Figura 14 apresenta as condições de contorno e a localização da fratura com baixa permeabilidade.

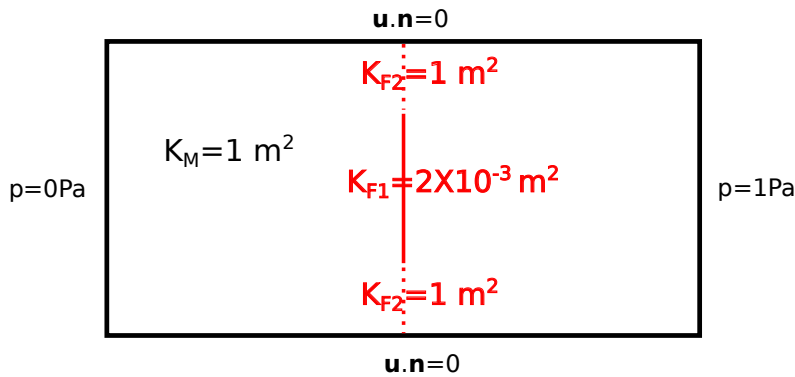


Figura 14: Simulação com barreira.

Após a simulação, computamos campos de pressão e velocidade extremamente próximos aos encontrados em Martin et al. (2005) os quais são ilustrados nas Figuras 15(a) e 15(b), respectivamente. No campo de pressão podemos notar descontinuidade na região da fratura com baixa permeabilidade, enquanto no campo de velocidades ocorre mecanismo de barreira, onde o fluxo contorna a fratura.

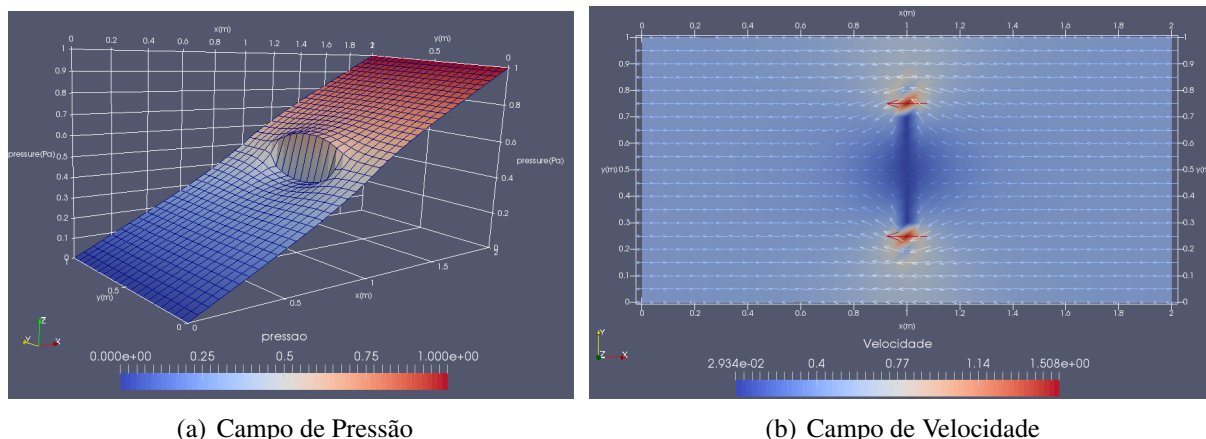


Figura 15: Campos de pressão e velocidade do experimento com fratura selante

Já num caso particular onde a fratura é altamente condutora, conforme Figura 16 (Frih et al. (2008)), o salto ocorre no fluxo e não na pressão. Os perfis de velocidade e pressão obtidos e apresentados nas Figuras 17(a) e 17(b) ilustram este comportamento os quais são bastante semelhantes ao encontrado em Frih et al. (2008), validando assim o caso onde a fratura possui papel condutor.

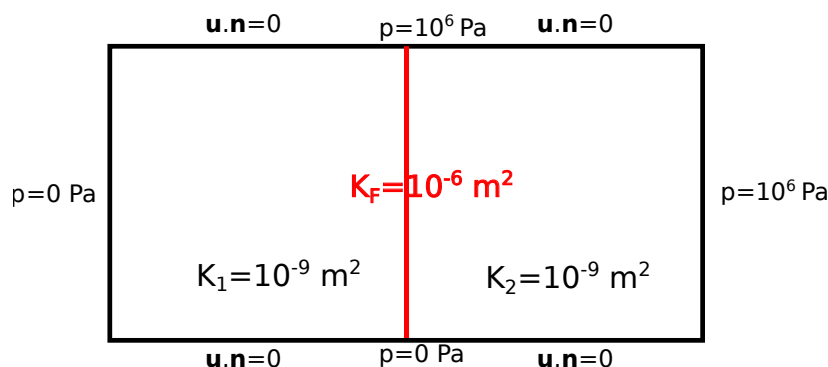


Figura 16: Condições de Contorno do experimento

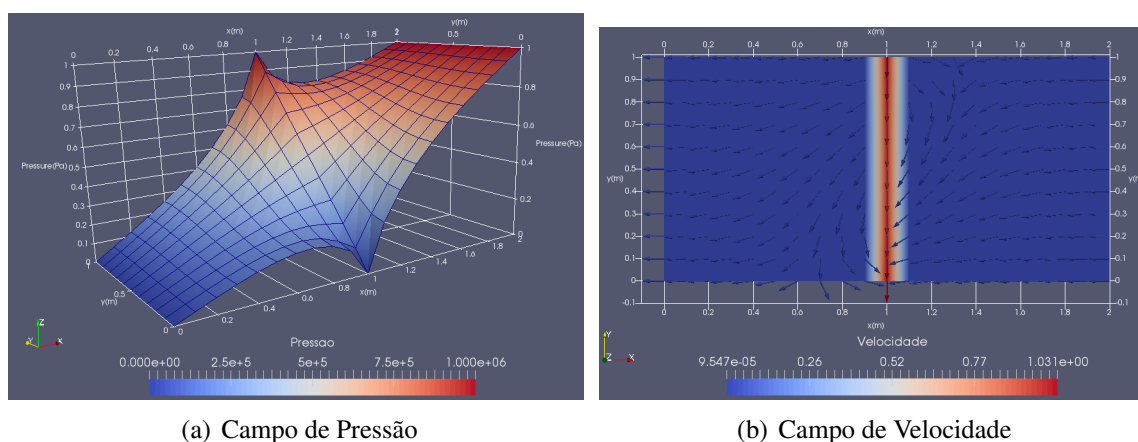


Figura 17: Campos de pressão e velocidade do experimento com fratura condutora.

Simulação Numérica Lajedo Arapuá

Nosso principal experimento é relacionado ao escoamento num domínio cujas complexidades geológicas são baseadas nas características do Lajedo Arapuá, com o objetivo de computar as permeabilidades equivalente em escalas mais grosseiras para serem inseridas nos simuladores comerciais. Imagens deste lajedo foram obtidas via drone, com pixel da ordem de 1 cm (Figura 1), e interpretada para identificação do carste e fraturas, gerando a configuração ilustrada na Figura 18(a), onde as linhas vermelhas representam as fraturas. Neste domínio algumas áreas, mais precisamente aquelas onde há presença de vegetação, foram interpretadas como regiões onde houve colapso da rocha, sendo então tratadas como dolinas de colapso, com geometria aproximada por elipses. As fraturas com maior extensão e as estruturas cársticas colapsadas correspondem às macro estruturas as quais são discretizadas explicitamente (Figura 18(b)).

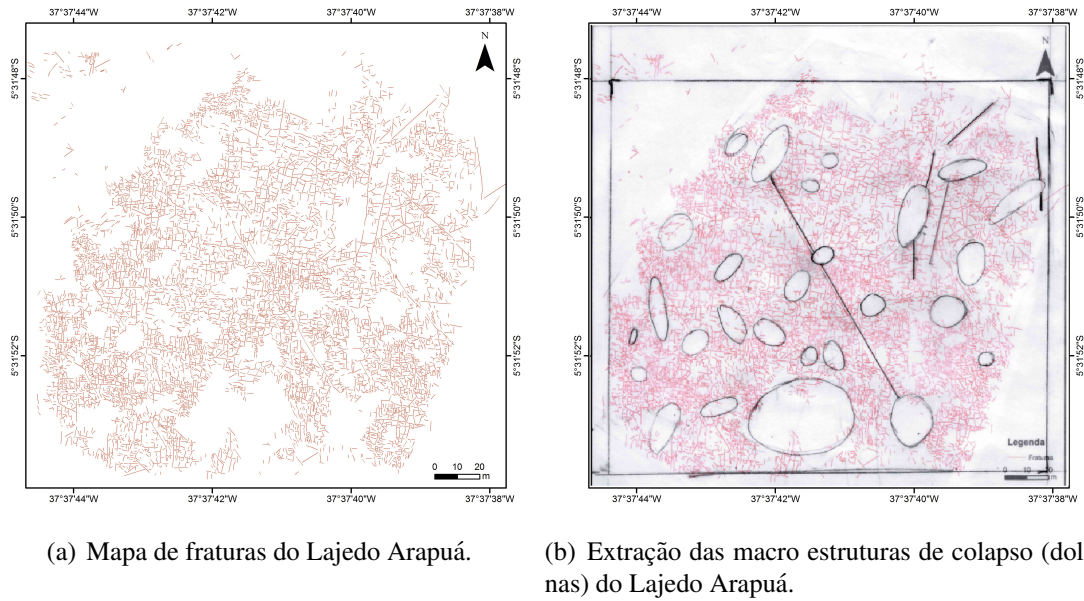


Figura 18: Mapeamento e classificação dos objetos geológicos em macro e micro estruturas referente a Figura 1.

A influência das micro estruturas no domínio macroscópico é capturada através da permeabilidade equivalente da matriz. Para o cômputo desta propriedade foi utilizada uma configuração simplificada das micro fraturas e micro vugs. Após detectarmos uma predominância de micro fraturas nas direções Norte/Sul (N-S) e Leste/Oeste (L-O), usamos o processo de *scanlines*, traçando linhas na direção N-S e contando o número de fraturas na direção L-O. De forma semelhante, traçamos linhas na direção L-O e contamos a quantidade de fraturas N-S. Verificamos que na direção N-S existe em média uma fratura a cada 3m, enquanto na direção L-O, uma fratura a cada 4 m. Considerando a presença de um micro vug na interseção entre as micro fraturas, obtemos a permeabilidade equivalente da matriz nas direções horizontal e vertical, K_{M_x} e K_{M_y} respectivamente, na forma

$$K_{M_x} = \frac{d_{vug}K}{L_x} \quad \text{e} \quad K_{M_y} = \frac{d_{vug}K}{L_y}, \quad (38)$$

onde d_{vug} é o diâmetro do micro vug, L_x é o espaçamento horizontal entre as micro fraturas, L_y o espaçamento vertical entre as micro fraturas e K a permeabilidade das micro fraturas. Em

caso de fraturas preenchidas K terá valor igual à permeabilidade do material de preenchimento ($K = K_{MATERIAL}$) e em caso de fraturas abertas, K é obtido pela lei de Poiseuille ($K = d^2/12$), com d a abertura da fratura.

Na partição do domínio, foi utilizada uma malha computacional de elementos triangulares para a matriz e estruturas cársticas e elementos lineares para as fraturas alinhados com a rede (Fig. 19). Os nós da malha reduzida associada a fratura possuem três graus de liberdade relativos as duas margens adjacentes e ao centro da fratura, o que permite contabilizar o salto na pressão.

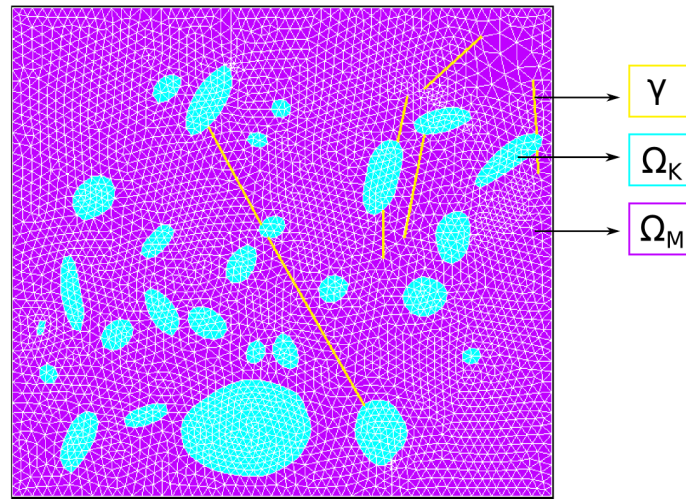


Figura 19: Malha computacional, com os domínio da matriz (Ω_M), das dolinas (Ω_K) e das fraturas (γ).

Nosso objetivo é testar diferentes condições do meio, conforme apresentado na Tabela 3 e assim verificar a sensibilidade da permeabilidade equivalente à variação dos parâmetros de entrada. Os resultados apresentados foram obtidos com pressão de 10^6 MPa e 10^5 MPa

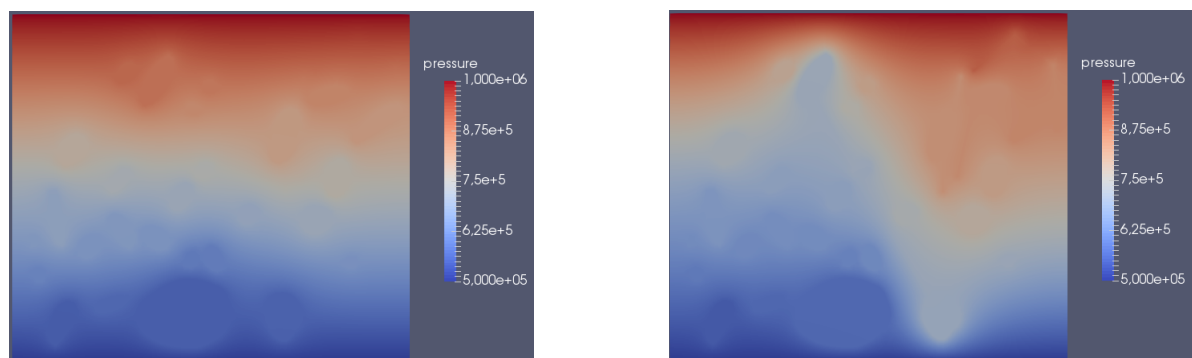
Tabela 3: Parâmetros usados.

abertura das macro fraturas (d_f)	1 cm
macro fraturas totalmente abertas ou preenchidas?	aberta / preenchida com areia
espaçamento entre as micro fraturas	1 m X 1 m / 3 m X 4 m
abertura das micro fraturas	1 mm
diâmetro dos micro vugs	1 cm
micro estruturas preenchidas ou abertas?	preenchida com areia
carstes abertos ou preenchidos?	preenchida com areia
permeabilidade da areia	10^{-12} m^2

prescritas, respectivamente, nas borda superior e inferior do domínio e condição de Neumann nula nas bordas esquerda e direita. Considerando o espaçamento entre as micro fraturas como $3 \text{ m} \times 4 \text{ m}$, usando os parâmetros da Tabela 3 e as Equações em (38), a permeabilidade da matriz é $2.5 \times 10^{-15} \text{ m}^2$ e $3.335 \times 10^{-15} \text{ m}^2$, nas direções horizontal e vertical respectivamente, enquanto a permeabilidade da dolina, preenchida por areia, é 10^{-12} m^2 .

A seguir analisamos a influência do material de preenchimento no caso onde as fraturas

são altamente condutoras, comparando dois cenários: no primeiro, as fraturas estão preenchidas por areia ($K_f = 10^{-12} \text{ m}^2$), enquanto no segundo elas encontram-se totalmente abertas ($K_f = 8.33 \times 10^{-6} \text{ m}^2$). No caso de fratura aberta, sua permeabilidade é bem mais alta e esta altera de forma mais marcante o campo de pressão, conforme ilustrado pela Figura 20. Podemos notar ainda que no caso onde as fraturas estão abertas, a pressão tende a ser constante ao longo destas.

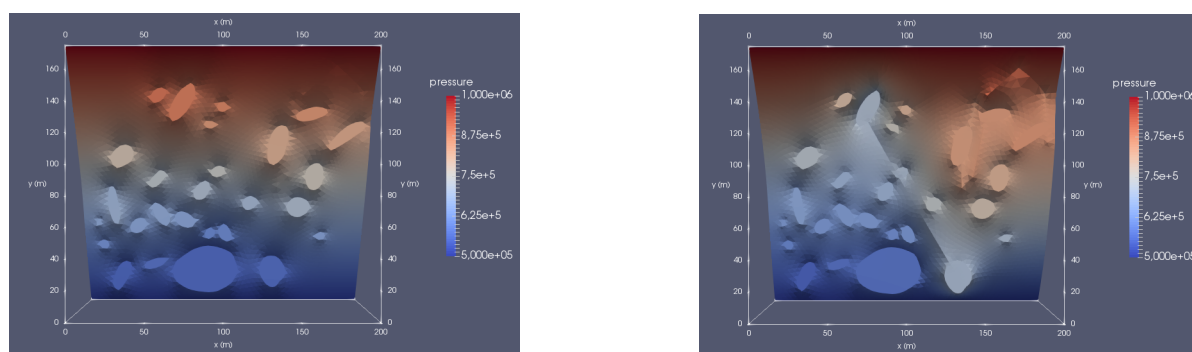


(a) Macro fraturas preenchidas por areia.

(b) Macro fraturas abertas.

Figura 20: Campo de pressão para simulações com fraturas preenchidas e abertas.

O mesmo resultado é apresentado na Figura 21, porém nestes gráficos a pressão é apresentada como a coordenada-z; nos dois casos, observamos claramente o comportamento constante da pressão nas áreas de maior permeabilidade, representado pelo perfil retificado da pressão nas dolinas. O perfil de velocidade na direção vertical é ilustrado pela Figura 22, com a velo-



(a) Macro fraturas preenchidas por areia.

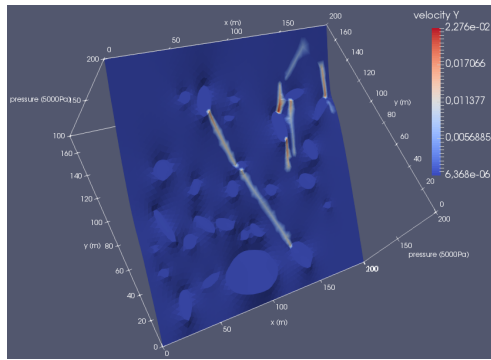
(b) Macro fraturas abertas.

Figura 21: Campo de pressão (pressão vista como a coordenada z).

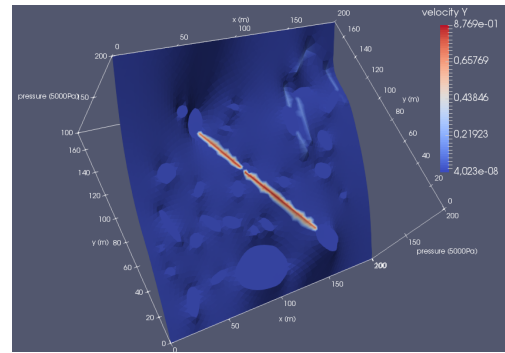
cidade representada pela escala de cores, enquanto o eixo z representa a pressão. Verificamos, conforme esperado, que a velocidade é mais alta nas fraturas, com valor ainda mais elevado no caso onde as fraturas estão abertas (Figura 22(b)).

Tabelas de permeabilidade equivalente no contexto do pseudo-acoplamento

Para o cálculo da permeabilidade equivalente na direção vertical, prescrevemos uma diferença de pressão nesta direção e efetuamos a simulação no caso estacionário; feita a simulação, somamos a vazão em cada um dos elementos do bordo de menor pressão, dividimos pela área deste



(a) Macro fraturas preenchidas por areia.



(b) Macro fraturas abertas.

Figura 22: Campo de velocidade na direção vertical.

bordo e pelo gradiente de pressão prescrito. Procedimento similar é feito na direção horizontal. A Tabela 4 apresenta as permeabilidades equivalentes, encontradas para quatro diferentes cenários:

- (A1) espaçamento entre as micro fraturas $1\text{m} \times 1\text{m}$ e macro fraturas preenchidas por areia;
- (A2) espaçamento entre as micro fraturas $1\text{m} \times 1\text{m}$ e macro fraturas abertas;
- (B1) espaçamento entre as micro fraturas $3\text{m} \times 4\text{m}$ e macro fraturas preenchidas por areia;
- (B2) espaçamento entre as micro fraturas $3\text{m} \times 4\text{m}$ e macro fraturas abertas.

Os demais parâmetros usados encontram-se na Tabela 3. Os resultados mostram que conforme esperado, a presença das fraturas e das dolinas, com permeabilidade maior que a da matriz, geram um aumento na permeabilidade equivalente do meio. Este aumento é mais pronunciado na permeabilidade equivalente na direção y , uma vez que na configuração simulada, a direção das macro fraturas é predominantemente vertical. Verificamos que a permeabilidade alta das macro fraturas abertas, estimada pelo modelo de Poiseuille, cenários A2 e B2, também provoca aumento mais acentuado na propriedade equivalente.

Tabela 4: Permeabilidades equivalentes para célula característica do Lajedo Arapuá.

	K_M		macro fraturas		K_{eq}	
	K_{M_x} (m ²)	K_{M_y} (m ²)	preenchimento?	K_F (m ²)	K_{eq_x} (m ²)	K_{eq_y} (m ²)
A1	1.00×10^{-14}	1.00×10^{-14}	areia	1.00×10^{-12}	1.36×10^{-14}	1.36×10^{-14}
A2	1.00×10^{-14}	1.00×10^{-14}	aberta	8.33×10^{-06}	1.49×10^{-14}	2.29×10^{-14}
B1	2.5×10^{-15}	3.33×10^{-15}	areia	1.00×10^{-12}	3.51×10^{-15}	4.54×10^{-15}
B2	2.5×10^{-15}	3.33×10^{-15}	aberta	8.33×10^{-06}	3.89×10^{-15}	7.39×10^{-15}

Simulação Numérica de um Corte Vertical

A partir de um domínio 3D idealizado, com cavernas em forma de elipsoides e fraturas representadas por planos, fizemos um corte vertical e tomamos uma região que representa uma célula 2D com 200 m de comprimento e 40 m de altura. Para as simulações feitas neste domínio,

fizemos uso das permeabilidades equivalentes calculadas via técnicas de homogeneização auto-coerente, considerando as cavernas com três regiões distintas: caótica, mosaico e craquelada, cada região possui um valor diferente de permeabilidade (Figura 23).

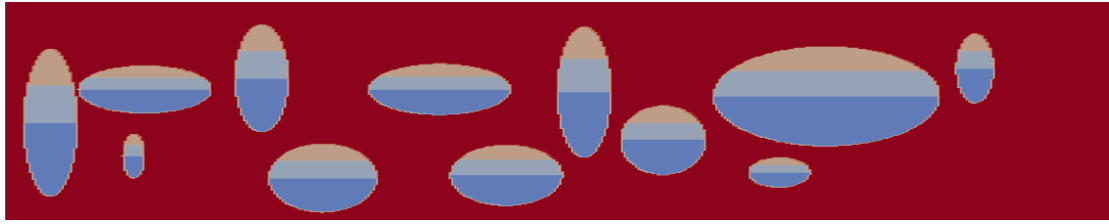


Figura 23: Domínio advindo de um corte vertical; cavernas com três diferentes valores de permeabilidade.

A fim de verificar a sensibilidade da permeabilidade equivalente à variação dos parâmetros micro e mesoscópicos, foram montados quatro cenários. Devido às escolhas das frações de volumes dos clastos (ϕ_1) nas três diferentes regiões das cavernas, as permeabilidades destas nos cenários A1 e A2 são mais altas que as permeabilidades das cavernas nos cenários B1 e B2, conforme Tabela 5.

Tabela 5: Permeabilidade equivalente vinda da microescala para a escala meso.

Região	Cenários A1 e A2			Cenários B1 e B2		
	ϕ_1	$K_x^{eq} (m^2)$	$K_y^{eq} (m^2)$	ϕ_1	$K_x^{eq} (m^2)$	$K_y^{eq} (m^2)$
brecha caótica	0.8	1.43×10^{-13}	1.43×10^{-13}	0.9	6.99×10^{-14}	6.99×10^{-14}
brecha mosaico	0.8	1.76×10^{-15}	1.36×10^{-13}	0.9	1.28×10^{-15}	3.02×10^{-14}
brecha crackle	0.005	4.87×10^{-13}	4.87×10^{-13}	0.001	8.66×10^{-14}	8.66×10^{-14}

Prescrevendo diferença de pressão nas bordas inferior (10^6 MPa) e superior (10^5 MPa), calculamos a permeabilidade equivalente em y ; de forma análoga prescrevendo nas bordas esquerda e direita calculamos a permeabilidade equivalente em x . A Tabela 6 mostra os valores de permeabilidade usadas para a matriz e para as fraturas, bem como as permeabilidades equivalentes obtidas em cada um dos cenários. Podemos observar que nos quatro casos a presença das cavernas e fraturas aumenta a permeabilidade do meio.

Tabela 6: Permeabilidades equivalentes em cenários da simulação em um corte vertical.

	matriz	macro fraturas		K_{eq}	
	$K_M (m^2)$	preenchimento?	$K_F (m^2)$	$K_{eqx} (m^2)$	$K_{eqy} (m^2)$
A1	1.00×10^{-15}	aberta	8.33×10^{-06}	2.02017×10^{-15}	2.13558×10^{-15}
A2	1.00×10^{-15}	areia	1.00×10^{-12}	2.06351×10^{-15}	1.84752×10^{-15}
B1	1.00×10^{-15}	aberta	8.33×10^{-06}	1.88536×10^{-15}	2.07465×10^{-15}
B2	1.00×10^{-15}	areia	1.00×10^{-12}	1.98328×10^{-15}	1.80907×10^{-15}

As Figuras 24 e 25 mostram o campo de pressão e velocidade para a simulação com os parâmetros do cenário A1. Como observado anteriormente, aqui também é possível verificar que a pressão tende a ficar constante ao longo das estruturas com permeabilidade mais alta que o meio; além disso a velocidade fica mais elevada nestas estruturas, de forma mais acentuada nas

fraturas, que neste experimento têm permeabilidade ainda mais alta que as cavernas, criando um caminho preferencial para o fluido.

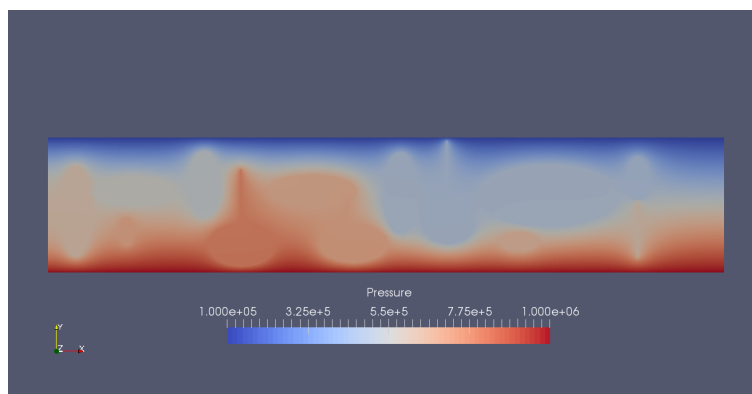


Figura 24: Campo de pressão no cenário A1 (corte vertical).

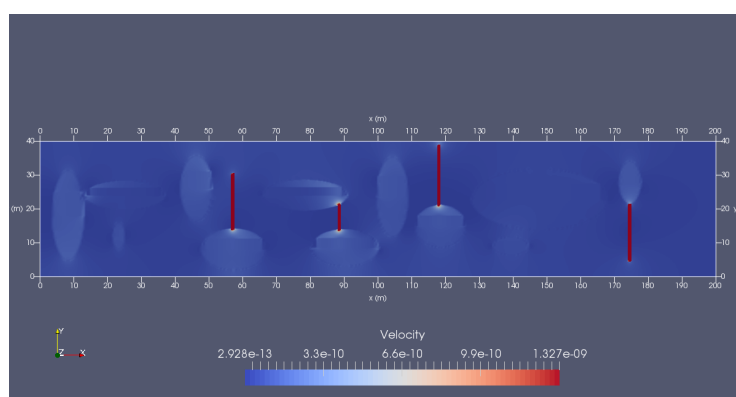


Figura 25: Campo de velocidade no cenário A1 (corte vertical).

5 Conclusões

Neste trabalho desenvolvemos um novo modelo computacional hierárquico para descrever complexidades geológicas de diversas geomorfologias em carbonatos. O caráter inovador do modelo é ilustrado através de simulações numéricas.

Referências Bibliográficas

- Cheng, A., 2016. *Poroelasticity. Theory and Applications of Transport in Porous Media*. Springer International Publishing.
- Coussy, O., 2004. *Poromechanics*. John Wiley & Sons.
- Falcão, F. O. L., 2013. *Simulação Hidromecânica de Reservatório Carbonático de Petróleo através de Pseudoacoplamento*. Tese de doutorado, Engenharia Civil, PUC-Rio.
- Fokker, P. A., 2001. “General Anisotropic Effective Medium Theory for the Effective Permeability of Heterogeneous Reservoirs.” *Transport in Porous Media*, 44(2), 205–218.
- Frih, N., Roberts, J. E., and Saada, A., 2008. “Modeling fractures as interfaces: a model for Forchheimer fractures.” *Computational Geosciences*, 12(1), 91–104.
- Gutierrez, M. S., and Lewis, R. W., 2002. “Coupling of Fluid Flow and Deformation in Underground Formations.” *Journal of Engineering Mechanics*, 128(7), 779–787.
- Hashin, Z., 1968. “Assessment of the Self Consistent Scheme Approximation: Conductivity of Particulate Composites.” *Journal of Composite Materials*, 2(3), 284–300.
- Hill, C. A., 1990. “Sulfuric acid speleogenesis of Carlsbad Cavern and its relationship to hydrocarbons, Delaware basin, New Mexico.” *AAPG Bulletin*, 74, 1685–1694.
- Karimi-Fard, M., Durlofsky, L. J., and Aziz, K., 2004. “An Efficient Discrete-Fracture Model Applicable for General-Purpose Reservoir Simulators.” *Society of Petroleum Engineers Journal*, 9, 227 – 236.
- Kim, J., Tchalepi, H., and Juanes, R., 2011. “Stability, Accuracy and Efficiency of Sequential Methods for Coupled Flow and Geomechanics.” *SPE Journal*, 16(2), 249–262.
- Landau, L. D., and Lifshitz, E. M., 1984. *Electrodynamics of Continuous Media*. Pergamon Press, England, second edition. Volume 8 of Course of Theoretical Physics.
- Loucks, R. G., 1999. “Paleocave carbonate reservoirs; origins, burial-depth modifications, spatial complexity, and reservoir implications.” *AAPG Bulletin*, 83(11), 1795–1834. URL <http://aapgbull.geoscienceworld.org/content/83/11/1795>.
- Martin, V., Jaffré, J., and Roberts, J. E., 2005. “Modeling Fractures and Barriers as Interfaces for Flow in Porous Media.” *SIAM Journal on Scientific Computing*, 26(5), 1667–1691.
- Murad, M. A., Correa, M. R., Obregón, J. A. L., Borges, M. R., and Garcia, E. L. M., 2013. “New Locally Conservative Numerical Schemes for Hydrogeomechanical Couplings

- in Strongly Heterogeneous Presalt Reservoirs.” In *Proceedings of SPE-163601-MS*. Society of Petroleum Engineers, pages 1–14.
- Palmer, A. N., 1991. “Origin and morphology of limestone caves.” *Geological Society of America Bulletin*, 103, 1–21.
- Samier, P., Onaisi, A., and Fontaine, G., 2003. “Coupled Analysis of Geomechanics and Fluid Flow in Reservoir Simulation.” *SPE Reservoir Simulation Symposium*.
- Torquato, S., 2002. *Random heterogeneous materials: microstructure and macroscopic properties*. Springer-Verlag, New York. Interdisciplinary applied mathematics; v. 16.