

**UNIVERSIDADE FEDERAL FLUMINENSE**  
**INSTITUTO DE GEOCIÊNCIAS**  
**DEPARTAMENTO DE GEOLOGIA E GEOFÍSICA/LAGEMAR**  
**PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM DINÂMICA DOS**  
**OCEANOS E DA TERRA**

**PEDRO VIANNA MESQUITA**

**APLICAÇÕES DE SIMULAÇÕES DE RMN NO ESTUDO**  
**DO FENÔMENO DE RELAXATIVIDADE SUPERFICIAL**

**Dissertação apresentada ao Curso de Mestrado em Dinâmica dos Oceanos e da Terra da Universidade Federal Fluminense, como requisito parcial para a obtenção do título de Mestre em Geofísica**

**Orientador: Prof. Dr. Rodrigo Bagueira de Vasconcellos Azeredo (Universidade Federal Fluminense)**

**Co-orientador: Prof. Dr. Ricardo Leiderman (Universidade Federal Fluminense)**

**NITERÓI – RJ**

**2021**

**PEDRO VIANNA MESQUITA**

**APLICAÇÕES DE SIMULAÇÕES DE RMN NO ESTUDO  
DO FENÔMENO DE RELAXATIVIDADE SUPERFICIAL**

Dissertação apresentada ao Curso de Mestrado  
em Dinâmica dos Oceanos e da Terra da  
Universidade Federal Fluminense, como  
requisito parcial para a obtenção do título de  
Mestre em Geofísica

**COMISSÃO EXAMINADORA:**

---

Prof. Dr. Rodrigo Bagueira de Vasconcelos Azeredo  
Universidade Federal Fluminense - UFF

---

Prof. Dr. Ricardo Leiderman  
Universidade Federal Fluminense - UFF

---

Prof. Dr. Wagner Moreira Lupinacci  
Universidade Federal Fluminense - UFF

---

Dr. Bernardo Coutinho Camilo dos Santos  
Centro de Pesquisas e Desenvolvimento da Petrobras - CENPES

Ficha catalográfica automática - SDC/BIG  
Gerada com informações fornecidas pelo autor

M578a Mesquita, Pedro Vianna  
Aplicações de Simulações de RMN no estudo do Fenômeno de Relaxatividade Superficial / Pedro Vianna Mesquita ; Rodrigo Bagueira de Vasconcellos Azeredo, orientador ; Ricardo Leiderman, coorientador. Niterói, 2021.  
121 f. : il.

Dissertação (mestrado)-Universidade Federal Fluminense, Niterói, 2021.

DOI: <http://dx.doi.org/10.22409/PPGDOT.2021.m.15297451795>

1. Ressonância Magnética Nuclear. 2. Petrofísica. 3. Relaxatividade Superficial. 4. Meios Porosos. 5. Produção intelectual. I. Azeredo, Rodrigo Bagueira de Vasconcellos, orientador. II. Leiderman, Ricardo, coorientador. III. Universidade Federal Fluminense. Instituto de Geociências. IV. Título.

CDD -

Dedico esta dissertação a minha querida Gabriela, por todo o suporte, carinho, fé e amor durante o desenvolvimento deste trabalho.

# AGRADECIMENTOS

Agradeço primeiramente aos meus pais e minha família por todo o amor e compreensão que tiveram comigo ao longo da minha vida. Estou aqui hoje pelo o que vivi e aprendi com vocês.

A todo corpo docente da Universidade Federal Fluminense e professores do LAGEMAR, que possibilitaram minha formação como Geofísico e este curso de Mestrado.

Ao meu orientador Rodrigo Bagueira, principalmente por ser um grande amigo e mentor, e por ter me introduzido neste imenso mundo que é a RMN e Petrofísica Aplicada. Obrigado pelas inúmeras conversas, ideais, dicas, broncas, e pela fé que manteve em mim ao longo deste processo.

Ao meu co-orientador Ricardo Leiderman, também pelas inúmeras conversas e contribuições a concepção este trabalho, e também pela amizade e confiança. Obrigado principalmente pelas suas dicas quanto a foco, que me ajudaram finalmente a concluir este trabalho.

Ao Dr. Bernardo Coutinho, não só por participar da banca examinadora deste trabalho, mas também pelas ideais que trocamos sobre este tema, ao longo do projeto de pesquisa que eu atuo atualmente. Elas também contribuíram a este trabalho.

Ao professor Dr. Wagner Moreira Lupinacci, por participar da banca examinadora e pelas suas excelentes aulas ministradas no curso de Mestrado em Geofísica.

Ao meu amigo André Souza, não só por contribuir imensamente ao meu aprendizado na a Petrofísica por RMN durante o tempo que trabalhamos juntos, mas também por me ajudar a organizar as ideias e o fluxo deste trabalho.

Ao meu amigo Francisco Benavides, cujo trabalhos inspiraram esta dissertação. Obrigado por ter me ensinado a simular a RMN e a tantas outras coisas que aprendi ao trabalharmos juntos.

Aos meus grandes amigos Luciano, Ricardo, Thiago e Raphael, pelas inúmeras farras e histórias malucas, e principalmente por trazerem uma leveza e descontração à minha vida.

E finalmente, agradeço a Gabriela Fittipaldi, meu grande amor que me apoiou imensamente ao longo desta jornada. Obrigado por segurar essa barra comigo, principalmente quando tudo parecia ruir. Sou e serei eternamente grato por tê-la ao meu lado.

“A tarefa não é tanto ver aquilo que ninguém viu, mas pensar o que ninguém ainda pensou sobre aquilo que todo mundo vê.”

Arthur Schopenhauer.

# SUMÁRIO

<b>SUMÁRIO.....</b>	<b>8</b>
<b>LISTA DE ILUSTRAÇÕES.....</b>	<b>10</b>
<b>LISTA DE TABELAS.....</b>	<b>17</b>
<b>RESUMO .....</b>	<b>18</b>
<b>ABSTRACT .....</b>	<b>19</b>
<b>1 INTRODUÇÃO .....</b>	<b>21</b>
<b>2 PETROFÍSICA DIGITAL .....</b>	<b>24</b>
2.1 Petrofísica na Indústria do Petróleo .....	24
2.2 Análise Digital de Rochas .....	26
2.3 Micro-Tomografias de Raio-X Computadorizadas em Amostras de Rocha....	28
2.4 Vantagens e Desvantagens .....	30
<b>3 RESSONÂNCIA MAGNÉTICA NUCLEAR NA PETROFÍSICA .....</b>	<b>35</b>
3.1 Magnetismo Nuclear e Precessão de Spin .....	35
3.2 Polarização e Magnetização Resultante .....	37
3.3 Perturbação Eletromagnética e Relaxação Transversal.....	39
3.4 FID E Eco de Hahn .....	42
3.5 RMN de Baixo Campo em Meios Porosos.....	45
3.6 Distribuição de Tamanhos de Poro .....	49
3.7 Determinação de Fluido Livre .....	52
3.8 Estimando Permeabilidade usando $T_2$ .....	54
<b>4 SIMULAÇÃO DE RMN EM ROCHAS DIGITAIS .....</b>	<b>57</b>
4.1 Simulando Spins Utilizando Random Walkers.....	57
4.2 Random Walk em uma Imagem 3D.....	59
4.3 Simulando os Mecanismos de Relaxação Transversal.....	63
4.4 Simulações de RMN e a Relaxatividade Superficial .....	66
4.5 Correlacionando Medições Experimentais de $T_2$ a Simulações de RMN .....	71
<b>5 MATERIAIS E MÉTODOS.....</b>	<b>76</b>
5.1 Petrofísica de Rotina .....	76
5.2 Medições de RMN .....	78
5.3 Aquisição e Criação de Rochas Digitais.....	80
5.4 Simulações de RMN Usando Random Walk.....	82
5.5 Algoritmo Genético para o Método Benavides .....	86



<b>6</b>	<b>RESULTADOS E DISCUSSÕES .....</b>	<b>88</b>
6.1	Caracterização das Rochas Sintéticas.....	89
6.2	Método Benavides nas Rochas Sintéticas .....	91
6.3	Caracterização de Dados das Rochas Reais.....	95
6.4	Relaxatividade Superficial no Carbonato Desert Pink.....	99
6.5	Relaxatividade Superficial no Arenito Sister Gray Berea.....	101
6.6	Relaxatividade Superficial no Arenito Carbon Tan.....	103
6.7	Relaxatividade Superficial no Carbonato Austin Chalk.....	106
6.8	Heterogeneidade no Carbonato Austin Chalk .....	108
<b>7</b>	<b>CONCLUSÕES .....</b>	<b>113</b>
	<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS .....</b>	<b>116</b>

# LISTA DE ILUSTRAÇÕES

- Figura 2.1: Esquemática da aquisição de radiogramas em uma medição de  $\mu$ XCT. Nota-se que cada radiograma à direita corresponde a um ângulo do plugue. (Fonte: LEIDERMAN, 2017, p. 3). .....29
- Figura 2.2: Esquemática do distanciamento entre fontes, amostras e detectores numa medição de  $\mu$ XCT, e como isto afeta a projeção final da rocha no detector de raios-X (Fonte: LEIDERMAN et al, 2017, p. 4). .....29
- Figura 3.1: Esquemática da precessão do spin de um próton sujeito a um campo magnético  $\vec{B}_0$ .....36
- Figura 3.2: a) o núcleo de  $^1H$  age como uma barra magnética, em decorrência de seu magnetismo intrínseco; c) na ausência de um campo magnético externo, o alinhamento do  $\vec{\mu}$  dos prótons é aleatório (adaptados de *NMR Logging – Principles and Applications, 1999*). c) cada vetor na figura indica uma direção aleatória de  $\vec{\mu}$ , ficando evidente que o somatório destes vetores se anula. ....37
- Figura 3.3: a) A precessão de dois spins sob dois estados energéticos: baixa energia (orientação do eixo de precessão paralela a  $\vec{B}_0$ ) e alta energia (orientação do eixo de precessão anti-paralela a  $\vec{B}_0$ ). b) Ilustração do alinhamento preferencial dos spins em direção do campo magnético externo  $\vec{B}_0$ , num determinado instante. O ângulo entre a orientação dos spins e  $\vec{B}_0$  está relacionado à energia deles. c) A magnetização resultante do sistema  $\vec{M}_0$ , paralela a  $\vec{B}_0$  e decorrente da orientação preferencial dos spins em direção ao campo. Baseados em ilustrações nos livros *NMR Logging – Principles and Applications (1999)* e *Spin Dynamics: Basics of Nuclear Magnetic Resonance (2001)*. .....38
- Figura 3.4: Esquemática da aplicação de um campo magnético oscilatório  $\vec{B}_1$ , gerado por uma bobina de rádio frequência colocada em torno do sistema de spins e orientada no eixo x. Considerando um sistema de coordenadas girantes com velocidade angular igual a  $\omega_{Lamor}$ ,  $\vec{B}_1$  é estacionário e produz uma rotação na magnetização resultante do sistema, defletindo-a para o plano xy (baseado em ilustrações no livro *Nuclear Magnetic Resonance: Petrophysical and Logging Applications, 2002*). .....41
- Figura 3.5: Esquemática do processo de relaxação transversal (baseado em ilustrações no livro *Nuclear Magnetic Resonance: Petrophysical and Logging Applications, 2002*). .....41
- Figura 3.6: Gráfico demonstrando a intensidade normalizada das magnetizações longitudinal e transversal durante a relaxação, utilizando valores

diferentes para  $T_1$  e  $T_2$  (baseado em ilustrações do livro *NMR Logging – Principles and Applications*, 1999).....42

Figura 3.7: a) Ilustração da defasagem dos spins após a aplicação de um pulso de  $90^\circ$ , devido a inhomogeneidade de  $\vec{B}_0$ . Essa defasagem causa um espalhamento da orientação dos spins no plano xy giratório, que atenua o sinal de  $M_{xy}$  (Fonte: COATES, 1999). b) Gráfico gerado a partir de uma simulação do experimento RMN (baseado em MORAES, 2014), onde o “x”, “y” e “z” são as magnetizações  $M_x$ ,  $M_y$  e  $M_z$ , e o tracejado verde é a curva  $T_2$  da simulação. Pela figura fica nítido que o decaimento delineado pelo FID é mais rápido que o decaimento de  $T_2$ .....43

Figura 3.8: Esquematização das “etapas” do eco de Hahn: 1- o pulso de  $90^\circ$  é aplicado e a magnetização resultante é defletida para o plano xy girante; 2- os spins começam a defasar devido a inhomogeneidades em  $\vec{B}_0$ ; 3- o pulso de  $180^\circ$  é aplicado, e a magnetização no plano xy se inverte; 4- a defasagem continua, mas agora os spins com maiores frequências de Larmor estão atrasados e os com menores frequências estão adiantados; 5- depois do tempo  $2\tau$ , os spins entram em fase novamente, o que induz o eco de Hahn no FID. Fonte: COATES (1999). .....44

Figura 3.9: Esquematização da sequência de pulsos CPMG, em que um trem de ecos de Hahn é obtido pela aplicação de um pulso de  $90^\circ$  seguido de vários pulsos de  $180^\circ$  consecutivos, intervalados pelo tempo  $2\tau$  (ou o tempo ao eco “TE”). A linha azul no gráfico corresponde à curva  $T_2$ , que coincide com os picos nos ecos de Hahn, e por isso a sequência CPMG permite a obtenção da curva  $T_2$ . Fonte: COATES (1999).....45

Figura 3.10: Esquematização da ferramenta RMN: a) Em laboratório (ilustração gerada utilizando o programa *VPython*); b) Em poço (Fonte: [www.aramcoexpats.com](http://www.aramcoexpats.com)). .....46

Figura 3.11: Esquematização da relação dos decaimentos do sinal RMN,  $T_2$  e os poros de uma rocha (Fonte: *NMR Logging – Principles and Applications*, 1999). Pela figura, observa-se que poros grandes resultam em  $T_2$  altos e decaimentos longos, enquanto que poros pequenos resultam em  $T_2$  pequenos e decaimentos curtos. Finalmente, num sistema com diversos tamanhos de poro, o decaimento é o somatório da contribuição de várias exponenciais, descrito por uma distribuição de valores de  $T_2$ .....50

Figura 3.12: Exemplo de uma inversão de um trem de ecos obtido pela sequência CPMG (esquerda) em uma distribuição de  $T_2$  (direita).....51

Figura 3.13: Esquematização do método estimador do valor do  $T_{2\text{cutoff}}$ , que utiliza a comparação entre as curvas SW1 e SWI (Fonte: *NMR Logging – Principles and Applications*, 1999).....53

Figura 4.1: a) Esquematização do passo de um walker (azul) num espaço poroso voxelizado. As setas verdes indicam as 6 direções de caminhada, como descrito nas equações 4.5. Ao sortear uma delas, o walker verifica se a próxima posição corresponde a um voxel sólido (laranja). Se sim, o walker caminha até a borda do voxel, “colide” com o sólido, e volta a sua posição original. Se não, o walker se move para a próxima posição (criado utilizando o software “GlowScript VPython”). b) Ilustração de walkers (prótons de  $^1\text{H}$ ) caminhando num espaço poroso e interagindo com as paredes de poro (adaptado de Oilfield Review Autumn, 1995).  
..... 61

Figura 4.2: Resultados da medição de  $T_2$  (curva azul) de um arenito, e 3 simulações de RMN em imagens de  $\mu\text{xCT}$  obtidas da mesma rocha. As 3 foram simuladas com  $\rho_2$  distintos (29,5, 5, e 50  $\mu\text{m/s}$ ), mas obviamente o melhor resultado é a curva verde (29,5  $\mu\text{m/s}$ ), devido à boa correlação dela com a azul.....67

Figura 4.3: Resultado de simulações de Random Walk, utilizando rochas com poros perfeitamente esféricos (pontos azuis) ou cilíndricos (pontos vermelhos), e de mesmo raio (de 4 a 53  $\mu\text{m}$ ). Foram utilizados 220 walkers em cada rocha, com posições iniciais aleatórias. Cada walker caminhou  $2^{17}$  vezes, em passos de 1  $\mu\text{m}$ . O plot demonstra a relação linear (com o coeficiente de Pearson  $R^2 = 0,99999$ ) entre a média das taxas de colisão dos walkers e a razão superfície-volume dos poros de cada rocha. .... 68

Figura 4.4: Duas imagens de uma mesma fatia de  $\mu\text{xCT}$ , em um carbonato. A esquerda ilustra apenas a segmentação entre a fase sólida (cor preta) e a não sólida (ciano) da fatia, enquanto que a direita ilustra o resultado do Random Walk nela. Nesse caso, os walkers foram iniciados nas coordenadas correspondentes aos pixels “porosos” da imagem, e a simulação de RMN foi realizada. Em seguida, as taxas de colisão de cada walker foram codificados em cores na imagem, variando logaritmicamente do menor (azul) ao maior (vermelho) valor. Nota-se as cores mais frias (poucas colisões) estão nos poros maiores, e cores mais quentes (muitas colisões) nos menores. .... 70

Figura 4.5:  $T_2$  laboratorial de um carbonato, cujo corte de  $T_{2\mu\phi}$  foi de 22,9 ms (35% de microporosidade). A curva roxa em ambos os gráficos representa o decaimento  $MT_{2\text{visível}}$ , obtido ao subtrair o decaimento experimental a um referente apenas à microporosidade da rocha. Em teoria, tais curvas poderiam ser utilizadas na correlação de resultados experimentais e simulados de RMN em rochas digitais..... 73

Figura 5.1: Foto de um Extrator Soxhlet operando no laboratório de petrofísica do UFFLAR..... 76

Figura 5.2: Esquerda: foto do porosímetro ULTRAPORE 300 e do permeametro ULTRAPERM 500 no laboratório de petrofísica do UFFLAR. Direita: célula Hassler em destaque, acoplada aos dois aparatos. .... 77

- Figura 5.3: Foto da célula Multicore (Phoenix Instruments) sendo usada parâmetros elétricos no UFFLAR. .... 78
- Figura 5.4: Captura de tela da interface de inversão de  $T_2$ , que utiliza a regularização de Tikhonov e o método da Curva L para inverter o decaimento em uma distribuição de  $T_2$ ..... 79
- Figura 5.5: Ilustração do microtomografo Xradia 510 Versa, fabricado pela ZEISS (fonte: [www.zeiss.com](http://www.zeiss.com)). .... 80
- Figura 5.6: Fatia transversal de uma microtomografia 3D do carbonato “Austin Chalk”, examinado neste trabalho. A imagem já está segmentada, onde a cor branca representa a fase sólida e a preta a fase não sólida da rocha. A área retangular demarcada no meio (com cores opacas) representa a região do paralelepípedo sub amostrado, que será utilizado nas demais rotinas de petrofísica digital. .... 81
- Figura 5.7: Fatia segmentada do carbonato “Austin Chalk” (a mesma que na Figura 5.6). Os pontos de cor rosa nos poros indicam as posições iniciais dos walkers selecionados para serem simulados no segundo tipo de simulação. Nota-se que mesmo utilizando apenas ~30% do voxels vazios nessa rocha ( $2^{24}$ ), os walkers estão bem distribuídos pelo espaço poroso, garantindo que este seja bem amostrado. .... 85
- Figura 6.1: Fatia transversal da rocha sintética “A” (esquerda), e seu resultado de  $T_2$  simulado (direita). As cores na fatia indicam as fases do sistema poroso: branco é a sólida, vermelho para os microporos, e azul para os macroporos. Nota-se na Figura que a distribuição de  $T_2$  reflete bem os tamanhos de poros da rocha..... 90
- Figura 6.2: Fatia transversal da rocha sintética “B” e “C”, e suas simulações de  $T_2$ . As cores da fatia indicam as fases do meio: branco para o sólido, e vermelho, verde e azul para os micro-, meso-, e macroporos, respectivamente. Na direita, as linhas azuis referem-se à rocha B, e roxas à C. Nota-se que ao reduzir e aumentar a relaxatividade nos macros e microporos (respectivamente), a distribuição de  $T_2$  da rocha C torna-se ambígua: é bimodal, mas retrata o decaimento de RMN de 3 famílias de poro de tamanhos distintos. .... 91
- Figura 6.3: Resultados do método Benavides para as rochas sintéticas, no cenário em que todos os poros presentes na rocha estão bem imageadas. As curvas verdes indicam as distribuições verdadeiras de  $\rho_2$  e  $T_2$ , enquanto que as azuis representam a melhor solução encontrada pelo algoritmo genético. Nos gráficos à esquerda, as curvas roxas são as distribuições de  $w_\chi$  (em ordem decrescente), quem servem aqui para indicar os valores de  $\rho_2$  em cada família de poro (lembrando que  $w_\chi$  é proporcional ao raios dos poros esféricos, vide os resultados na Figura 4.3). De modo geral, o ajuste do método nas 3 rochas foi excelente. . 92

- Figura 6.4: Resultados do Método Benavides para as rochas sintéticas, no cenário em que os microporos das rochas reais não estão imageados. As cores e arranjos das curvas seguem a mesma lógica da Figura 6.3. Nota-se que os valores de  $\rho_{2w}$  encontrados diferem muito dos verdadeiros.....93
- Figura 6.5: Resultados do Método Benavides para as rochas sintéticas, no cenário onde a microporosidade das rochas reais não está imageada, mas seu percentual de porosidade é conhecido. Tais valores foram utilizados para calcular os cortes de  $T_{2\mu\phi}$  (linhas vermelhas tracejadas), e em seguida os decaimentos da porosidade “visível”  $MT_{2visível}$ . Por fim, as distribuições de  $T_2$  foram geradas a partir destes decaimentos, e estão plotadas nas linhas laranjas dos gráficos. As demais cores e arranjos das curvas seguem a mesma lógica das Figuras 6.3 e 6.4. Nota-se que  $\rho_{2w}$  encontrados se aproximam bem dos valores reais, mostrando que é possível recuperar parte da relaxatividade das rochas, utilizando essa metodologia. ....94
- Figura 6.6: Fatias transversais das rochas digitais reais. A cor branca é a fase sólida, enquanto a cor preta indica os poros. A resolução das imagens está exibida em seus títulos, junto aos nomes das rochas.....96
- Figura 6.7: Comparação das distribuições de  $w_\chi$  e  $T_2$  das simulações de tipo 1 e 2, para as rochas do estudo. ....99
- Figura 6.8: Comparação entre medições de RMN experimentais, e uma simulação de  $T_2$  do carbonato Desert Pink, onde  $\rho_{2w} = \rho_{2DT_2} = 29,4 \mu\text{m}/\text{s}$ . Nota-se aqui que a correlação entre as curvas do experimento com o plugue 100% saturado (sw1) e o resultado simulado é excelente, o que indicaria que a relaxatividade superficial desta rocha é consideravelmente homogênea, e igual à obtida pelo experimento de Difusão- $T_2$ ..... 100
- Figura 6.9: Comparação entre medições de RMN experimentais, e simulações de  $T_2$  do arenito Sister Gray Berea, tomando  $\rho_{2w}$  como constante e igual a  $19,2 \mu\text{m}/\text{s}$  ( $\rho_{2DT_2}$ , linhas azuis), e a  $35 \mu\text{m}/\text{s}$  (melhor valor efetivo de  $\rho_2$  encontrado, linhas roxas). Vale notar que curvas de  $T_2$  simuladas foram multiplicadas por um fator de 0,796, para compensar o fato de que 20,04% dos poros não estariam imageados na rocha digital..... 102
- Figura 6.10: Aplicação do Método Benavides na rocha Sister Gray Berea. Os gráficos da esquerda representam os resultados obtidos sem utilizar o corte de  $T_{2\mu\phi}$ , enquanto que na direita tal corte foi aplicado. Nota-se que os resultados da esquerda foram ruins, pois apresentam valores de  $\rho_{2w}$  irreais nos poros pequenos, que chegam a mais de  $200 \mu\text{m}/\text{s}$ . Por outro lado, os resultados da direita foram mais coerentes com o melhor  $\rho_2$  efetivo encontrado para esta rocha. .... 103

Figura 6.11: Comparação entre medições de RMN experimentais, e uma simulação de  $T_2$  do arenito Carbon Tan, onde  $\rho_{2w} = \rho_{2DT_2} = 15,9 \mu m/s$ . Nota-se que as distribuições originais da rocha digital ( $w_\chi$  e a simulação de  $T_2$ ) são unimodais, enquanto que a curva de  $T_2$  experimental é bimodal. Isso corrobora com a ideia de que a fração de microporosidade invisível desta rocha equivale a 52,3%. Vale ressaltar que as curvas de  $T_2$  simuladas foram multiplicadas por um fator 0,477, para compensar essa fração de microporosidade, assim como na Figura 6.10..... 104

Figura 6.12: Aplicação do Método Benavides na rocha Carbon Tan. A arranjo dos gráficos é o mesmo que na Figura 6.9, assim como a interpretação dos resultados observados: com o corte de  $T_{2\mu\phi}$  aplicado, a solução do método Benavides é mais coerente com a realidade, enquanto que no caso contrário as relaxatividades  $\rho_{2w}$  atingem um teto de  $200 \mu m/s$  nos menores poros da rocha digital..... 105

Figura 6.13: Comparação entre medições de RMN experimentais, e uma simulação de  $T_2$  do carbonato Austin Chalk, onde  $\rho_{2w} = \rho_{2DT_2} = 23,3 \mu m/s$ . Observa-se aqui que as distribuições de  $T_2$  não coincidem, mas possuem um formato bimodal. Como esperado, a curva de  $T_2$  simulada ocorre logo após o corte de  $T_{2\mu\phi}$ , corroborando com a estimativa de fração de microporosidade não imageada desta rocha. Também vale ressaltar que a saturação irreduzível corresponde bem com essa fração. Como nas Figuras anteriores, foi aplicado um fator de 0,6252 nas curvas de  $T_2$  simuladas, para compensar o corte de microporosidade..... 107

Figura 6.14: Aplicação do Método Benavides na rocha Austin Chalk. A arranjo dos gráficos é o mesmo das Figura 6.9 e 6.12. Mais uma vez, a solução encontrada com o corte de  $T_{2\mu\phi}$  aplicado é bem mais realista, e gera uma distribuição de  $\rho_2$  por tamanho de poro decrescente. A média aritmética ponderada desta solução equivale a  $22,28 \mu m/s$ , em concordância com o valor de  $\rho_{2DT_2}$  medido experimentalmente..... 107

Figura.15: Resultados de simulações de  $T_2$  a rocha Austin Chalk “completa”, e suas 2 subamostras ACp1 e ACp2. Elas foram realizadas tomando  $\rho_{2w} = \rho_{2DT_2} = 23,3 \mu m/s$ . As curvas de  $T_2$  das 3 rochas foram multiplicadas por suas respectivas  $\phi_{Digital}$ . Nota-se aqui as disparidades entre as distribuições simuladas, tanto nas curvas de  $T_2$  quanto na de  $w_\chi$ . Isto corrobora com a suposição de que a rocha digital Austin Chalk é heterogênea. .... 109

Figura 6.16: Aplicação do Método Benavides nas subamostras da rocha digital Austin Chalk. Os resultados da ACp1 estão nos gráficos da esquerda, enquanto os da ACp2 encontram-se na direita. As linhas pretas representam a melhor solução do método para a rocha Austin Chalk

original, que foi demonstrado na seção 6.7. Nota-se aqui que nenhuma das soluções das subamostras coincidem com as da rocha original.. 110



# LISTA DE TABELAS

Tabela 1: Propriedades das rochas sintéticas utilizadas. ....	90
Tabela 2: Propriedades (laboratoriais e digitais) das rochas reais utilizadas no estudo. .....	97
Tabela 3: Propriedades da rocha Austin Chalk, e suas subamostras. ....	109

# RESUMO

A relaxatividade superficial transversal ( $\rho_2$ ) é um parâmetro importante para a Petrofísica de Ressonância Magnética Nuclear (Petrofísica de RMN), pois ela correlaciona medições de tempos de relaxação transversal ( $T_2$ ) em rochas saturadas por fluidos às suas distribuições de tamanhos de poro. Normalmente,  $\rho_2$  é estimada como um valor uniforme, que singularmente descreve seu comportamento em uma amostra de rocha, ou até mesmo em uma formação inteira. Entretanto, diversos trabalhos constataram que tal propriedade provavelmente é heterogênea ao longo dos sistemas porosos de rochas sedimentares. Outros também observaram que tamanhos de poros diferentes podem apresentar intensidades distintas de  $\rho_2$ . Neste contexto, uma metodologia recentemente desenvolvida proporciona estimativas de  $\rho_2$  em rochas como uma função de seus tamanhos de poros, correlacionando medições laboratoriais de  $T_2$  a simulações numéricas de RMN em rochas digitais. Este método é excelente para estudar o comportamento da relaxatividade superficial em meios porosos complexos, mas pode induzir erros em suas soluções quando essas rochas digitais não representam propriamente os sistemas porosos de suas rochas reais homólogas. Este trabalho investiga essa metodologia e seus problemas, ao aplica-la na análise de 2 rochas sintetizadas digitalmente, e outros 4 plugues reais amostrados de formações análogas a rochas reservatório, e imageadas utilizando micro-tomografia de Raio-X computadorizada. Em ambos os conjuntos, foi constatado que a falta de informação quanto a microporosidade nas rochas digitais pode incrementar artificialmente as estimativas de  $\rho_2$ , produzindo valores irrealistas. Porém, foi demonstrado que este efeito pode ser facilmente mitigado ao remover a influência de sinais de  $T_2$  curtos nas medições experimentais, através da aplicação de um simples corte de  $T_2$ . Este valor depende da estimativa precisa da fração de micro-porosidade invisível às rochas digitais, que pode ser feita ao comparar as porosidades das rochas digitais e amostras físicas. O trabalho também demonstra algumas questões ao lidar com rochas heterogêneas, e providencia algumas ideias em como lidar com elas. Finalmente, foi concluído que quando tais questões são resolvidas, esta técnica é uma poderosa ferramenta no estudo da relaxatividade superficial em rochas sedimentares.

Palavras Chaves: Ressonância Magnética Nuclear (RMN), Petrofísica Digital, Relaxatividade Superficial, Física das Rochas, Meios Porosos, *Random Walk*, Micro-Tomografia de Raio-X Computadorizada.

# ABSTRACT

The transversal surface relaxivity ( $\rho_2$ ) is an important parameter for Nuclear Magnetic Resonance (NMR) Petrophysics, since it scales NMR transversal relaxation time ( $T_2$ ) measurements of fluid saturated rocks to their pore size distributions. Usually,  $\rho_2$  is estimated as a uniform value, that singularly describes its behavior in a rock sample, or even a whole formation. However, several works have noted that this propriety is likely to be heterogeneous throughout the porous systems of sedimentary rocks. Others have also shown that different pore sizes may present distinct intensities of  $\rho_2$ . In this context, a recently developed methodology provides  $\rho_2$  estimates in rocks as a function of their pore sizes, by matching laboratory  $T_2$  measurements to numeric NMR simulations of digital rocks. This method is excellent for studying the surface relaxivity's behavior in complex porous mediums, but may induce errors in its solutions when these digital rocks fail to properly represent the porous system of their real counterparts. This work investigates this methodology and these issues, while applying it in the evaluation of 2 digitally synthesized rocks, and 4 real cores sampled from formations analogous to reservoir rocks, and imaged using micro-scale X-ray computed tomography. In both sets, it was found that the lack of micro-porosity information in digital rocks can artificially increase  $\rho_2$  estimates, producing unrealistic values. Yet, this effect was shown to be easily mitigated by removing the influence of low  $T_2$  signals in experimental measurements, through the application of a simple  $T_2$  cut. This correction relies on accurately estimating the micro-porosity fraction that is invisible in digital rocks, which can be done by comparing the porosities from digital and physical rocks. This work also demonstrates some issues that occur when dealing with heterogeneous rocks, and provides some ideas in how to tackle them. Finally, it was concluded that when these issues are resolved, this technique is a powerful tool for studying the surface relaxivity in sedimentary rocks.

Keywords: Nuclear Magnetic Resonance (NMR), Digital Petrophysics, Surface Relaxivity, Rock Physics, Porous Media, Random Walk, Micro-Scale X-ray Computed Tomography

# **INTRODUÇÃO**

## 1 INTRODUÇÃO

A técnica de Ressonância Magnética Nuclear (RMN) é uma poderosa ferramenta de análise petrofísica que permite a obtenção – através de uma única medida – de propriedades importantes, como a porosidade, permeabilidade, saturação de fluido irreduzível, distribuição de tamanhos de poros, molhabilidade, além de outras referentes ao meio poroso das rochas. Além disto, ela possui a vantagem de ser aplicável tanto em laboratório quanto *in situ*. Consequentemente, esta técnica é amplamente empregada na indústria do petróleo para avaliar as qualidades exploratórias das rochas reservatórios (COATES et al., 1999; DUNN et al., 2002).

Neste contexto, um importante parâmetro é a relaxatividade superficial transversal ( $\rho_2$ ), que escala as medições de tempos de relaxação transversal ( $T_2$ ) em rochas saturadas por fluidos às suas distribuições de tamanhos de poro (COATES et al., 1999). De modo geral, não é estritamente necessário conhecer o valor de  $\rho_2$  das rochas, para se obter esses entregáveis petrofísicos. Porém, diversos trabalhos (ARNS et al., 2006, SOUZA et al., 2013 & 2016, ZHAO et al., 2020) demonstram que há o ganho considerável na acurácia destes entregáveis, quando se possui uma informação *a priori* quanto aos valores de  $\rho_2$  das rochas sedimentares. A estimativa de permeabilidade, em especial, pode ser melhorada substancialmente, mesmo ao combinar litologias distintas em uma mesma análise, como por exemplo os carbonatos e arenitos (MESQUITA, 2017).

Metodologias comumente utilizadas ao estimar  $\rho_2$  em rochas sedimentares assumem que estas podem ser representadas por um valor uniforme (BENAVIDES et al., 2017), considerando assim que o comportamento deste parâmetro seria homogêneo e constante ao longo de uma rocha, ou formação. Porém, diversos trabalhos (ARNS et al., 2006, KEATING; KNIGHT, 2012, ZHU; DAIGLE; BRYANT, 2015) apontam que  $\rho_2$  é na verdade heterogênea, o que corrobora com o fato de que seu valor está associado à presença de impurezas paramagnéticas nas superfícies dos poros (DUNN et al., 2002, SAIDIAN; PRASAD, 2015). Outros trabalhos também identificaram que poros de tamanhos diferentes podem apresentar intensidades de  $\rho_2$  distintas (ARNS et al., 2007, LIU et al., 2014).

Neste contexto, BENAVIDES et al. (2017) desenvolveram uma metodologia para estimar  $\rho_2$  em rochas sedimentares como função de seus tamanhos de poro, utilizando a correlação entre medições laboratoriais de tempos de relaxação transversal ( $T_2$ ) e simulações de RMN em rochas digitais. A ideia é que se uma rocha digital

representar bem a amostra física medida em laboratório, o modelo de relaxatividade superficial dela pode ser ajustado de forma com que a simulação de  $T_2$  resultante corresponda à  $T_2$  mensurada experimentalmente. Nesse âmbito, BENAVIDES et al. utilizaram a técnica de micro-tomografia de raio-X computadorizada ( $\mu xCT$ ) para imagear amostras de rochas sedimentares, e utilizaram seus sistemas porosos digitalizados para simular a RMN e aplicar esta metodologia, empregando algoritmos genéticos para ajustar mapear  $\rho_2$  pelos tamanhos de poros das rochas digitais.

Tal metodologia é muito útil ao estudar a heterogeneidade da relaxatividade superficial dos meios porosos, visto que ela obtém não somente um valor efetivo, e sim uma distribuição de  $\rho_2$  por tamanho de poro. Contudo, desafios podem surgir ao comparar rochas digitais provindas da  $\mu xCT$  a seus plugues físicos homólogos. Um exemplo disto seria o fato desta técnica não resolver microestruturas porosas muito pequenas, abaixo do limite de resolução de suas imagens. Este, e outros problemas podem prejudicar o método proposto por BENAVIDES et al., já que este depende da representatividade das rochas digitais a seus plugues homólogos para estimar corretamente a relaxatividade superficial delas.

Tendo isso em vista, este presente trabalho procura investigar tal metodologia, visando compreender a natureza de algumas destas questões de representatividade, e como elas podem afetar a resposta final de  $\rho_2$  produzida pela técnica. Ademais, o trabalho também procura explorar formas de mitigar esses problemas, no intuito de garantir que as estimativas de  $\rho_2$  produzidas pelo método sejam coerentes.

Para cumprir esses objetivos, a metodologia foi aplicada em duas rochas sintetizadas digitalmente, e em quatro rochas reais análogas de reservatórios de petróleo, avaliando diferentes cenários quanto a representatividade destas rochas. Por fim, esta dissertação também visa construir um sumário teórico e prático que possa ser utilizada futuramente pelo aluno ou por um especialista na área, com o intuito firmar e/ou desenvolver este tema.

# **PETROFÍSICA DIGITAL**

## 2 PETROFÍSICA DIGITAL

### 2.1 Petrofísica na Indústria do Petróleo

O estudo da Petrofísica das rochas reservatório desempenha um papel fundamental na elaboração de estratégias de exploração e produção de petróleo. Ela consiste na caracterização e avaliação das propriedades físico-químicas das rochas e de seus sistemas porosos, como por exemplo a porosidade, permeabilidade, saturação de fluidos, densidade de grãos, além de outras propriedades de natureza mecânica, elástica, elétrica, térmica ou magnética das rochas. O mapeamento acurado dessas propriedades ao longo de um reservatório é imprescindível para a exploração de petróleo, pois permite ao geólogo, geofísico e/ou engenheiro de reservatório inferir quanto as suas características e qualidades de interesse exploratório. De fato, a porosidade e a saturação de fluidos de uma formação, por exemplo, retratam diretamente o tamanho potencial da reserva de hidrocarbonetos, enquanto que a permeabilidade exibe a viabilidade de explorá-la. Ademais, propriedades elásticas e geo-mecânicas também auxiliam na atividade exploratória, sejam contribuindo no processamento e interpretação de dados sísmicos, no mapeamento de estruturas e formações, e/ou na elaboração de táticas de produção (injeção de fluidos, fraturamento, pressão de reservatório, etc.) (SCHÖN, 2016).

De modo geral, tais propriedades são difíceis de serem mensuradas diretamente *in situ*, sendo então mais comumente obtidas de duas formas: ou a partir de ensaios laboratoriais realizados em rochas amostradas na própria formação de interesse; ou indiretamente a partir da interpretação de outras propriedades petrofísicas da formação, que são obtidas mais facilmente por ferramentas de perfilagem geofísica de poços. Neste segundo caso, os dados de perfis de poços são aplicados à modelos preditivos – teóricos e/ou empíricos – que relacionem essas propriedades (ELIS & SINGER, 2008, SCHÖN, 2016), tornando possível estimá-las sem a necessidade de se obter um acesso “direto” à rocha. Porém, a acurácia destas estimativas depende de diversos fatores, que incluem não só a qualidade do dado geofísico aplicado, mas principalmente da validade/aplicabilidade do modelo utilizado diante da complexidade da formação avaliada. Isto vem se revelando um desafio em campos como o Pré-Sal brasileiro, onde as rochas-reservatórios são carbonatos relativamente atípicos que apresentam sistemas porosos com alto grau de complexidade (BIZE-Forest et al., 2018).



Medições petrofísicas laboratoriais são mais confiáveis, já que são realizadas diretamente em amostras da rocha de interesse, sob condições controladas. Neste caso, as amostras são obtidas a partir de perfurações na parede do poço, em profundidades específicas, conforme o interesse exploratório. Elas são chamadas de plugues ou “*cores*”, possuem um formato cilíndrico, e tipicamente medem de 1 a 1,5 polegadas de diâmetro (~2,5 a ~3,8 cm), e de 1 a 2 polegadas de altura (~2,5 a ~5,0 cm), seguindo os padrões da indústria do petróleo. Ensaios laboratoriais realizados nestes plugues compõem o que é chamado de *Core Analysis* (“análise de *cores*”), e se dividem em *Routine Core Analysis*, ou “*RCA*” (“análises de rotina”, “petrofísica de rotina”), e *Special Core Analysis* ou “*SCA*” (“análises especiais”).

*RCA* engloba ensaios rápidos, acessíveis e (geralmente) não destrutivos, realizados em temperatura ambiente e sob pressão atmosférica ou de *confinamento* (pressão equivalente à existente no reservatório). Medições de porosidade, densidade, permeabilidade absoluta e saturação de fluidos fazem parte deste grupo, assim como descrições litológicas/mineralógicas visuais. Por outro lado, *SCA* compreende ensaios mais elaborados, que normalmente consomem mais tempo, requerem um número maior de etapas e aparatos experimentais mais complexos, e ainda podem ser destrutivos à amostra. Eles visam a análise de propriedades petrofísicas específicas, ou fornecem uma descrição mais detalhada do sistema poroso da rocha, visando assim suplementar a Petrofísica de Rotina. Isto os torna mais aptos no estudo de rochas mais complexas, como os carbonatos do Pré-Sal. *SCA* inclui ensaios que medem a permeabilidade relativa, pressão capilar dos poros, molhabilidade da rocha, porosimetria por medições de RMN ou por injeção de mercúrio (*Mercury Injection Capillary Pressure*, ou “*MICP*”), entre outros (MIRZAEI-PAIAMAN et al., 2020 e DERNAIKA et al., 2013).

Apesar de ser mais completa e confiável, a análise laboratorial de plugues possui um custo maior em relação a perfilagem de poços, principalmente quanto a natureza do dado em si: um plugue é única amostra pontual que representa uma única profundidade e possui poucos cm<sup>3</sup> de volume, enquanto que os dados de perfis são “contínuos” – medidos em intervalos de poucos centímetros ao longo de todo o poço. Além disto, os ensaios laboratoriais consomem muito tempo, e só podem ser realizados um de cada vez em uma única amostra, enquanto que é possível utilizar diversas ferramentas de perfilagem simultaneamente no poço (numa mesma corrida). Portanto, o uso de dados de plugues acaba sendo utilizado também na concepção e/ou melhoria desses modelos preditivos utilizados nas análises petrofísicas de perfis de poços (ELIS e SINGER, 2008).

A alta demanda por inovação na indústria do petróleo impulsiona a melhoria dos métodos petrofísicos, visando sempre a redução dos custos e do tempo necessários à realização dessas análises. Neste âmbito, uma espécie de terceiro ramo *Core Analysis* vem ganhando força nos últimos, como uma notável alternativa à alguns métodos RCAs e SCAs. Este é chamado de “*Digital Core Analysis*” (*DCA*), ou também “Petrofísica Digital” (GRACHEV, 2012). Neste capítulo, este recente ramo da petrofísica será discutido.

## 2.2 Análise Digital de Rochas

A Petrofísica Digital consiste no imageamento digital das microestruturas internas das rochas, e a subsequente utilização deste dado em análises e simulações numéricas de fenômenos físicos. Estas retornam propriedades petrofísicas importantes com acurácia considerável, e podem complementar ou até substituir certas análises de RCA e SCA. De fato, por retratarem em detalhe a microestrutura do sistema poroso das rochas, as imagens utilizadas na Petrofísica Digital oferecem informações que não podem ser adquiridas via outros métodos convencionais, e podem ser utilizadas para simular computacionalmente diversos ensaios petrofísicos, tanto de RCA quanto de SCA.

Fundamentalmente, a Petrofísica Digital consiste em 3 etapas principais (ANDRA et al., 2013a e 2013b):

- 1) Imageamento Digital da Rocha;
- 2) Processamento das Imagens Digitais;
- 3) Análises e Simulações Numéricas.

Na primeira etapa, métodos radiográficos, tomográficos ou de microscopia (eletrônica ou óptica) são utilizados para imagear digitalmente as microestruturas internas de um meio poroso, seja este uma rocha ou outro objeto de estudo. O objetivo é adquirir um dado onde seja possível definir espacialmente as diferentes fases e estruturas que compõem esta rocha, mapeando-as digitalmente em um objeto virtual 3D ou 2D.

Na etapa seguinte, são realizadas diversas rotinas computacionais nestas imagens, no intuito de prepará-las para as análises e simulações numéricas. Isto pode incluir reconstruções espaciais, processos de filtragens de ruídos e artefatos de imageamento, e principalmente o mapeamento de estruturas internas ou materiais que

compõe a rocha. Um bom exemplo disto seria a segmentação do sistema poroso em si, onde os pixels/voxels da imagem de rocha são classificados em sólidos (ou seja, representam os grãos, cimentos e outros materiais que compõem a matriz da rocha) ou não sólidos (representam o espaço poroso). Tal segmentação é bastante importante para a simulação de RMN, escoamento de fluidos, análises de poros, e outras análises.

Por fim, a terceira etapa compreende nas rotinas computacionais que analisam este meio digital, e/ou simulam experimentos físicos nestes. É nessa etapa então que se obtém as propriedades petrofísicas da rocha digital, que correspondem em teoria às medições reais de petrofísica e características da rocha imageada. Exemplos de simulações realizáveis em rochas digitais incluem o fenômeno de Ressonância Magnética Nuclear ou “RMN” (que constitui o tema deste trabalho), o escoamento de fluidos para estimar propriedades como permeabilidade, pressão capilar e resistividade (GOLAB, 2015), entre outros ensaios petrofísicos. Outros exemplos de análises realizáveis incluem mapeamentos morfológicos do sistema poroso (SILIN et al., 2003), e medições de RCA como porosidade e densidade de grãos, por exemplo.

Vale notar que essas duas primeiras etapas são necessárias quando o objetivo é a análise petrofísica de um plug, lâmina petrográfica, ou outro tipo de amostra de uma rocha “real”, originada de uma formação de interesse. Por outro lado, também se utiliza das análises de Petrofísica Digital para estudar o comportamento de rochas estritamente “virtuais”, ou seja: criadas a partir de um programa de computador. Nesse caso, modelos de sistemas porosos – analíticos ou não – são aplicados para gerar rochas digitais, cujos formatos, tamanhos e arranjos de seus grãos e/ou poros são controláveis pelo usuário. Tais rochas virtuais “sintéticas” são muito úteis ao estudar e avaliar simulações de fenômenos físicos, já que as características de seus sistemas porosos são deliberadas. Desse modo, suas respostas simuladas podem auxiliar na compreensão de modelos analíticos ou ao solucionar questões complexas.

Neste trabalho foram realizadas simulações de RMN tanto em rochas digitais “reais” (imageadas a partir de uma amostra de uma formação) quanto sintéticas. A criação destas e os motivos de utiliza-las serão mais detalhados nos próximos capítulos. Por outro lado, as amostras reais foram imageadas a partir da técnica de microtomografia computadorizada por raio X ( $\mu$ xCT), sendo a única técnica de imageamento utilizada neste trabalho. Esta será detalhada na próxima seção.

### 2.3 Micro-tomografias de Raio-X Computadorizadas em Amostras de Rocha

O uso de  $\mu$ xCT na análise de rochas vêm ganhando bastante destaque na indústria petrolífera, visto o grande poder desta técnica ao proporcionar imagens tridimensionais das microestruturas internas de uma rocha, com bastante acurácia e rapidez. Além disso, desenvolvimentos recentes de fontes de raios-X de pequeno porte viabilizaram a criação de tomógrafos simplificados e baratos, que podem ser operados em laboratórios pequenos. Tais fatos ampliaram a viabilidade da técnica e o próprio uso Petrofísica Digital em si (LEIDERMAN et al., 2017, GRACHEV, 2012).

Esse método baseia-se na técnica de radiografia, onde raios-X são utilizados para sondar as estruturas e composições internas de um material. Uma medição típica é feita posicionando uma amostra de rocha entre uma fonte e um detector de raios-X, e em seguida mensurando a diferença de energia transmitida pela fonte e recebida pelo detector. Em suma, a atenuação dos raios-X é proporcional à densidade do material que atravessam, visto que materiais mais densos absorvem energia com mais facilidade. Portanto, a atenuação de energia registrada no detector reflete a distribuição espacial de densidades da amostra de rocha.

Em um imageamento 3D, numerosos radiogramas são obtidos sequencialmente em diferentes seções de uma amostra, no intuito de mensurar todo o volume desta. Isto é feito trivialmente em um plugue cilíndrico, ao girá-lo em torno do seu próprio eixo durante uma medição usando ângulos incrementais pequenos, como ilustrado na Figura 2.1. Tais radiogramas são depois computados por algoritmos de reconstrução tomográfica, produzindo um objeto 3D voxelizado cujas amplitudes refletem às densidades das microestruturas internas da rocha. Tal dado pode ser então transformado em uma pilha de imagens 2D em escala de cinza, onde cada imagem corresponde a uma fatia transversal do plugue imageado, e as cores dos voxels indicam a densidade nestes pontos.

O contraste das amplitudes medidas dependerá de fatores como a potência da fonte, o tempo de emissão dos raios-X, a densidade e espessura da amostra e a sensibilidade do detector. O número de radiogramas obtidos e processados na reconstrução tomográfica também afetará a qualidade final das imagens. Tais características são geralmente ajustados de maneira interativa durante uma medição, dependendo do tipo de rocha e do objetivo da medida. Quanto a resolução dos voxels nas imagens finais, esta dependerá das distâncias entre a fonte, a amostra e o detector. De

modo geral, quanto menor a distância entre a fonte e a amostra, ou quanto maior a distância entre amostra e detector, maior será a resolução final das imagens. Isso está ilustrado na Figura 2.1.2, e descrito na relação a seguir (LEIDERMAN et al., 2017):

$$R = \frac{S}{S + D} F \quad (2.1)$$

na qual R é a resolução do pixel no detector, S e D são respectivamente as distâncias fonte-amostra e fonte-detector, e F é um fator referente às características do detector.

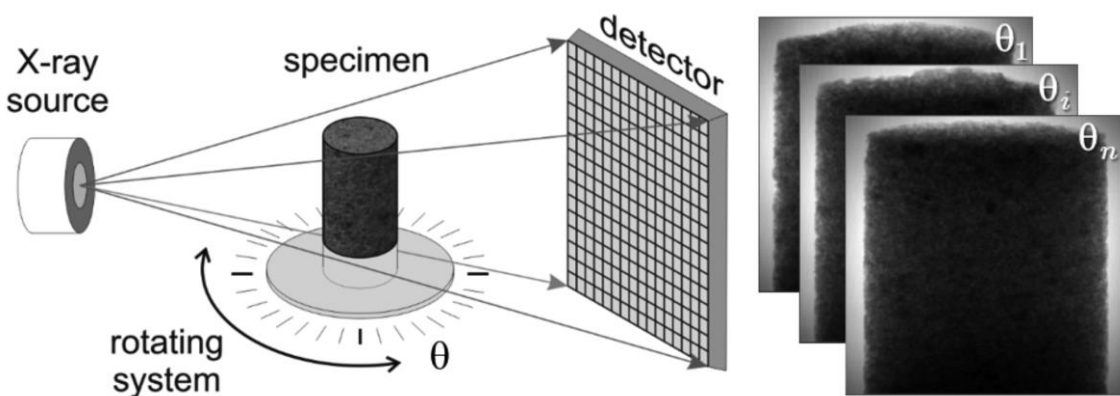


Figura 2.1: Esquemática da aquisição de radiogramas em uma medição de  $\mu$ xCT. Nota-se que cada radiograma à direita corresponde a um ângulo do plugue. (Fonte: LEIDERMAN, 2017, p. 3).

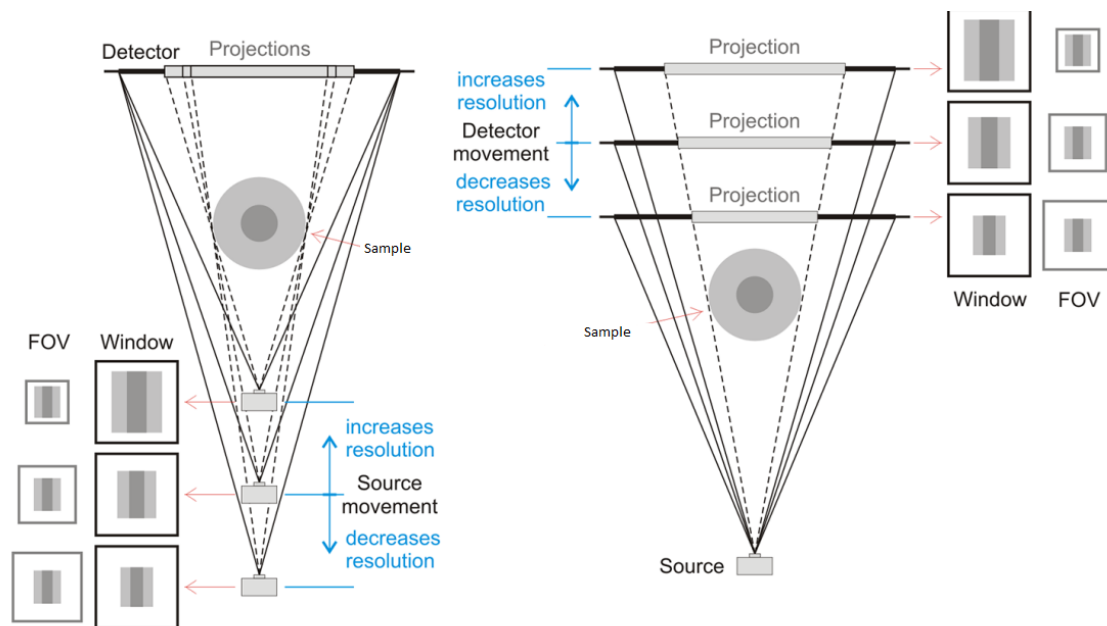


Figura 2.2: Esquemática do distanciamento entre fontes, amostras e detectores numa medição de  $\mu$ xCT, e como isto afeta a projeção final da rocha no detector de raios-X (Fonte: LEIDERMAN et al, 2017, p. 4).

Após o imageamento, as imagens de  $\mu$ xCT são então processadas e utilizadas nas demais etapas da Petrofísica Digital. Isto inclui filtragens de ruídos e artefatos, além de outras rotinas de processamento de imagens que visam aumentar a qualidade do dado. Por refletirem as densidades do meio, as imagens  $\mu$ xCT podem ser então segmentadas para mapear diferentes fases presentes nele. Um exemplo simples seria o mapeamento da estrutura porosa, que, como mencionado na seção anterior, é muito útil para simulações de RMN e de escoamento de fluidos. Neste caso, é comum aplicar um simples valor de corte (*threshold*) no histograma de cores da imagem 3D, para segmentar os voxels que representam sólidos dos que indicam não sólidos (poros). Nota-se que essa metodologia funciona bem aqui, pois o contraste de densidade entre poros e matrizes sólidas em um meio poroso é bastante acentuado, obviamente. Por outro lado, também é possível segmentar diferentes tipos de grãos e materiais que compõem as fases sólidas da rocha, já que minerais distintos também podem apresentar contrastes de densidade delineáveis. Nesse segundo caso, múltiplos cortes em histogramas podem ser utilizados para demarcar densidades distintas, e essa nova imagem segmentada serve de entrada para análises de parâmetros elásticos (LEIDERMAN et al., 2017), entre outros.

#### 2.4 Vantagens e Desvantagens

A utilização da *DCA* na Petrofísica vem crescendo substancialmente nos últimos anos, devido a diversos fatores. Um dos principais seria a forte demanda da indústria petrolífera, que não somente busca soluções petrofísicas avançadas para lidar com formações complexas (como os carbonatos do pré-sal brasileiro), mas também a redução das despesas associadas às análises destas. De fato, há um grande apelo em se realizar experimentos petrofísicos virtualmente em uma rocha, visto que a custo de obtenção, operação e manutenção de um computador – mesmo um de altíssima performance – é expressivamente menor do que a grande maioria dos aparatos experimentais comumente encontrados em um laboratório de Petrofísica (porosímetros, permeâmetros, células de pressão, centrífugas, etc.). Tal fato torna-se ainda mais evidente ao considerar os ensaios de SCA, que, como mencionado anteriormente, são bem mais custosos e complexos do que os de rotina. Considerando então o cenário ideal em que qualquer medição petrofísica consiga ser devidamente simulada em rochas digitais, fica evidente que o custo de um único computador é muito mais vantajoso do que o custo de qualquer outro aparato petrofísico, já que na prática a diferença entre um experimento “virtual” e outro é uma

simples questão de qual software é utilizado. Consequente, boa parte das despesas associadas às análises de Petrofísica Digital provém das etapas de imageamento das rochas (medições de  $\mu$ XCT, por exemplo), além da elaboração desses softwares que realizarão os tratamentos, análises e simulações nas rochas digitais.

Outro fator importante é o aumento exponencial e contínuo do poder computacional de PCs contemporâneos. Antigamente, grande parte das rotinas e simulações petrofísicas ordinárias poderiam demandar o uso de supercomputadores, além de levar vários dias para serem completadas. Hoje, tais simulações podem ser executadas em poucas horas usando um único CPU, ou até em alguns minutos utilizando uma GPU ordinária. Já nos casos em que tais rotinas são imensamente pesadas e requerem o uso de *hardware* mais poderosos, o emprego de serviços de computação sob demanda em nuvem como o *Google Compute Engine*, *Amazon Web Services* e *Microsoft Azure* viabiliza a execução destas a preços relativamente acessíveis. Serviços como o *Google Colaboratory* (ou “*Google Colab*”) são até gratuitos para pesquisadores, mesmo disponibilizando máquinas virtuais com quantidades consideráveis de memória RAM, e GPUs profissionais poderosas. Em suma, o acesso à computadores poderosos e os tempos necessários à execução das rotinas computacionais não representam mais um grande empecilho na Petrofísica Digital.

Quanto às análises e simulações em si, o fato delas serem realizadas em um meio virtual proporciona uma flexibilidade, controle e rigor não comumente observados em medições petrofísicas reais. Um exemplo disto seria o fato de que é possível simular um experimento complexo sob condições perfeitas, ou seja: sem a ocorrência de deriva e/ou ruídos experimentais, sob temperatura e pressão exatas, utilizando qualquer combinação de fluidos e materiais específicos, entre outros exemplos. De fato, qualquer erro experimental no contexto de Análise Digital de Rochas só ocorrerá se ele não for programado a ser evitado. Ademais, também é possível estabelecer em um meio virtual condições experimentais que são tecnicamente inviáveis, ou até impossíveis de serem replicadas em um aparato real. Exemplos disto seriam realizar experimentos sob temperaturas e pressões exorbitantes, modificar propositalmente algumas características físicas das rochas para responder questões complexas, usar de campos magnéticos perfeitamente homogêneos (relevante às simulações de RMN), entre outros.

Consequentemente, a própria natureza do objeto de estudo é também uma vantagem: uma rocha virtual, ao contrário de um plugue físico, possui todas os benefícios de ser um dado digital. Portanto, ela pode ser trivialmente armazenada (em um pen-drive,

HDD, ou até na nuvem), replicada (simples operação de cópia de arquivos), compartilhada (através da internet), subamostrada, fragmentada, comprimida, expandida, deformada, etc. Além disto, qualquer ensaio petrofísico destrutivo não “destruirá” uma rocha digital. Em suma, a partir do momento que uma rocha é imageada digitalmente, sua informação pode ser distribuída, modificada, e utilizada livremente e simultaneamente em qualquer rotina computacional em qualquer PC, sem os impedimentos comumente encontrados ao lidar com um objeto físico frágil. Quanto às rochas sintéticas, obviamente é mais fácil de criá-las e controlar suas características petrofísicas em ambiente virtual do que no mundo real.

De maneira geral, todos os benefícios citados acima atestam a viabilidade da utilização da Petrofísica Digital como alternativa atraente às demais análises petrofísicas. Porém, também há muitos desafios que dificultam o uso responsável destas metodologias, que podem ser encontrados ao longo das 3 etapas da área. Exemplos disto seriam a ocorrência de erros durante o imageamento, processamento, segmentação das imagens, ou até mesmo na preparação das amostras de rocha para análises. Tais falhas, se não constatadas e consertadas, podem acarretar em interpretações petrofísicas errôneas.

Outra questão importante é o quão representativas de fato são as rochas digitais, durante o estudo de uma formação. Nesse âmbito, a resolução das imagens exibe bastante importância, visto que ela indica o nível de detalhamento observável das microestruturas internas de uma rocha. Obviamente, quanto mais detalhado for o meio, mais bem representadas estarão essas microestruturas, e melhor serão as análises virtuais subsequentes, principalmente no caso das simulações de RMN. Resoluções muito baixas, por outro lado, podem não resolver bem algumas particularidades importantes do sistema poroso, como por exemplo a presença de rugosidades na parede dos poros, certas geometrias de poros muito pequenos, ou até a própria presença destes em uma rocha digital. Este último caso é bastante problemático, já que a existência de poros muito pequenos numa formação pode não ser identificável nas rochas digitais, mas influem consideravelmente nas respostas petrofísicas reais.

Por outro lado, imagens 3D com resoluções muito altas podem não representar devidamente uma formação. Um exemplo disso seria comparar o volume de duas rochas digitais de mesmas dimensões (500x500x500 voxels, por exemplo), porém com resoluções de  $0,1\mu m$  e  $1\mu m$ , respectivamente. Obviamente, a primeira possuiria um sistema poroso muito mais detalhado do que a segunda, mas também representaria um volume de rocha 1000 vezes menor, correspondendo assim um comportamento localizado



de uma rocha. Consequentemente, isso seria catastrófico nas análises de formações extremamente heterogêneas.

Por fim, também existem desafios ao elaborar e implementar certas análises e simulações numéricas em um ambiente virtual, de maneira precisa e sem desprezar as limitações impostas pelas imagens de rochas digitais. Tal problema fica mais acentuado, visto que boa parte dessas rotinas podem ser extremamente complexas, em um ponto de vista computacional. Portanto, ao estudar os entregáveis da Petrofísica Digital, e principalmente compará-los às medições obtidas de RCA e SCA, todos esses problemas citados acima devem ser tratados, para garantir que esses entregáveis correspondam de fato à rocha estudada.

**RESSONÂNCIA MAGNÉTICA NUCLEAR  
NA PETROFÍSICA**

### 3 RESSONÂNCIA MAGNÉTICA NUCLEAR NA PETROFÍSICA

Desde de sua descoberta em meados do século 20 (PURCELL et al., 1949, BLOCH et al., 1949), o fenômeno da Ressonância Magnética Nuclear (RMN) tem sido utilizado em diversas ciências como uma poderosa ferramenta de análise de processos físico-químicos de pequena escala – microscópica à atômica – em diferentes materiais. Áreas como a Física e a Química utilizam a RMN para estudar a dinâmica dos átomos, moléculas e de suas ligações químicas, enquanto que na Medicina ela permite o imageamento não-invasivo da anatomia e de certos processos biológicos do corpo humano. Já na Petrofísica, a RMN é aplicada na investigação – também de maneira não-invasiva – dos sistemas porosos saturados por fluidos em rochas-reservatório. Isto porque a resposta relaxométrica dos fluidos contidos nesses materiais reflete na porosidade e numa pseudo-distribuição de tamanho de poros destes, oferecendo assim informações petrofísicas valiosas sobre a rocha. Neste capítulo, será discutido o fenômeno da RMN e sua aplicação no estudo da Petrofísica de rochas-reservatórios.

#### 3.1 Magnetismo Nuclear e Precessão de Spin

O fenômeno da RMN ocorre exclusivamente em elementos cujos núcleos atômicos possuem um momento angular  $\vec{J}$  – ou *spin* – não nulo, como por exemplo  $^1H$ ,  $^{13}C$ ,  $^{17}O$  e  $^{23}Na$ . Aliado ao  $\vec{J}$ , o núcleo também possui um momento magnético  $\vec{\mu}$  não nulo, paralelo à  $\vec{J}$ . Estes são relacionados por:

$$\vec{\mu} = \gamma \vec{J} \quad (3.1)$$

na qual  $\gamma$  é a razão giromagnética do núcleo. O valor de  $\gamma$  é constante e único para cada tipo de núcleo atômico (DUNN et al., 2002), como por exemplo:  $\gamma = 42,576 \text{ MHz/T}$  para o núcleo de hidrogênio ( $\text{spin} = 1/2$ ) e  $\gamma = 11,262 \text{ MHz/T}$  para o de sódio ( $^{23}Na$ ). Neste trabalho, será considerado apenas o  $^1H$ , cujo núcleo atômico consiste num único próton.

Quando submetido a um campo magnético  $\vec{B}_0$ , este exerce um torque em  $\vec{\mu}$ , de valor  $\mu B_0$ , que faz com que o próton tenda a se orientar na direção de  $\vec{B}_0$ . Porém, como  $\vec{J}$

também é atuante, o próton precessiona em torno de  $\vec{B}_0$ , similarmente ao movimento de um giroscópio. Este movimento de precessão está esquematizado na Figura 3.1.

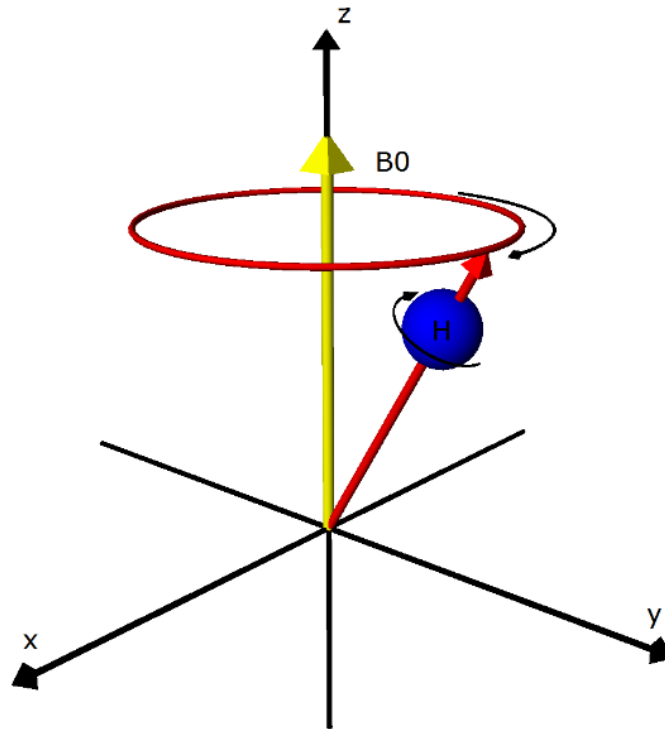


Figura 3.1: Esquematização da precessão do spin de um próton sujeito a um campo magnético  $\vec{B}_0$ .

Ao descrever o movimento de precessão de um spin sujeito a  $\vec{B}_0$ , temos que:

$$\frac{d\vec{J}}{dt} = \vec{\mu} \times \vec{B}_0 \quad (3.2)$$

Derivando a equação 3.1 em relação ao tempo e juntando-a à equação 3.2.:

$$\frac{d\vec{\mu}}{dt} = \vec{\mu} \times (\gamma \vec{B}_0) \quad (3.3)$$

A equação 3.3 indica que para cada instante de tempo  $dt$ , o vetor  $\vec{\mu}$  move um ângulo de valor  $\gamma B_0 dt$ . Finalmente, obtemos a expressão da taxa de precessão do spin em torno de  $\vec{B}_0$ , chamada de *Frequência de Ressonância* ou *Frequência de Larmor*:

$$f_{Larmor} = \frac{\omega_{Larmor}}{2\pi} = \frac{\gamma B_0}{2\pi} \quad (3.4)$$

A frequência de Larmor é uma característica chave para o experimento RMN, pois é nela em que os spins absorvem/emitem radiação eletromagnética com máxima eficiência. Nota-se pela equação 3.4 que diferentes espécies de núcleos atômicos terão frequências de Larmor distintas se submetidos a um mesmo campo  $\vec{B}_0$ , o que é muito útil em um experimento RMN para distinguir diferentes elementos.

### 3.2 Polarização e Magnetização Resultante

Considerando agora um sistema com inúmeros núcleos de  $^1\text{H}$ , sob temperatura e pressão ambiente e sem a influência de campos magnéticos externos, a orientação dos spins é caótica e regida apenas pela dinâmica do movimento Browniano (COATES, 1999) (Figura 3.2, b). Conseqüentemente, a magnetização resultante desse sistema é nula em qualquer instante, como esquematizado na Figura 3.2, c.

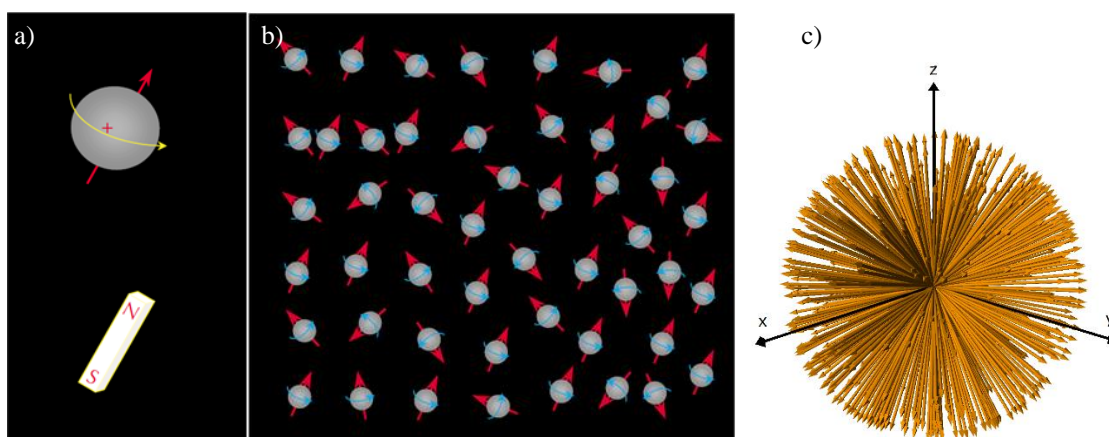


Figura 3.2: a) o núcleo de  $^1\text{H}$  age como uma barra magnética, em decorrência de seu magnetismo intrínseco; c) na ausência de um campo magnético externo, o alinhamento do  $\vec{\mu}$  dos protons é aleatório (adaptados de *NMR Logging – Principles and Applications*, 1999). c) cada vetor na figura indica uma direção aleatória de  $\vec{\mu}$ , ficando evidente que o somatório destes vetores se anula.

Quando o mesmo sistema é submetido a um campo  $\vec{B}_0$ , os spins precessionam no eixo da direção de  $\vec{B}_0$ , onde spins cujos eixos de precessão são paralelos ao  $\vec{B}_0$  se encontram no estado de baixa energia, e spins com eixos de precessão anti-paralelos ao  $\vec{B}_0$  estão no estado de alta energia (como esquematizado na Figura 3.3, a). Quanto maior for a magnitude de  $\vec{B}_0$ , mais spins precessionarão no estado de baixa energia, como ilustrado na Figura 3.3 b. Portanto, o sistema terá agora uma magnetização resultante  $\vec{M}_0$

não nula, na mesma direção de  $\vec{M}_0$  e proporcional à diferença entre o número de spins de baixa e alta energias (Figura 3.3 c) (COATES et al., 1999).

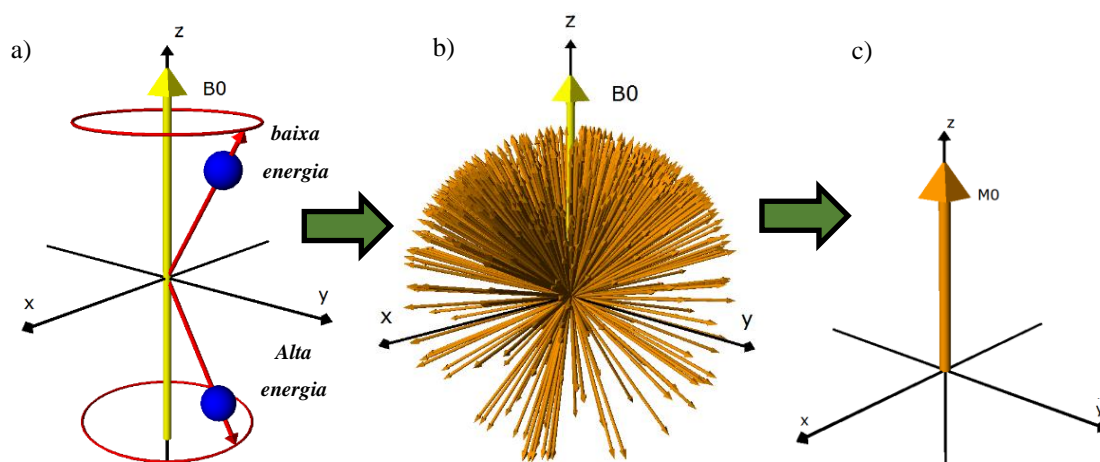


Figura 3.3: a) A precessão de dois spins sob dois estados energéticos: baixa energia (orientação do eixo de precessão paralela a  $\vec{B}_0$ ) e alta energia (orientação do eixo de precessão anti-paralela a  $\vec{B}_0$ ). b) Ilustração do alinhamento preferencial dos spins em direção do campo magnético externo  $\vec{B}_0$ , num determinado instante. O ângulo entre a orientação dos spins e  $\vec{B}_0$  esta relacionado à energia deles. c) A magnetização resultante do sistema  $\vec{M}_0$ , paralela a  $\vec{B}_0$  e decorrente da orientação preferencial dos spins em direção ao campo. Baseados em ilustrações nos livros *NMR Logging – Principles and Applications* (1999) e *Spin Dynamics: Basics of Nuclear Magnetic Resonance* (2001).

A intensidade desta magnetização ( $M_0$ ) é observável e proporcional à quantidade de protons no sistema ( $N$ ), à razão giromagnética do núcleo, à intensidade de  $\vec{B}_0$  e ao inverso da temperatura absoluta do sistema ( $T$ ). Tais grandezas estão relacionadas pela Lei de Curie, dada por:

$$M_0 = N \frac{\gamma^2 \hbar^2 I(I+1)}{3T(4\pi^2)k_B} B_0 \quad (3.5)$$

na qual  $k_B$  é a constante de Boltzmann,  $\hbar$  é a constante de Planck e  $I$  é o número quântico de spin do núcleo (COATES et al., 1999).

O processo de alinhamento dos spins à  $\vec{B}_0$  – também é chamado de *polarização* – não ocorre instantaneamente, mas desenvolve-se gradualmente até que o sistema atinja o seu equilíbrio térmico e uma magnetização resultante com intensidade  $M_0$ . A taxa de

variação da magnetização resultante no eixo longitudinal em relação ao tempo -  $M_z$  - foi descrita por BLOCH (1946):

$$\frac{dM_z}{dt} = \frac{M_0 - M_z}{T_1} \quad (3.6)$$

$$M_z = M_0 \left( 1 - e^{-\frac{t}{T_1}} \right) \quad (3.7)$$

na qual  $t$  é o tempo de exposição do sistema a  $\vec{B}_0$  e a contante  $T_1$  é chamada de *tempo de relaxação longitudinal*. O valor de  $T_1$  é uma propriedade relacionada às características do sistema de spins e ao meio em que se encontram, refletindo no quão efetiva é a troca de energia magnética dos spins neste sistema (DUUN et al., 2002).

### 3.3 Perturbação Eletromagnética e Relaxação Transversal

Como comentado anteriormente, é possível interagir com os spins de um sistema usando radiação eletromagnética, se esta for aplicada numa frequência igual à frequência de Larmor dos spins no sistema. Portanto, se colocarmos uma bobina de rádio frequência (RF) em torno do sistema descrito na seção anterior, orientada em uma direção perpendicular à  $\vec{B}_0$  (eixo x da Figura 3.3, c), e em seguida aplicarmos uma corrente elétrica oscilatória na bobina, esta produzirá um campo magnético oscilatório linearmente polarizado  $\vec{B}_1$  na mesma direção do eixo da bobina. É conveniente expressar este campo como a soma de dois campos polarizados circularmente, que rotacionam em torno do eixo x, em direções opostas:

$$\vec{B}_1 = \begin{cases} B_1(\vec{x} \cos \omega_{B_1} t + \vec{y} \sin \omega_{B_1} t) \\ B_1(\vec{x} \cos \omega_{B_1} t - \vec{y} \sin \omega_{B_1} t) \end{cases} = 2B_1 \vec{x} \cos \omega_{B_1} t \quad (3.8)$$

na qual  $B_1$  é a magnitude do campo,  $\omega_{B_1}$  é a frequência angular da oscilação e  $\vec{x}$  e  $\vec{y}$  são vetores unitários dos eixos x e y. Um desses campos circulares gira no sentido contrário à precessão dos spins do sistema e seu efeito sob este pode ser negligenciado se  $B_1 \ll B_0$ . Em contrapartida, o outro rotacionará no mesmo sentido da precessão e interagirá com os spins do sistema se  $\omega_{B_1} = \omega_{Larmor}$ . Neste caso, o campo  $\vec{B}_1$  fará que os spins

precessionem em fase e transferirá energia a eles, o que configura de fato o fenômeno da Ressonância Magnética. (COATES et al., 1999; DUUN et al., 2002).

Para esquematizar o efeito de  $\vec{B}_1$  sob a magnetização resultante do sistema, é interessante considerar um novo sistema cartesiano rotatório, em que as coordenadas  $x$  e  $y$  (o plano ortogonal a  $z$ ) giram em torno do eixo  $z$ , com velocidade angular  $\omega_{Lamor}$ . Assim, temos novas coordenadas giratórias  $x'$  e  $y'$ , e  $\vec{B}_1$  torna-se estacionário e orientado no eixo  $x'$ , como ilustrado na Figura 3.5. Aplicando um pulso na bobina,  $\vec{B}_1$  exercerá um torque na magnetização resultante, girando-a em torno de  $\vec{x}'$  um ângulo  $\theta$  dado por:

$$\theta = \gamma B_1 \sigma \quad (3.9)$$

na qual  $\sigma$  é o tempo de aplicação do campo  $\vec{B}_1$ . Com esta rotação, a magnetização resultante do sistema ganha uma componente no plano  $xy$ , denominada  $M_{xy}$ , igual a  $M_0 \sin \theta$ . Portanto,  $M_{xy}$  terá seu valor máximo  $M_{xy} = M_0$  quando  $\theta = \pm \frac{\pi}{2}$ .

Após o pulso, a corrente da bobina é desligada e o campo  $\vec{B}_1$  extinguido. Portanto, os spins do sistema voltarão a precessionar em torno de  $\vec{B}_0$ , como ilustrado na Figura 3.5. Este processo também não é instantâneo, onde a perda de magnitude em  $M_{xy}$  ocorre ao longo de um tempo determinando, assim como o aumento de  $M_z$ , até que o sistema atinja novamente o equilíbrio térmico. O decaimento de  $M_{xy}$  também foi descrito por BLOCH como:

$$\frac{dM_x}{dt} = -\frac{M_x}{T_2} \quad \& \quad \frac{dM_y}{dt} = -\frac{M_y}{T_2} \quad (3.10)$$

$$M_{xy} = M_0 e^{-\frac{t}{T_2}} \quad (3.11)$$

na qual a constante  $T_2$  é chamada de *tempo de relaxação transversal*. Assim como  $T_1$ , o valor de  $T_2$  está relacionado às interações magnéticas dos spins no sistema durante a relaxação, remetendo a fenômenos físicos que promovem a perda da magnetização transversal. Sendo assim, diferentemente da relaxação longitudinal, a relaxação transversal também é acelerada pela defasagem da precessão dos spins. Isto porque a perda de coerência na precessão dos spins diminui o vetor da magnetização resultante no plano transversal. Isto será mais detalhado na próxima seção.



É importante ressaltar então que  $T_1$  e  $T_2$  são regidos por fenômenos distintos, mas  $T_2$  será sempre menor ou igual a  $T_1$ , como ilustrado na Figura 3.6.

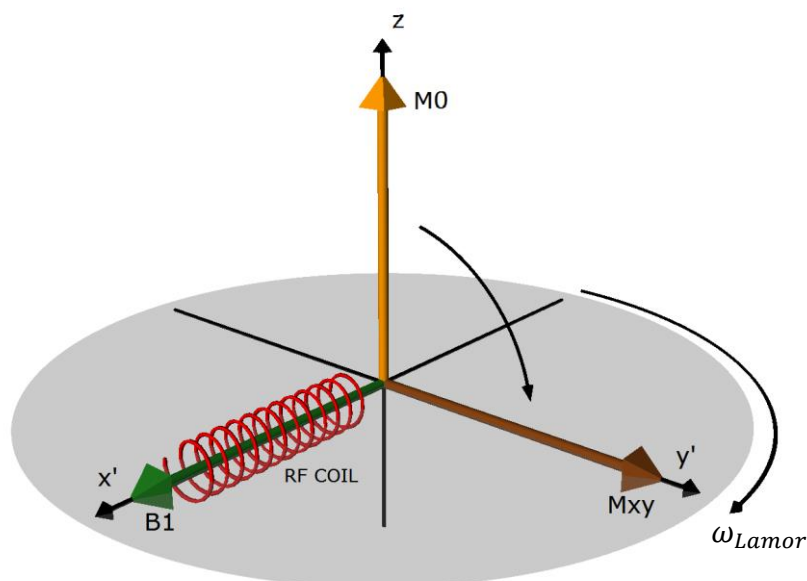


Figura 3.4: Esquemática da aplicação de um campo magnético oscilatório  $\vec{B}_1$ , gerado por uma bobina de rádio frequência colocada em torno do sistema de spins e orientada no eixo x. Considerando um sistema de coordenadas girantes com velocidade angular igual a  $\omega_{Lamor}$ ,  $\vec{B}_1$  é estacionário e produz uma rotação na magnetização resultante do sistema, defletindo-a para o plano xy (baseado em ilustrações no livro *Nuclear Magnetic Resonance: Petrophysical and Logging Applications*, 2002).

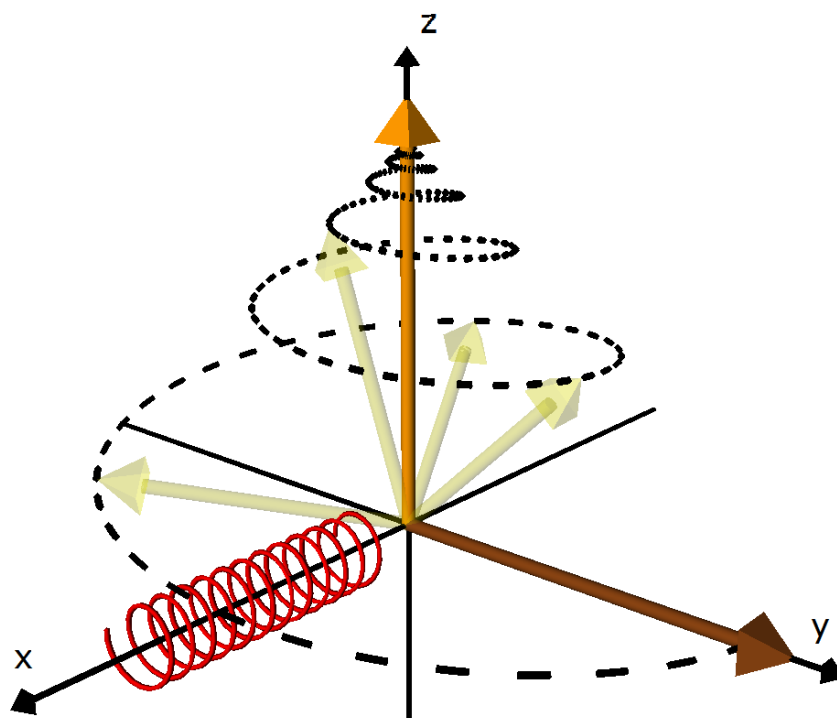


Figura 3.5: Esquemática do processo de relaxação transversal (baseado em ilustrações no livro *Nuclear Magnetic Resonance: Petrophysical and Logging Applications*, 2002).

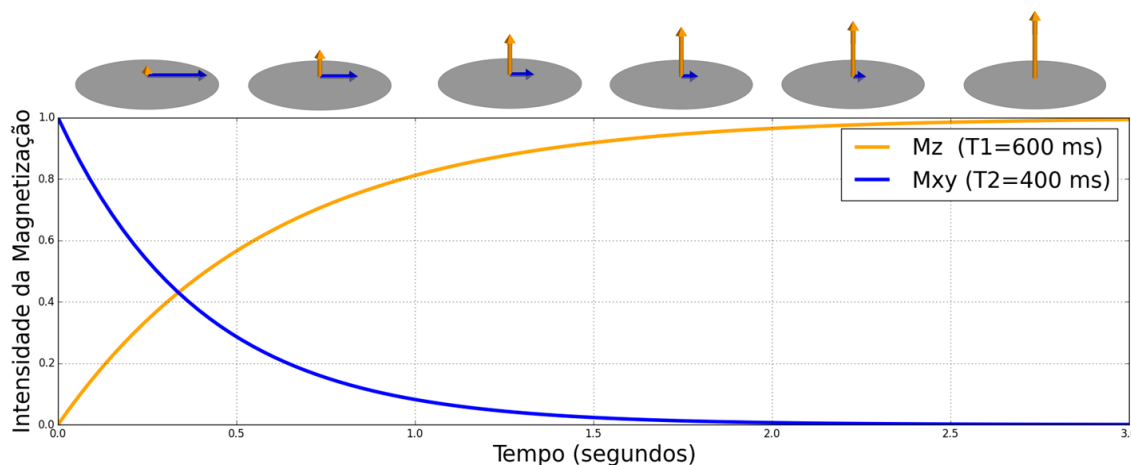


Figura 3.6: Gráfico demonstrando a intensidade normalizada das magnetizações longitudinal e transversal durante a relaxação, utilizando valores diferentes para  $T_1$  e  $T_2$  (baseado em ilustrações do livro *NMR Logging – Principles and Applications, 1999*).

### 3.4 FID e Eco de Hahn

Durante a relaxação transversal, a magnetização resultante do sistema gira em torno de  $\vec{B}_0$ , devido a precessão dos spins que estão em fase. Esta variação magnética induz uma corrente elétrica na mesma bobina que gerou o campo  $\vec{B}_1$ , cuja amplitude decai de acordo com  $M_{xy}$ , conforme a lei de indução de Faraday. Consequentemente, esse sinal elétrico corresponde ao decaimento de  $M_{xy}$  ao longo do tempo, e pode ser medido durante um experimento de RMN. A curva originada deste sinal é chamada de *Decaimento Livre de Indução* ou FID (*Free Induction Decay*). Quando o pulso RF aplicado causa a deflexão de  $\theta = 90^\circ$ , o valor da amplitude na curva do FID no tempo  $t = 0$  pode ser utilizado para mensurar  $M_0$ .

Em um cenário ideal onde  $\vec{B}_0$  é perfeitamente homogêneo ao longo de todo o sistema, e não há nenhum outro campo magnético atuando neste, o sinal FID seria regido apenas pela equação 3.11, dependendo diretamente do valor de  $T_2$ . Isto porque sob um  $\vec{B}_0$  homogêneo, todos os spins do sistema precessionariam numa mesma frequência de Larmor, e não haveria perda de coerência de fase entre os spins em decorrência do campo. No entanto, isto não ocorre durante uma medição de RMN real, devido a imperfeições do campo  $\vec{B}_0$ , além da interferência de outros campos magnéticos atuantes num experimento real. Estas heterogeneidades magnéticas no sistema fazem com que diferentes spins estejam submetidos a diferentes  $B_0$ , e por isso precessionam em frequências de Larmor distintas. Isto provoca a defasagem deles durante a relaxação, já que alguns spins

precessionam mais rápido que outros, resultando na dispersão de suas orientações e na atenuação de  $M_{xy}$ , como ilustrado na Figura 3.7 a. Como a não homogeneidade de  $\vec{B}_0$  não está relacionada às características físico-químicas do sistema, a relaxação observada no FID não é atribuída ao  $T_2$  “natural” do sistema, e sim a um  $T_2^*$  que inclui a influência instrumental. Essa relaxação é geralmente mais intensa do que a do  $T_2$  “natural” do sistema, e seu efeito precisa ser anulado para se obter  $T_2$  corretamente. A Figura 3.7 b demonstra um FID e a curva  $T_2$  de uma simulação do experimento RMN através das equações de Bloch (MORAES & CONALGO, 2014), onde nota-se a diferença entre a curva  $T_2$  e a curva  $T_2^*$  descrita pelo FID.

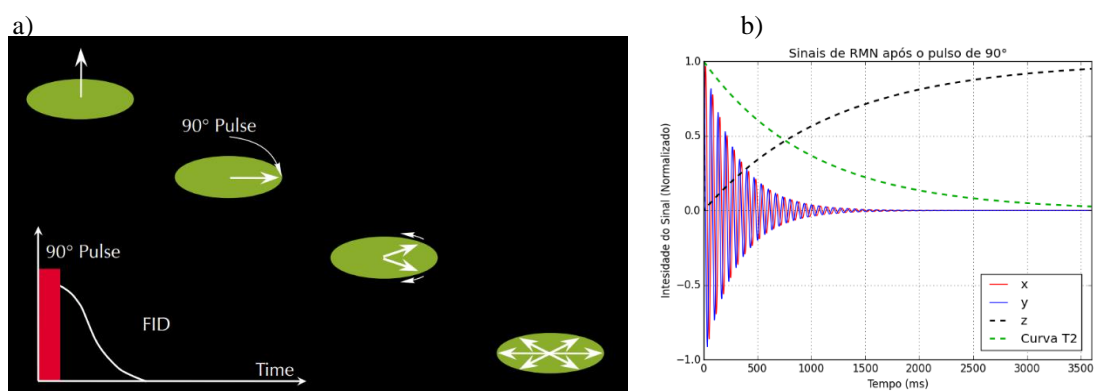


Figura 3.7: a) Ilustração da defasagem dos spins após a aplicação de um pulso de  $90^\circ$ , devido a inhomogeneidade de  $\vec{B}_0$ . Essa defasagem causa um espalhamento da orientação dos spins no plano  $xy$  giratório, que atenua o sinal de  $M_{xy}$  (Fonte: COATES et al., 1999). b) Gráfico gerado a partir de uma simulação do experimento RMN (baseado em MORAES & COLNAGO, 2014), onde o “x”, “y” e “z” são as magnetizações  $M_x$ ,  $M_y$  e  $M_z$ , e o tracejado verde é a curva  $T_2$  da simulação. Pela figura fica nítido que o decaimento delineado pelo FID é mais rápido que o decaimento de  $T_2$ .

A melhor maneira de contornar essa defasagem é aplicar mais um pulso eletromagnético no sistema, após um determinado tempo  $\tau$ , que rotacione a magnetização resultante  $180^\circ$  em torno do eixo  $x$ . Isto invertará a orientação dos spins no plano transversal girante, colocando os que estavam inicialmente “atrasados” em relação à rotação do plano – que precessionam mais devagar – “na frente” e os spins “adiantados” – que precessionam mais rápido – “atrás”. Dessa maneira, considerando que a taxa de defasagem manteve-se igual, a orientação dos spins tenderá a convergir, colocando-os em fase novamente após o mesmo tempo  $\tau$ . Uma analogia muito utilizada para explicar este fenômeno é que: “em uma corrida entre uma lebre e uma tartaruga, se o sentido da corrida for invertido após um determinado tempo  $\tau$ , elas cruzarão a linha de chegada juntas”.

A medida em que os spins são refocalizados, a magnitude de  $M_{xy}$  cresce até atingir um máximo no momento em que os spins entram em fase. Após isso, a defasagem continua e  $M_{xy}$  decai novamente na mesma taxa observada após o pulso de  $90^\circ$ . Este fenômeno (esquematizado na Figura 3.8) produz um eco no sinal do FID, chamado de *Eco de spin* ou *Eco de Hahn*, em homenagem ao seu descobridor (HAHN, 1950).

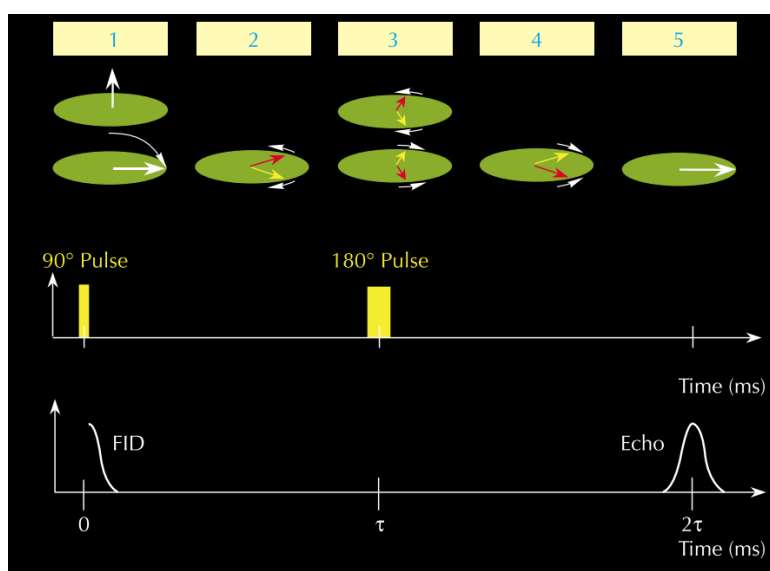


Figura 3.8: Esquematização das “etapas” do eco de Hahn: 1- o pulso de  $90^\circ$  é aplicado e a magnetização resultante é defletida para o plano  $xy$  girante; 2- os spins começam a defasar devido a inhomogeneidades em  $\vec{B}_0$ ; 3- o pulso de  $180^\circ$  é aplicado, e a magnetização no plano  $xy$  se inverte; 4- a defasagem continua, mas agora os spins com maiores frequências de Larmor estão atrasados e os com menores frequências estão adiantados; 5- depois do tempo  $2\tau$ , os spins entram em fase novamente, o que induz o eco de Hahn no FID. Fonte: COATES et al. (1999).

O eco de Hahn permite reverter a defasagem causada por efeitos instrumentais (imperfeições em  $\vec{B}_0$  e a presença de outros campos externos) que contribuem para o valor de  $T_2^*$ , contanto que  $\tau$  seja pequeno o suficiente para reverter esta defasagem. No entanto, outros efeitos que dependem do tempo  $T_2$  são irreversíveis e a relaxação transversal acontece independente da geração dos ecos de Hahn (DUNN et al., 2002). Dessa forma, se após o primeiro pulso de  $90^\circ$  forem aplicados vários pulsos de  $180^\circ$  consecutivos, espaçados no mesmo intervalo de tempo  $2\tau$  (ou  $TE - \text{Tempo ao Eco}$ ), a amplitude máxima dos ecos gerados corresponderão à curva de relaxação transversal, ou da “curva  $T_2$ ” (Figura 3.9). Essa sequência de pulsos descrita é a denominada *sequência Carr-Purcell-Meiboom-Gill*, ou *sequência CPMG* (CARR & PURCELL, 1954; MEIBOOM & GILL, 1958), que é o método mais utilizado para a medição da curva  $T_2$ .

No caso dos fluidos, a difusão das moléculas em campos não homogêneos também provoca uma defasagem nos spins, já que as moléculas do fluido se movimentam aleatoriamente ao longo do sistema, “sentindo” diferentes magnitudes de  $\vec{B}_0$  ao longo da relaxação. A contribuição deste fenômeno na curva  $T_2$  é considerável se o coeficiente de difusão do fluido analisado e/ou o valor do  $\tau$  na sequência CPMG forem muito grandes. Por outro lado, o emprego de valores  $\tau$  pequenos consegue minimizar a contribuição desse efeito em líquidos, por terem o coeficiente de difusão menores. Já nos gases, o coeficiente de difusão costuma ser maior, e tal contribuição já não pode ser facilmente anulada.

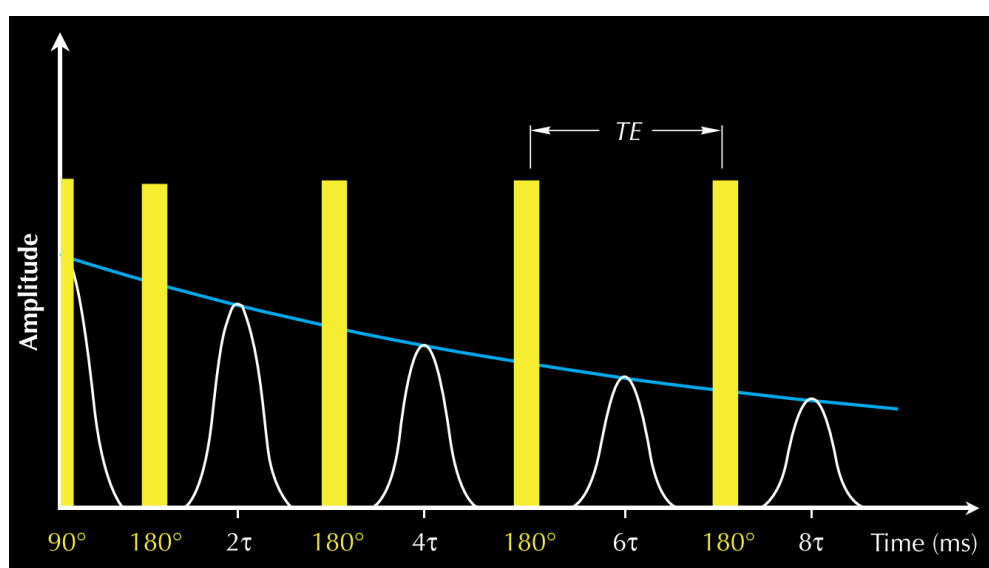


Figura 3.9: Esquematização da sequência de pulsos CPMG, em que um trem de ecos de Hahn é obtido pela aplicação de um pulso de  $90^\circ$  seguido de vários pulsos de  $180^\circ$  consecutivos, intervalados pelo tempo  $2\tau$  (ou o tempo ao eco “TE”). A linha azul no gráfico corresponde à curva  $T_2$ , que coincide com os picos nos ecos de Hahn, e por isso a sequência CPMG permite a obtenção da curva  $T_2$ . Fonte: COATES (1999).

### 3.5 RMN de Baixo Campo em Meios Porosos

Como dito anteriormente, o experimento RMN é utilizado para estudar meios porosos saturados por fluidos. No caso da indústria do petróleo, os meios estudados são rochas sedimentares que servem como reservatórios de hidrocarbonetos, como os arenitos e carbonatos. Estas rochas são normalmente encontradas na natureza preenchidos por água ou por hidrocarbonetos, ambos fluidos com hidrogênio abundante em suas estruturas moleculares. Portanto, as ferramentas de medições de RMN são calibradas para emitir e detectar sinais que estejam na frequência de Larmor do hidrogênio, considerando a

amplitude do campo  $\vec{B}_0$  aplicado pela ferramenta. Apesar da fase sólida de certos tipos de rocha possuir hidrogênio em sua estrutura, os tempos de relaxação dos  $^1\text{H}$  nesses casos são muito curtos se comparados aos tempos de relaxação dos fluidos que normalmente saturam as rochas. Considerando estes fatores, é possível afirmar que as medições de RMN de  $^1\text{H}$  em rochas reservatórios são relacionadas quase que exclusivamente à resposta magnética dos fluidos nos poros.

Nos ensaios laboratoriais comuns, a amostra de rocha é previamente saturada por um fluido como água ou óleo (dependendo do objetivo da análise), e colocada no espectrômetro de RMN. Este consiste num tubo envolvido por uma bobina de RF e posicionado perpendicularmente entre dois magnetos permanentes, com polarizações opostas (Figura 3.10 esquerda). Os magnetos geram o campo homogêneo  $\vec{B}_0$  necessário ao experimento, que deve ser o mais homogêneo possível para minimizar os problemas de defasagem. Por outro lado, a bobina RF é responsável por criar campo  $\vec{B}_1$  e detectar o sinal elétrico induzido pelas variações de  $M_{xy}$ , durante um experimento. Os circuitos da bobina são controlados por um computador, que determina os tempos de aplicação das sequências de pulsos do experimento, e recebe os sinais do FID digitalizados.

Nas medições *in situ*, as ferramentas de perfilagem RMN também utilizam um arranjo de magnetos permanentes e bobinas RF, mas neste caso os campos são propagados ao redor da ferramenta, no intuito de realizar as medições nas rochas da formação atravessada pelo poço (Figura 3.10 direita). Em ambos os equipamentos, a sequência CPMG pode ser aplicada para a obtenção de curvas  $T_2$  e do valor de  $M_0$  para cada amostra ou intervalo (profundidade) do poço.

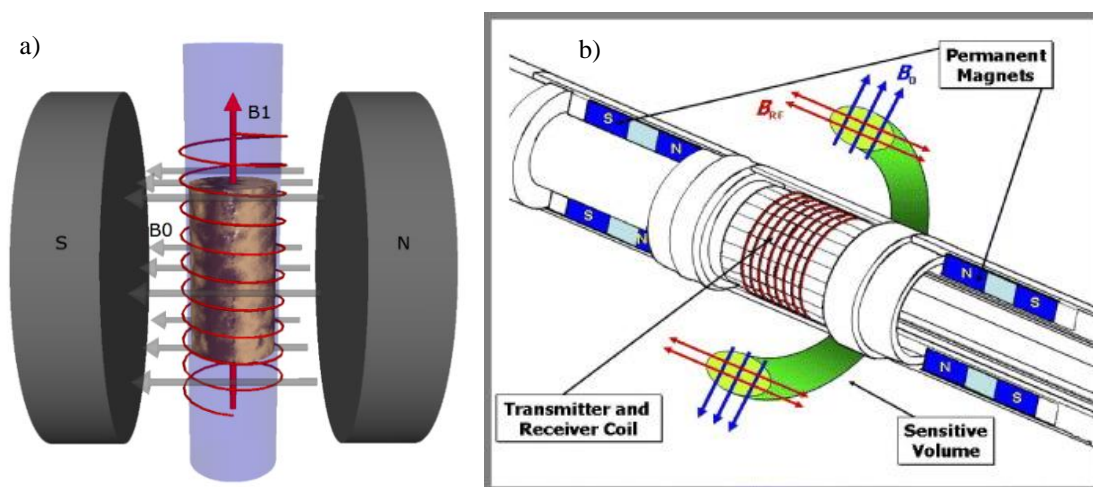


Figura 3.10: Esquemática da ferramenta RMN: a) Em laboratório (ilustração gerada utilizando o programa VPython); b) Em poço (Fonte: [www.aramcoexpats.com](http://www.aramcoexpats.com)).

Como  $M_0$  é proporcional ao número de prótons presentes no sistema, se considerarmos um fluido sob temperatura e pressão constante, e com abundância de  $^1\text{H}$  em sua composição,  $M_0$  será proporcional ao volume desse fluido. Deste modo, o valor de  $M_0$  pode ser utilizado para calcular a porosidade da rocha, através da relação:

$$\phi_{RMN} = \frac{M_{0rocha}}{M_{0100\%}} \quad (3.12)$$

na qual  $M_{0rocha}$  é a medida da magnetização resultante de uma rocha com seus poros totalmente saturados pelo fluido, e  $M_{0100\%}$  é a medida de um sistema “100%” preenchido por um fluido.  $\phi_{RMN}$  trata-se então de uma medida da porosidade total de uma rocha, que independe da litologia, e é bastante confiável em relação a outros métodos.

Para fluidos confinados num espaço poroso, existem três mecanismos principais que promovem relaxação magnética:

- **Relaxação *bulk* (intrínseca):** depende da interação entre os spins do sistema, e por isso está relacionada às características físico-químicas do fluido (viscosidade, composição, etc.).
- **Relaxação superficial:** causada pelas interações magnéticas entre os spins do sistema e as paredes do poro do meio, ocorrendo assim no contato rocha-fluido.
- **Relaxação difusional:** relacionada à difusão das moléculas quando sob a influência de gradientes de campo magnéticos – estes mecanismos afetam apenas a relaxação transversal.

Tais mecanismos influem nos valores de  $T_1$  e  $T_2$  de acordo com (COATES et al., 1999):

$$\frac{1}{T_1} = \frac{1}{T_{1bulk}} + \frac{1}{T_{1superfície}} \quad (3.13)$$

$$\frac{1}{T_2} = \frac{1}{T_{2bulk}} + \frac{1}{T_{2superfície}} + \frac{1}{T_{2difusão}} \quad (3.14)$$

A relaxação bulk sempre acontece em ambas relaxações, mas está relacionado exclusivamente às propriedades do fluido saturante, e por isso pode-se medir  $T_{2bulk}$

diretamente pelo experimento. Isto é feito colocando uma amostra do fluido num recipiente largo (removendo assim efeitos da relaxatividade superficial), e aplicando a sequência CPMG. Em geral,  $T_{2bulk}$  vale cerca de 2.8 segundos em salmouras, e a relaxação transversal observada destas pode ser descrita como um decaimento monoexponencial longo e simples (COATES et al., 1999). No caso dos óleos,  $T_{2bulk}$  pode ser mais complexo, depende da composição destes.

Como discutido anteriormente, o efeito da relaxatividade difusiva pode ser negligenciado em  $T_2$ , caso o fluido saturante não possua um alto coeficiente de difusão, e caso sejam utilizados valores de  $\tau$  pequenos na sequência CPMG. Porém, dependendo da rocha analisada, também haverá a presença de campos gradientes internos, originados a partir da interação de  $\vec{B}_0$  com os minerais magnéticos da rocha. Como este efeito é proporcional à intensidade do campo, é possível reduzi-lo se a magnitude de  $\vec{B}_0$  for baixa. Por isso, a técnica de RMN na Petrofísica costuma ser chamada também de RMN de Baixo Campo, já que é costume implementar magnetos mais fracos (e  $f_{Larmor}$  menores) para as análises petrofísicas, justamente para minimizar este efeito de medições de  $T_2$ .

O efeito da relaxação superficial está atribuído à existência de minerais para- ou ferro-magnéticos nas paredes dos poros da rocha, onde a presença de elementos como o ferro, magnésio, cromo e outros intensifica a relaxação dos spins (DUNN et al., 2002, SAIDIAN & PRASAD, 2015). Isto ocorre porque os spins sofrem defasagens irreversíveis ao difundirem muito próximos a tais elementos, devido aos gradientes magnéticos causados por estes. Assim, rochas sedimentares saturadas por água (e molháveis a ela) costumam ter forte relaxação superficial, que por sua vez domina os demais mecanismos.

Em uma importante análise teórica realizada por BROWSTEIN & TARR (1979), foi definido o que hoje é conhecido como “regime de difusão rápida”. Essencialmente, este regime considera que se os poros de uma sistema forem pequenos o suficiente, e se os mecanismos de relaxação superficial são fracos o suficiente, então é garantido que as moléculas de um fluido difundem e percorram toda a extensão do poro várias vezes, antes de seus spins relaxarem completamente. No mesmo trabalho, os autores concluíram que quando um sistema se encontra neste regime, temos que:

$$\left(\frac{V}{S}\right)_{poro} = \rho_{1,2} T_{1,2}^{superficie} \quad (3.15)$$



na qual  $S$  e  $V$  são respectivamente a superfície e o volume do poro, e  $\rho_{1,2}$  é a relaxatividade superficial deste poro (1 para longitudinal e 2 para transversal) (COATES et al., 1999). Vale notar que a razão  $\left(\frac{V}{S}\right)_{poro}$  é diretamente proporcional ao tamanho do poro, mas não carrega consigo a informação geométrica deste. Observa-se também a importância de  $\rho_{1,2}$ , já que ele relaciona diretamente o tempo  $T_2$  com o tamanho do poro.

O valor de  $\rho_{1,2}$  indica o quão intenso é o fenômeno de relaxatividade superficial, e depende da mineralogia da rocha, podendo variar bastante entre formações distintas (SOUZA et al., 2012), ou até mesmo em escala microscópica ao longo de uma rocha.

Existem algumas maneiras de estimar o valor de  $\rho_{1,2}$  em rochas sedimentares, mas elas em geral envolvem a realização de experimentos e/ou análises complexas/custosas feitos em laboratórios, enquanto que medições diretas in situ são inviáveis. Como exemplos notáveis, vale destacar os trabalhos de SOUZA et al. (2012), MARSCHALL et al. (1995) e BENAVIDES et al. (2020), onde  $\rho_2$  é obtido utilizando, respectivamente, experimentos de Difusão- $T_2$ ; correlações de  $T_2$  com curvas de pressão capilar obtidas pela técnica *MICP* (*Mercury Injection Capillary Pressure*); e correlações entre simulações e medições reais de  $T_2$ . A descrição dos dois primeiros métodos não será realizada neste trabalho, por fugirem um pouco do escopo do mesmo. Já o terceiro método será detalhado no próximo capítulo.

### 3.6 Distribuição de Tamanhos de Poro

As rochas-reservatório possuem normalmente um sistema poroso com diversos tipos e tamanho de poros diferentes, além de poderem conter mais de um tipo de fluido saturante. Portanto, o decaimento de  $M_{xy}$  não é descrito com um único valor de  $T_2$  (mono-exponencial), e sim por uma distribuição de  $T_2$  (decaimento multi-exponencial), onde cada tempo  $T_2$  está relacionado à uma amplitude de sinal correspondente a uma família de poros de mesmo tamanho, e com mesma disposição de fluidos. Este decaimento pode ser descrito como:

$$M_{xy}(t) = \sum M_{xy_i}(0)e^{-\frac{t}{T_{2i}}} \quad (3.16)$$

na qual  $M_{xy}(t)$  é a magnetização transversal no tempo  $t$  e  $M_{xy_i}(0)$  e  $T_{2_i}$  são a magnetização transversal inicial e o tempo  $T_2$  na  $i$ -ésima componente da relaxação transversal (COATES et al., 1999).

Como dito anteriormente, os mecanismos de relaxação superficial dominam os decaimentos de  $T_2$  em casos onde as rochas estão saturadas por salmoura ( $T_{2_{bulk}}$  longo e simples) e as condições experimentais minimizam os efeitos de relaxação difusiva. Neste cenário, os valores de  $T_2$  são tidos como diretamente proporcionais ao tamanho dos poros das rochas, como ilustrado na Figura 3.11. Portanto, nesse caso a distribuição de  $T_2$  pode ser considerada como uma *pseudo-distribuição* de tamanho de poro.

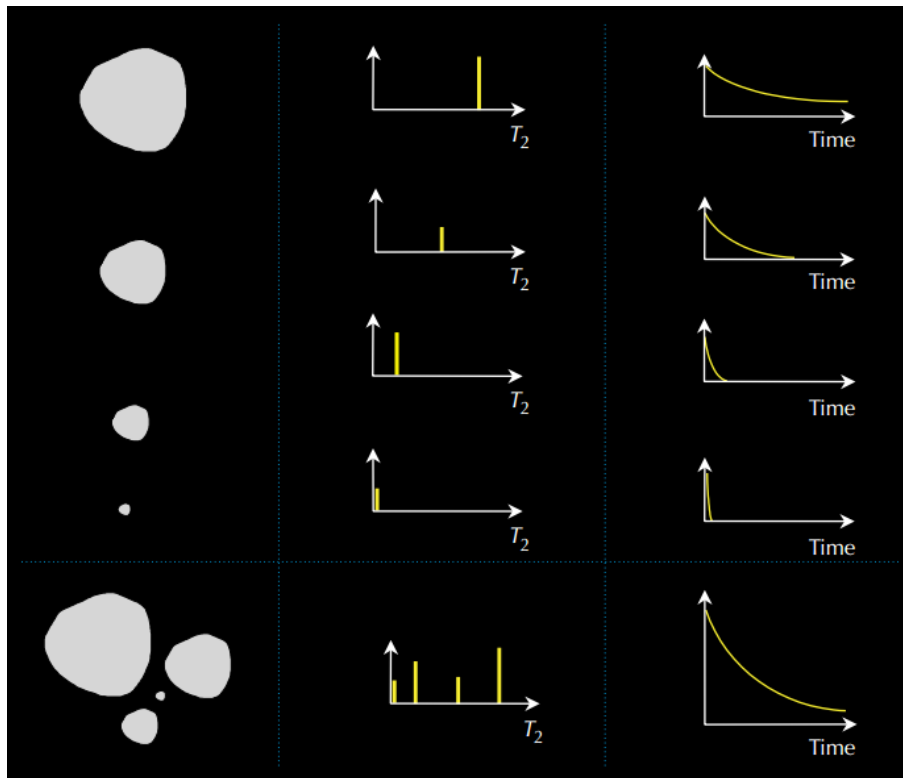


Figura 3.11: Esquematização da relação dos decaimentos do sinal RMN,  $T_2$  e os poros de uma rocha (Fonte: *NMR Logging – Principles and Applications, 1999*). Pela figura, observa-se que poros grandes resultam em  $T_2$  altos e decaimentos longos, enquanto que poros pequenos resultam em  $T_2$  pequenos e decaimentos curtos. Finalmente, num sistema com diversos tamanhos de poro, o decaimento é o somatório de várias exponenciais, descrito por uma distribuição de valores de  $T_2$ .

Expandindo mais um pouco a equação 3.16, temos que para o tempo  $t = 0$ :

$$M_0 = \sum M_{xy_i}(0) \quad \rightarrow \quad M_{xy_i}(0) = M_0 C_i, \quad \text{onde} \quad \sum f_i = 1 \quad (3.17)$$

na qual  $C_i$  é a fração da amplitude do sinal referente à  $i$ -ésima componente da relaxação transversal, ou seja, a fração de volume de fluido que relaxa nos poros correspondentes ao tempo  $T_{2i}$ . Finalmente, temos a equação:

$$M_{xy}(t)/M_0 = \sum C_i e^{-\frac{t}{T_{2i}}} \quad (3.18)$$

Portanto, os valores de  $C_i$  são as amplitudes das distribuições de  $T_2$ , e indicam a fração da contribuição de determinada família de poros à porosidade do sistema. Como  $\sum C_i = 1$ , podemos transformar a distribuição de  $T_2$  numa distribuição de porosidades incrementais por pseudo-tamanho de poro, ao multiplicar  $f_i$  pela porosidade da rocha.

Para determinar os valores de  $f_i$ , é feita uma inversão matemática (Transformada Inversa de Laplace) no decaimento obtidos pela sequência CPMG, através da equação 3.18. Na inversão, é predefinido um domínio discreto de  $m$  valores de  $T_{2i}$ , resultando em  $m$  valores de  $f_i$ . Em laboratório, este domínio é comumente definido como um espaço logarítmico entre 0,1 ms e 10 s, com algumas centenas de pontos, enquanto que em medições de perfil RMN são utilizados poucos pontos (normalmente 30) numa janela de tempo mais curta. Vale ressaltar que a inversão RMN é um problema mal posto, e precisa ser regularizado para gerar soluções estáveis. Neste âmbito, é comum utilizar a regularização de Tikhonov, por isso as curvas de  $T_2$  são suaves, como ilustrado na Figura 3.12.

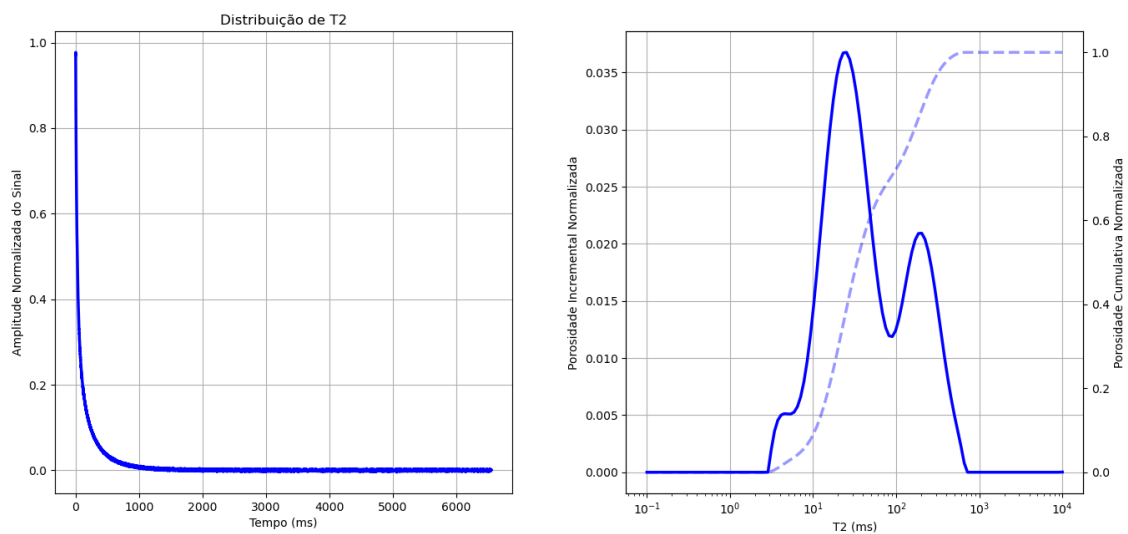


Figura 3.12: Exemplo de uma inversão de um trem de ecos obtido pela sequência CPMG (esquerda) em uma distribuição de  $T_2$  (direita).

### 3.7 Determinação de Fluido Livre

Uma das primeiras aplicações da RMN de meio porosos é a determinação do “BVI” (em inglês, *Bulk Volume of Irreducible Water*) de uma formação. O BVI é definido como o volume de água contida nos poros que está “presa por capilaridade” e por isso não fluirá para fora da rocha durante a produção (COATES et al., 1999). Em outras palavras, a água está presa em poros cujas conexões são muito estreitas, o que dificulta seu livre fluxo pelo sistema. Este volume está relacionado com a molhabilidade, permeabilidade e outras propriedades da rocha, e serve como uma referência do volume de um reservatório que não poderá ser produzido facilmente durante a exploração (“fluido irreduzível”). Além do BVI, existe a definição do FFI (em inglês, *Free Fluid Index*), que por outro lado é o volume de fluido que está livre para fluir pelo sistema poroso e ser produzido. Os dois se relacionam fazendo “ $V_{fluido} = BVI + FFI$ ”.

O BVI pode ser estimado pela RMN ao aplicar um valor de corte nas curvas de  $T_2$ , chamado de “ $T_{2\text{cutoff}}$ ”. O corte é um valor de tempo que divide a distribuição de  $T_2$  em tamanhos de poros cujos fluidos estariam livres, e tamanhos de poros cujos fluidos são irreduzíveis. O BVI é então estimado ao integrar a curva  $T_2$  até o tempo  $T_{2\text{cutoff}}$  aplicado. Tal abordagem se baseia na presunção de que fluidos livres geralmente residem em poros grandes ( $T_2$  longos), enquanto que fluidos irreduzíveis estão nos poros menores ( $T_2$  curtos).

Na literatura, os valores de  $T_{2\text{cutoff}}$  “globais” são 33 ms para arenitos e 90 ms para carbonatos. Estes foram definidos a partir de estudos realizados em um grande conjunto de rochas, no intuito de se obter empiricamente  $T_{2\text{cutoff}}$  médios para determinadas litologias (DUNN et al., 2002). Contudo, para estimar BVI e FFI precisamente, é mais aconselhável mensurar o  $T_{2\text{cutoff}}$  de cada rocha diretamente, já que seus sistemas porosos podem apresentar bastante variabilidade, mesmo em pequenas escalas dentro de uma formação. Outro motivo seria a diversidade relaxatividade superficial nas rochas sedimentares, já que um único tempo  $T_{2\text{cutoff}}$  não expressa uma mesma divisão de tamanhos de poros em rochas cujas valores de  $\rho_2$  são discrepantes. De fato, SOUZA et al. (2013) demonstraram que ao conhecer o valor de  $\rho_2$  de cada rocha, é possível estimar mais precisamente o  $T_{2\text{cutoff}}$  delas, o que conseqüentemente melhora as estimativas de BVI e FFI.

A medição direta do valor de  $T_{2\text{cutoff}}$  por RMN envolve a comparação de duas curvas de  $T_2$ : uma com a rocha estando 100% saturada por salmoura, chamada de “ $T_2$  SWI””; e a outra com a rocha com sua saturação irreduzível, chamada de “ $T_2$  SWI”. No último caso, esta saturação irreduzível pode ser atingida ao desaturar parcialmente a amostra, até o ponto de que não seja mais “viável” produzir fluido. Em geral, isto é obtido ao processar a amostra 100% saturada em uma centrífuga a 100 psi, que faz com que o fluido livre saia da amostra. Depois do processo, o volume de fluido restante na rocha corresponde a sua saturação irreduzível, e a medida de RMN pode ser refeita com os mesmos parâmetros de aquisição para comparar o  $T_2$  SWI e SWI. A Figura 3.13 esquematiza o cálculo feito para estimar o valor de  $T_{2\text{cutoff}}$ . Basicamente, o cálculo consiste em plotar as curvas acumuladas das distribuições normalizadas de  $T_2$  SWI e SWI, e marcar na curva SWI o valor máximo obtido na curva SWI. O valor de  $T_2$  neste ponto é  $T_{2\text{cutoff}}$ , que em geral deve ser interpolado no domínio de  $T_2$ .

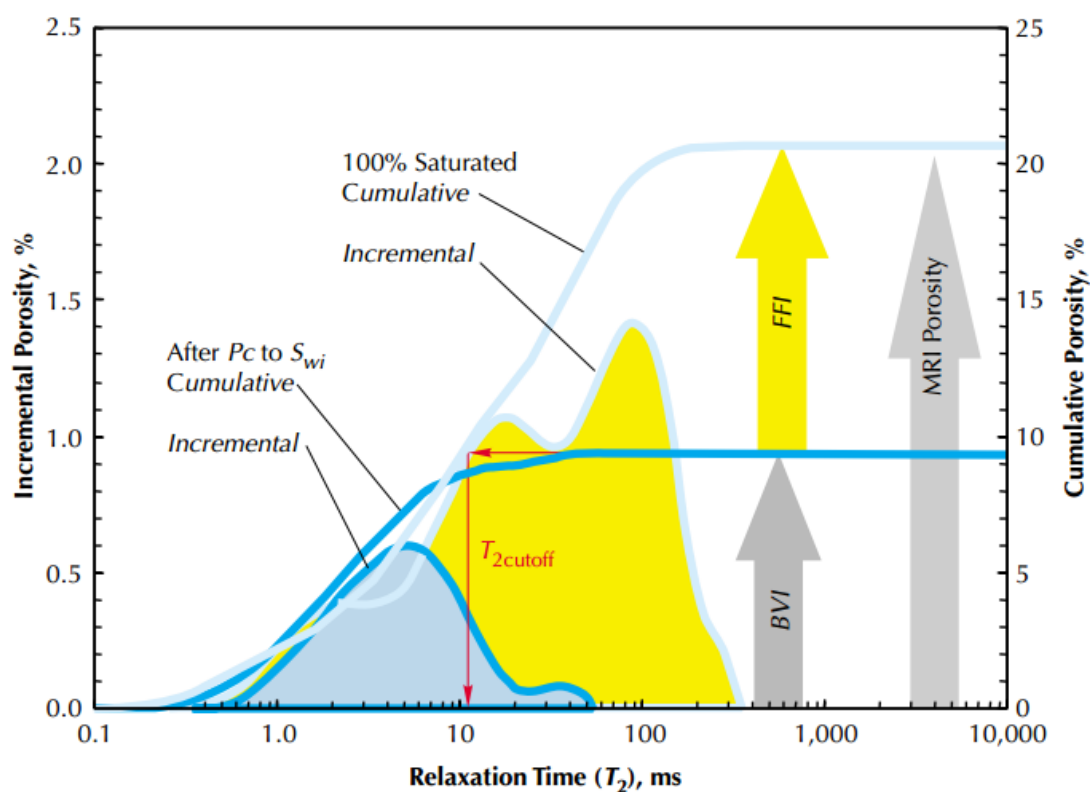


Figura 3.13: Esquemática do método estimador do valor do  $T_{2\text{cutoff}}$ , que utiliza a comparação entre as curvas SWI e SWI (Fonte: *NMR Logging – Principles and Applications*, 1999).

### 3.8 Estimando Permeabilidade usando $T_2$

A permeabilidade é uma propriedade petrofísica crucial na elaboração de estratégias de exploração de petróleo. Seu valor é um indicativo da capacidade das rochas de permitir a passagem de fluidos por meio de seus sistemas porosos, e por isso seu valor depende do quão bem conectados estão os poros (SCHÖN, 2016). Apesar de importante, ela é um dos parâmetros petrofísicos mais difíceis de ser mensurada diretamente por ferramentas de perfilagem de poço. Seu valor é comumente estimado utilizando modelos preditivos semi-empíricos, que empregam outras quantias físicas (ELLIS & SINGER, 2008). Um importante modelo matemático neste âmbito é a equação de Kozeny-Carman, que descreve o sistema poroso das rochas como uma rede de tubos capilares tortuosos (KOZENY, 1927; CARMAN, 1936). Sua formulação original é bastante complexa, mas pode ser simplificada tomando:

$$K = a\phi^b \left(\frac{V}{S}\right)_{rocha}^c \quad (3.19)$$

na qual  $K$  é a permeabilidade,  $\phi$  a porosidade efetiva,  $a$ ,  $b$  e  $c$  são coeficientes litológicos ajustáveis de acordo com uma formação, e  $(V/S)_{rocha}$  é a razão volume-superfície *característica* do sistema poroso da rocha. Este último traduz-se em um valor referente ao tipo ou família de poro que melhor representa uma rocha ou formação.

No caso da RMN, é possível combinar Kozeny-Carman com a equação 3.15 para estimar a permeabilidade de uma rocha:

$$K_{RMN} = a\phi^b (\rho_{2_{eff}} T_{2_{rep}})^c \quad (3.20)$$

na qual  $\rho_{2_{eff}}$  é um valor *efetivo* da relaxatividade superficial transversal da rocha (ou seja, uma média de  $\rho_2$  ao longo de uma rocha), e  $T_{2_{rep}}$  é um tempo representativo da distribuição de  $T_2$ . Na indústria do petróleo, é comum considerar  $T_{2_{rep}}$  como a média ponderada logarítmica da distribuição de  $T_2$  ( $T_{2_{logmean}}$ ). Por outro lado, o valor de  $\rho_{2_{eff}}$  é geralmente desconhecido, e por isso é considerado como constante e homogêneo ao longo de uma formação. Assim, é possível rearranjar essa equação, tomando:

$$K_{RMN} = a' \phi^b (T_{2logmean})^c \quad (3.21)$$

na qual  $a' = a \rho_{2eff}^c$ . Dessa forma,  $a'$  pode ser ajustado para cada formação avaliada. Esta equação representa a forma geral da equação de permeabilidade *Schlumberger-Doll Research*, ou *KSDR*, que é uma das equações mais utilizadas na indústria do petróleo para estimar permeabilidade por RMN. O *KSDR* é expresso por:

$$K_{SDR} = a' \phi^4 (T_{2logmean})^2 \quad (3.22)$$

em que  $b$  e  $c$  valem 4 e 2 respectivamente. Tais valores foram escolhidos a partir do estudo feito por KENYON et al. (1988), onde este modelo foi avaliado e otimizado utilizando centenas de rochas areníticas.

O *KSDR* consegue proporcionar boas estimativas de permeabilidade quando aplicado a litologias simples, mas pode falhar em rochas mais complexas (como por exemplo, carbonatos). Isto porque a relaxatividade superficial pode não ser homogênea ao longo de uma formação, o que invalida a simplificação do parâmetro  $a'$ . Nesses casos, é preferível obter o valor de  $\rho_{2eff}$  de cada rocha analisada e aplicar a equação 3.21. Isto gera estimativas de permeabilidade consideravelmente mais precisas, como demonstrado por exemplo nos trabalhos de SOUZA et al. (2013) e MESQUITA et al. (2016).

Além do *KSDR*, existe a equação de Timur-Coates (TIMUR, 1968, COATES et al., 1991), que também é muito utilizado na indústria do petróleo. Ela utiliza a razão  $FFI/BVI$  e a porosidade efetiva de uma rocha para estimar permeabilidade, fazendo:

$$K_{Coates} = \left(\frac{FFI}{BVI}\right)^a \left(\frac{\phi}{c}\right)^b \quad (3.23)$$

na qual  $a$ ,  $b$  e  $c$  novamente coeficientes litológicos. Como  $FFI$  e  $BVI$  podem ser obtidos por análises em curvas  $T_2$ , este também considerado um estimador de permeabilidade por RMN, e também pode ser melhorado em casos onde o valor de  $\rho_2$  é conhecido (SOUZA et al., 2016).

**SIMULAÇÃO DE RMN EM ROCHAS  
DIGITAIS**



## 4 SIMULAÇÃO DE RMN EM ROCHAS DIGITAIS

Como discutido nos capítulos anteriores, a Petrofísica Digital e a técnica de RMN são ferramentas valiosas no estudo de rochas sedimentares. Logo, a ideia de simular a resposta de RMN em meios porosos virtuais possui um grande apelo para a Petrofísica, visto a viabilidade em se realizar experimentos complexos e custosos de RMN em um ambiente computacional controlado, usando rochas digitais “reais” (provindas de imagens de  $\mu$ xCT de plugues, por exemplo), ou até modelos porosos sintéticos. No caso das rochas reais, a simulação oferece a praticidade de se obter tais medições ( $T_1$ ,  $T_2$ , entre outras) utilizando apenas um computador ordinário, além da possibilidade de se impor condições experimentais difíceis de serem replicadas nos ensaios laboratoriais (por exemplo, a aplicação de temperatura e pressão elevadas), o que expande assim o alcance da técnica. Por outro lado, a análise da resposta RMN em meios porosos sintéticos também contribui no estudo da técnica, já que não só as condições experimentais são controláveis, mas também o próprio objeto analisado. Portanto, sistemas porosos analíticos podem ser utilizados para responder questões complexas, ou comprovar modelos e teorias sobre a resposta RMN em meios porosos.

Neste capítulo será descrito como simular a RMN em rochas digitais tridimensionais, utilizando a técnica de Random Walk. Em seguida, serão abordadas algumas metodologias que visam a obtenção e o estudo da relaxatividade superficial das rochas, usando simulações de RMN.

### 4.1 Simulando Spins utilizando Random Walkers

Relembrando capítulo 3, os sinais obtidos nas medições de RMN originam-se das interações magnéticas dos spins de um fluido, enquanto eles difundem pelo meio analisado. Portanto, uma maneira simples de simular computacionalmente o experimento é utilizar a técnica de *Random Walk* (BERGAMM et al., 1995) para emular o movimento Browniano translacional desses spins no meio. Nessa abordagem, partículas infinitesimais – chamadas *walkers* – representam um spin, ou então um conjunto distinto de spins com condições iniciais e comportamentais similares durante uma medição de RMN. Cada *walker* é então situado em um ponto arbitrário no meio poroso, e a técnica consiste em fazê-los “difundir” por este, percorrendo-o aleatoriamente em passos discretos e equidistantes. Se a direção do deslocamento em cada passo for razoavelmente

aleatória e a distância percorrida for suficientemente pequena (se comparada às dimensões do meio), torna-se estatisticamente viável simular o movimento Browniano dos spins pela técnica de Random Walk.

O tempo  $t_p$  que um walker leva para se descolar entre dois pontos em um fluido é dado por (ARNS et al., 2006):

$$t_p = \frac{\varepsilon^2}{6D_0} \quad (4.1)$$

na qual  $\varepsilon$  é a distância entre os pontos, e  $D_0$  é o coeficiente de difusão livre do fluido. Como ambas variáveis são constantes em uma simulação, podemos relacionar um tempo simulado  $t$  ao número de passos  $N_p$  que um walker caminha:

$$t = N_p t_p \quad (4.2)$$

Como condição inicial para uma simulação de RMN, todos os walkers (spins) do sistema estão previamente polarizados a um campo magnético homogêneo  $\vec{B}_0$ , na direção de um eixo  $z$  (como descrito na seção 3.2). Em seguida, um pulso de RF seria aplicado para defletir totalmente a magnetização resultante dos spins para o plano  $xy$ , que é transversal a  $\vec{B}_0$  (conforme a seção 3.3). O tempo inicial  $t = 0$  representa o instante logo após a aplicação do pulso, onde a componente no plano  $xy$  desta magnetização é máxima. Tomando  $M_{xy_w}(t)$  como a magnetização transversal para cada walker  $w$ , temos que a resultante do sistema inteiro no plano  $xy$ , ou  $M_{xy}(t)$ , é dada por:

$$M_{xy}(t) = \sum_{w=1}^{N_{walkers}} M_{xy_w}(t) \quad (4.3)$$

na qual  $N_{walkers}$  é o número total de walkers no sistema. Nota-se que em  $t = 0$ ,  $M_{xy} = M_0$ , assim como discutido na seção 3.3.

Considerando o que foi descrito acima, uma simulação de RMN por Random Walk traduz-se então em calcular a evolução do valor de  $M_{xy_i}(t)$  de um número grande de walkers, em cada passo/instante simulado, enquanto eles caminham e interagem

aleatoriamente com o meio. Assim, obtém-se a curva de relaxação de  $M_{xy}(t)$  ao somar as contribuições magnéticas dos walkers (equação 4.3) para cada tempo  $t$  (passo) ao longo de uma simulação, o que por sua vez corresponde ao sinal FID medido em um experimento de RMN real. A forma de calcular tais interações magnéticas dependerá da natureza dos spins e do meio em que difundem, além das características experimentais a serem simuladas. No caso de medições de  $T_2$  em meios porosos, isto envolve emular os mecanismos de relaxação descritos na seção 3.5. Os detalhes sobre como implementá-los serão discutidos na seção 4.3.

Um fato interessante é de que por ser uma simulação computacional, é possível impor condições experimentais perfeitas, e conseqüentemente simplificar as medições de  $T_2$ . Um exemplo disto é que ao considerar o campo  $\vec{B}_0$  como perfeitamente homogêneo e ao descartar a interferência de qualquer outro campo externo ou ruído experimental, pode-se refletir então que o FID simulado corresponde exatamente ao  $T_2$  do meio analisado. Portanto, não há necessidade de considerar efeitos de  $T_2^*$ , nem de simular o eco de Hahn e seqüências CPMG, conforme discutido na seção 3.4. Ademais, nota-se pela equação 4.3 que só é necessário o valor de magnetização resultante dos walkers, que dependerá dos mecanismos de relaxação. Logo, é possível simplificar os cálculos, de forma com que não haja necessidade estrita de computar os vetores de precessão dos spins, nem frequências de Larmor, defasagens, componentes transversais, etc.

#### 4.2 Random Walk em uma Imagem 3D

Quando o meio analisado é uma rocha digital, considera-se que seu espaço poroso esteja preenchido por um fluido virtual, e que os walkers representam os spins contidos neste. A difusão dos walkers fica restrita então a esse espaço, visto que spins não podem escapar do fluido, nem atravessar as paredes sólidas dos poros. Assim, um simulador de RMN recebe como entrada um mapa 2D ou 3D de sistema poroso de uma rocha, onde cada ponto corresponde ou à fase sólida desta (grãos, cimentos, etc), ou à não-sólida (poros). Como discutido no capítulo 2.1, plugs de rochas sedimentares podem ser imageados em microtomógrafos computadorizados de alta resolução, e tais imagens são segmentáveis de forma com que seja possível distinguir voxels “sólidos” ou “não sólidos”. Este tipo de imagem segmentada serve então como dado de entrada para um simulador de RMN.

No Random Walk em um meio tridimensional, a posição de um walker é dada por coordenadas cartesianas  $(x_i, y_i, z_i)$ . Ao dar um novo passo, uma direção de deslocamento deve ser sorteada, de forma com que a nova posição do walker  $(x_f, y_f, z_f)$ , após o deslocamento, valha:

$$\begin{aligned}x_f &= x_i + \varepsilon \sin \theta \cos \varphi \\y_f &= y_i + \varepsilon \sin \theta \sin \varphi \\z_f &= z_i + \varepsilon \cos \theta\end{aligned}\tag{4.4}$$

na qual  $\theta$  e  $\varphi$  são ângulos escolhidos aleatoriamente entre  $[0, \pi]$  e  $[0, 2\pi]$ , respectivamente. Vale notar que o valor de  $\cos \theta$  deve ser uniformemente aleatório entre  $[-1, +1]$  (BERGMAMM et al., 1995), assim como  $\cos \varphi$  entre  $[+1, -1]$  ( $0 \leq \varphi \leq \pi$ ) e  $[-1, +1]$  ( $\pi \leq \varphi \leq 2\pi$ ). Contudo, uma simplificação conveniente ao simular em imagens voxelizadas é utilizar apenas 6 direções, onde o walker caminha uma distância  $+\varepsilon$  ou  $-\varepsilon$  em um dos 3 eixos cartesianos:

1.  $x_f, y_f, z_f = x_i + \varepsilon, y_i, z_i$
2.  $x_f, y_f, z_f = x_i - \varepsilon, y_i, z_i$
3.  $x_f, y_f, z_f = x_i, y_i + \varepsilon, z_i$
4.  $x_f, y_f, z_f = x_i, y_i - \varepsilon, z_i$
5.  $x_f, y_f, z_f = x_i, y_i, z_i + \varepsilon$
6.  $x_f, y_f, z_f = x_i, y_i, z_i - \varepsilon$

(4.5)

Se  $\varepsilon$  for uma razão múltipla do comprimento de um voxel, os walkers caminharão sobre uma treliça cúbica, cuja a distância de Manhattham entre seus nós vale  $\varepsilon$ . Isto é simples de ser mapeado às coordenadas de um voxel na imagem 3D.

Em ambos os casos, o Random Walk emula bem o movimento dos spins (contanto que  $\varepsilon$  seja pequeno), e seus resultados são quase idênticos (BENAVIDES, 2018). Porém, o método da treliça é preferido por ser computacionalmente mais rápido, além de mais simples de ser implementado. Quando uma imagem possui alta resolução, é comum tomar  $\varepsilon$  como igual ao comprimento do voxel. Desta forma, o walker caminhará sempre de voxel a voxel, simplificando ainda mais a implementação do Random Walk.

Dado um passo, se a nova posição corresponder a uma parede de poro (fase sólida da rocha), o walker não poderá se mover através dela. Portanto, considera-se que o walker “colide” com a parede sólida do poro (ou seja, se aproxima à uma distância infinitesimal dela), e em seguida retorna para sua posição anterior. Isto é viável caso os nós da treliça estiverem a uma distância  $\varepsilon/2$  dos limites dos voxels. Assim, cada passo tomado possui a mesma distância  $\varepsilon$ , já que o walker caminharia  $\varepsilon/2$  na direção da parede, interage com ela, e depois caminha  $\varepsilon/2$  na direção oposta (de volta à posição original).

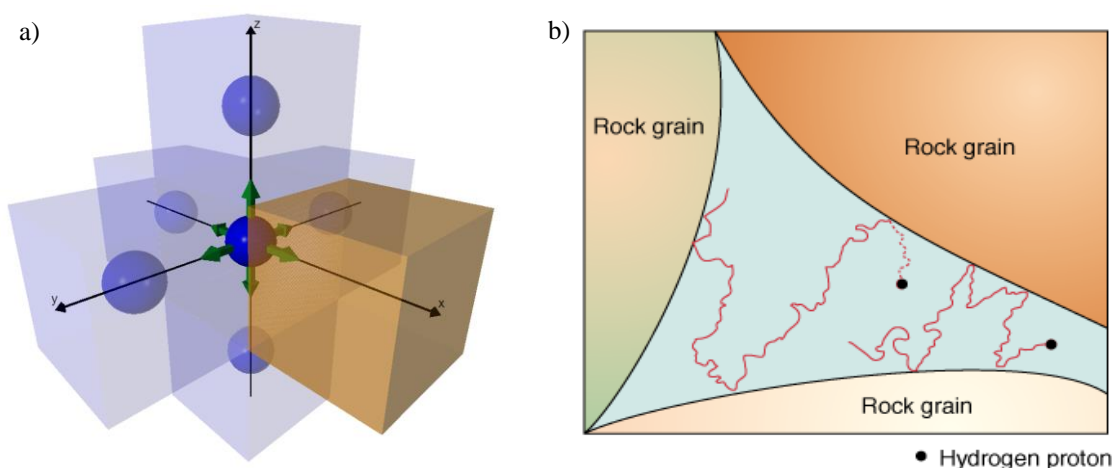


Figura 4.1: a) Esquemática do passo de um walker (azul) num espaço poroso voxelizado. As setas verdes indicam as 6 direções de caminhada, como descrito nas equações 4.5. Ao sortear uma delas, o walker verifica se a próxima posição corresponde a um voxel sólido (laranja). Se sim, o walker caminha até a borda do voxel, “colide” com o sólido, e volta a sua posição original. Se não, o walker se move para a próxima posição (criado utilizando o software “GlowScript VPython”). b) Ilustração de walkers (prótons de  $^1\text{H}$ ) caminhando num espaço poroso e interagindo com as paredes de poro (adaptado de Oilfield Review Autumn, 1995).

A interação dos walkers nas paredes de poro é bastante importante, já que é nela que ocorre o fenômeno de relaxação superficial. Ademais, pode-se caracterizar um walker quanto ao número de colisões que este realiza numa simulação, e também onde elas ocorrem. Um exemplo disto é a noção de que – para um determinado número grande de caminhadas – um walker que colide muitas vezes provavelmente está inserido em um poro pequeno/restrito, enquanto que poucas colisões indicam poros maiores. Esta ideia foi proposta e amplamente utilizada nos trabalhos de BENAVIDES et al. (2017, 2018), onde a taxa de colisão dos walkers  $w_x$  (número de batidas / número de caminhadas) é utilizada como indicativo do tamanho dos poros numa rocha. Mais detalhes sobre esta abordagem serão discutidos nas próximas seções.

Por fim, para que a técnica de Random Walk represente plenamente a resposta física de um meio poroso, é importante que muitos walkers sonde múltiplas vezes todos os poros presentes no sistema, procurando ao máximo emular o que acontece de fato com os spins durante uma medição de RMN. Ademais, utilizar poucos walkers em um poro pode não ser o bastante para amostrá-lo devidamente, caso este seja muito grande e/ou complexo, por exemplo. Por outro lado, se nenhum walker caminhar em um poro específico, sua contribuição na resposta do sistema não será contabilizada na equação 4.3, e sua informação será perdida. Finalmente, também é crucial garantir a proporcionalidade do número de walkers presentes num poro específico com o tamanho deste, já que este número também representa aqui um percentual de volume do fluido (ou seja, uma fração da porosidade na rocha). Esse cuidado resguarda a premissa fundamental dos experimentos de RMN, onde o número de spins de  $^1\text{H}$  (e sua contribuição em  $M_{xy}(t)$ ) também é proporcional ao volume do fluido analisado, como discutido no capítulo 3.

Tendo em vista tais fatores, o ideal para simular corretamente a RMN é popular inicialmente todos os voxels não sólidos de uma imagem com pelo menos 1 ou mais walkers, o que garante bem as condições descritas acima. Isso pode ser computacionalmente custoso, já que cada walker caminha cerca de dezenas de milhares de vezes em uma simulação comum (considerando  $D_0 = 2,5 \mu\text{m}^2/\text{s}$ ,  $\varepsilon = 1 \mu\text{m}$ , e um tempo simulado total de 3 s, por exemplo), e que o número de voxels “porosos” em uma rocha digital pode ser da ordem de dezenas a centenas de milhões. Portanto, é interessante procurar maneiras de se executar o Random Walk utilizando uma quantidade menor de walkers, mas sem deixar de garantir as condições acima, de forma com que haja um equilíbrio entre custo computacional e representatividade da rocha. Isto geralmente é alcançado ao se utilizar um percentual razoável do número de voxels não sólidos numa rocha (10%, 20%, por exemplo), e ao se distribuir os walkers de maneira uniformemente aleatória pelo meio poroso, procurando assim popular ao máximo as diferentes estruturas porosas presentes em uma rocha.

Por outro lado, como cada walker pode ser simulado independentemente um do outro, o Random Walk é um problema significativamente fácil de ser paralelizado e acelerado computacionalmente, utilizando múltiplas CPUs e/ou GPUs. Tal fato permite que simulações enormes (com milhões de walkers) sejam realizadas em poucos segundos, em uma GPU ordinária. Na verdade, o uso de GPUs em simulações de RMN é quase que uma necessidade, já que tais simulações em rochas 3D podem levar horas para serem completadas em CPUs de alta performance.

### 4.3 Simulando os Mecanismos de Relaxação Transversal

Juntando as equações 3.14 e 3.16, pode-se descrever a decaimento de  $T_2$  em uma rocha em função dos mecanismos de relaxação transversal:

$$M_{xy}(t) = \sum M_{xy_i}(0)e^{\frac{-t}{T_{2i}}} = \sum M_{xy_i}(0)e^{\frac{-t}{(T_{2bulk_i} + T_{2superficie_i} + T_{2difusão_i})}} \quad (4.6)$$

Relembrando a seção 3.5, a relaxação *bulk* depende apenas das características do fluido saturante. Se este for um óleo complexo por exemplo, o decaimento de  $T_{2bulk}$  pode apresentar um comportamento multi-exponencial e difícil de ser simplificado. Por outro lado, se o fluido for uma simples salmoura, esta relaxação pode ser descrita pelo valor único de  $T_{2bulk}$  da água (2,8 segundos). Sendo assim, é possível remover a componente da relaxação *bulk* do somatório, como demonstrado abaixo:

$$M_{xy}(t) = e^{\frac{-t}{T_{2bulk}}} \sum M_{xy_i}(0)e^{\frac{-t}{(T_{2superficie_i} + T_{2difusão_i})}} \quad (4.7)$$

Para simular corretamente a fenômeno da relaxação difusional, é necessário compreender como se comporta os gradientes magnéticos internos de uma rocha. Isso é extremamente complexo de se mensurar em uma rocha real, já que seria necessário conhecer precisamente a composição e disposição de seus elementos paramagnéticos ao longo da rocha, e em seguida mapear virtualmente tais gradientes e suas interações com o campo  $\vec{B}_0$ , entre outras impasses. Entretanto, como notado na seção 3.5, é possível negligenciar os efeitos de relaxação difusional caso uma série de condições experimentais sejam respeitadas (“RMN de baixo campo”,  $\vec{B}_0$  perfeitamente homogêneo, nenhum gradiente externo aplicado, tempos  $\tau$  curtos, fluidos com coeficiente de difusão pequenos, etc). Logo, se tais condições forem implementadas numa simulação de RMN (o que é trivial de um ponto de vista computacional), temos que:

$$M_{xy}(t) = \left( e^{\frac{-t}{T_{2bulk}}} \right) \sum M_{xy_i}(0)e^{\frac{-t}{T_{2superficie_i}}} \quad (4.8)$$

Tomando  $M_{xy_{superfície}}(t)$  como a magnetização resultante do efeito de relaxação superficial, obtém-se:

$$M_{xy_{superfície}}(t) = \sum M_{xy_i}(0) e^{\frac{-t}{T_{2superfície_i}}} \quad (4.9)$$

$$M_{xy}(t) = \left( e^{\frac{-t}{T_{2bulk}}} \right) M_{xy_{superfície}}(t) \quad (4.10)$$

Observa-se então que ao simular  $M_{xy}(t)$  sob as condições descritas acima, é somente necessário conhecer o tempo  $T_{2bulk}$  do fluido e simular o decaimento  $M_{xy_{superfície}}(t)$ . Assim, pode-se usar a técnica de Random Walk para simular apenas os efeitos de relaxação superficial dos spins, calculando a magnetização transversal dos walkers ao longo de uma medição. Em seguida, utiliza-se a equação 4.3 para obter  $M_{xy_{superfície}}(t)$ .

De acordo com BERGMANN et al. (1995), a contribuição da magnetização transversal de um walker é penalizada quando este “colide” com uma parede de poro. Esta perda depende de um fator  $\delta$ , dado por:

$$\delta = \frac{2\varepsilon\rho_{2parede}}{3D_0} \quad (4.11)$$

no qual  $\rho_{2parede}$  é a relaxatividade superficial da parede do poro colidida. Há duas maneiras principais de contabilizar essa penalização para um instante  $t$ :

- 1- Ao colidir, o walker tem uma chance  $\delta$  de “morrer”, perdendo completamente sua contribuição na magnetização transversal e tomando  $M_{xy_w}(t) = 0$ . Portanto,  $M_{xy}(t)$  perde força à medida que mais walkers vão morrendo ao longo de uma simulação.
- 2- Ao colidir,  $M_{xy_w}(t)$  é multiplicado por  $(1 - \delta)$ , perdendo magnitude em cada colisão. Assim como o primeiro caso,  $M_{xy}(t)$  perde força à medida que mais colisões correm.



No primeiro método, a ideia é de que quando um spin (walker) interage com uma parede de poro, este tem uma chance  $\delta$  proporcional à  $\rho_2$  de sofrer uma forte defasagem, o que conseqüentemente enfraquece  $M_{xy}(t)$  e emula o fenômeno de relaxação superficial. Isto ocorre devido à influência magnética dos minerais presentes nas paredes dos poros, assim como descrito na seção 3.5.

Nota-se que o segundo caso equivale ao primeiro, mas dessa vez considerando que um walker representa não só um, mas um conjunto grande spins. De fato, se por exemplo  $\delta = 10\%$ , e um walker representar 1 trilhão de spins, é fácil inferir que se cada um dos walkers possui 10% de chance de morrer em uma colisão, o somatório da magnetização desses spins será cerca de 90% da magnitude original (ou seja,  $1 - \delta$ ).

Computacionalmente, é preferível utilizar o segundo método, já que o primeiro envolve cálculo de uma chance aleatória em cada colisão, o que implica a geração de números aleatórios. Por outro lado, o segundo método envolve apenas uma simples multiplicação, o que requer um número muito menor de instruções computacionais.

Por fim, o algoritmo de simulação da RMN por Random Walk em uma imagem voxelizada é dado como:

- Vetor  $M_{xy_{superfície}}(t) = 0$ , para todo instante  $t$ .
- Para cada walker  $w$ , inicialmente posicionado em um ponto arbitrário no meio poroso  $(x_0, y_0, z_0)$  e com  $M_{xy_w}(0) = 1/N_{walkers}$ :
  1. Para cada passo  $p < N_p$  (instante  $t$ ):
    - a) Uma posição  $(x_1, y_1, z_1)$  é sorteada, utilizando umas das 6 direções descritas em 4.5.
    - b) Se  $(x_1, y_1, z_1)$  representar um espaço poro, então o walker se move para esta posição, tomando  $(x_0, y_0, z_0) = (x_1, y_1, z_1)$ . Nesse caso  $M_{xy_w}(t)$  mantém o mesmo.
    - c) Se  $(x_1, y_1, z_1)$  representar uma parede, então o walker mantém-se em  $(x_0, y_0, z_0)$  e uma colisão é contabilizada ao penalizar  $M_{xy_w}(t)$  de acordo com o  $\delta$  calculado a partir do valor de  $\rho_2$  da parede colidida.
    - d)  $M_{xy_w}(t)$  é somado à  $M_{xy_{superfície}}(t)$ .
- Após todos os walkers caminharem, a equação 4.10 é calculada.

#### 4.4 Simulações de RMN e a Relaxatividade Superficial

Considerando agora o uso de simulações de RMN na Petrofísica Digital, o workflow básico consiste em:

- a) Imagear uma rocha sedimentar real usando  $\mu$ xCT (ou outro método), ou então gerar uma rocha virtual sintética a partir de modelo poroso específico.
- b) Mapear o sistema poroso da rocha, segmentando voxels sólidos e não-sólidos.
- c) Definir o comportamento da relaxatividade superficial na rocha, atribuindo valores de  $\rho_2$  às paredes dos poros, conforme o interesse da análise.
- d) Realizar o algoritmo de Simulação por Random Walk descrito acima.
- e) Inverter a magnetização resultante da simulação, utilizando a solução da equação 3.18 para obter a distribuição de  $T_2$  simulado da rocha.

Nota-se pelo item c a necessidade em se definir  $\rho_2$  em uma rocha virtual para simular a RMN por Random Walk. No caso das sintéticas, podemos atribuir qualquer valor arbitrário de  $\rho_2$  para estudar características específicas do fenômeno da RMN. Isto é muito útil por exemplo ao investigar efeitos como o acoplamento difusivo (que será descrito mais adiante), ou então o comportamento das distribuições de  $T_2$  em modelos complexos, cujas relaxatividades são heterogêneas. De fato, o controle virtual sobre  $\rho_2$  é uma das particularidades da simulação de RMN que permite realizar ensaios outrora impraticáveis num aparato experimental real, já que  $\rho_2$  é uma propriedade intrínseca da rocha, e não controlável pelo experimento.

Já ao emular a relaxatividade superficial de uma rocha real, atualmente não é possível obter um dado preciso quanto aos valores de  $\rho_2$  nas paredes dos poros de uma rocha, utilizando apenas as principais metodologias de imageamento digital ( $\mu$ xCT, lâminas petrográficas, microscopia eletrônica, etc.). De fato, as rochas digitais normalmente empregadas nas simulações só carregam consigo a informação geométrica de seus meios porosos. Portanto, o comportamento de  $\rho_2$  também deve ser pré-definido em uma simulação, assim como nas rochas virtuais sintéticas/analíticas.

É possível simular a RMN com valores de  $\rho_2$  obtidos por outras técnicas, como as duas primeiras mencionadas na seção 3.5 (experimento de Difusão-T2 e correlação T2-MICP). Nestas, um único valor (efetivo) de  $\rho_2$  é estimado para cada amostra de rocha, o que pode então definir uma relaxatividade média em todas as paredes de poro virtuais

dela. Por outro lado, quando não se possui uma boa estimativa do valor de  $\rho_2$  de uma rocha, mas sua imagem de  $\mu\text{xCT}$  e sua medição experimental de  $T_2$  são conhecidas, podemos então comparar tal medição com resultados de RMN simulados, para vários valores de  $\rho_2$  arbitrários. Assim, é possível realizar uma busca (por força-bruta ou algum método heurístico) de um valor efetivo de  $\rho_2$  cuja distribuição de  $T_2$  corresponda bem com a medição real, utilizando métricas comparativas para correlacionar as duas curvas (correlação cruzada, erro quadrático, etc.). Isto configura uma maneira de estimar de  $\rho_2$  por simulações de RMN. A Figura 4.2 demonstra um exemplo onde os resultados invertidos de 3 simulações com  $\rho_2$  efetivos distintos foi plotado contra a distribuição de  $T_2$  real (azul) de um arenito.

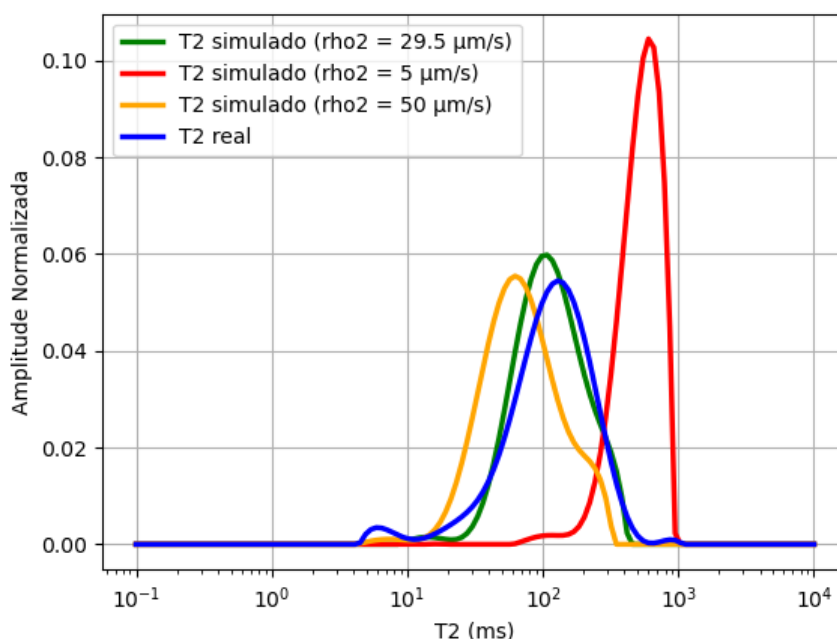


Figura 4.2: Resultados da medição de  $T_2$  (curva azul) de um arenito, e 3 simulações de RMN em imagens de  $\mu\text{xCT}$  obtidas da mesma rocha. As 3 foram simuladas com  $\rho_2$  distintos (29,5, 5, e 50  $\mu\text{m/s}$ ), mas obviamente o melhor resultado é a curva verde (29,5  $\mu\text{m/s}$ ), devido à boa correlação dela com a azul.

Utilizar um único valor de  $\rho_2$  é considerado uma aproximação grosseira (KEATING; KNIGHT, 2012), válida apenas em litologias simples cuja relaxatividade superficial é tida como constante e homogênea ao longo da rocha. Porém, quando poros distintos possuem relaxatividades discrepantes, um único valor de  $\rho_2$  em todas as paredes já não é mais o suficiente para simular uma medição real do  $T_2$  de uma rocha. Ao enfrentar este problema, BENAVIDES et al. (2017) propuseram tratar a relaxatividade superficial de poros distintos como uma função de seus tamanhos, de forma com que  $\rho_2$  possa (ou

não) ser heterogêneo ao longo de meio poroso. Nos casos heterogêneos, considera-se então que poros de tamanhos variados foram formados em processos deposicionais e diagenéticos distintos, o que poderia influir na magnitude de  $\rho_2$  entre neles. Apesar de ser uma aproximação simples, experimentos realizados por LIU et al. (2014) demonstraram que o valor de  $\rho_2$  em arenitos aumenta gradativamente à medida que os tamanhos de seus poros diminuem, o que corrobora com esta ideia. Portanto, é uma alternativa útil ao se lidar com casos em que  $\rho_2$  é evidentemente heterogêneo.

Para mapear os tamanhos de poros em rochas digitais, vale destacar algumas análises morfológicas como a técnica de *maximal balls* (SILIN et al., 2003). Entretanto, é possível utilizar apenas as taxas de colisões dos walkers “ $w_\chi$ ”, como discutido na seção 4.2. É fácil demonstrar a forte relação entre a razão superfície-volume dos poros –  $\left(\frac{S}{V}\right)_{poro}$  – e  $w_\chi$ , utilizando modelos analíticos ordinários. A Figura 4.3 mostra resultados de simulações de Random Walk em rochas sintéticas cujos poros são perfeitamente esféricos ou cilíndricos, e com um mesmo raio em cada rocha. Calculando a média aritmética de  $w_\chi$ , nota-se que a ajuste linear entre a média de  $w_\chi$  e os valores de  $\left(\frac{S}{V}\right)_{poro}$  em cada modelo é praticamente perfeito.

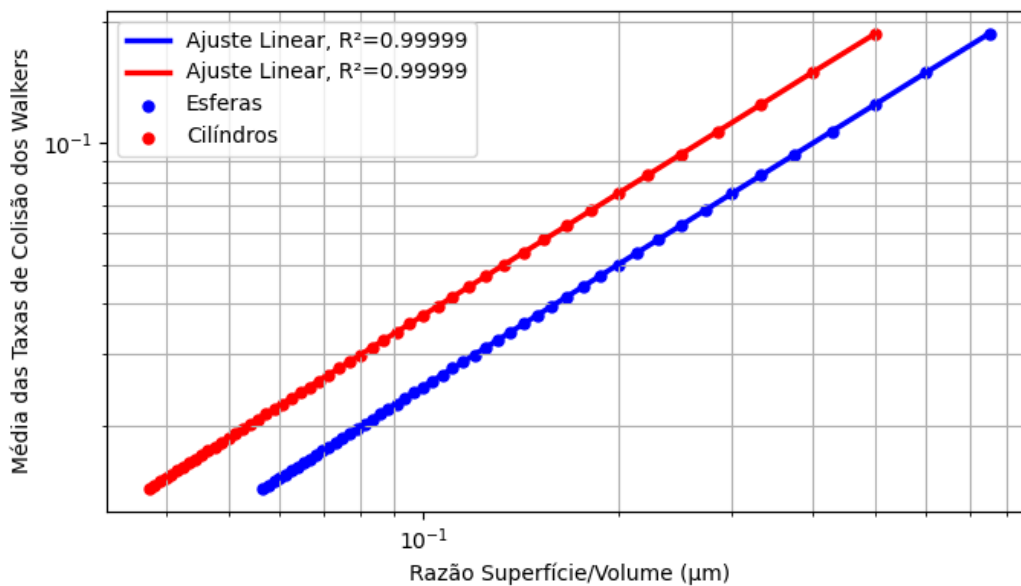


Figura 4.3: Resultado de simulações de Random Walk, utilizando rochas com poros perfeitamente esféricos (pontos azuis) ou cilíndricos (pontos vermelhos), e de mesmo raio (de 4 a 53  $\mu\text{m}$ ). Foram utilizados  $2^{20}$  walkers em cada rocha, com posições iniciais aleatórias. Cada walker caminhou  $2^{17}$  vezes, em passos de 1  $\mu\text{m}$ . O plot demonstra a relação linear (com o coeficiente de Pearson  $R^2 = 0,99999$ ) entre a média das taxas de colisão dos walkers e a razão superfície-volume dos poros de cada rocha.

Já nas rochas reais, onde a geometria dos poros é nitidamente mais complexa do que simples esferas ou cilindros, os valores de  $w_\chi$  costumam a ser mais ruidosos e diversos, mesmo para walkers contidos em uma mesma estrutura porosa. Isso se deve a variabilidade entre os caminhos aleatórios que diferentes walkers podem percorrer, o que acrescenta discrepâncias em seus comportamentos durante uma simulação. Um exemplo disto seria quando dois walkers idênticos situam-se e percorrem inicialmente em um poro grande, mas após certo tempo um deles migra para outro poro acoplado, que é menor e mais restrito que o anterior. Desse modo, os dois walkers, apesar de iniciados num mesmo poro, apresentarão  $w_\chi$  (e conseqüentemente  $T_2$ ) distintos. Esse fenômeno também ocorre em experimentos de RMN reais, onde spins distintos migram aleatoriamente entre poros acoplados de tamanhos diferentes, em instantes variados. Portanto, eles experimentam taxas de relaxação diferentes, o que influi consideravelmente uma medição de  $T_2$ , e sua relação com os tamanhos de poros de uma rocha. Este fenômeno é chamado de acoplamento difusivo, e sua ocorrência pode dificultar algumas análises petrofísicas por RMN (MESQUITA, 2016).

Mesmo com esses problemas, as taxas de colisões ainda são bons indicativos do tamanho dos poros em uma rocha digital. Isso fica evidente na Figura 4.4, que demonstra o resultado de uma simulação de Random Walk, que fora realizada numa imagem 3D de um carbonato. Na imagem da direita (que é uma fatia da rocha 3D), os voxels não sólidos foram coloridos de acordo com os valores de  $w_\chi$  dos walkers que os preencheram, no início da simulação. Apesar de alguns ruídos observáveis, a Figura mostra que de fato poros maiores apresentaram  $w_\chi$  menores (cores mais frias), enquanto poros menores apresentam taxas maiores (cores mais quentes).

Considerando então que  $w_\chi$  aproxima bem o tamanho dos poros pelo qual um walker está inserido, BENAVIDES et al. (2017) modelaram que a relaxatividade superficial sentida pelos walkers –  $\rho_{2w}$  – é dada por  $f(w_\chi)$ , onde  $f$  é um somatório de um número arbitrário de funções sigmóides. Cada uma dessas é definida por quatro parâmetros, como descrito na equação abaixo:

$$\rho_{2w} = f(w_\chi) = \sum_{i=1}^{N_{sigs}} \rho_{2max_i} + \frac{\rho_{2min_i} - \rho_{2max_i}}{1 + e^{-\sigma_i(\chi_i - w_\chi)}} \quad (4.12)$$

na qual  $\chi_i$  é o ponto médio da sigmoide,  $\rho_{2max_i}$  e  $\rho_{2min_i}$  são respectivamente os valores máximos e mínimos de  $\rho_2$ ,  $\sigma_i$  é o declive da curva, e  $N_{sigs}$  é o número de sigmoides. Nota-se que com este modelo,  $f(w_\chi)$  é capaz de assumir inúmeras formas e tamanhos, mesmo quando se utilizando um número pequeno de sigmoides. Até mesmo a função constante pode ser descrita nesta equação, tomando  $\rho_{2max_i} = \rho_{2min_i}$  em todas as sigmoides (e consequentemente,  $f(w_\chi) = \rho_{2eff} = \sum_{i=1}^{N_{sigs}} \rho_{2max_i}$ ).

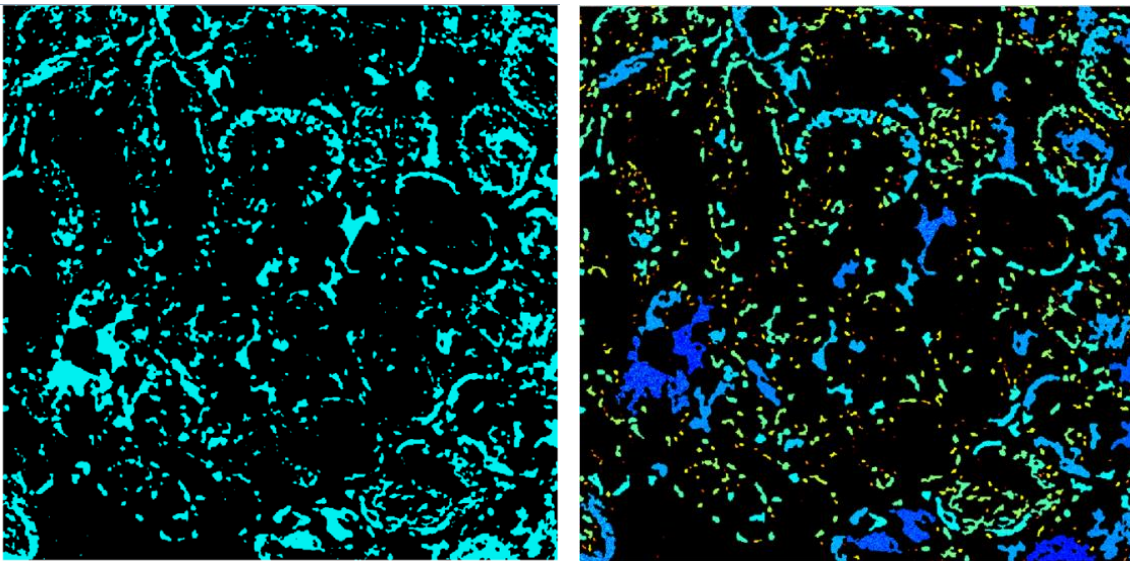


Figura 4.4: Duas imagens de uma mesma fatia de  $\mu\text{xCT}$ , em um carbonato. A esquerda ilustra apenas a segmentação entre a fase sólida (cor preta) e a não sólida (ciano) da fatia, enquanto que a direita ilustra o resultado do Random Walk nela. Nesse caso, os walkers foram iniciados nas coordenadas correspondentes aos pixels “porosos” da imagem, e a simulação de RMN foi realizada. Em seguida, as taxas de colisão de cada walker foram codificados em cores na imagem, variando logaritmicamente do menor (azul) ao maior (vermelho) valor. Nota-se as cores mais frias (poucas colisões) estão nos poros maiores, e cores mais quentes (muitas colisões) nos menores.

Por fim, os parâmetros na equação 4.11 podem ser ajustados para uma rocha arbitrária, de forma com que  $f(w_\chi)$  represente a distribuição de  $\rho_2$  por tamanho de poro dela. Isso é viável em rochas reais quando se dispõe das medições laboratoriais de  $T_2$  e as imagens de  $\mu\text{xCT}$  delas. Assim, pode-se então utilizar simulações de RMN para procurar a melhor configuração de  $f(w_\chi)$ , onde o resultado do  $T_2$  simulado corresponde ao real.

Nota-se aqui uma similaridade com o método de estimar  $\rho_{2eff}$  com simulações de RMN, descrito anteriormente. Porém, dessa vez há não somente um, e sim um conjunto de parâmetros a serem determinados (4 por sigmoide) em cada rocha. Portanto, ajustá-los

por força bruta já não é mais tão viável quanto no outro caso, visto o alto custo computacional das simulações. Por outro lado, os métodos heurísticos são relativamente mais rápidos, além de serem bastante condicionados para tratar deste tipo de problema. Neste âmbito, BENAVIDES et al. (2017) utilizaram algoritmos genéticos para otimizar os parâmetros das sigmóides na equação 4.12, onde a função de *fitness* – que quantifica o quão adequado é a solução – é calculada utilizando ou a correlação cruzada, ou o inverso da soma do erro quadrático entre as curvas de distribuições de  $T_2$  real e simulada.

Como notado por BENAVIDES et al. (2018), os algoritmos genéticos são ideais para esse tipo de problema, já que a quantidade de parâmetros a serem ajustados não é muito grande, e suas relações com a função de fitness não são bem definidas (portanto, não há como tratar o problema diretamente, usando técnicas de comuns de otimização por gradientes ou similares). Além disto, tais algoritmos conseguem lidar bem com existência de mínimos locais nas funções de correlação, quando implementados para evitar convergências prematuras, e/ou a uniformidade da população de soluções durante o processo de otimização.

Por motivos de simplicidade, toda essa metodologia de considerar que  $\rho_{2w}$  é proporcional ao tamanho de poros, e utilizar algoritmos genéticos para solucionar a equação 4.12 será referida de agora em diante neste trabalho como o “método Benavides”.

#### 4.5 Correlacionando Medições Experimentais de $T_2$ a Simulações de RMN

Ambas as metodologias de obtenção de  $\rho_2$  descritas acima dependem da correlação entre as medições experimentais e simulações de  $T_2$ . Entretanto, esta comparação pode não ser tão trivial, devido às questões que surgem ao se lidar com rochas digitais. De modo geral, tais metodologias só serão válidas caso o meio poroso imageado represente bem a formação alvo, de forma com o dado provindo da imagem (a razão  $V/S$  dos poros) seja correlacionável ao  $T_2$  experimental apenas em função de  $\rho_2$  (ou seja, respeitando a equação 3.15) Por outro lado, a ocorrência de possíveis erros nas etapas de imageamento e processamento da rocha digital, ou a falta de representatividade destas com suas formações de origem, podem levar a interpretações errôneas ao correlacionar os resultados experimentais vs. virtuais, conforme discutido na seção 2.4.

No caso das simulações de  $T_2$ , um atributo muito importante é a resolução das rochas digitais (o tamanho dos voxels), devido a sensibilidade do experimento de RMN

em detectar poros e outras estruturas muito pequenas nas rochas, mesmo em escalas submicrométricas. Portanto, se a resolução das imagens for insuficiente para resolver essas estruturas, o resultado simulado não incluirá a devida contribuição destas em suas curvas de  $T_2$ , e conseqüentemente discordará com o que foi medido em laboratório. Nos casos em que essa parcela de microporosidade não imageada compõe uma fração grande da porosidade da rocha, os valores de  $\rho_2$  obtidos nessas metodologias costumam exceder seus valores corretos. Isto porque a presença dos microporos na rocha medida em laboratório aumenta o peso das distribuições de  $T_2$  nos tempos mais curtos, e por isso a relaxatividade superficial da rocha digital – que não possui esses microporos – precisa ser intensificada, para compensar a ausência de sinais de  $T_2$  curtos nas simulações de RMN.

Uma maneira de contornar esse problema seria remover a contribuição da microporosidade “invisível às imagens” das distribuições de  $T_2$  laboratoriais, antes de compará-las aos resultados simulados. Isso pode ser feito quando se sabe o valor dessa fração de microporos invisíveis, e ao considerar que os tempos mais curtos nessas distribuições se referem exclusivamente às respostas magnéticas desses poros. Desse modo, podemos estabelecer um  $T_2$  de corte da microporosidade ( $T_{2\mu\phi}$ ), de maneira similar ao  $T_{2cutoff}$  descrito na seção 3.7, ou seja: a porosidade nos tempos maiores que  $T_{2\mu\phi}$  representaria os poros resolvidos na rocha digital, e os tempos menores a microporosidade que deve ser desconsiderada. Isso é demonstrado na Figura 4.5, onde foi estabelecido que um carbonato possui 35% de microporosidade invisível, e que isso corresponde a um corte  $T_{2\mu\phi}$  de 22,9 ms. Ainda na Figura 4.5, foi plotado um segundo decaimento e seu resultado invertido, nas linhas roxas denominadas “Macro  $\phi$ ”. Ele também foi chamado de “decaimento de  $T_2$  visível”, ou  $M(T_{2visível})$ , e é obtido pela seguinte metodologia: primeiro, um decaimento referente à microporosidade –  $M(T_{2invisível})$  – é calculado, utilizando a distribuição de  $T_2$  experimental na equação 3.18 apenas para os tempos de  $T_2$  menores que  $T_{2\mu\phi}$ ; em seguida, a diferença entre o decaimento experimental e  $M(T_{2invisível})$  é calculada, resultando em  $M(T_{2visível})$ . Isso equivaleria então a um sinal de RMN referente apenas aos tempos maiores que  $T_{2micro}$ , o que teoricamente reflete apenas aos poros visíveis da rocha digital. Tal resultado pode ser então utilizado na correlação entre as simulações das rochas digitais e subseqüente obtenção de  $\rho_2$ , no intuito de remover a influência dos microporos invisíveis nas imagens.



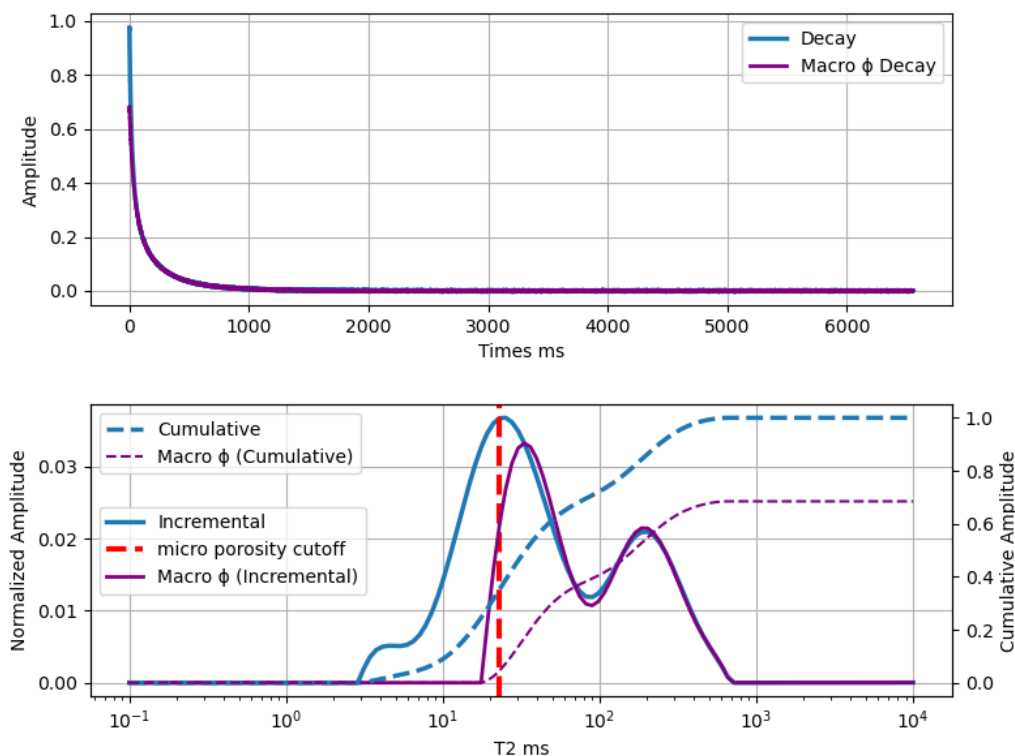


Figura 4.5:  $T_2$  laboratorial de um carbonato, cujo corte de  $T_{2\mu\phi}$  foi de 22,9 ms (35% de microporosidade). A curva roxa em ambos os gráficos representa o decaimento  $M(T_{2\text{visível}})$ , obtido ao subtrair o decaimento experimental a um referente apenas à microporosidade da rocha. Em teoria, tais curvas poderiam ser utilizadas na correlação de resultados experimentais e simulados de RMN em rochas digitais.

Não há uma metodologia ideal para se obter a fração exata dos microporos invisíveis nas imagens, mas ela pode ser estimada utilizando algumas métricas comparativas. Nesse âmbito, BENAVIDES et al. (2017) usaram a diferença entre a porosidade do plug medido em laboratório (a gás He) e a obtida pelas imagens da rocha. Assim, nos casos em que a rocha digital é menos porosa, infere-se que esse déficit corresponde a existência de poros menores do que um voxel. Isso é válido se a rocha digital representar bem o plug analisado em laboratório, mas pode ser problemático em rochas heterogêneas, cuja porosidade varia em diferentes regiões da rocha.

Outra maneira seria avaliar as medições de  $T_2$  dos plugs com saturações irreduzíveis ( $T_{2SWI}$ ), que indicam o quanto de fluido ficou retido na microporosidade da rocha. Nesse contexto, SOUZA et al. (2016) encontraram que os  $T_{2\text{cutoffs}}$  de carbonatos e arenitos correspondem em média à cortes de  $0,4 \mu\text{m}$  e  $1,8 \mu\text{m}$  em suas distribuições de

tamanho de poro, respectivamente. Portanto, estas curvas de  $T_{2SWI}$  possuem o potencial em auxiliar a escolha do valor da fração de microporosidade invisível às imagens.

Por fim, é evidente que a questão da representatividade das rochas digitais deve sempre ser levada em conta ao estudar os resultados das simulações de RMN em rochas digitais, assim como no estudo de outras simulações e análises na Petrofísica Digital.

## **MATERIAIS E MÉTODOS**

## 5 MATERIAIS E MÉTODOS

Neste trabalho foram utilizados dados de 6 rochas distintas, sendo 2 delas criadas virtualmente a partir de um simples modelo de poros perfeitamente esféricos, enquanto que as demais são plugues de rochas análogas a reservatório de petróleo, cedidos pelo Laboratório de Aplicações da Ressonância Magnética Nuclear e Petrofísica da Universidade Federal Fluminense, ou *UFFLAR*. Estes consistem em amostras de duas rochas areníticas e duas carbonáticas, todas provindas de diversos afloramentos localizados nos Estados Unidos, pela empresa Kocurek Industries. Dessas rochas, um conjunto de plugues seguiu para as análises rotineiras de petrofísica e de RMN de Baixo Campo, enquanto o outro foi imageado por  $\mu\text{XCT}$ , utilizando altas resoluções. Apesar de serem amostras distintas, ambos conjuntos foram originados de uma mesma formação, e são considerados como equivalentes.

### 5.1 Petrofísica de Rotina

O processamento e as medições de petrofísica de rotina do primeiro conjunto de plugues foram realizados pelo laboratório de Petrofísica do UFFLAR. Primeiramente, os plugues foram “limpos”, utilizando extratores do tipo *Soxhlet* (Figura 3.1) e solventes como o tolueno (para a remoção de hidrocarbonetos) e metilo (remoção de sais e água). O intuito desta etapa é remover qualquer contaminação ou impureza presente no espaço poroso da rocha, para que as medições seguintes sejam corretas. Após a extração, as amostras foram secadas em uma estufa a 80° Celsius por 12 horas.



Figura 5.1: Foto de um Extrator *Soxhlet* operando no laboratório de petrofísica do UFFLAR.

Com as amostras limpas, medidas simples como volume, massa seca –  $M_{seca}$  – e densidade foram realizadas utilizando um paquímetro e uma balança de precisão. Em seguida, a porosidade e permeabilidade das rochas foram medidas, utilizando o porosímetro ULTRAPORE 300 e o permeametro ULTRAPERM 500. Ambos os equipamentos foram fabricados pela CoreLab (EUA), e utilizam o gás Hélio (He) sob altas pressões para efetuar tais medições. Vale notar que as medições de permeabilidade foram corrigidas pelo efeito Klinkenberg.



Figura 5.2: Esquerda: foto do porosímetro ULTRAPORE 300 e do permeametro ULTRAPERM 500 no laboratório de petrofísica do UFFLAR. Direita: célula Hassler em destaque, acoplada aos dois aparatos.

Após as medições a gás, as amostras foram saturadas por uma solução de salmoura preparada em laboratório, com 50.000 ppm de cloreto de potássio (KCl). Tal etapa fora realizada utilizando uma entre duas metodologias distintas. Na primeira, a amostra é submergida na solução em um frasco simples, que é colocado em um recipiente selado, e em seguida submetido à um vácuo. Dessa forma, o vácuo faz com que o ar saia dos poros da rocha, que é então substituído pela solução. Já no segundo método, a rocha é inserida com a solução em uma célula de pressão e em seguida uma pressão de 2000 psi é aplicada durante 24 horas. O primeiro método foi utilizado em rochas com altas permeabilidades e o segundo em rochas com pouca permeabilidade.

Após a saturação, a amostra é pesada novamente em uma balança de precisão, para aferir a massa molhada da amostra –  $M_{molhada}$ . A diferença entre  $M_{seca}$  e  $M_{molhada}$ , e a densidade da salmoura são utilizados para estimar a massa e o volume do fluido que preencheu o espaço poroso da rocha. Este volume é então comparado com o volume poroso da rocha (obtido pela porosímetro), para calcular o índice de saturação da rocha.

Este é importante para a medição de RMN e dos parâmetros elétricos da rocha, e deve ser pelo menos 95% ou mais para garantir boas medidas.

Finalmente, os parâmetros elétricos da rocha são aferidos, usando uma célula Multicore (Phoenix Instruments). Nela, as rochas são inseridas e pressurizadas a uma pressão de até 5000 psi e são utilizados eletrodos no topo e na base da célula para estimar o coeficiente de cimentação ( $m$ ), o fator de tortuosidade, e o expoente de saturação, entre outros parâmetros elétricos.



Figura 5.3: Foto da célula Multicore (Phoenix Instruments) sendo usada parâmetros elétricos no UFFLAR.

## 5.2 Medições de RMN

Os experimentos de RMN de Baixo Campo foram realizados pela Schlumberger, utilizando o espectrômetro *Maran Ultra 2.2 MHz* (desenvolvido pela Oxford Instruments, Reino Unido). Cada medição de  $T_2$  foi feita ao aplicar uma sequência de pulsos CPMG (Carr-Purcell-Meiboom-Gill) repetidas vezes, usando os mesmos parâmetros de aquisição, e um tempo entre ecos de 400  $\mu$ s. Os decaimentos resultantes de cada CPMG foram somados, no intuito de aumentar a relação sinal-ruído de cada medida. Antes do experimento, o equipamento foi devidamente calibrado utilizando uma amostra padrão, de dimensões, porosidade e  $T_2$  conhecidos. Os tempos de aplicação dos pulsos de 90° e 180° também foram ajustados utilizando esta amostra padrão, assim como a proporção entre a intensidade do sinal detectado e o volume de fluido presente nas rochas. Com isso, a porosidade por RMN ( $\phi_{RMN}$ ) também foi calculada, como descrito na seção 3.5 (equação 3.12). Todo o controle operacional do experimento e pré-processamento dos dados foi feito pelo do software *RINMR*, também desenvolvido pela Oxford Instruments.

As medições de  $T_2$  foram realizadas duas vezes em cada rocha: primeiramente com ela 100% saturada pela salmoura (SW1) e depois com a saturação irreduzível (SWI). Neste segundo caso, a amostra 100% saturada foi processada em uma centrífuga, na qual foi aplicada uma pressão de 100 psi. Com isso, a rocha foi parcialmente dessaturada até sua saturação irreduzível, assim como discutido na seção 3.7. Em ambas medições, o experimento de RMN foi calibrado e configurado da mesma forma. Portanto, as amplitudes dos sinais correspondem aos volumes de fluido presentes em cada medição.

Todos os decaimentos medidos foram invertidos em distribuições de  $T_2$  utilizando um software desenvolvido em Python e C++, que implementa a Transformada Inversa de Laplace para solucionar o problema da equação 3.18. Essa inversão é regularizada no software pelo método de Tikhonov, devido à natureza mal posta do problema (como mencionado na seção 3.6). Ao escolher o melhor regularizador de Tikhonov ( $\lambda_{Tikhonov}$ ) para a inversão, o software utiliza o método da curva L, além de algumas otimizações que aceleram as contas necessárias para se obter esta curva. Tal metodologia e otimizações foram descritas por HANSEN (2000), cujo trabalho serviu como base para a elaboração do software. Todas as inversões foram realizadas para 128 valores de  $T_2$ , distribuídos logaritmicamente entre  $10^{-1}$  à  $10^4$  milissegundos.

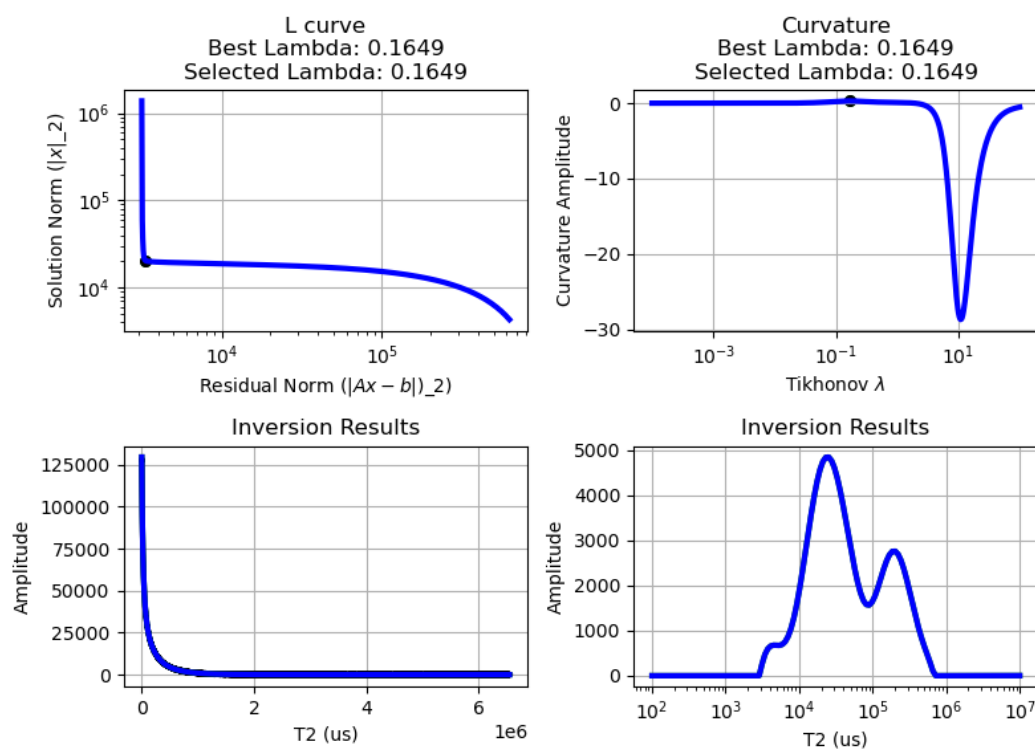


Figura 5.4: Captura de tela da interface de inversão de  $T_2$ , que utiliza a regularização de Tikhonov e o método da Curva L para inverter o decaimento em uma distribuição de  $T_2$ .

Por fim, experimentos de Difusão- $T_2$  por RMN também foram realizadas com as rochas 100% saturadas. Estes experimentos envolvem a aplicação da sequência de pulsos PGSE (*Pulsed Gradient Spin Echo*) para adquirir o decaimento de  $T_2$  para diferentes amplitudes de gradiente magnético aplicadas. Os resultados desses experimentos foram invertidos em mapas  $DT_2$ , através de um software em Matlab desenvolvido e cedido pela Schlumberger. Finalmente, estes mapas foram utilizados para estimar um valor de  $\rho_{2_{eff}}$  para cada rocha, empregando a metodologia descrita por SOUZA et al. (2013). Vale notar que tal método utiliza não só o mapa  $DT_2$ , mas também a porosidade da rocha e o coeficiente de cimentação  $m$ , ambos obtidos anteriormente nas medições de petrofísica de rotina.

### 5.3 Aquisição e Criação de Rochas Digitais

Antes de seguir para as etapas de imageamento digital, o segundo conjunto de plugues também foi limpo e seco, usando a mesma metodologia do primeiro. Em seguida, subamostras cilíndricas foram extraídas destes plugues, no intuito de facilitar o imageamento de alta resolução. Para a medição de  $\mu xCT$ , foi utilizado o microtomografo computadorizado Xradia 510 Versa, fabricado pela ZEISS e adquirido pela UFF. Em cada aquisição, as distâncias entre o sensor, a fonte de raio-X e as amostras foram configuradas para se obter o máximo de resolução possível, de forma com que as imagens finais possuam distâncias entre voxels de 1 ou 2  $\mu m$ .



Figura 5.5: Ilustração do microtomografo Xradia 510 Versa, fabricado pela ZEISS (fonte: [www.zeiss.com](http://www.zeiss.com)).



Os tomogramas adquiridos foram então processados por rotinas de reconstrução de imagens tridimensionais, resultando nos objetos 3D digitais de cada amostra de rocha. Em seguida, uma segmentação por *threshold* simples foi aplicada para distinguir voxels da fase sólida e não sólida, mapeando assim o sistema poroso da rocha. Após esta etapa, foi aplicado um filtro de remoção de ruídos de alta frequência (para melhorar a qualidade das imagens) e depois uma segunda rotina (desenvolvida em C++) para remover alguns erros óbvios de segmentação, como por exemplo a presença de “grãos flutuantes” no meio de poros da rocha. Finalmente, foi selecionado um volume paralelepipedico na região central da imagem da rocha (como demonstrado na Figura 3.5), para ser utilizado como a rocha final nas demais rotinas de petrofísica digital. Essa sub amostragem foi realizada porque a maioria das rotinas computacionais utilizadas neste trabalho não são facilmente implementáveis em um objeto 3D de formato cilíndrico, ao contrário de um objeto paralelepipedico.

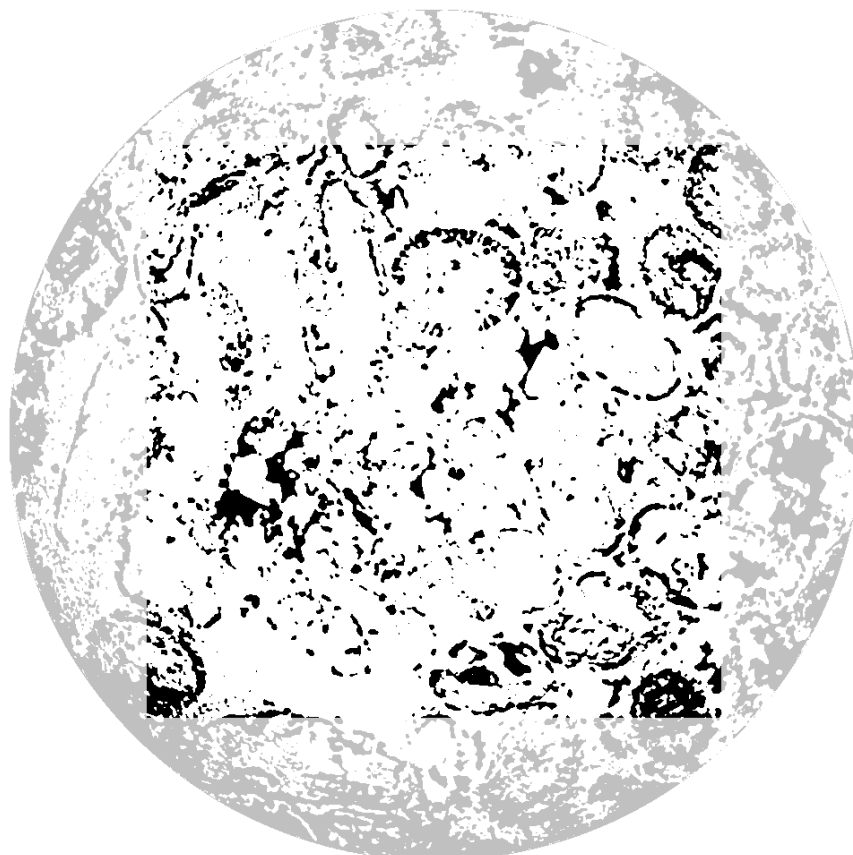


Figura 5.6: Fatia transversal de uma microtomografia 3D do carbonato “Austin Chalk”, examinado neste trabalho. A imagem já está segmentada, onde a cor branca representa a fase sólida e a preta a fase não sólida da rocha. A área retangular demarcada no meio (com cores opacas) representa a região do paralelepípedo sub amostrado, que será utilizado nas demais rotinas de petrofísica digital.

Com esse dado segmentado, a medição da porosidade de uma rocha digital torna-se trivial, já que é somente necessário calcular a razão entre o número de voxels “vazios” pelo número total de voxels da imagem. Fica fácil também comprimir esse dado para o envio, processamento ou armazenamento em disco ou nuvem, já que as imagens finais são binárias e, portanto, apresentam apenas 1 bit de informação por voxel.

Por outro lado, as imagens das rochas sintéticas virtuais foram criadas mais facilmente, utilizando um software (desenvolvido em Python e C++) para criar poros esféricos voxelizados em um cubo virtual 3D. Tal programa recebe como entrada o comprimento da aresta do cubo (em voxels), a distância real entre os voxels (em micrometros), e as “famílias de poros esféricos” a serem geradas. Estas são definidas por um percentual de porosidade que elas devem representar no cubo, os valores de raios mínimos e máximos das esferas que as compõe, e outras configurações que designam por exemplo se as esferas podem encostar ou sobrepor umas às outras. A partir dessas definições, o software preenche o cubo com poros esféricos, onde centros e raios são atribuídos aleatoriamente, mas sem desrespeitar as configurações de cada família. Esse preenchimento de esferas é realizado até que porosidade alvo da família seja atingida. O resultado final é um sistema poroso 3D formado por esferas, cujos voxels vazios são assinalados de acordo com a família de poros que eles representam, o que é bastante útil na hora de segregar o comportamento dessas famílias nas rotinas de simulação de RMN.

No presente trabalho, foram criadas 2 rochas sintéticas utilizando este software, ambas com dimensões de 512x512x512 voxels, comprimento de voxels de  $0,15 \mu m$ , e sem permitir a sobreposição entre os poros esféricos. As configurações das famílias de poro que compõe estas rochas serão descritas no próximo capítulo.

#### 5.4 Simulações de RMN usando Random Walk

O simulador de RMN e suas rotinas auxiliares foram implemetadas em Python, C++ e OpenCL. Em geral, as rotinas mais leves (*front-end* e contas simples) foram feitas em Python, empregando pacotes científicos como *Numpy*, *Scipy* e *Matplotlib*, entre outros. Rotinas mais pesadas foram implementadas em uma biblioteca dinâmica em C/C++ (para usar múltiplas threads numa CPU), enquanto que a própria simulação de Random Walk foi desenvolvida em OpenCL (para utilizar GPUs). Tais rotinas compõem um pacote de classes e funções em Python, que funcionam tanto em Windows 10 quanto Linux (Ubuntu 18.04).

As simulações mais pesadas foram realizadas utilizando o serviço do *Google Colaboratory* (ou “*Colab*”), onde máquinas virtuais (VMs) rodando Linux são cedidas gratuitamente. Estas possuem CPUs Intel Xeon com 4 threads, 24GB de RAM e GPUs NVIDIA Tesla P100 (16GB de VRAM). Por outro lado, as rotinas leves foram executadas em um computador pessoal, que possui uma CPU AMD Ryzen 7 3800x (8 núcleos, 16 threads), 32GB de RAM, GPU AMD Radeon RX 580 (8GB de VRAM), e Windows 10.

O algoritmo de Random Walk implementado segue o que foi detalhado no capítulo 4, utilizando a ideia de 6 direções de caminhada num espaço 3D voxelizado (equações 4.5) e de que a distância de caminhada equivale ao comprimento dos voxels, ou seja: os walkers caminham de voxel a voxel. Além disto, os efeitos de relaxação por difusão foram desconsiderados (tomando as condições experimentais descritas na seção 4.3) e o fluido saturante é a água a 25°C, o que simplifica bastante o algoritmo. Ao emular os efeitos da relaxatividade superficial, o simulador apresenta duas opções: ou  $\rho_2$  é constante para todos os walkers ( $\rho_{2_{eff}}$ ), ou cada walker relaxa usando um valor  $\rho_{2_w}$  dado pela equação 4.12, de forma com que a relaxatividade varie com o tamanho dos poros que os walkers sondam. Em ambos os casos, a penalização da magnetização de cada walker após uma colisão é dada por  $1 - \delta$ , como discuto na seção 4.3.

Diversas otimizações foram implementadas para acelerar as rotinas de Random Walk, principalmente considerando sua execução em GPUs. Estas e outros aspectos mais complexos dos códigos concebidos não serão detalhados a fundo neste trabalho, por fugirem do escopo do mesmo. Porém, vale destacar alguns pontos interessantes:

- Os *kernels* desenvolvidos em OpenCL foram estruturados para simular um walker por thread executado na GPU. Estes e outros fatores permitem que os walkers sejam simulados paralelamente em lotes, e com muita eficiência.
- O somatório da equação 4.3 é majoritariamente realizado em GPU, para depois ser finalizado em CPU. Isto acelera bastante o cálculo da magnetização resultante em cada instante de tempo  $t$ .
- Nos casos em que uma mesma simulação precisa ser repetida várias vezes para  $\rho_2$  diferentes (por exemplo, nos algoritmos genéticos), o algoritmo realiza o Random Walk apenas uma vez, e retém a informação das colisões dos walkers em cada instante  $t$ . Dessa forma, é possível ressimular a RMN sem realizar o Random Walk novamente, recalculando apenas a magnetização dos walkers em cada instante.

- Para sortear as direções de caminhada dos walkers, foi utilizado o Gerador de Números Pseudoaleatórios *xorshift128+* (VIGNA, 2017). Ele foi escolhido por ser muito rápido, consumir poucos ciclos, registros e memória VRAM na GPU (16 bytes por walker), além de ser mais do que adequado para esta aplicação.

Para todas as rochas digitais, foram configurados e realizadas dois tipos de simulações. O tipo 1 consiste em simulações longas que utilizam todo o espaço poroso virtual disponível, ou seja: preenchem cada voxel não sólido com um walker. Elas também utilizam tempos entre ecos curtos (por volta de 300 a 400  $\mu\text{s}$ , dependendo da rocha) e por isso adquirem muitos pontos na curva de decaimento. Estas simulações são computacionalmente mais custosas, mas garantem uma resposta plena da RMN simulada, e por isso foram utilizadas para estudar os casos onde  $\rho_2$  seria constante e homogêneo. No caso das rochas reais, os tempos totais simulados são de  $\sim 4,749$  e  $\sim 7,123$  segundos, para rochas de  $2 \mu\text{m}$  e  $1 \mu\text{m}$  de resolução, respectivamente. Já nas rochas sintéticas, apenas  $\sim 3,272$  segundos foram simulados, para reduzir o custo computacional necessário (lembrando que o valor de  $\varepsilon$  nelas é menor, e por isso  $N_p$  é consideravelmente maior, visto pelas equações 4.1 e 4.2). Esses tempos são mais do que suficientes para realizar as simulações, visto que em geral a amplitude do sinal de RMN dessas rochas já decai para menos de 0.1% por volta de 2 segundos de simulação.

Por outro lado, as simulações de tipo 2 utilizam menos walkers:  $2^{24}$  nas rochas reais, e  $2^{20}$  a  $2^{22}$  nas sintéticas. Tais quantias foram escolhidas por serem suficientemente grandes (garantindo uma boa representatividade do meio poroso), mas sem extrapolar o uso de VRAM nas GPUs utilizadas, nem abrir mão de diversas otimizações implementadas no simulador. Nesse caso, os walkers são distribuídos uniformemente de maneira aleatória pelo sistema poroso, como discutido na seção 4.2. Isto é demonstrado na Figura 3.6, que mostra que mesmo para uma quantia reduzida de walkers, praticamente todo o espaço poroso será amostrado durante uma simulação. Além disto, as simulações de tipo 2 são mais curtas ( $\sim 1,7$  s), e adquirem menos pontos na curva de decaimento (com tempo entre ecos de 1 ms). Consequentemente, elas não são tão plenas quanto às de tipo 1, mas proporcionam resultados quase idênticos a estas, além de serem muito mais leves computacionalmente. Portanto, as simulações de tipo 2 foram utilizadas pelo algoritmo genético para ajustar os parâmetros das sigmóides na equação 4.12. Mais detalhes sobre isso serão debatidos na próxima seção.

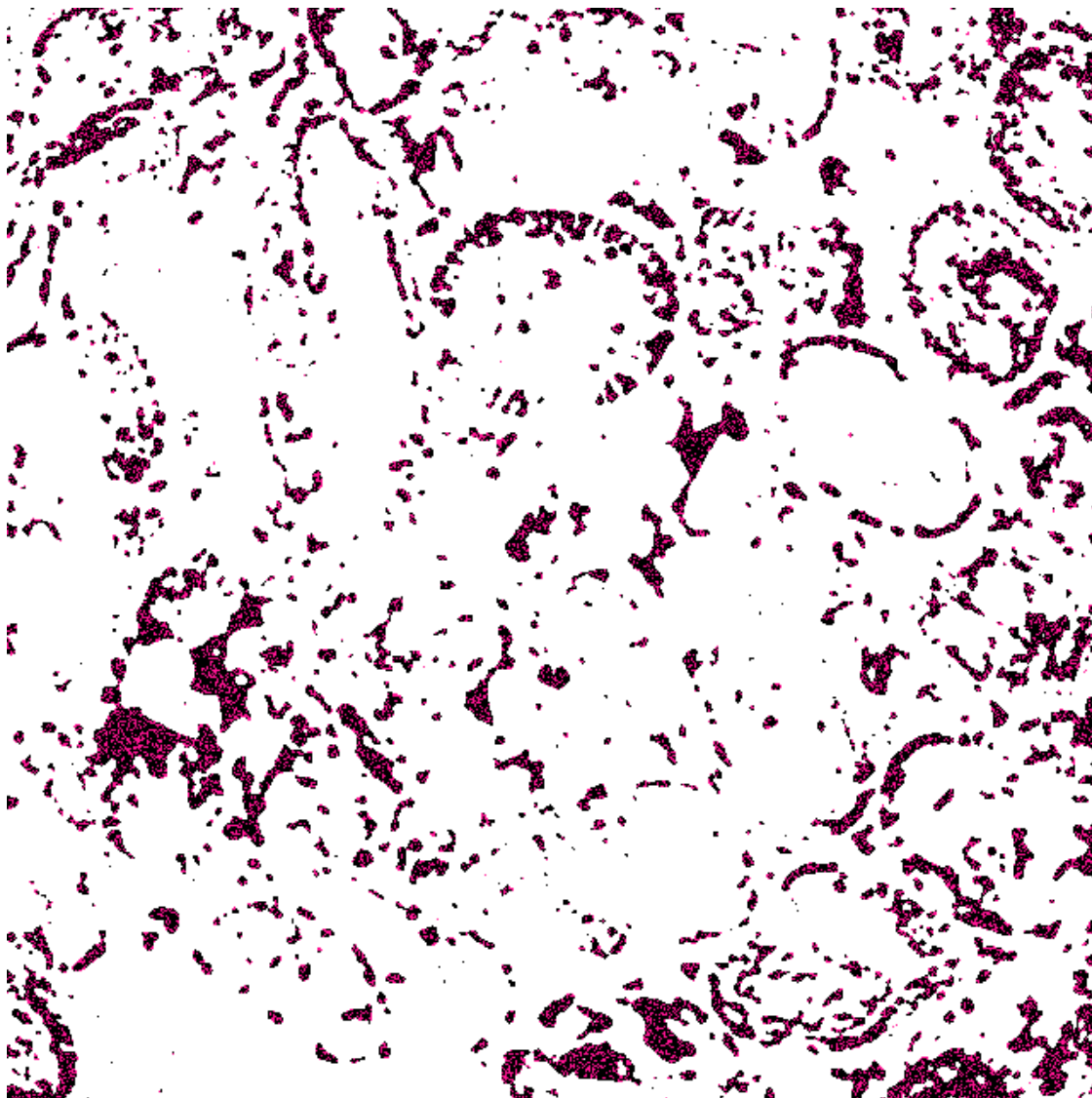


Figura 5.7: Fatia segmentada do carbonato “Austin Chalk” (a mesma que na Figura 5.6). Os pontos de cor rosa nos poros indicam as posições iniciais dos walkers selecionados para serem simulados no segundo tipo de simulação. Nota-se que mesmo utilizando apenas ~30% do voxels vazios nessa rocha ( $2^{24}$ ), os walkers estão bem distribuídos pelo espaço poroso, garantindo que este seja bem amostrado.

Após as simulações, foi adicionado um ruído Gaussiano em todos os decaimentos gerados, para emular o ruído eletrônico tipicamente encontrado num experimento de RMN. Para as rochas reais, os ruídos apresentam as mesmas razões sinal-ruído (SNR) observadas nas medições laboratoriais delas. Já no caso das sintéticas, um SNR médio foi utilizado, a partir do que foi observado nas medições experimentais. Finalmente, todos esses decaimentos ruidosos foram invertidos com o mesmo software mencionado na seção 5.3. Nas rochas reais, utilizou-se os mesmos parâmetros usados para inverter as medições experimentais, incluindo os valores de  $\lambda_{Tikhonov}$  e  $T_2$  empregados. Isso foi feito para garantir uma comparação adequada entre dados reais e simulados.

## 5.5 Algoritmo Genético para o Método Benavides

Ao utilizar o método Benavides (descrito na seção 2.3.4) nos casos em que a relaxatividade superficial seria heterogênea, foi implementado (em Python) um algoritmo genético que otimiza os parâmetros da equação 2.3.12. Nele, cada solução distinta é representada por um indivíduo, que possui  $4N_{sig}$  “genes” distintos. Tais genes consistem nos parâmetros das sigmóides, e por isso a melhor solução é dada pelo indivíduo com a “melhor genética”. Com isso, a otimização destes genes ocorre ao realizar um processo evolutivo baseado na teoria de Seleção Natural, ou seja: indivíduos com as melhores soluções são preservados na população, e se combinam para gerar novos indivíduos melhorados. Por outro lado, os indivíduos menos aptos (piores soluções) são descartados.

Ao quantificar a qualidade de um indivíduo, foi calculado um valor de fitness, dado pelo inverso da soma do erro quadrático entre as distribuições de  $T_2$  reais e simuladas, como demonstrado na equação 3.1:

$$fitness = \frac{1.0}{\sum (C_{i_{real}} - C_{i_{simulada}})^2} \quad (3.1)$$

na qual  $C_{i_{real}}$  e  $C_{i_{simulada}}$  são as amplitudes normalizadas das distribuições de  $T_2$  obtidas no experimento real e na simulação de RMN, respectivamente. Dessa forma, quanto menor a correlação entre as curvas, maior será o erro quadrático, e menor será o valor de *fitness*. Vale salientar aqui que tais curvas não são os decaimentos de magnetização resultante, e sim suas distribuições de  $T_2$  já invertidas. Seria possível empregar também o erro quadrático dos decaimentos na equação acima, o que descartaria a necessidade de lidar com inversões de RMN. Porém, tal erro não é tão numericamente estável, devido a presença de ruídos experimentais e outros fatores que dificultam uma comparação direta entre as curvas. Portanto, foi preferido inverter os decaimentos de RMN primeiro, e depois comparar as distribuições de  $T_2$  resultantes.

A estrutura do algoritmo genético implementado foi baseada na que foi descrita e utilizada por BENAVIDES (2018), empregando o conceito de múltiplas populações isoladas em “ilhas” e de migrações e/ou extinções aleatórias que reformulam as populações destas. Tal estrutura é importante para evitar convergências prematuras e aumentar a diversidade das soluções (WHITLEY; RANA; HECKENDORN, 1998). Foram utilizadas 8 ilhas com 8 indivíduos cada, nas quais pares de indivíduos são

selecionados e combinados linearmente (usando percentuais aleatórios) em cada rodada. Essas combinações geram um novo par de soluções, que são então simuladas e comparadas com o dado real para obter seus valores de *fitness*. Isso totaliza 64 simulações realizadas por cada geração. Após o cálculo de *fitness*, é feita uma nova seleção para descartar os piores indivíduos (metade da população geral), concluindo uma rodada do processo evolutivo. Ao selecionar os pares a serem combinados, e as soluções a serem retidas para uma próxima rodada, foi utilizado um operador genético denominado “*Roulette Wheel Selection*” (também chamado de “*Fitness Proportionate Selection*”), que potencialmente seleciona os melhores indivíduos (BÄCK, 1996).

Foi observado que apenas duas sigmóides são o suficiente para descrever de forma adequada o comportamento de  $f(w_\chi)$  nas rochas utilizadas neste trabalho (nesse caso, 8 parâmetros a serem ajustados em cada solução). Tal fato também foi observado por BENAVIDES (2018). Isto porque o uso de mais sigmóides não apresentou nenhuma mudança significativa nos resultados, mas prolongou o processo de otimização do algoritmo genético. Quanto ao número de gerações realizadas em cada ajuste, não foi implementado neste trabalho nenhum critério automatizado de parada evolutiva. Ao invés disso, um número grande de gerações foi processado em cada ajuste, até que tenha ficado claro que o algoritmo genético atingiu o mínimo global da solução, sem conseguir mais evoluir sua população. Finalmente, para garantir que resultado final não é um simples mínimo local acidental, todo o método Benavides foi realizado pelo menos 3 vezes para cada rocha analisada, já que a equivalência entre as soluções finais encontradas em diferentes rodadas do algoritmo genético endossa que essas soluções correspondem à verdadeira.

Por fim, nos casos em que foi necessário aplicar um corte de  $T_{2\mu\phi}$  para compensar a microporosidade não imageada nas rochas digitais, o método Benavides foi configurado para ajustar a distribuição de  $T_2$  obtida a partir do decaimento  $M(T_{2\text{visível}})$ , como elaborado na seção 4.5 (Figura 4.5).

## **RESULTADOS E DISCUSSÕES**



## 6 RESULTADOS E DISCUSSÕES

Os resultados deste trabalho estão divididos em duas partes. A primeira (seções 6.1 e 6.2) explora a aplicação do método Benavides nas duas rochas sintéticas, no intuito de avaliar essa metodologia nos casos em que a microporosidade da rocha digital está ou não devidamente “imageada” na rocha digital (como discutido na seção 4.5). Para isso, tais rochas sintéticas foram criadas especificamente para demonstrar esse cenário. Já a segunda parte do trabalho (seções 6.3 a 6.8) discute a utilização do método Benavides e outros na obtenção de  $\rho_2$  em 4 rochas reais, avaliando diferentes cenários quanto presença de microporos não imageados, homogeneidade (ou não) de  $\rho_2$ , e a representatividade das rochas digitais ao comparar suas simulações de RMN às medições laboratoriais de  $T_2$ .

### 6.1 Caracterização das Rochas Sintéticas

Como visto na seção 5.3, as rochas sintéticas foram criadas com uma resolução de  $0.15 \mu m$  por voxel, e preenchidas por poros esféricos isolados, de raios específicos. Tal resolução foi escolhida por ser maior do que as tipicamente encontradas nas rochas imageadas por  $\mu xCT$  (maiores que  $1 \mu m$  por voxel, geralmente), mas sem prolongar muito o tempo computacional das simulações. Quanto ao tamanho das esferas, a primeira rocha “A” possui duas famílias de poro distintas, enquanto a segunda “B” possui três. Em ambas, uma dessas famílias é composta por poros submicrométricos, enquanto as demais apresentam poros com raios maiores do que  $1 \mu m$ . Desse modo, se essas rochas digitais fossem amostras físicas e imageadas em resoluções acima de  $2 \mu m$ , por exemplo, tais poros submicrométricos não seriam resolvidos, emulando o que acontece nas rochas reais. A tabela 6.1 expõe as configurações das famílias utilizadas na criação dessas rochas.

Para aplicar o método Benavides, é necessário possuir uma medição de  $T_2$  experimental que sirva como referência ao calcular o *fitness* das soluções do algoritmo genético. Porém, como as rochas aqui são virtuais, foram utilizados os resultados de suas simulações de RMN de tipo 1 (descrito na seção 5.5) como substitutos de medições reais. Ao atribuir o comportamento da relaxatividade superficial, ambas as rochas foram simuladas primeiramente com  $\rho_2 = 20 \mu m/s$ , para exemplificar o cenário em que a relaxatividade é constante e homogênea ao longo do sistema poroso. Em seguida, foi criada e simulada uma terceira rocha “C”, utilizando o mesmo meio sintético da rocha B, mas empregando valores de  $\rho_2$  distintos em cada uma das suas 3 famílias de poros. Tal

fato emularia o cenário em que a relaxatividade superficial do meio poroso é heterogênea. Além disso, os ruídos Gaussianos adicionados aos decaimentos de referência da rocha C possuem razões SNR maiores que os das rochas A e B. Logo, o valor de  $\lambda_{Tikhonov}$  empregado na inversão dos decaimentos da rocha C é maior do que nas demais rochas. A escolha desses parâmetros foi orientada no sentido de aumentar a complexidade da rocha C, e subsequentemente testar a capacidade do método Benavides em resolver meios porosos complexos, com  $\rho_2$  heterogêneos e distribuições de  $T_2$  desafiadoras. Todos os parâmetros usados para definir as 3 rochas, e suas simulações de referência estão dispostos na tabela 6.1. Já os resultados dessas simulações estão dispostos nas Figuras 6.1 e 6.2, junta a uma imagem 2D de uma fatia transversal dos meios sintéticos usados.

Tabela 1: Propriedades das rochas sintéticas utilizadas.

Rocha	Famílias	Raios (min. e max., $\mu m$ )	$\phi$ (%)	Fração de $\phi$ (%)	Voxels Porosos	$\rho_2$ ( $\mu m/s$ )
A	micro	entre 0,45 e 0,75	4,00	25,0	5368915	20,0
	macro	entre 1,05 e 4,2	12,0	75,0	16111550	20,0
B	micro	entre 0,3 e 0,6	7,99	32,19	10737251	20,0
	meso	entre 1,2 e 3,0	8,00	32,2	10740951	20,0
	macro	entre 9,0 e 12,0	8,85	35,6	11881011	20,0
C	micro	entre 0,3 e 0,6	7,99	32,19	10737251	10,0
	meso	entre 1,2 e 3,0	8,00	32,2	10740951	20,0
	macro	entre 9,0 e 12,0	8,85	35,6	11881011	40,0

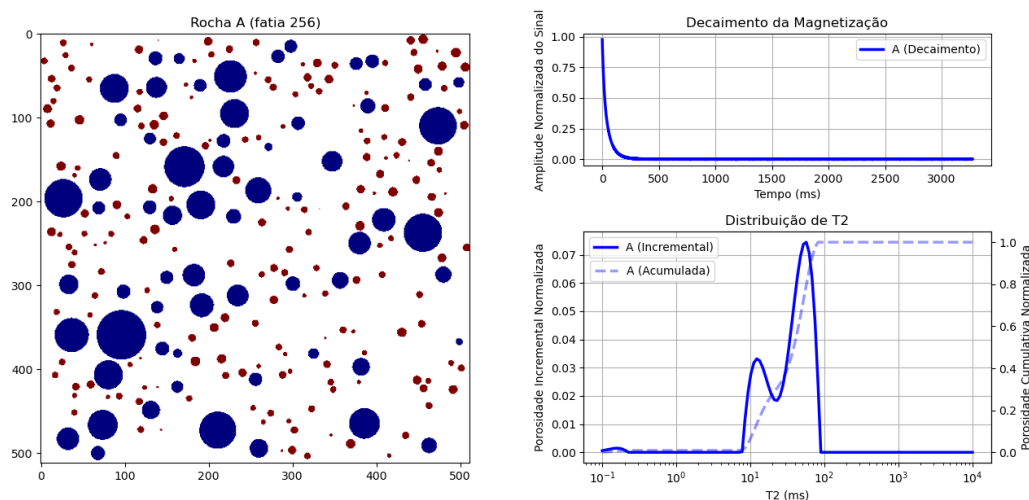


Figura 6.1: Fatia transversal da rocha sintética “A” (esquerda), e seu resultado de  $T_2$  simulado (direita). As cores na fatia indicam as fases do sistema poroso: branco é a sólida, vermelho para os microporos, e azul para os macroporos. Nota-se na Figura que a distribuição de  $T_2$  reflete bem os tamanhos de poros da rocha.

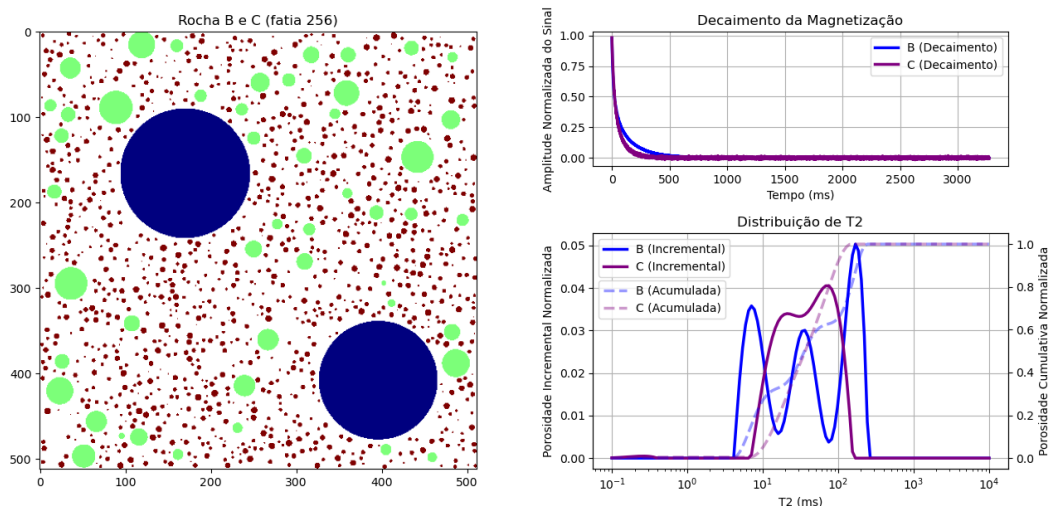


Figura 6.2: Fatia transversal da rocha sintética “B” e “C”, e suas simulações de  $T_2$ . As cores da fatia indicam as fases do meio: branco para o sólido, e vermelho, verde e azul para os micro-, meso-, e macroporos, respectivamente. Na direita, as linhas azuis referem-se à rocha B, e roxas à C. Nota-se que ao reduzir e aumentar a relaxatividade nos macros e microporos (respectivamente), a distribuição de  $T_2$  da rocha C torna-se ambígua: é bimodal, mas retrata o decaimento de RMN de 3 famílias de poro de tamanhos distintos.

Nas imagens de rochas das Figuras acima, a cor azul representa a fase sólida do meio, enquanto que as demais representam as famílias de poros distintos. Nota-se que as distribuições de  $T_2$  simuladas representam muito bem a distribuição de tamanhos de poros das rochas (uma moda para cada família de poro), com exceção da rocha C. Isso ocorre pois a relaxatividade superficial nesta é heterogênea (menor nos poros pequenos e maior dos poros grandes), e a regularização de Tikhonov na inversão foi mais acentuada. Consequentemente, sua distribuição de  $T_2$  tomou um aspecto bimodal, que difere da sua distribuição real de tamanhos de poros, e também da curva de  $T_2$  encontrada na rocha B. Portanto, é nítido que a rocha C representa um exemplo de sistema poroso mais complexo.

## 6.2 Método Benavides nas Rochas Sintéticas

Com as curvas de  $T_2$  de referência geradas, o método Benavides foi então aplicado considerando 3 cenários distintos. O primeiro consiste em simular os walkers em todas as famílias de poros presentes no meio, emulando o caso ideal em que a rocha digital foi bem imageada, e representa adequadamente todos os tipos de poros encontrados na formação de interesse. Já no segundo caso, os walkers foram simulados apenas nos mesos e macroporos, refletindo quando a microporosidade da formação não foi capturada na rocha digital. Por fim, o terceiro e último caso equivale ao segundo, mas

leva em conta a existência da fração dessa microporosidade invisível, e aplica o corte de  $T_{2\mu\phi}$  ao correlacionar as curvas, como elaborado na seção 4.5 e na Figura 4.5.

Os resultados do primeiro cenário estão demonstrados na Figura 6.3. Como esperado, o método solucionou excepcionalmente bem as distribuições de  $\rho_{2w}$  (referente à equação 4.12) nas rochas A e B, encontrando em ambas uma função de  $f(w_\chi) \cong 20 \mu\text{m}/s$ , para todas as taxas de colisões dos walkers  $w_\chi$ . Relembrando a seção 4.4, essas taxas indicam aqui os tamanhos dos poros das rochas. O ajuste de  $f(w_\chi)$  na rocha C também foi ótimo, visto que o método acertou os valores de  $\rho_{2w}$  nos micros e macroporos. Já os mesoporos,  $f(w_\chi)$  aproximou-se bem do valor real ( $20 \mu\text{m}/s$ ), crescendo de 11 e  $28 \mu\text{m}/s$ . Essa leve falha na otimização também era esperada, devido à ambiguidade da curva de  $T_2$  nesta rocha C. Portanto, de modo geral, foi constatado que o método Benavides foi capaz de resolver com sucesso os valores de  $\rho_2$  nesse cenário.

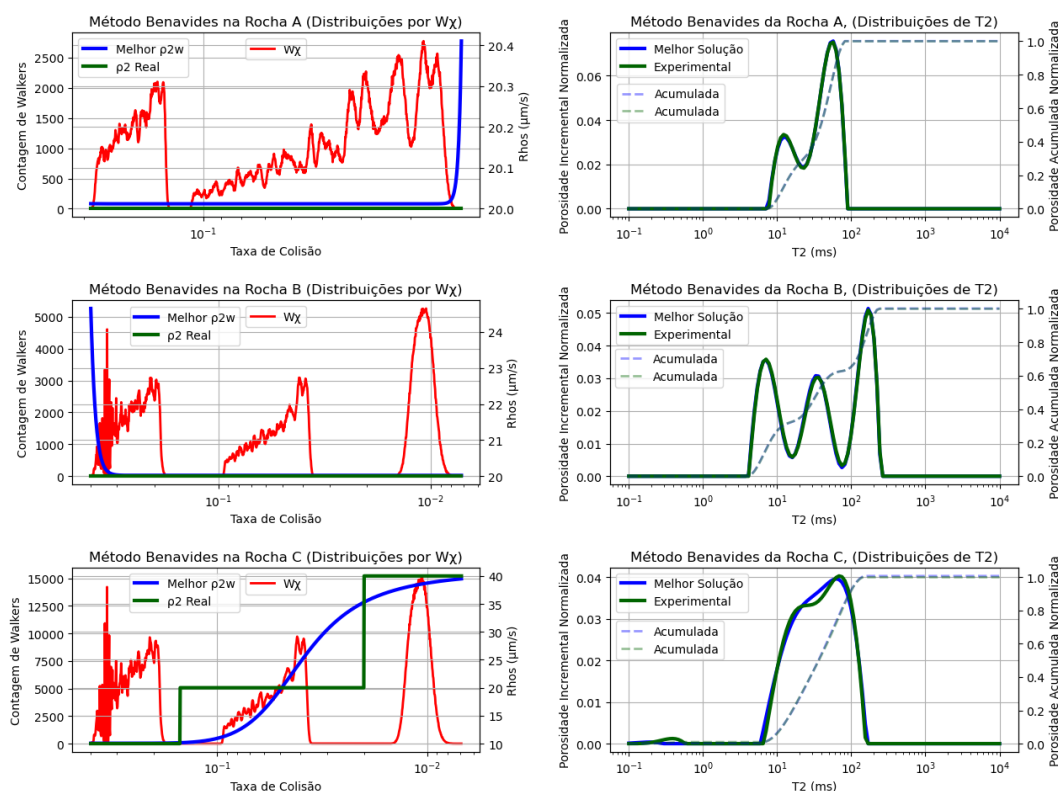


Figura 6.3: Resultados do método Benavides para as rochas sintéticas, no cenário em que todos os poros presentes na rocha estão bem imageadas. As curvas verdes indicam as distribuições verdadeiras de  $\rho_2$  e  $T_2$ , enquanto que as azuis representam a melhor solução encontrada pelo algoritmo genético. Nos gráficos à esquerda, as curvas roxas são as distribuições de  $w_\chi$  (em ordem decrescente), quem servem aqui para indicar os valores de  $\rho_2$  em cada família de poro (lembrando que  $w_\chi$  é proporcional ao raios dos poros esféricos, vide os resultados na Figura 4.3). De modo geral, o ajuste do método nas 3 rochas foi excelente.

Já no segundo cenário, nota-se que o método também conseguiu achar, para as 3 rochas, uma solução que correlaciona bem as distribuições de  $T_2$  “reais” e simuladas. Porém, os valores de  $\rho_{2w}$  encontrados discordam muito da realidade, como ilustrado na Figura 6.4. Nos resultados, apenas uma fração da macroporosidade na rocha A, e toda ela na rocha B, tiveram seus valores de  $\rho_{2w}$  acertados. Para os demais tamanhos de poros,  $\rho_{2w}$  é consideravelmente maior que as relaxatividades verdadeiras, chegando a  $\sim 47$  e  $\sim 79 \mu\text{m/s}$  nos menores poros das imagens (nas rochas A e B, respectivamente). Já na rocha C, até mesmo seus macroporos tiveram suas relaxatividades amplificadas, variando entre  $\sim 36,5$  e  $\sim 47 \mu\text{m/s}$  do menor ao maior poro. Isso corrobora com o que foi discutido na seção 4.5: a ausência da microporosidade de uma rocha em sua versão digital pode acarretar num aumento artificial da relaxatividade para compensar a existência de sinais de  $T_2$  curtos nas distribuições utilizadas como referência. Portanto, o segundo cenário demonstra um exemplo onde a correlação entre simulações de meios virtuais e medições laboratoriais de  $T_2$  podem levar a interpretações errôneas.

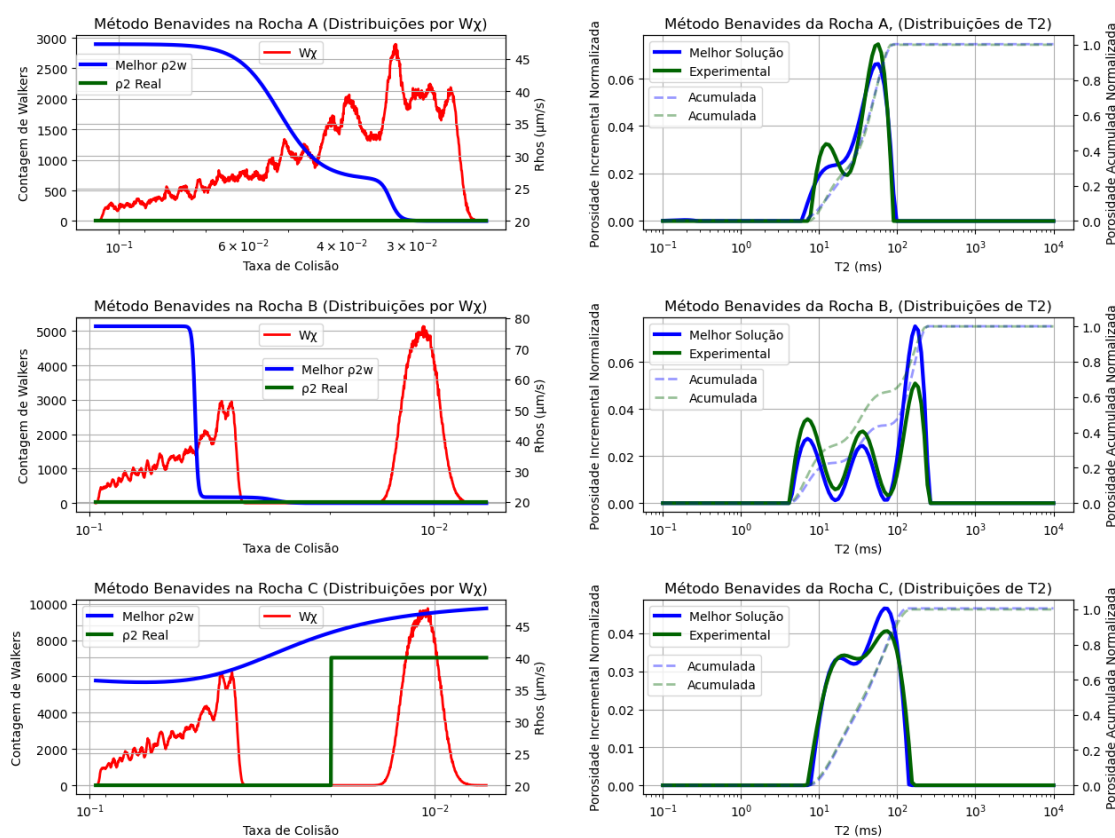


Figura 6.4: Resultados do Método Benavides para as rochas sintéticas, no cenário em que os microporos das rochas reais não estão imageados. As cores e arranjos das curvas seguem a mesma lógica da Figura 6.3. Nota-se que os valores de  $\rho_{2w}$  encontrados diferem muito dos verdadeiros.

Por fim, o terceiro cenário foi avaliado, representando os casos onde se conhece a fração de microporosidade não imageada nas rochas digitais. No caso das sintéticas tratadas aqui, isso corresponde ao percentual de porosidade das famílias dos microporos, cujos valores estão dispostos na tabela 6.1. Estes foram então usados para calcular os cortes de  $T_{2\mu\phi}$ : 19,4, 14,73 e 22,69 ms, para as rochas A, B e C respectivamente. Por meio destes, foi obtido também o decaimento  $M(T_{2\text{visível}})$ , cuja distribuição de  $T_2$  resultante foi utilizada como curva de referência para o método Benavides, assim como elaborado na seção 4.5. Tais resultados estão dispostos na Figura 6.5, abaixo. Mais uma vez, as soluções encontradas correlacionam muito bem as distribuições de  $T_2$ , evidenciando a robustez do método ao ajustar a função  $f(w_\chi)$ .

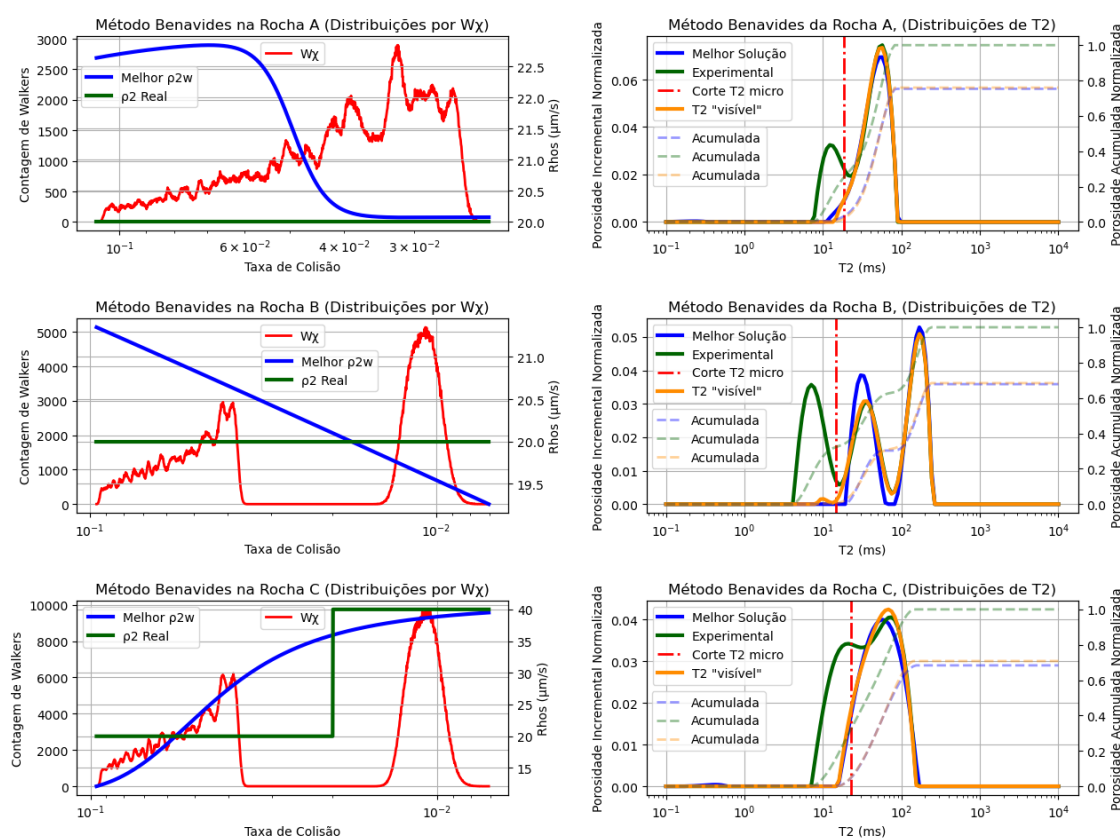


Figura 6.5: Resultados do Método Benavides para as rochas sintéticas, no cenário onde a microporosidade das rochas reais não está imageada, mas seu percentual de porosidade é conhecido. Tais valores foram utilizados para calcular os cortes de  $T_{2\mu\phi}$  (linhas vermelhas tracejadas), e em seguida os decaimentos da porosidade “visível”  $M(T_{2\text{visível}})$ . Por fim, as distribuições de  $T_2$  foram geradas a partir destes decaimentos, e estão plotadas nas linhas laranjas dos gráficos. As demais cores e arranjos das curvas seguem a mesma lógica das Figuras 6.3 e 6.4. Nota-se que  $\rho_{2w}$  encontrados se aproximam bem dos valores reais, mostrando que é possível recuperar parte da relaxatividade das rochas, utilizando essa metodologia.

Quanto aos valores de  $\rho_{2w}$ , nota-se que as soluções encontradas aqui se aproximam bastante da relaxatividade verdadeira das rochas, ao contrário do que foi observado nos resultados do cenário anterior. Para as rochas A e B, o algoritmo genético quase convergiu à função constante ( $f(w_\chi) = 20 \mu m/s$ ), com erros entre 0,5 e 3  $\mu m/s$  apenas em relação às relaxatividades reais. Já na rocha C, a curva de  $f(w_\chi)$  resultante é muito parecida à encontrada no primeiro cenário, cujos valores de  $\rho_{2w}$  foram recuperados nos macroporos, e respeitaram em média o valor real de 20  $\mu m/s$  nos mesoporos. Portanto, foi comprovado aqui que a metodologia de corte de  $T_{2\mu\phi}$  permite solucionar com sucesso a distribuição de relaxatividade superficial em rochas digitais, pelo menos quanto aos tamanhos de poros imageados no meio poroso virtual.

Por fim, os 3 cenários avaliados nesta seção constataram a importância de se verificar a existência (ou não) de microporosidade não imageada em uma rocha digital, durante a aplicação do método Benavides. Obviamente, tal fato não se restringe apenas a essa técnica, podendo ocorrer também em outras metodologias que correlacionem simulações em rochas digitais e medições laboratoriais de  $T_2$  (como discutido na seção 4.5). Conseqüentemente, é recomendável então verificar – previamente à essas análises – se há a ausência de microporosidade nas rochas digitais, e, caso verdade, determinar qual a fração que ela representa nas medições laboratoriais de  $T_2$ . Dessa forma, torna-se possível utilizar a ideia do corte de  $T_{2\mu\phi}$  deste trabalho, e subseqüentemente determinar como se comporta a relaxatividade superficial nos poros contidos na rocha digital.

### 6.3 Caracterização de Dados das Rochas Reais

Após o estudo das rochas sintéticas, o método Benavides foi aplicado em amostras reais de quatro rochas distintas: os arenitos “Carbon Tan” e “Sister Grey Berea”; e os carbonatos “Austin Chalk” e “Desert Pink”. Elas representam formações geológicas análogas a rochas-reservatórios de petróleo, o que é importante para avaliar a aplicabilidade deste método no estudo de  $\rho_2$  nesses tipos de litologias. Relembrando o que foi descrito no capítulo 5, foram realizadas diversas medições laboratoriais – petrofísicas de rotina e RMN – em um conjunto de plugues, enquanto que um outro conjunto gêmeo foi subamostrado, imageado pela técnica de  $\mu xCT$  (a altas resoluções), e subseqüentemente processado, segmentado e utilizado para simular os decaimentos de  $T_2$  dessas rochas. A Figura 6.6 a seguir exhibe cortes transversais delas.

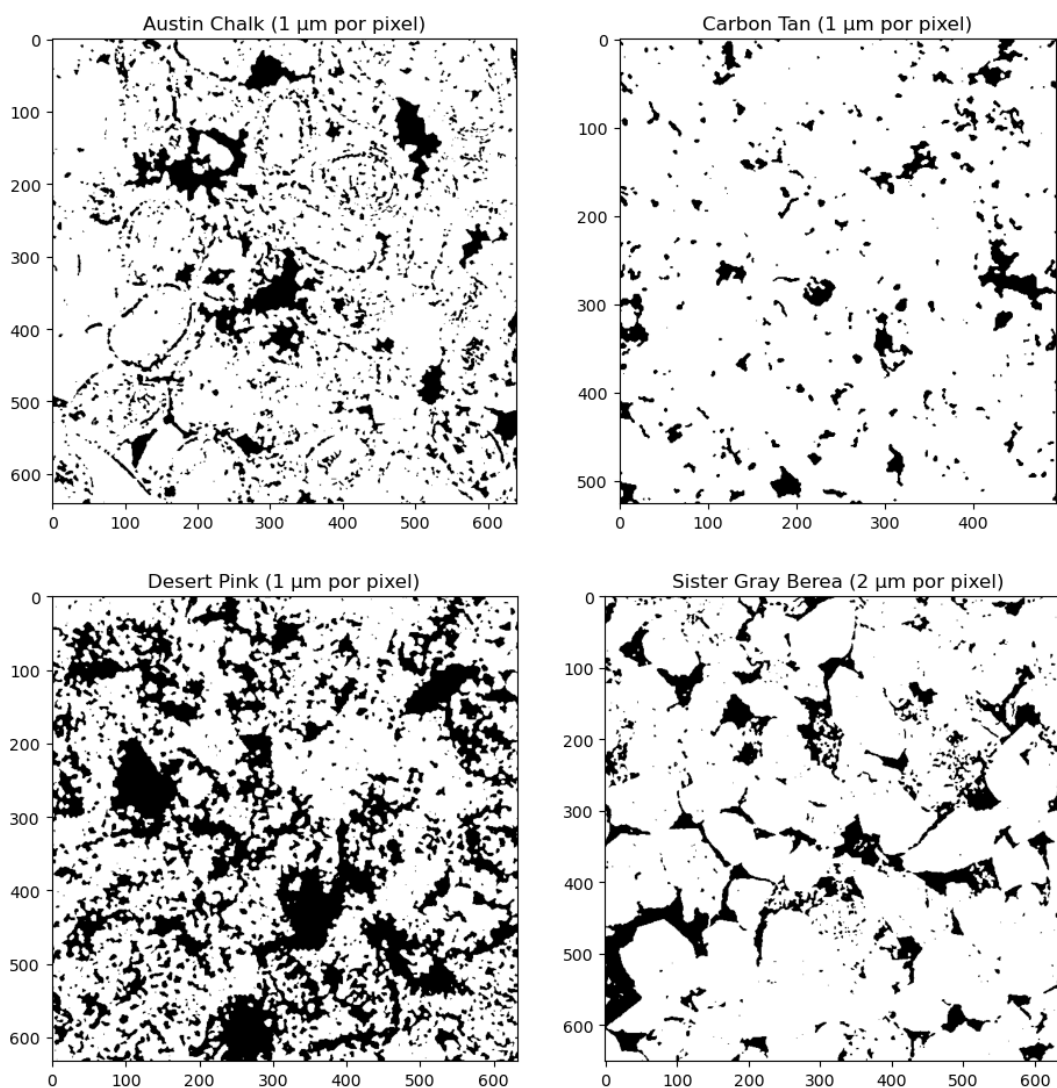


Figura 6.6: Fatias transversais das rochas digitais reais. A cor branca é a fase sólida, enquanto a cor preta indica os poros. A resolução das imagens está exibida em seus títulos, junto aos nomes das rochas.

A Tabela 2 a seguir expõe as principais informações petrofísicas empregadas neste estudo. Nela, as fileiras azuis exibem os atributos das rochas digitais e simulações de RMN: dimensões, resolução dos voxels, número de voxels porosos ( $NV_{poros}$ ), volume total imageado ( $V_{digital}$ ), porosidade digital ( $\phi_{Digital}$ ), e a razão entre o número de walkers utilizados nas simulações de tipo 2 ( $NW_{tipo\ 2}$ ) com número de voxels porosos. Este último é importante para averiguar se o número reduzido de walkers utilizados nas simulações algoritmo genético (método Benavides) representa bem as simulações de RMN de tipo 1. Por fim, também foi classificado visualmente – de forma qualitativa – se as imagens das rochas digitais apresentam heterogeneidades quanto aos tamanhos de poros observados ao longo da de seu comprimento. Isto também está exibido na Tabela



2. Já nas fileiras verdes, estão dispostas as propriedades medidas em laboratório: porosidade e permeabilidade de rotina ( $\phi_{gás}$  e  $k_{gás}$ , respectivamente), volume total do plugue medido ( $V_{plugue}$ ), saturação irreduzível e  $T_{2\text{cutoff}}$  obtidas por RMN (utilizando a metodologia da seção 3.7), e o valor de  $\rho_2$  obtido pelos experimentos de Difusão- $T_2$  ( $\rho_{2DT_2}$ ). Finalmente, as fileiras amarelas contêm os valores da fração de microporosidade invisível nas rochas digitais, e o corte de  $T_{2\mu\phi}$ . Ressalta-se aqui que tal fração foi estimada pela diferença de porosidade entre o plugue medido em laboratório e a rocha digital, como discutido na seção 4.5.

Tabela 2: Propriedades (laboratoriais e digitais) das rochas reais utilizadas no estudo.

Rocha	Austin Chalk	Desert Pink	Carbon Tan	Sister Grey Berea
Litologia	Carbonato	Carbonato	Arenito	Arenito
Resolução ( $\mu\text{m}/\text{voxel}$ )	1	1	1	2
Nº de Imagens (Fatias)	969	988	990	921
Altura das Imagens (voxels)	641	632	526	650
Largura das Imagens (voxels)	640	632	494	650
$V_{digital}$ ( $\text{mm}^3$ )	0,3976	0,3946	0,2572	3,113
$NV_{poros}$	57192067	134542711	20980932	64733168
$\phi_{Digital}$	14,38%	34,09%	8,156%	16,63%
$NW_{tipo 2} / NV_{poros}$	29,33%	12,47%	79,96%	25,92%
Visivelmente heterogênea?	sim	não	não	não
$V_{plugue}$ ( $\text{mm}^3$ )	56620,0	55900,0	54890,0	55840,0
$\phi_{gás}$	23,0%	30,5%	17,1%	20,8%
$k_{gás}$ (mD)	9,99	95,5	38	149
Saturação Irreduzível (RMN)	36,56%	10,07%	34,41%	20,27%
$T_{2\text{cutoff}}$ (ms)	23,73	40,58	19,07	42,89
$\rho_{2DT_2}$ ( $\mu\text{m}/\text{s}$ )	23,3	29,4	15,9	19,2
Microporosidade Invisível	37,48%	Não possui	52,30%	20,04%
$T_{2\mu\phi}$ (ms)	24,406	Não aplicável	49,741	42,144

Um breve exame à Tabela 2 revela algumas características importantes do conjunto analisado. Primeiramente, há uma diferença gigantesca – de até 5 ordens de grandeza – entre os valores de  $V_{digital}$  e  $V_{plugue}$  em todas as rochas empregadas neste estudo. Isso porque as amostras imageadas por  $\mu\text{xCT}$  precisam ser muito pequenas para se obter resoluções altas. Portanto, é evidente que as rochas digitais deste trabalho podem

não representar bem os plugues gêmeos medidos em laboratório, por conta deste contraste de volumes. Isto seria ainda mais agravante no caso do carbonato Austin Chalk, já que ele é visualmente mais heterogêneo que as demais rochas. Tal suposição será investigada na última seção deste capítulo.

Outro fato observado é que a única rocha que apresentou  $\phi_{Digital}$  maior que  $\phi_{gás}$  é a Desert Pink. Portanto, foi considerado que ela estaria adequadamente imageada por  $\mu xCT$ , ou que pelo menos não apresenta uma fração de microporosidade relevante. Isto é apoiado pela saturação irreduzível observada: apenas ~10%. Já nas demais rochas, tal diferença entre porosidades é significativa, o que resultou em estimativas de frações de microporosidades invisíveis consideravelmente altas. O arenito Carbon Tan, em especial, apresentou uma microporosidade estimada de mais que 50%, de forma com que menos da metade da sua distribuição de  $T_2$  experimental seja aplicável às correlações do método Benavides.

Curiosamente, as saturações irreduzíveis nas rochas Austin Chalk e Sister Gray Berea correspondem muito bem às frações de microporosidade estimadas, o que corrobora com o que foi elaborado na seção 4.5 quanto ao uso de  $T_{2SWI}$  como indicativo de microporosidade. Porém, o mesmo não ocorreu nas rochas Carbon Tan, mostrando que nem sempre essa comparação será válida.

Os valores de  $\rho_{2DT_2}$  foram utilizados como referência à relaxatividade superficial das rochas, nas demais análises deste trabalho. Neste âmbito, simulações de RMN de tipo 1 foram primeiramente realizadas nas rochas, tomando  $\rho_{2w} = \rho_{2DT_2}$ , ou seja: considerando que a relaxatividade superficial da rocha é constante e homogênea. Nos casos em que isso não apresentou uma correlação adequada com as medições de  $T_2$  experimentais, o método Benavides foi então aplicado, e suas soluções de  $\rho_{2w}$  foram comparadas aos valores de  $\rho_{2DT_2}$ .

Por fim, para testar se o número de walkers nas simulações de tipo 2 é suficiente para representar bem as de tipo 1, ambas foram realizadas tomando  $\rho_2 = \rho_{2DT_2}$  para todos os walkers, nas 4 rochas reais deste estudo. As distribuições resultantes de  $w_\chi$  e  $T_2$  dessas simulações estão plotadas na Figura 6.7, onde as curvas azuis indicam o tipo 1, e as vermelhas o tipo 2. Nota-se que as curvas de  $T_2$  são idênticas em todas as rochas, o que valida a ideia de se usar menos walkers nas simulações de tipo 2, para acelerar o algoritmo

genético. Por outro lado, as distribuições de  $w_\chi$  não são tão iguais (principalmente o carbonato Austin Chalk), mas apresentam o mesmo comportamento geral.

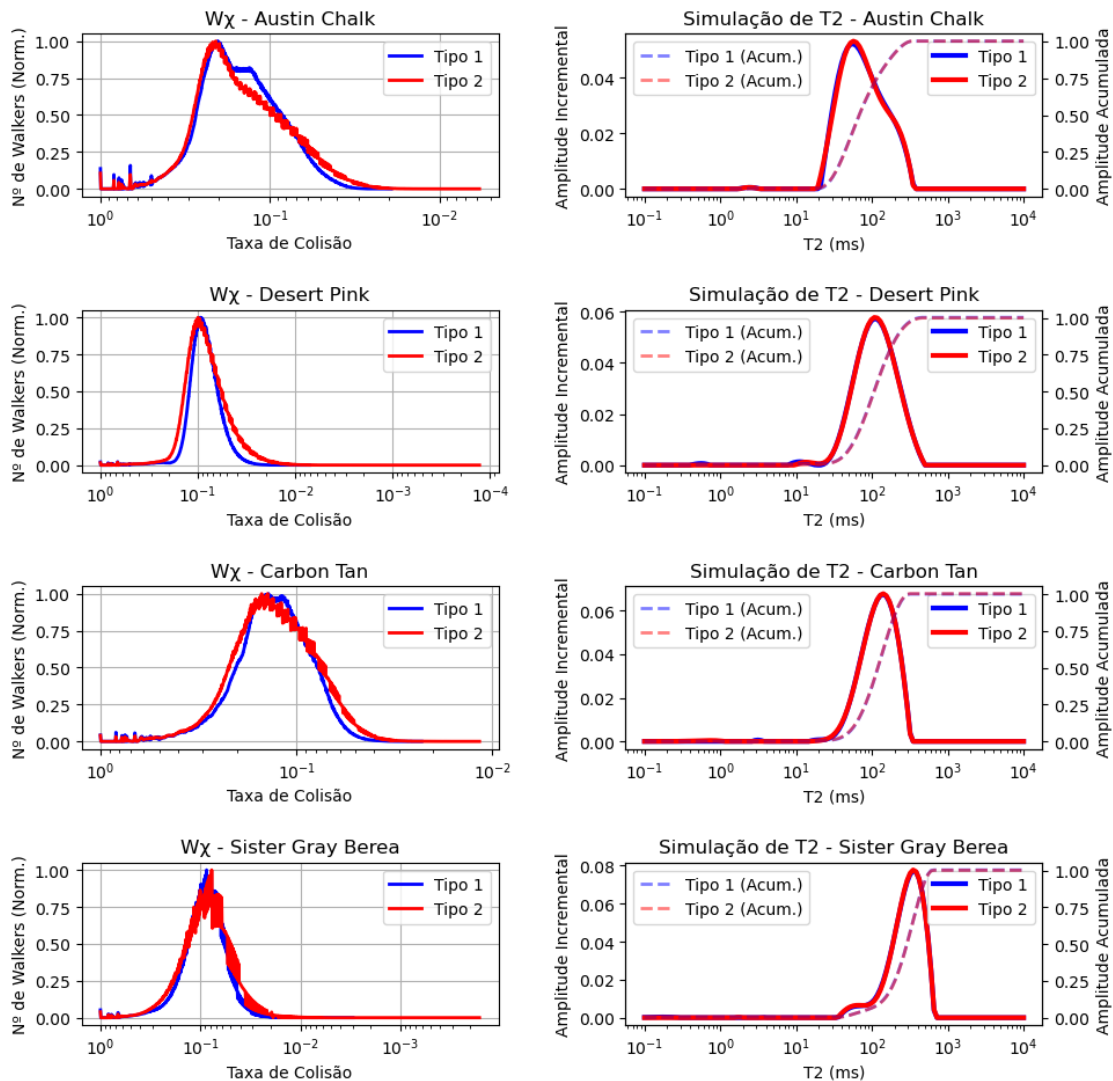


Figura 6.7: Comparação das distribuições de  $w_\chi$  e  $T_2$  das simulações de tipo 1 e 2, para as rochas do estudo.

#### 6.4 Relaxatividade Superficial no Carbonato Desert Pink

A primeira amostra avaliada é o carbonato Desert Pink. Ele representa o cenário ideal no qual a rocha digital estaria com todos os seus poros bem imageados, e por isso não seria necessário aplicar cortes de  $T_{2\mu\phi}$ . Como mencionado anteriormente, a primeira simulação de RMN foi realizada com  $\rho_{2w} = \rho_{2DT_2} = 29,4 \mu\text{m/s}$ , no intuito de averiguar se a relaxatividade superficial nesta rocha é homogênea e se ela corresponde ao valor obtido pelos mapas de Difusão- $T_2$ . A Figura 6.8 exibe o resultado desta simulação (linhas

azuis), junto à distribuição de taxas de colisão dos walkers (gráfico superior esquerdo, linha vermelha) e às medições experimentais de  $T_2$  e  $T_{2_{sw1}}$  (linhas verdes e magentas, respectivamente). Surpreendentemente, a correlação entre as curvas de  $T_2$  real e simulado é excelente, exceto para os tempos de  $T_2$  menores que  $T_{2_{cutoff}}$ . Foi considerado então que não há necessidade de se aplicar o método Benavides nesta rocha, visto que a correlação é ótima mesmo para um valor de  $\rho_2$  constante. Outro fato interessante é que a distribuição de  $w_\chi$  refletiu bem a forma da distribuição de  $T_2$  simulada, demonstrando a forte relação entre as duas curvas nas simulações de RMN.

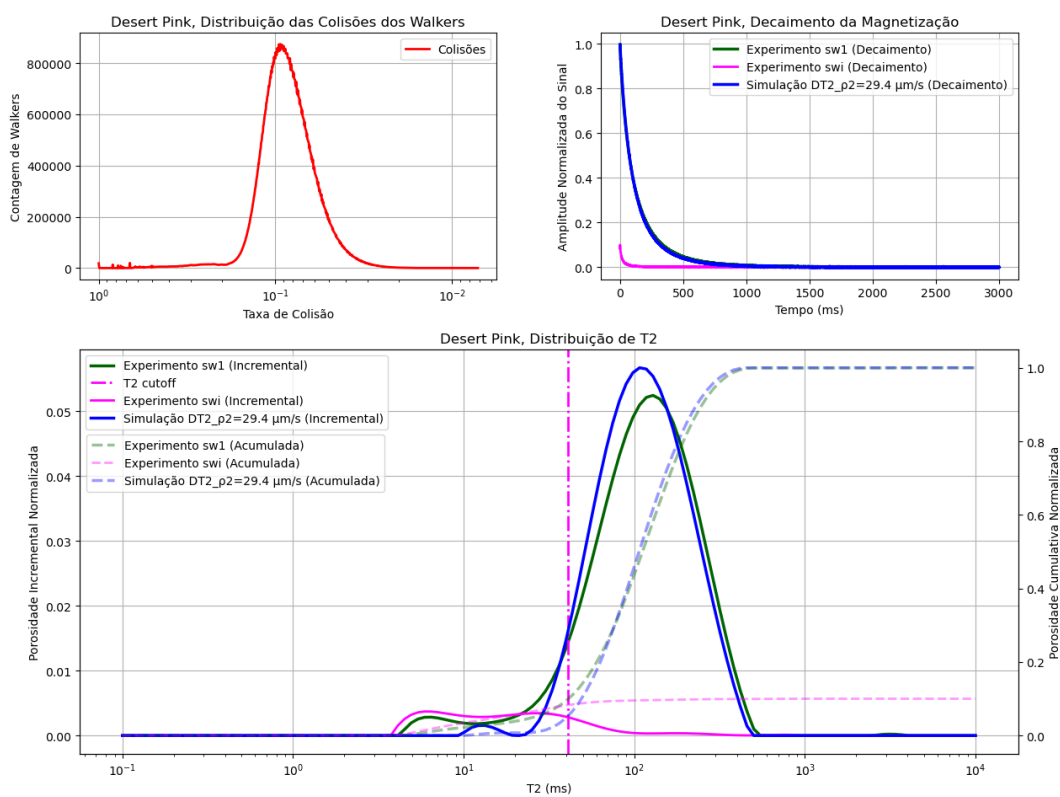


Figura 6.8: Comparação entre medições de RMN experimentais, e uma simulação de  $T_2$  do carbonato Desert Pink, onde  $\rho_{2_w} = \rho_{2_{DT_2}} = 29,4 \mu\text{m/s}$ . Nota-se aqui que a correlação entre as curvas do experimento com o plugue 100% saturado (sw1) e o resultado simulado é excelente, o que indicaria que a relaxatividade superficial desta rocha é consideravelmente homogênea, e igual à obtida pelo experimento de Difusão- $T_2$ .

A partir destes resultados, podemos constatar que 4 suposições seriam válidas quanto ao carbonato Desert Pink. A primeira é que aparentemente grande parte dos tamanhos de poros da amostra real foram bem imageados de fato pela técnica de  $\mu\text{xCT}$ , de forma que sua fração de microporosidade “invisível” seria irrelevante à obtenção de  $\rho_2$ . A segunda é que, apesar da diferença exorbitante entre os volumes, esta minúscula

rocha digital foi capaz de representar bem a distribuição de tamanho de poro do plugue gêmeo medido em laboratório, o que respalda que ela seria homogênea quanto aos seus tamanhos de poro. Já a terceira suposição é que a relaxatividade superficial desta rocha é consideravelmente homogênea, e por isso o uso de um valor efetivo de  $\rho_2$  nesse caso é viável. E finalmente,  $\rho_{2DT_2}$  é seria uma boa medição de relaxatividade superficial para esta rocha, devido a essa excelente concordância entre simulação de  $T_2$ , e a estimativa de  $\rho_2$  pelo experimento de Difusão- $T_2$ .

### 6.5 Relaxatividade Superficial no Arenito Sister Gray Berea

O primeiro arenito tratado neste trabalho é o “Sister Gray Berea”, que, diferentemente do carbonato anterior, possui uma microporosidade invisível de 20.04%, baseada na diferença entre  $\phi_{gás}$  e  $\phi_{digital}$ , e respaldada pela saturação irreduzível obtida por RMN. A Figura 6.9 exibe as medições experimentais e simulações de  $T_2$ .

Novamente, foi realizado uma simulação de tipo 1, tomando  $\rho_{2w} = \rho_{2DT_2} = 19.2 \mu m/s$ . Como ilustrado na Figura 6.9, o resultado dessa simulação (linhas azuis) não coincide bem com a distribuição experimental, mesmo considerando apenas os tempos de  $T_2$  maiores que  $T_{2\mu\phi}$ . Entretanto, observou-se que o formato das duas distribuições é parecido, e que a curva simulada estaria deslocada à direita em relação à experimental. Portanto, foram realizadas outras simulações de  $T_2$  utilizando  $\rho_{2w}$  constantes e maiores que  $\rho_{2DT_2}$ , no intuito de buscar um valor efetivo de relaxatividade que correlacione melhor as duas curvas (como mencionado na seção 4.4). Assim, tal valor encontrado foi de  $35 \mu m/s$  e o resultado de sua simulação está exibido nas linhas roxas da Figura 6.9.

Evidentemente, a simulação onde  $\rho_{2w} = 35 \mu m/s$  oferece uma correlação bem melhor que a anterior, visto que sua distribuição de  $T_2$  está praticamente inserida na curva experimental. Isto poderia indicar que esta estimativa de  $\rho_{2DT_2}$  não está correta, ou pelo menos não é aplicável nesse contexto. Uma terceira hipótese seria considerar que a rocha digital possui poros maiores que o plugue medido em laboratório. Porém, isto é bastante improvável, pois a rocha digital é homogênea (portanto, infere-se que a real também seja), e a técnica de  $\mu xCT$  não possui dificuldade em imagear poros grandes.

De qualquer maneira, os resultados da Figura 6.9 mostram que a relaxatividade superficial deste arenito pode ser aproximada à um valor efetivo. Porém, como a correlação das distribuições de  $T_2$  não foi tão boa quanto no caso da rocha Desert Pink, o

método Benavides foi então empregado de maneira similar à investigação realizada na seção 6.2, considerando dois casos distintos. O primeiro consiste em aplicar o método ignorando o corte de  $T_{2\mu\phi}$  e usando toda a curva de  $T_2$  experimental como referência para o algoritmo genético. Já o segundo utiliza esse corte para obter a curva de  $T_{2visível}$  para depois emprega-la como referência. Por fim, a Figura 6.10 exibe os resultados de ambos estes casos, onde os gráficos da esquerda exibem os resultados sem o corte, e na direita os com o corte aplicado.

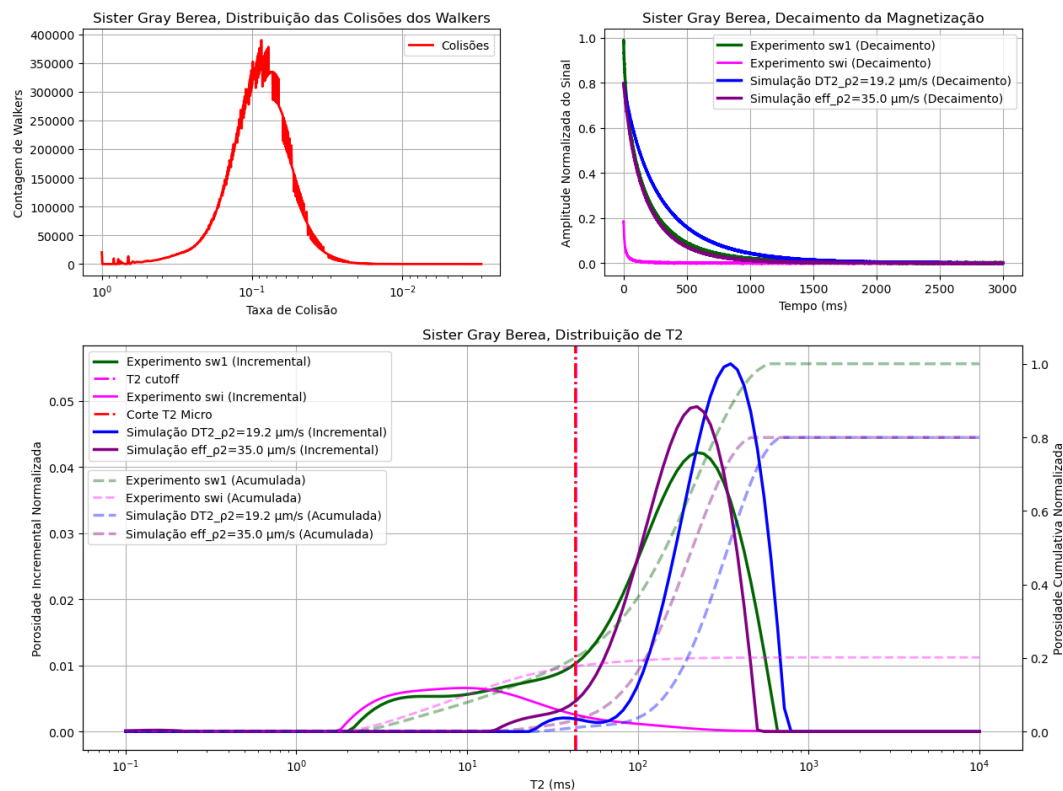


Figura 6.9: Comparação entre medições de RMN experimentais, e simulações de  $T_2$  do arenito Sister Gray Berea, tomando  $\rho_{2w}$  como constante e igual a  $19,2 \mu\text{m/s}$  ( $\rho_{2DT_2}$ , linhas azuis), e a  $35 \mu\text{m/s}$  (melhor valor efetivo de  $\rho_2$  encontrado, linhas roxas). Vale notar que curvas de  $T_2$  simuladas foram multiplicadas por um fator de 0,796, para compensar o fato de que 20,04% dos poros não estariam imageados na rocha digital.

Pela Figura 6.10, foi observado que ao ignorar o corte da microporosidade, os valores de  $\rho_{2w}$  da melhor solução encontrada são absurdos, crescendo subitamente de 50 até mais de  $200 \mu\text{m/s}$  nos menores poros da rocha digital. Tal comportamento é similar ao observado no segundo cenário investigado da seção 6.2. Já no caso em que o corte de  $T_{2\mu\phi}$  foi aplicado, a solução do método Benavides não só ostenta uma correlação melhor entre as curvas de  $T_2$ , mas entrega também valores de  $\rho_{2w}$  mais realistas, começando por

volta de  $37 \mu\text{m/s}$  nos menores poros da imagem, e decaindo em forma de uma sigmoide até  $24 \mu\text{m/s}$ , à medida que os poros aumentam. Tal comportamento é coerente com as observações feitas por LIU et al. (2014), como discutido na seção 4.4. Ademais, a média aritmética ponderada – pela contagem normalizada dos walkers – de  $\rho_{2w}$  foi de  $33,4 \mu\text{m/s}$ , que por sua vez é muito próxima do melhor valor efetivo de  $\rho_{2w}$  encontrado. Portanto, foi considerado para esta rocha que o emprego do método Benavides com o corte de  $T_{2\mu\phi}$  foi um sucesso e que a curva  $f(w_\chi)$  encontrada representa uma solução realista do comportamento da relatividade superficial desta rocha digital. Vale ressaltar então a importância do corte de  $T_{2\mu\phi}$  nesse contexto, visto que a solução encontrada sem a aplicação deste é dubitável.

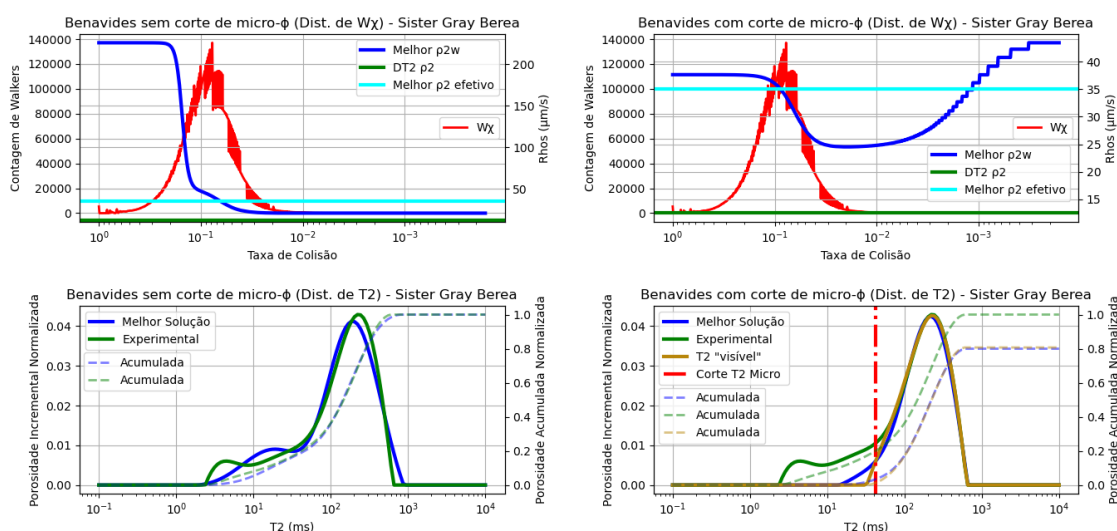


Figura 6.10: Aplicação do Método Benavides na rocha Sister Gray Berea. Os gráficos da esquerda representam os resultados obtidos sem utilizar o corte de  $T_{2\mu\phi}$ , enquanto que na direita tal corte foi aplicado. Nota-se que os resultados da esquerda foram ruins, pois apresentam valores de  $\rho_{2w}$  irreais nos poros pequenos, que chegam a mais de  $200 \mu\text{m/s}$ . Por outro lado, os resultados da direita foram mais coerentes com o melhor  $\rho_{2}$  efetivo encontrado para esta rocha.

## 6.6 Relaxatividade Superficial no Arenito Carbon Tan

O segundo arenito avaliado é a rocha Carbon Tan. Ela também possui uma fração de microporosidade invisível significativa, que neste caso compõe mais da metade da distribuição de  $T_2$  experimental (52,3%). Portanto, ela representa um cenário desfavorável quanto à utilização de simulações de RMN e subsequentes análises de  $\rho_2$ , usando rochas digitais.

Assim como nas duas rochas anteriores, foi realizada uma simulação de  $T_2$  com  $\rho_{2w} = \rho_{2DT_2} = 15,9 \mu\text{m/s}$ , cujo resultado está demonstrado na Figura 6.11 junto as medições de  $T_2$  laboratoriais realizadas no plugue. Nota-se nesta Figura que enquanto a curva de  $T_2$  experimental é bimodal e larga (estendendo-se por 3 ordens de grandeza de  $T_2$ ), ambas as distribuições de  $T_2$  e  $w_\chi$  simuladas são unimodais e relativamente estreitas. Isso corrobora com a suposição de que metade da porosidade desta rocha não estaria resolvida nas imagens de  $\mu\text{xCT}$ . Ademais, observou-se que o valor de  $\rho_{2DT_2}$  proporciona uma simulação de RMN bastante razoável, visto que sua distribuição resultante corresponde bem à moda dos maiores poros (tempos de  $T_2$ ) da curva real, logo após o corte de  $T_{2\mu\phi}$  (49,741 ms). Entretanto, como a correlação entre as curvas não foi excepcional, o método Benavides também foi avaliado na mesma forma que na rocha anterior: primeiro em um cenário que ignora o corte de  $T_{2\mu\phi}$ , depois em outro que o aplica. Tais resultados estão exibidos na Figura 6.12, mais adiante.

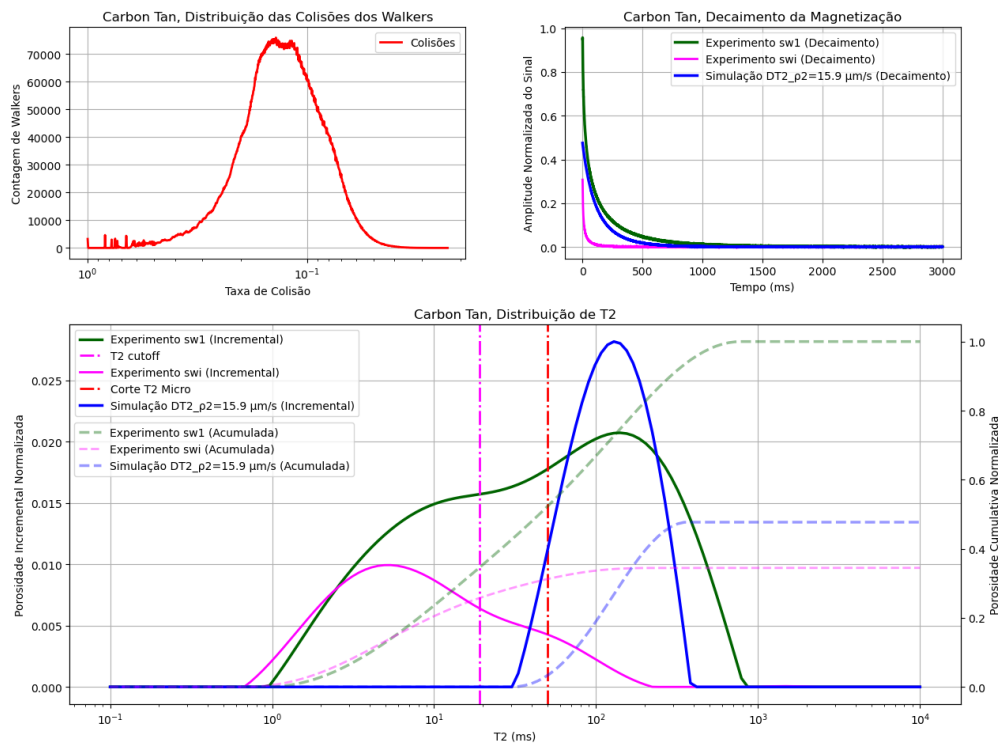


Figura 6.11: Comparação entre medições de RMN experimentais, e uma simulação de  $T_2$  do arenito Carbon Tan, onde  $\rho_{2w} = \rho_{2DT_2} = 15,9 \mu\text{m/s}$ . Nota-se que as distribuições originadas pela rocha digital ( $w_\chi$  e a simulação de  $T_2$ ) são unimodais, enquanto que a curva de  $T_2$  experimental é bimodal. Isso corrobora com a ideia de que a fração de microporosidade invisível desta rocha equivale a 52,3%. Vale ressaltar que as curvas de  $T_2$  simuladas foram multiplicadas por uma fator 0,477, para compensar essa fração de microporosidade, assim como na Figura 6.10.



Pela Figura 6.12, percebe-se que a solução encontrada pelo método Benavides sem a aplicação do corte de  $T_{2\mu\phi}$  é novamente irrealista, com valores muito altos de  $\rho_{2w}$  (entre 50 à 200  $\mu\text{m/s}$ ) nos microporos da rocha digital. Portanto, ela apresenta o mesmo comportamento constatado na rocha anterior e nas sintéticas da seção 6.2. Enquanto isso, a aplicação do corte no segundo caso também apresentou uma correlação e solução melhores, com relaxatividades de 14,3 até 7,4  $\mu\text{m/s}$ , dos menores para os maiores tamanhos de poros da rocha digital. A média aritmética ponderada dessa curva  $f(w_\chi)$  foi de 12,06  $\mu\text{m/s}$ , que também não correspondeu ao valor exato de  $\rho_{2DT_2}$  da rocha, mas chega bem perto dele, principalmente se comparado aos valores de  $\rho_{2w}$  encontrados no primeiro caso.

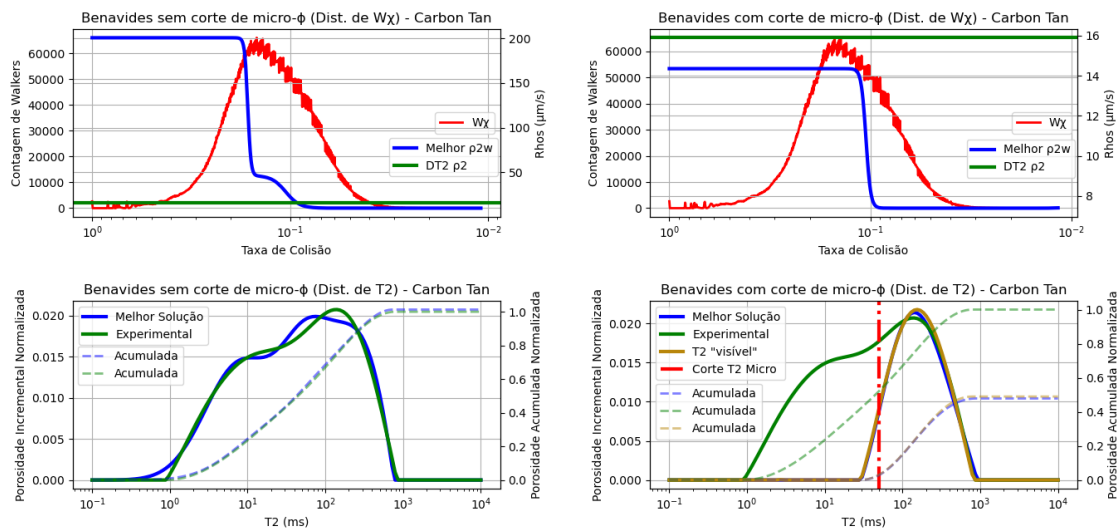


Figura 6.12: Aplicação do Método Benavides na rocha Carbon Tan. A arranjo dos gráficos é o mesmo que na Figura 6.9, assim como a interpretação dos resultados observados: com o corte de  $T_{2\mu\phi}$  aplicado, a solução do método Benavides é mais coerente com a realidade, enquanto que no caso contrário as relaxatividades  $\rho_{2w}$  atingem um teto de 200  $\mu\text{m/s}$  nos menores poros da rocha digital.

Por fim, a interpretação destes resultados é similar aos da rocha anterior: a aplicação do corte de  $T_{2\mu\phi}$  no método Benavides produz soluções de  $\rho_{2w}$  mais coerentes, e indicam que a relaxatividade superficial da rocha seria mais intensa nos menores poros do que nos maiores. Conseqüentemente, o uso do método e do corte de microporosidade neste arenito também obteve êxito, por mais que 52,3% do sistema poroso supostamente não estaria imageado na rocha digital.

## 6.7 Relaxatividade Superficial no Carbonato Austin Chalk

A última rocha tratada neste capítulo é o carbonato Austin Chalk. Ele apresenta uma microporosidade invisível de 37,48%, que é muito próximo à saturação irreduzível medida no plugue em laboratório (36,56%). Seguindo o mesmo workflow empregado nas rochas anteriores, foi realizada uma simulação de tipo 1 com  $\rho_{2w} = \rho_{2DT_2} = 23,3 \mu\text{m/s}$ , cujo resultado está exibido na Figura 6.13, junto às medições de RMN experimentais. Observa-se na Figura que a distribuição de  $T_2$  simulada começa logo após os tempos maiores que  $T_{2\mu\phi}$ , o que fortalece a ideia de que há uma microporosidade não imageada na rocha digital. Porém, essa simulação de RMN não coincide com a medição experimental, apesar das duas curvas serem levemente semelhantes. Em suma, ambas são bimodais, mas as modas da curva simulada estão mais próximas, o que produz uma distribuição de  $T_2$  mais estreita. Tal característica também foi observado na distribuição de  $w_\chi$  simulada. Por outro lado, a curva experimental é mais larga e suas modas estão centradas em tempos de  $T_2$  distantes um do outro. Além disto, boa parte da primeira moda ocorre em tempos mais curtos que  $T_{2\mu\phi}$ .

Como a correlação entre as curvas não foi boa, o método Benavides foi aplicado, seguindo o workflow das rochas anteriores. Os resultados do método estão dispostos na Figura 6.14. Mais uma vez, ambas as correlações de  $T_2$  resultantes são excelentes, mas as soluções encontradas sem o corte de  $T_{2\mu\phi}$  são absurdas, com valores de  $\rho_{2w}$  chegando a  $140 \mu\text{m/s}$  nos poros pequenos da rocha digital. Por outro lado, a solução de  $\rho_{2w}$  com o corte aplicado varia de 30 até  $14 \mu\text{m/s}$ , na forma de uma sigmoide que começa nos menores poros e termina nos maiores. Este comportamento não só é mais realista, mas é semelhante ao que foi constatado nas rochas anteriores. Ademais, a média aritmética ponderada desta solução  $f(w_\chi)$  equivale a  $22,28 \mu\text{m/s}$ , que é um valor consideravelmente próximo ao  $\rho_{2DT_2}$ , que foi estimado experimentalmente por uma metodologia validada. Devido a essa concordância, podemos supor então que tal solução corresponde de fato à relaxatividade superficial da rocha Austin Chalk e que o valor efetivo de  $\rho_{2DT_2}$  representa uma aproximação do comportamento de  $\rho_2$  ao longo do sistema poroso da rocha.

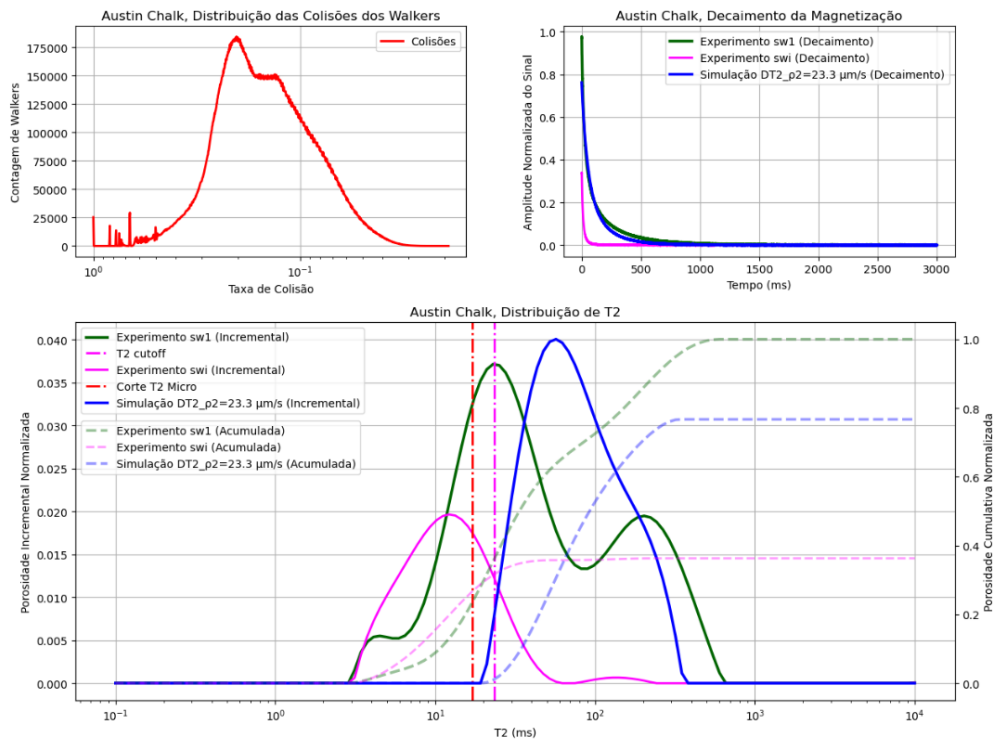


Figura 6.13: Comparação entre medições de RMN experimentais, e uma simulação de  $T_2$  do carbonato Austin Chalk, onde  $\rho_{2w} = \rho_{2DT_2} = 23,3 \mu m/s$ . Observa-se aqui que as distribuições de  $T_2$  não coincidem, mas possuem um formato bimodal. Como esperado, a curva de  $T_2$  simulada ocorre logo após o corte de  $T_{2\mu\phi}$ , corroborando com a estimativa de fração de microporosidade não imageada desta rocha. Também vale ressaltar que a saturação irreduzível corresponde bem com essa fração. Como nas Figuras anteriores, foi aplicado um fator de 0,6252 nas curvas de  $T_2$  simuladas, para compensar o corte de microporosidade.

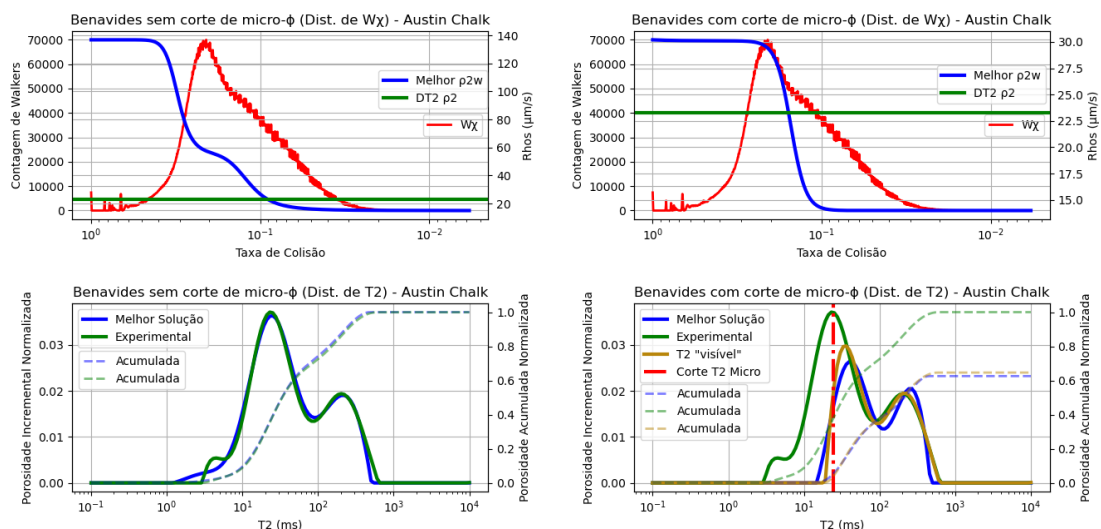


Figura 6.14: Aplicação do Método Benavides na rocha Austin Chalk. A arranjo dos gráficos é o mesmo das Figura 6.9 e 6.12. Mais uma vez, a solução encontrada com o corte de  $T_{2\mu\phi}$  aplicado é bem mais realista, e gera uma distribuição de  $\rho_2$  por tamanho de poro decrescente. A média aritmética ponderada desta solução equivale a  $22,28 \mu m/s$ , em concordância com o valor de  $\rho_{2DT_2}$  medido experimentalmente.

Tendo em vista esses resultados, pode-se considerar então que a aplicação do método Benavides com o corte de  $T_{2\mu\phi}$  foi novamente um sucesso, assim como nos 2 arenitos anteriores. Além disto, a estimativa de  $\rho_{2DT_2}$  seria também uma ótima medição de relaxatividade superficial para esta rocha, de forma simular ao que foi observado no carbonato Desert Pink. Porém, diferentemente desta rocha, o carbonato Austin Chalk apresentou relaxatividades heterogêneas ao longo de seus tamanhos de poros, tal como nos arenitos deste trabalho.

## 6.8 Heterogeneidade no Carbonato Austin Chalk

Em todas as análises apresentadas nas seções anteriores, os resultados exibiram de certo modo boas correlações entre as rochas digitais e os plugues laboratoriais, mesmo que seus volumes sejam muito discrepantes (vide a Tabela 2). Contudo, é importante salientar que esta diferença não deve ser negligenciada, já que o sistema poroso de uma rocha pode apresentar comportamentos locais distintos, principalmente se ela for heterogênea. Neste âmbito, a rocha digital do carbonato Austin Chalk será investigada nesta seção, por ser a única no trabalho que apresentou uma disparidade visível quanto aos tamanhos de seus poros, ao longo de seu volume digital. Vale ressaltar que não foram empregadas métricas para quantificar o quão heterogênea a rocha é, e sim apenas uma breve classificação visual.

Ao explorar a heterogeneidade deste carbonato, foram extraídas duas subamostras digitais de seu espaço poroso. A primeira, denominada “ACp1”, corresponde a uma região deste meio poroso onde a macroporosidade é aparentemente mais expressiva, em relação ao restante da rocha. Já a segunda amostra “ACp2” corresponde à região com menor ocorrência destes macroporos.

A Tabela 3 exibe as propriedades dessas duas amostras junto à rocha Austin Chalk “original”. Nela, fica evidenciado um primeiro problema: os valores de  $\phi_{Digital}$  das subamostras são discrepantes com relação à rocha original, e consequentemente produzem estimativas errôneas da fração de microporosidade invisível e do corte de  $T_{2\mu\phi}$  da rocha. Tal fato por si só já representaria um agravante considerável ao método Benavides e à outras metodologias que comparam resultados laboratoriais com simulações de  $T_2$ . Ademais, tais regiões amostradas também causam uma segunda complicação: suas distribuições de tamanho de poros diferem da encontrada na rocha

original. Isto está bem evidenciado na Figura 6.15, que exibe os resultados de simulações de tipo 1 realizadas nas três rochas, tomando  $\rho_{2w} = \rho_{2DT_2} = 23,3 \mu m/s$ .

Tabela 3: Propriedades da rocha Austin Chalk, e suas subamostras.

Rocha	AC original	ACp1	ACp2
Nº de Imagens (Fatias)	969	400	323
Altura das Imagens (voxels)	641	400	641
Largura das Imagens (voxels)	640	400	640
$V_{digital}$ Relativo	100%	16,1%	33,33%
$NV_{poros}$	57192067	11706524	16856075
$\phi_{Digital}$	14,38%	18,29%	12,72%
Microporosidade Invisível	37,48%	20,47%	44,69%
$T_{2Micro}$ (ms)	24,406	15,56	29,32

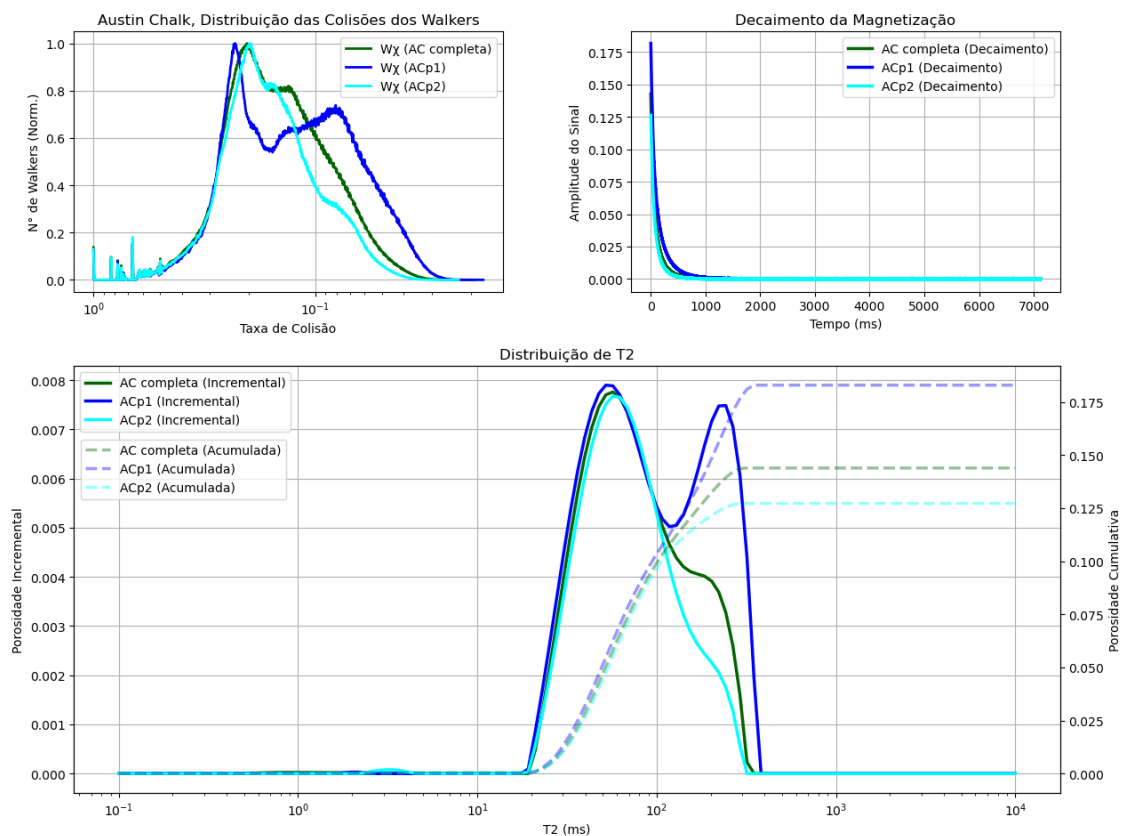


Figura.15: Resultados de simulações de  $T_2$  a rocha Austin Chalk “completa”, e suas 2 subamostras ACp1 e ACp2. Elas foram realizadas tomando  $\rho_{2w} = \rho_{2DT_2} = 23,3 \mu m/s$ . As curvas de  $T_2$  das 3 rochas foram multiplicadas por suas respectivas  $\phi_{Digital}$ . Nota-se aqui as disparidades entre as distribuições simuladas, tanto nas curvas de  $T_2$  quanto na de  $w_\chi$ . Isto corrobora com a suposição de que a rocha digital Austin Chalk é heterogênea.

Pela Figura 6.15, percebe-se que as três rochas digitais possuem distribuições de tamanhos de poros distintas. Em suma, a curva de  $T_2$  da amostra ACp1 é nitidamente bimodal e apresenta uma porosidade significativa nos tempos de  $T_2$  mais longos e  $w_\chi$  pequenos, ou seja, nos macroporos. Por outro lado, a forma das curvas simuladas na rocha ACp2 são mais estreitas e quase unimodais, além de serem mais restrita à  $T_2$  curtos e  $w_\chi$  grandes. Tais resultados confirmam que a rocha Austin Chalk é heterogênea de fato. Quanto a consequência disto no uso do método Benavides, a Figura 6.16 abaixo demonstra os resultados de sua aplicação dele nas duas subamostras, utilizando seus respectivos cortes de  $T_{2\mu\phi}$  estimados. Também foi plotada nessa Figura (nas linhas pretas) a melhor solução encontrada na seção 6.7, referente à rocha Austin Chalk original, e seu corte de  $T_{2\mu\phi}$  (24,4 ms).

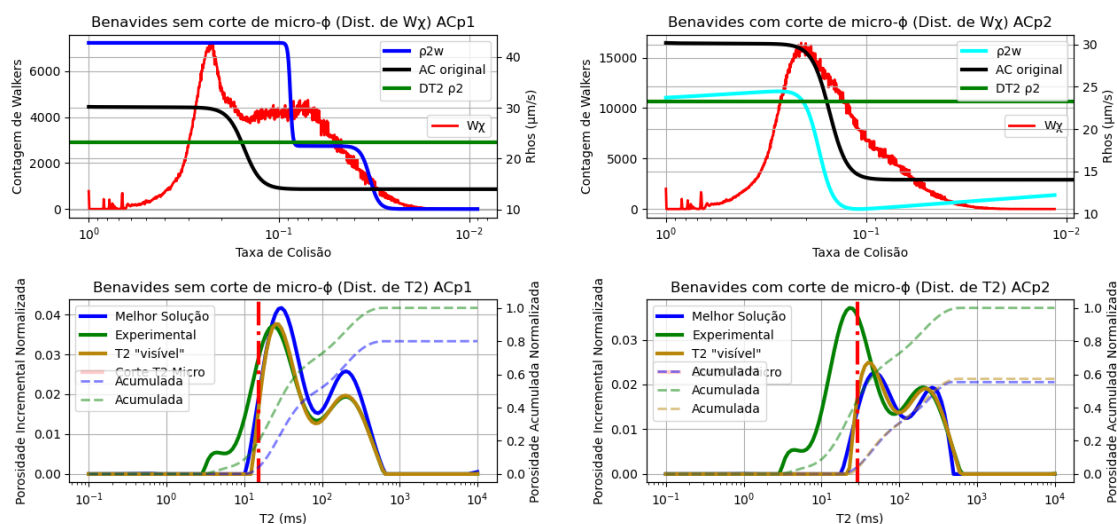


Figura 6.16: Aplicação do Método Benavides nas subamostras da rocha digital Austin Chalk. Os resultados da ACp1 estão nos gráficos da esquerda, enquanto os da ACp2 encontram-se na direita. As linhas pretas representam a melhor solução do método para a rocha Austin Chalk original, que foi demonstrado na seção 6.7. Nota-se aqui que nenhuma das soluções das subamostras coincidem com as da rocha original.

A Figura 6.16 expõe que as soluções encontradas nessas subamostras não produziram valores de  $\rho_{2w}$  exorbitantes, devido à aplicação dos cortes de  $T_{2\mu\phi}$ . Porém, suas curvas de  $f(w_\chi)$  diferem do resultado da seção anterior, devido as disparidades de  $\phi_{Digital}$ ,  $T_{2\mu\phi}$  e a heterogeneidade dos tamanhos de poros. Além disso, as médias aritméticas ponderadas de  $f(w_\chi)$  foram 35,47 e 17,1  $\mu m/s$ , para as rochas ACp1 e ACp2

respectivamente. Tais valores também não coincidem com a medida experimental de  $\rho_{2DT_2}$ , ao contrário do que foi observado na solução da seção anterior.

De modo geral, esses resultados comprovam que a representatividade das rochas digitais também é muito importante para as simulações de RMN, visto que o uso de volumes de rocha virtuais muito pequenos pode não amostrar bem o comportamento do sistema poroso da rocha real. Tal fato coloca em questão até mesmo a rocha Austin Chalk original, visto que seu volume é mais de cem mil vezes menor que o plugue medido em laboratório. Por outro lado, como a solução de  $\rho_{2w}$  dela coincide com  $\rho_{2DT_2}$ , pode-se presumir que seu volume foi o suficiente para refletir as respostas petrofísicas do plugue.

## **CONCLUSÕES**



## 7 CONCLUSÕES

Em suma, os resultados apresentados neste trabalho atestaram a habilidade do método Benavides em encontrar soluções de  $\rho_{2w}$  que correlacionem as simulações de RMN em rochas digitais às medições reais de  $T_2$  de seus plugues correspondentes. Entretanto, foi demonstrado também que o método pode induzir erros nas relaxatividades resultantes, caso o meio poroso digital não represente bem a rocha real que o originou. Isto não seria um defeito da metodologia em si, e sim um desafio comumente encontrado ao equiparar diferentes objetos de estudo provindos de medições distintas. Tal fato não se restringe à Petrofísica Digital, ocorrendo também em outras metodologias comparativas, como por exemplo ao equiparar distribuições de  $T_2$  e de raio de garganta de poro provindas da técnica *MICP* (MESQUITA, 2017). Portanto, é sempre importante frisar nesses tipos de abordagens as disparidades encontradas entre as naturezas dos objetos e/ou dados confrontados.

Nos casos em que a rocha real possui uma fração significativa de microporosidade não imageada na rocha digital, foi demonstrado que o método Benavides – quando utilizado sem nenhuma correção – aumenta artificialmente as relaxatividades superficiais dessas rochas, sobretudo nos menores poros da imagem. Notou-se que isso ocorre para compensar a presença de sinais de  $T_2$  curtos nas curvas reais, referentes à essa microporosidade “invisível” ao imageamento.

Por outro lado, o emprego de um simples corte como o de  $T_{2\mu\phi}$  foi capaz de contornar esse problema, especialmente nas rochas sintéticas. Nestas, essa correção possibilitou que o método Benavides resolvesse, com considerável acurácia, os valores de  $\rho_2$  atribuídos aos poros virtuais. Supõe-se que parte deste sucesso se deve ao fato de que a parcela exata de microporosidade destas rochas era conhecida, e assim o corte foi aplicado com acurácia. Outro motivo seria a simplicidade dos modelos das rochas sintéticas, principalmente se comparado à complexidade das feições microestruturais típicas de uma rocha sedimentar. De qualquer forma, é presumível que quando se conhece esta fração, o corte removerá esse efeito da microporosidade, e o método Benavides recuperará uma solução de  $\rho_2$  mais coerente, visto os excelentes resultados obtidos nas rochas digitais sintéticas.

Já nas rochas reais, as frações de microporosidade foram estimadas a partir do contraste de porosidade entre a rocha digital e o plugue laboratorial. Tal abordagem

proporcionou valores razoáveis de microporosidade nessas rochas, que coincidiram em parte com as medições de  $T_{2SWI}$  (exceto no arenito Carbon Tan), e corroboraram com as simulações de RMN onde  $\rho_{2w} = \rho_{2DT_2}$ . Este último se deve ao fato de que as simulações realizadas com esse valor efetivo de relaxatividade apresentaram distribuições de  $T_2$  majoritariamente em tempos de  $T_2$  maiores que  $T_{2\mu\phi}$ , o que respalda que a distribuição de  $V/S$  das rochas ocorre apenas para as frações acima do corte. Por fim, o uso do corte junto ao método Benavides nas rochas reais proporcionou soluções de  $\rho_2$  mais coerentes, principalmente nos casos em que a média ponderada da curva de  $f(w_\chi)$  resultante coincidiu com os valores de  $\rho_{2DT_2}$  medidos em laboratório.

Nas 3 rochas reais em que o método Benavides foi aplicado, o comportamento geral de  $\rho_{2w}$  indicou que a relaxatividade superficial é mais intensa nos microporos e mais fraca nos macroporos. Isto corrobora com os resultados observados por LIU et al. (2014), e com o consenso na literatura de que essa propriedade não é homogênea e constante em todas as espécies e tamanhos de poro em uma rocha (ARNS et al., 2006, KEATING & KNIGHT, 2012, ZHU et al., 2015). Por outro lado, a rocha Desert Pink evidenciou um caso em que  $\rho_2$  pode ser bem representado por um único valor efetivo.

Apesar das análises terem sido satisfatórias, é importante salientar aqui que se estimar a microporosidade pelo contraste das porosidades digital e de rotina não é abordagem infalível, devido a possíveis disparidades que podem existir entre o plugue e a rocha digital. O exemplo disto está demonstrado na seção 6.8, onde diferentes volumes amostrados digitalmente do carbonato Austin Chalk – cujo sistema poroso é heterogêneo – revelam que regiões distintas desta rocha apresentam porosidades discrepantes com a rocha original. Portanto, é necessária prudência ao empregar esta métrica, confrontando-a a outros indicativos de microporosidade, como as distribuições de  $T_{2SWI}$  empregadas neste trabalho. Neste âmbito, outras metodologias para estimar a microporosidade invisível serão exploradas em trabalhos futuros, como por exemplo o uso de distribuições de raio de garganta de poro por MICP.

De qualquer forma, a solução futura para este problema da microporosidade nas rochas digitais seria imageá-las com resoluções maiores, e conseqüentemente resolver essas microestruturas. Desse modo, não haveria necessidade de se aplicar cortes de  $T_{2\mu\phi}$ . Porém, essa redução do tamanho dos voxels acarretará em outros problemas quanto a representatividade, já que o volume de uma rocha digital diminui drasticamente com o

aumento da resolução. Isto também foi exemplificado no carbonato Austin Chalk, visto que suas subamostras digitais apresentaram distribuições de  $V/S$  discrepantes, devido à heterogeneidade de seu meio poroso.

Uma proposta para resolver tais desafios seria obter múltiplas rochas digitais de alta resolução a partir de uma mesma amostra física. Isto porque uma resolução submicrométrica solucionaria o problema da microporosidade, e o volume somado de um número grande de rochas digitais – amostradas de diferentes regiões características de um plugue real – contornaria a falta da representatividade dessas imagens pequenas. Isto aumentaria o requisito computacional para se realizar as simulações e método Benavides, porém acredita-se que isso não representará um empecilho no futuro, visto ao crescimento exponencial e contínuo dos PC contemporâneos, principalmente nas áreas de computação de alta performance.

Finalmente, este trabalho serve como uma nova iteração das ideias e métodos elaborados por BENAVIDES et al. (2017, 2020), no intuito de ampliar a compreensão do fenômeno de relaxatividade superficial, junto às simulações de RMN em rochas digitais. O mapeamento correto de  $\rho_2$  nos poros das rochas digitais não só beneficia os entregáveis petrofísicos de técnica de RMN, mas também abre novas oportunidades quanto as simulações, visto que com a relaxatividade devidamente resolvida, torna-se viável simular outros experimentos de RMN mais elaborados, como os de Difusão-T2, ou com sistemas bifásicos (água e óleo), etc. Tais experimentos, e outros aspectos da simulação de RMN e representatividade das rochas digitais serão investigados em trabalhos futuros.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ANDRA, H.; COMBARET, N.; DVORKIN, J; GLATT, E.; HAN, J.; KABEL, M.; KEEHM, Y.; KRZIKALLA, F.; LEE, M.; MADONNA, C.; MARSH, M.; MUKERJI, T.; SAENGER, EH.; SAIN, R.; SAXENA, N.; RICKER, S.; WIEGMANN, A.; ZHAN, X. *Digital rock physics benchmarks-Part I: Imaging and segmentation*. Computers & Geosciences, v. 50, p. 25–32, 2013.

ANDRA, H.; COMBARET, N.; DVORKIN, J; GLATT, E.; HAN, J.; KABEL, M.; KEEHM, Y.; KRZIKALLA, F.; LEE, M.; MADONNA, C.; MARSH, M.; MUKERJI, T.; SAENGER, EH.; SAIN, R.; SAXENA, N.; RICKER, S.; WIEGMANN, A.; ZHAN, X. *Digital rock physics benchmarks-Part II: Computing effective properties*. Computers & Geosciences, v. 50, p. 33–43, 2013.

ARNS, C. H.; SHEPPARD, A. P.; SAADATFAR, M.; KNACKSTEDT, M. A. *Prediction of permeability from NMR response: surface relaxivity heterogeneity*. Society of Petrophysicists and Well-Log Analysts. SPWLA, 47th Annual Logging Symposium, 2006.

BÄCK, T. *Evolutionary Algorithms in Theory and Practice*, USA: Oxford University Press, 1996.

BENAVIDES, F.; LEIDERMAN, R.; SOUZA, A.; CARNEIRO, G.; BAGUEIRA, B. *Estimating the surface relaxivity as a function of pore size from NMR T2 distributions and micro-tomographic images*. Computers & Geosciences v. 106, p. 200-208, 2017.

BENAVIDES, F. J. M. Procedimentos computacionais para assistir técnicas avançadas de Ressonância Magnética Nuclear na avaliação petrofísica de rochas sedimentares. Tese (doutorado) – Universidade Federal Fluminense, Niterói, 2018.

BENAVIDES, F.; LEIDERMAN, R.; SOUZA, A.; CARNEIRO, G.; AZEREDO, R. B. de V. *Pore size distribution from NMR and image based methods: A comparative study*. Journal of Petroleum Science and Engineering, v. 184, 2020.

BERGMAN D.J.; DUNN K.J.; SCHWARTZ L.M.; MITRA P.P.; *Self-diffusion in a periodic porous medium: A comparison of different approaches*. Phys Rev E Stat Phys Plasmas Fluids Relat Interdiscip Topics. 1995.

BLOCH, F.; HANSEN, W. W.; PACKARD, M. *The Nuclear induction experiment*. Physical Review, v.70, p. 474-485, 1949.

BIZE-FOREST, N.; LIMA, L.; BAINES, V.; BOYD, A.; ABBOTS, F.; BARNETT, A. *Using machine-learning for depositional facies prediction in a complex carbonate reservoir*. Society of Petrophysicists and Well-Log Analysts. SPWLA, 59th Annual Logging Symposium, 2018.

BROWNSTEIN, K. R.; TARR, C. E. *Importance of classical diffusion in NMR studies of water in biological cell*. Physical Review A, v. 19, p. 2446-2453, 1979.

CARMAN, P. C. *Fluid flow through granular beds*. Transactions, Institution of Chemical Engineer, Londres, 15:150-166, 1937.

CARR, H. Y.; PURCELL E. M. *Effects of diffusion on free precession in nuclear magnetic resonance experiments*, Physical Review, v. 94, p. 630-638, 1954.

COATES, G.R.; MILER, M.; GILLEN, M.; HENDERSON, G. *The MRIL in Conoco 33-1: an investigation of a new Magnetic Resonance Imaging log*. SPWLA, 32th Annual Logging Symposium, 1991.

COATES, G. R.; XIAO, L.; PRAMMER, M.G. *NMR Logging: Principles and Applications*. USA: Halliburton Energy Services, 1999.

DERNAIKA, M.; SERAG EL DIN, S.; KALAM, Z.; HANNON, L. *Advances in SCAL data interpretations on multi-scale measurements from different carbonate rock types in a giant oilfield in Abu Dhabi*. Society of Petroleum Engineers. SPE, Middle East Oil and Gas Show and Conference, 2013.

DUNN, K.-J.; BERGMAN, D. J.; LATORRACA, G. A. *Nuclear Magnetic Resonance: Petrophysical and Logging Applications*. Inglaterra: Elsevier Science, 2002.

ELLIS, D.V.; SINGER, J.M. *Well Logging for Earth Scientists: Second Edition*. Inglaterra: Elsevier Science, 2008.

GOLAB, A.; DEAKIN, L.; RAVLO, V.; MATTISSON, C.; CARNERUP, A.; YOUNG, B.; AL-RUSHAID, M. A. *Digital core analysis of Lower Ahmadi to Upper Wara formations*. Society of Petroleum Engineers. SPE Kuwait Oil and Gas Show and Conference, 2015.

GRACHEV, N. E. *Digital core analysis - the future of petrophysics*. Society of Petroleum Engineers. SPE Russian Oil and Gas Exploration and Production Technical Conference and Exhibition, 2012.

HAHN, E. L. *Spin echoes*. Physical Review, v.80, p. 580-594, 1950.

HANSEN, P. C. *The L-curve and its use in the numerical treatment of inverse problems*. Invite Computational Inverse Problems in Electrophysiology. 2000.

KEATING, K.; KNIGHT, R. *The effect of spatial variation in surface relaxivity on nuclear magnetic resonance relaxation rates*. Geophysics. v. 77, n. 5, p. E365--E377, 2012.

KENYON, W. E.; DAY, P. I.; STRALEY, C.; WILLEMSSEN, J. F. *A three-part study of NMR longitudinal relaxation properties of water saturated sandstones*. SPE Formation Evaluation, v. 3, p. 3946-3950, 1988.

KOZENY, J. *Ueber kapillare leitung des wassers, im Boden*, Sitzungsber Akad. Wiss. Wien, 136, 271-306, 1927.

LEIDERMAN, R.; PEREIRA, A. M. B.; BENAVIDES, F. M. J.; SILVEIRA, C. S.; ALMEIDA, R. M. R.; BAGUEIRA, R. A. *Personal Computer-Based Digital Petrophysics*. Brazilian Journal of Geophysics. v. 35, p. 95-107, 2017.

LIU, H.; D'EURYDICE, M. N.; OBRUCHKOV, S.; GALVOSAS, P. *Determining pore length scales and pore surface relaxivity of rock cores by internal magnetic fields modulation at 2 MHz NMR*. Journal of Magnetic Resonance, v. 246, p. 110–118, 2014.

MARSCHALL, D.; GARDNER, J. S.; MARDON, D.; COATES, G. R. *Method for correlating NMR relaxometry and mercury injection data*, SCA Conference, 9511, p. 1-12, 1995.

MEIBOOM, S.; GILL, D. *Modified spin-echo method for measuring nuclear relaxation times*. The Review of Scientific Instruments, v. 29, p.93-102, 1958.

MESQUITA, P.; SOUZA, A.; CARNEIRO, G.; BOYD, A.; FERREIRA, F.; MACHADO, P.; ANAND, V.; SCHWARTZ, L. *Surface relaxivity estimation and NMR-MICP matching in diffusionaly coupled rocks*. SCA, International Symposium of the Society of Core Analysts, 2016.

MESQUITA, P. V.; AZEREDO, R. B. V.; RIOS, E. H.; SOUZA A. A. SILVA, B. A. C.; FARIA, B. M.; BOYD, A. *NMR-MICP Integration and Permeability: a new free petrophysics software*, IBP, Rio Oil and Gas Expo & Conference, 2016.

MESQUITA, P. V. *Melhoria da Estimativa de Permeabilidade através da Integração de Dados de RMN e MICP em Rochas Análogas a Reservatórios de Hidrocarbonetos*. 2017. 51 f. Trabalho de Conclusão de Curso (Bacharelado em Geofísica) – Universidade Federal Fluminense, 2017.

MIRZAEI-PAIAMAN, A.; ASADOLAHPOUR, S. R.; SABOORIAN-JOOYBARI, H.; CHEN, Z.; OSTADHASSAN, M. *A new framework for selection of representative samples for special core analysis*. Petroleum Research. v.5, p. 210-226, 2020.

MORAES, T. B.; COLNAGO, L. A. *Simulação de sinais de RMN através das equações de Bloch*, Quim. Nova, v. 37, n. 8, 2014.

PURCELL, E. M.; TORREY, H. C.; POUND, R. V. *Resonance Absorption by nuclear magnetic moments in a solid*. Physical Review, v. 69, p. 37-38, 1949.

SAIDIAN, M.; PRASAD, M. *Effect of mineralogy on nuclear magnetic resonance surface relaxivity: A case study of Middle Bakken and Three Forks formations*. Fuel, v.161, p. 197-206, 2015.

SCHÖN, J. H. *Propriedades físicas das rochas aplicadas à Engenharia*, Elsevier Brasil, 2016.

SILIN, D. B.; JIN, G.; PATZEK, T. W. *Robust determination of the pore space morphology in sedimentary rocks*. Society of Petroleum Engineers. SPE Annual Technical Conference and Exhibition, 2003.

SOUZA, A. A. *Estudo de propriedades petrofísicas de rochas sedimentares por Ressonância Magnética Nuclear*. 2012. 207 f. Tese (Doutorado em Ciência e Engenharia de Materiais)- Escola de Engenharia de São Carlos, Instituto de Física de São Carlos, Instituto de Química de São Carlos, Universidade de São Paulo, 2012.

SOUZA, A.; CARNEIRO, G.; ZIELINSKI, L.; POLINSKI, R.; SCHWARTZ, L.; HURLIMANN, M. D.; BOYD A.; RIOS, E.H.; SANTOS, B. C. C.; TREVIZAN, W.A.; MACHADO, V. F.; AZEREDO, R. B. V. *Permeability prediction improvement using 2D NMR diffusion- $T_2$  maps*. SPWLA, 54th Annual Logging Symposium, 2013.

SOUZA, A.; CARNEIRO, G.; BOYD, A.; HURLIMANN, M.; TREVIZAN, W.; COUTINHO, B.; MACHADO, V.; BAGUEIRA, R. *Improving Lab NMR Petrophysical Estimations by Incorporating the Surface Relaxivity Parameter*, SCA, International Symposium of the Society of Core Analysts, 2016.

TIMUR, A. *An investigation of permeability and porosity, and residual water saturation relationship for sandstone reservoirs*. The Log Analyst., 9(4): 8

VIGNA, S. *Further scramblings of Marsaglia's xorshit generators*. Journal of Computational and Applied Mathematics. V. 315, p. 175-181, 2016.

WHITLEY, D.; RANA, S.; HECKENDORN, R. B. *The island model genetic algorithm: on separability, population size and convergence*. Journal of Computing and Information Technology, v. 7, p. 33-47, 1998.



ZHU, C.; DAIGLE, H.; BRYANT, S.; *Nuclear magnetic resonance investigation of surface relaxivity modification by paramagnetic nanoparticles*. SPE Annual Technical Conference and Exhibition, 2015.

ZHAO, P; WANG, L.; XU, C.; FU, J.; SHI, Y.; MAO, Z.; XIAO, D. *Nuclear magnetic resonance surface relaxivity and its advanced application in calculating pore size distributions*. Marine and Petroleum Geology, v. 111, p. 66-74, 2020.