지구물리와 물리탐사
Jigu-Mulli-wa-Mulli-Tamsa
Vol. 16, No. 2, 2013, p. 97~105

해 설

http://dx.doi.org/10.7582/GGE.2013.16.2.097

자기공명반응 시뮬레이션 해설 및 비교

장재화 · 남명진 *
세종대학교 에너지자원공학과

A Review on Nuclear Magnetic Resonance Logging: Simulation Schemes

Jae Hwa Jang and Myung Jin Nam*
Sejong University, Department of Energy and Mineral Resource Engineering

요 약: 자기공명검층은 수소와 자기장의 상호작용을 측정, 분석하는 물리검층 방법으로 이는 저류층 평가를 위한 중요한 물리검층 방법 중 하나이다. 측정된 감쇠 신호 즉, 이완은 측정지역 내 수소의 밀도에 대한 정보와 유체의 종류에 따른 감쇠속도에 대한 정보를 포함하고 있으며, 이를 바탕으로 공극률, 투과도와 습윤도 등을 예측할 수 있다. 1950년대 초반 랜덤워크로 자기공명의 이완감쇠를 시뮬레이션한 것을 시작으로 자기공명반응에 대한 연구가 급격히 발전되었다. 이 논문에서는 자기공명 시뮬레이션의 연구 동향을 먼저 살펴 보고, 자기공명반응인 이완을 발생시키는 이완메커니즘에 대해 간단히 알아본다. 이에 기초하여 자기공명검층에서 주로 측정하는 횡축이완곡선을 자기장구배를 고려하는 경우와 고려하지 않는 시뮬레이션 방법에 대해 비교분석하고 자기장구배가 이완메커니즘 및 횡축이완곡선에 미치는 영향에 대해 분석한다.

주요어: 자기공명검층, 자기공명반응 시뮬레이션, 이완, 자기장구배

Abstract: Nuclear magnetic resonance (NMR) logging has become an important technique for formation evaluation, detecting interaction signals between H protons and applied magnetic fields. Measured decay signals called relaxation, contain important information about density of H protons and different decay rate due to its fluid type in the sensitive area. Thus, petrophysical information such as porosity, permeability and wettability can be estimated through the interpretation of the decay signals. Many researches on random walk simulation have been published, since a simulation method based on random walk for solving exponential decays was adapted in the early of 1950. This study first makes a review on NMR simulation researches, explains two most important methods: simulation with or without considering magnetic field gradient. Lastly, the study makes a comparison between NMR simulation responses with and without magnetic field gradient to show the importance to consider magnetic gradient to analyze the effects of magnetic gradients on NMR responses.

Keywords: NMR logging, NMR simulation, relaxation, magnetic field gradient

서 론

자기공명(magnetic resonance)에 기초한 자기공명검층은 지층 평가(formation evalutation) 및 저류층 특성화(reservoir characterization)를 위해 매우 중요하고 강력한 물리검층 방법이다. 자기공명검층을 이용하면 저류층 암상의 영향을 최소로 하면서 공극률을 파악할 수 있을 뿐만 아니라 공극 내 유체 특성도 파악할 수 있고 보다 발전적인 해석기법을 이용하면 유체투과도까지 유추할 수 있다(Jang and Nam, 2013). 그러나 자기공명검층 개발 초기에서는 다른 검층 방법에 비해 비용이 비싸고 검층 수행 속도가 느릴 뿐만 아니라 정확한 해석 기법이 없었기 때문에 널리 이용되지 못하였다. 한편, 장비의 발달과 더불어 해석기술 또한 급격히 발달함에 따라 현재는 다양한 영역에서 광범위하게 성공적으로 적용되고 있다(Clennell *et al*., 2010, Gillen *et al*., 2004, Sigal and Odusina, 2010; Yao *et al*., 2010a, b).

자기공명검층은 지층 내 존재하는 유체에 포함된 수소의 자기공명현상에 기초하여 수소의 특성만을 선택적으로 분석한다. 물과 탄화수소에 주로 포함되어 있는 수소는 외부 자기장(magnetic field)이 없을 때에는 무작위로 회전하지만 자기장이

2012년 12월 13일 접수; 2013년 2월 15일 수정; 2013년 2월 20일 채택
*Corresponding author
E-mail: nmj1203@gmail.com
Address: 98 Gunja-dong, Gwangjin-gu, Seoul 143-747, Korea
ⓒ2013, Korean Society of Earth and Exploration Geophysicists
This is an Open Access article distributed under the terms of the Creative Commons Attribution Non-Commercial License (http://creativecommons.org/licenses/by-nc/3.0/) which permits unrestricted non-commercial use, distribution, and reproduction in any medium, provided the original work is properly cited.

가해지면 자기장의 방향을 따라 배열하며, 자기장를 차단하면 수소원자들은 원래의 평형상태로 회복하는 특징을 가진다. 자기공명검층에서는 수소가 자기장의 방향을 따라 배열하는 시간과 원래 상태로 회복하는 시간을 측정, 분석한다. 측정된 자기공명반응은 암상내 수소의 밀도에 대한 정보와 암상에 감쇠속도에 대한 정보를 포함하고 있기 때문에 적절한 자료처리 과정을 통해 매질의 공극률, 공극 유체의 종류 및 공극의 분포에 대한 정보를 취득할 수 있다. 더불어 이를 바탕으로 유체 투과도, 습윤성과 같은 생산공학적 자료 또한 유추할 수 있다.

최초의 자기공명반응실험이 수행된 1950년 중반에 처음으로 종축이완과 횡축이완에서의 자화를 계산할 수 있는 기초 방정식인 블로치방정식(Bloch, 1946)이 발표되면서 자기공명 시뮬레이션 연구를 위한 기반이 마련되었다. 지수함수적으로 감소하는 수소의 자화를 스핀에코(spin echo) 현상에 기초하여 측정 가능하다는 것(Hahn, 1950)에 기초하여, Carr and Purcell (1954)은 연속적인 스핀에코를 발생할 수 있는 CMPG 펄스를 개발하여 수소의 자화 특성을 랜덤워크로 계산함으로써 현재의 자기공명반응의 기틀을 마련하였다. 자유 확산(free diffusion) 조건에서 분자의 확산운동을 고려함으로써 Torrey (1956)는 블로치 방정식을 발전시켜 블로치토리 방정식(Bloch-Torrey equation)을 제시하였으며, Douglass and McCall (1958)가 블로치토리 방정식이 자유 확산한계에서 Hanh (1950)의 결과와 일치한다는 것을 보여 블로치토리 방정식의 유용성을 증명하였으며, Wayne and Cotts (1966)와 Robertson (1966)는 각각 블로치토리 방정식에 기초하여 제한된 확산(restricted diffusion)에서도 수소의 확산을 수치적으로 계산함으로써 적용 영역을 넓혔다. Swiet and Sen (1994)은 자유 확산과 제한된 확산에서 블로치토리 방정식으로 수소의 확산을 계산할 수 있음을 증명하면서 블로치토리 방정식으로 자기공명반응을 계산하는 것이 상용화되었다.

자기공명반응 시뮬레이션 연구 동향은 크게 이완메커니즘에서 자기장의 구배(magnetic field gradient; G)를 고려하는 경우와 고려하지 않은 경우로 나눌 수 있다. 자기장의 구배를 고려하면 보다 실제적 상황에 가까워지겠지만 계산이 복잡해지기 때문에, 대부분의 연구에서는 자기장구배 영향을 최소화 하거나 고려하지 않았다(Hidajat *et al.*, 2003; Ramakrishnan *et al*., 1999; Talabi, 2008; Vivek and Hirasaki, 2007). 그러나 최근 들어 외부 자기장구배뿐만 아니라 더불어 내부 자기장구배까지 고려한 시뮬레이션 연구가 수행되되고 있다(Arns *et al*., 2011; Mohnke *et al*., 2011; Toumelin, 2002; Toumelin *et al*., 2004a, b, 2006, 2007).

국내에서는 자기공명 이론 및 자료 해석에 대한 기술이 보고되었을 뿐 자기공명검층 시뮬레이션에 대한 연구는 전무한 실정이다. 이 논문에서는 자기공명반응에 대해 간략하게 살펴본 다음, 자기공명반응 시뮬레이션의 기본 방정식인 블로치토리 방정식에 대해 간단히 알아본 뒤, 자기공명 시뮬레이션에서 자기장구배를 고려한 경우와 고려하지 않은 두 경우에 대한 대표적인 연구 사례인 Toumelin (2002)과 Talabi (2008)의 시뮬레이션 방법을 분석하여 비교함으로써 자기공명 시뮬레이션 방법에 대한 이해를 돕고자 한다.

자기공명반응: 횡축이완곡선

자기공명검층에서는 CPMG 펄스에 의한 횡축이완곡선(혹은 에코트레인(echo train))을 주로 측정하므로 대부분의 시뮬레이션 연구는 횡축이완곡선을 시뮬레이션하며, 이를 위해 이완을 일으키는 이완메커니즘을 수치적으로 계산하게 된다. 횡축이완 및 이완메커니즘에 대해 간략히 소개하고자 한다(보다 자세한 설명은 Jang and Nam (2012) 참조).

이완 및 이완 메커니즘

자기공명검층은 외부 자기장에 의한 수소의 자기공명 이완반응을 측정 분석하는 물리검층 방법이다. 외부 정자기장($\mathbf{B}_0$)에 의해 $\mathbf{B}_0$ 방향 혹은 반대방향으로 세차운동하는 수소에, 세차주파수와 동일한 주파수(공명주파수, resonance frequency; 이하 RF)의 진동자기장(이하 $\mathbf{B}_1$)을 정자기장에 90º 방향($-x$ 방향)으로 가하면, $\mathbf{B}_0$에 의해 분극된 수소는 에너지를 흡수함과 동시에 세차운동이 동위상이 되어 xy평면으로 이동하는데, 이를 자기공명이라 하고 이때의 수소의 자화는 최대가 된다. 이때 90ºRF $\mathbf{B}_1$를 제거하면, 수소는 원래 상태로 돌아가는데 이를 이완이라 하며, 이때 이완은 정자기장 방향으로 회복하는 종축이완과 xy평면에서 동위상을 잃으면서 발생하는 횡축이완으로 나뉘어지며 각각의 이완시간을 종축이완시간(T_1), 횡축이완시간(T_2)이라 한다.

이러한 이완을 일으키는 메커니즘에는 벌크이완(bulk relaxation; T_b), 표면이완(surface relaxation; T_s), 확산이완(diffusion relaxation; T_d)의 3가지 이완 메커니즘이 있다. 벌크이완은 공극 내 유체 내부에서의 이웃한 수소간에 자유운동에 따른 이완을, 표면이완은 공극 유체와 암석 표면이 닿는 부분에서의 이완을, 확산이완은 공간에 따른 정자기장의 크기 변화(자기장구배) 때문에 발생하는 이완 메커니즘이다. 빠른 확산한계(fast diffusion limit; 표면이완 > 벌크이완)에서 각각의 이완 메커니즘은 아래와 같이 계산할 수 있다.

$$\text{벌크이완} \quad \frac{1}{T_{1b,2b}} = \frac{298\eta}{\alpha T} \tag{1}$$

$$\text{표면이완} \quad \frac{1}{T_{1s}} = \rho_1\left(\frac{S}{V}\right),\ \frac{1}{T_{2s}} = \rho_2\left(\frac{S}{V}\right) \tag{2}$$

$$\text{확산이완} \quad \frac{1}{T_d} = \frac{D(\gamma \cdot G \cdot TE)^2}{12} \tag{3}$$

벌크이완은 온도(T), 유체점성도(viscosity, η), 유체 종류($\alpha_{\text{brine}} = 3$, $\alpha_{\text{oil}} = 1.2$)에 영향을 받으며, 종축벌크이완($T_{1b}$)과 횡축벌

크이완(T_{2b})은 거의 같다($T_{1b} \cong T_{2b}$). 표면이완은 암상에 따른 표면이완도(surface relaxivity; 입자 표면에서 이완의 크기를 측정한 값(종축표면이완도(ρ_1), 횡축표면이완도(ρ_2)))와 공극의 면적대 부피비(S/V)에 영향을 받으며, 일반적으로 $\rho_1 \neq \rho_2$이다. 확산이완은 확산계수(diffusion coefficient, D), 자기회전비(gyromagnetic ratio, γ), 자기장구배(G(gauss/cm)), 에코간격(inter echo time; TE)에 영향을 받는다. 이때, G와 TE는 검층변수이다.

세 가지 이완메커니즘이 각각 종축이완 및 횡축이완 시간에 미치는 영향은 다음과 같다.

$$\frac{1}{T_1} = \frac{1}{T_b} + \frac{1}{T_{1s}} = \frac{298\eta}{\alpha T} + \rho_1\left(\frac{S}{V}\right) \tag{4}$$

$$\frac{1}{T_2} = \frac{1}{T_b} + \frac{1}{T_{2s}} + \frac{1}{T_d} = \frac{298\eta}{\alpha T} + \rho_1\left(\frac{S}{V}\right) + \frac{D(\gamma \cdot G \cdot TE)^2}{12} \tag{5}$$

즉, 각 이완메커니즘에 기초하여 T_1과 T_2를 계산하면 블로치토리 방정식을 이용하여 횡축이완곡선뿐만 아니라 종축이완곡선도 계산할 수 있다.

블로치토리 방정식

공극의 크기에 관계없이 수소원자의 회전(스핀)의 갈라짐 현상, 자기장의 영향, 스핀의 이완 및 확산의 영향을 고려하여 자기공명반응의 모델링을 할 수 있는 블로치토리 방정식은 다음과 같이 표현된다.

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = \gamma(\mathbf{M} \times \boldsymbol{B}) - \frac{M_x\mathbf{i} + M_y\mathbf{j}}{T_2} + \frac{M_0 - M_z}{T_1}\mathbf{k} + D\nabla^2\mathbf{M} + \mathbf{V} \cdot \nabla\mathbf{M} \tag{6}$$

여기서 γ은 자기회전비, $\mathbf{M}$은 자화값[$M_x\mathbf{i} + M_y\mathbf{j} + M_z\mathbf{k}$]이고 $\mathbf{B}$는 가해진 자기장[$B_x\mathbf{i} + B_y\mathbf{j} + B_z\mathbf{k}$], $(M_x\mathbf{i}+M_y\mathbf{j})/T_2$은 횡축이완, $(M_0-M_z)\mathbf{k}/T_1$은 종축이완, $D\nabla^2\mathbf{M} + \mathbf{V}\cdot\nabla\mathbf{M}$ 은 확산에 대한 값이다. 식 (6)을 각 방향의 성분에 대해 정리하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned}
\frac{\partial M_x}{\partial t} &= -\frac{M_x}{T_2} + D\nabla^2 M_x \\
\frac{\partial M_y}{\partial t} &= -\frac{M_y}{T_2} + D\nabla^2 M_y \\
\frac{\partial M_z}{\partial t} &= \frac{M_0 - M_z}{T_1} + D\nabla^2 M_z
\end{aligned} \tag{7}$$

한편, 입자의 확산을 무시할 수 있을 정도로 굉장히 작다고 가정하면, 각각 x, y, z축에서의 자화의 크기(scaled magnetization)는 다음과 같다.

$$\begin{aligned}
m_x &= \frac{M_x}{M_0} \\
m_y &= \frac{M_y}{M_0} \\
m_z &= \frac{M_z - M_0}{M_0}
\end{aligned} \tag{8}$$

식 (8)을 식 (7)에 대입하면,

$$\begin{aligned}
\frac{\partial m_x}{\partial t} &= -\frac{m_x}{T_2} + D\nabla^2 m_x \\
\frac{\partial m_y}{\partial t} &= -\frac{m_y}{T_2} + D\nabla^2 m_y \\
\frac{\partial m_z}{\partial t} &= \frac{m_z}{T_1} + D\nabla^2 m_z
\end{aligned} \tag{9}$$

위 식에서 x와 y방향의 식을 더하면 횡축자화($m_T = m_x\mathbf{i} + m_y\mathbf{j}$)가 되며, z방향 자화는 종축자화이다.

$$\begin{aligned}
&\text{횡축자화} \quad \frac{\partial m_T}{\partial t} = -\frac{m_t}{T_2} + D\nabla^2 m_T \\
&\text{종축자화} \quad \frac{\partial m_z}{\partial t} = \frac{m_z}{T_1} + D\nabla^2 m_z
\end{aligned} \tag{10}$$

매질 내 총자화(M)의 크기는 샘플 내 수소의 밀도에 비례하기 때문에(Abragam, 1986), 총자화를 간단히 부피당 스핀의 개수, 즉 스핀밀도(ρ)로 정의하여 이를 치환하게 되면, 아래와 같이 간단히 정의할 수 있다(Edmund, 2007).

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\alpha\rho + D\nabla^2\rho \tag{11}$$

여기서 α는 $1/T_1$또는 $1/T_2$이고, ρ은 단위 부피당 자화율($T\cdot\mu m^{-3} = M$)이고, D는 확산계수($\mu m^2\cdot ms^{-1}$)이다. 식 (11)은 초기조건과 경계조건이 주어지면 유한차분법 또는 랜덤워크법을 이용해 풀 수 있다. 유한차분법은 일련의 선형 방정식을 풀어야 하기 때문에 시간이 오래 걸리지만, 랜덤워크법은 매우 복잡한 공극기하에서도 쉽게 적용할 수 있을 뿐만 아니라 계산을 단순화 하기 때문에 계산 시간도 빨라 랜덤워크법을 사용하는 것이 유리하다(Hidajat *et al*., 2003; Kim *et al*., 2000; Mendelson, 1990; Talabi, 2008). 또한 랜덤워크법을 이용했을 때는 상호간에 영향을 받지 않고 확산하는 스핀(입자)의 운동을 시뮬레이션할 수 있다는 장점이 있다.

자기공명반응의 시뮬레이션

자기공명반응 시뮬레이션에서는 확산이완의 영향을 포함하는 횡축이완을 주로 수치 모델링 한다. 이러한 시뮬레이션 연구는 확산이완을 일으키는 요인인 $\mathbf{B}_0$의 공간적 크기변화(자기장구배; G) 고려 여부에 따라 크게 두 부류로 구분된다. 이 장에서는 먼저 자기장구배를 일정하다고 가정하여 자기장구배를 고려한 Toumelin (2002)의 시뮬레이션 방법에 대해 알아본 뒤, 자기장구배를 고려하지 않음으로써 계산을 단순화한 Talabi (2008)의 시뮬레이션 방법에 대해 설명하면서 시뮬레이션 차이를 비교분석하고자 한다. 이들 시뮬레이션 방법들은 모두 다양한 크기와 모양의 공극이 존재하는 다공질 매질에서의 식

(11)에 기초하여 각 공극에서의 이완을 계산한 후 다음과 같이 전체 지층 매질에서의 횡축이완은 반응을 계산한다(Kenyon, 1997).

$$M(t) = M_0\Sigma_{i=1}^{N} a_i \exp\left(-\frac{t}{T_{2i}}\right) \tag{12}$$

여기서 N은 공극의 개수, a_i는 공극 i의 부피비이고, M_0는 t = 0일 때 총자화의 크기, T_{2i}는 공극 i에서의 횡축이완이다. 식 (12)의 횡축이완을 벌크이완, 확산이완, 표면이완에 의한 자화 값(각각 $M_b(t)$, $M_s(t)$, $M_d(t)$)의 변화에 기초하여 정리하면 다음과 같다.

$$M(t) = M_0\Sigma_{i=1}^{N} a_i \exp\left(-\frac{t}{T_{2bi}} - \frac{t}{T_{2di}} - \frac{t}{T_{2si}}\right) = M_0[M_b(t)M_d(t)M_s(t)] \tag{13}$$

자기장구배를 고려한 시뮬레이션: Toumelin 방법

Toumelin (2002)은 자기장구배가 일정하다는 가정 하에 즉 자기장구배를 상수로 두고 랜덤워크를 통한 자기공명반응을 계산하였다. 시뮬레이션을 위한 모델의 구성에는 작은 공극을 포함한 다양한 크기의 등방성 공극으로 되어있으며, 작은 공극과 큰 공극이 연결되어 있다고 가정하였다.

벌크이완에 의한 자화(M_b(t))의 계산

벌크이완은 다른 이완과 다르게 시간과 공극기하에 영향을 받지 않기 때문에 식 (1)에 기초하여 아래와 같이 간단히 계산할 수 있다.

$$M_b(t) = \exp\left(-\frac{t}{T_b}\right) = \exp\left(-\frac{298\eta}{\alpha T}t\right) \tag{14}$$

여기서 T_b는 벌크이완시간, T는 절대온도, η는 점성도, α는 유체 종류에 따른 상수(α_{brine} = 3, α_{oil} = 1.2)이다.

확산이완에 의한 자화(M_d(t))의 계산

수소를 포함한 암상에 공간에 따라 변하는 정자기장을 가하면, 암석과 공극 유체의 상자성(susceptibility) 차이로 인해 암상내 내부 자기장구배가 발생하며, 자기장의 구배는 수소의 탈위상화를 촉진시킨다(Kenyon, 1992).

$$M_d(t) = \exp\left(-\frac{t}{T_{2b}}\right) = \exp\left(-\frac{D(\gamma\cdot G\cdot TE)^2}{12}t\right) \tag{15}$$

여기서 T_{2d}는 횡축이완에서의 확산이완시간으로 자기회전비(γ), 자기장구배(G), 에코간격(TE), 유효확산계수(effective diffusivity; D)에 영향을 받는다(Bergman *et al*., 1995). 유효확산계수란 제한된 확산한계에서 확산계수로 이는 유체의 자유확산계수(D_b; bulk diffusivity of the fluid)와는 그 값이 다르다. 수소는 공극벽 또는 다른 유체에 가까워지면 확산에 제한을 받는데, 이때 유효확산계수를 계산하면 다음과 같다.

$$D(t) = D_b\left(1 - \frac{4}{9\sqrt{\pi}}\frac{2}{V}\sqrt{D_b t}\right) = \frac{D_b}{\chi} \tag{16}$$

식 (16)을 통해 제한된 확산은 공극의 면적대 부피비(S/V)와 자유확산계수에 영향을 받으며, 이는 다시 자유확산계수와 뒤틀림 함수(χ)로 간단히 정리할 수 있다(Dullien, 1992; Swiet and Sen, 1994).

$$\begin{aligned} &\text{oil} \quad D_b \cong \left(\frac{1.3T}{298(\eta)}\right)\cdot 10^{-12} \\ &\text{water} \quad D_b \cong \left(\frac{2T}{298(\eta)}\right)\cdot 10^{-12} \end{aligned} \tag{17}$$

또한 변수(자기장구배, 에코간격)가 다른 자료의 비교분석을 통해 공극 내 확산계수가 다른 유체를 구분할 수 있다.

표면이완에 의한 자화(M_s(t))의 계산

표면이완은 수소 입자와 공극벽 사이의 거리(d)에 따라 방법이 약간 차이가 있다. 수소와 공극벽 사이의 거리가 짧을 경우에는 랜덤워크법으로, 수소와 공극 벽간의 거리가 충분히 긴 경우에는 확산방정식을 수치해법(first passage time; Torquato and Kim, 1989; Zheng and Chiew, 1989)으로 푸는데, 이는 랜덤워크법보다 계산이 빠르다. 초기 스핀이 공극내에 랜덤하게 분포($x(t)$, $y(t)$, $z(t)$)되어 있고 스핀이 확산에 의해 이동 거리를 s라고 할 때, 시간(Δt)에서 확산에 의해 이동한 새로운 위치($x(t+\Delta t)$, $y(t+\Delta t)$, $z(t+\Delta t)$)를 계산한다.

$$\begin{cases} x(t+\Delta t) = x(t) + s\,\sin\phi\cos\theta \\ y(t+\Delta t) = y(t) + s\,\sin\phi\cos\theta \\ z(t+\Delta t) = z(t) + s\,\cos\phi \end{cases} \tag{18}$$

여기서 $\theta(0\le\theta\le 2\pi)$ 와 $\phi(0\le\phi\le\pi)$ 는 각각의 범위 안에서 랜덤워크법에 의해 결정되며, 이동거리(s)는 시간(Δt)과 공극 유체의 자유확산계수로 계산할 수 있다.

$$s = \sqrt{6D_b\Delta t} \tag{19}$$

한편, 수소와 공극 벽간의 거리가 충분히 긴 경우 누적분포함수로 시간(t)에 따른 이동거리(s)를 구한다.

$$\mathrm{p}(t\colon s) = 1 + 2\Sigma_{m=1}^{\infty}(-1)^m \exp\left(-\frac{Dm^2\pi^2 t}{s^2}\right) \tag{20}$$

이때, 수소의 위상변화(phase shift)는 자기장구배에 영향을 받는다.

$$\phi(t) = \int_0^t \gamma\mathbf{G}\cdot\mathbf{r}(t')dt' = \gamma\mathbf{G}\int_0^t z(t')dt' \tag{21}$$

위상변화(ϕ)는 정자기장 방향의 자기장구배(**G**), **G**방향의 변위

벡터의 스칼라(**r**), 수소의 자기회전비(γ)에 비례한다.

확산하는 수소가 공극 벽에 부딪친 경우 소멸될 것인지 튕길 것인지에 대한 소멸될 확률(δ)을 랜덤워크에 의해 결정한다. 만약 튕기면 바로 이전에 위치로 돌아 가고, 소멸되면 그 스핀은 사라진다(Evans *et al*., 1980).

$$\delta = \frac{2\rho s}{3D_b} \tag{22}$$

소멸될 확률은 암석의 표면이완도(ρ)와 유체의 자유확산계수(D_b)에 영향을 받는다(Bergman *et al*., 1995).

자기장구배를 무시한 시뮬레이션: Talabi 방법

Talabi (2008)는 자기장구배가 존재하지 않을 때, 즉 확산이완이 일어나지 않을 때의 자기공명반응을 시뮬레이션 하였으며, 시뮬레이션을 위해 먼저 암상과 암상을 흐르는 유체에 대한 모델링을 하고 이를 바탕으로 랜덤워크법으로 공극과 유체유동결정공극의 크기 및 확산에 따른 수소의 위상을 계산하였다. Talabi 방법은 Toumelin 방법과 거의 유사하지만, 자기장구배를 고려하지 않기 때문에 비교적 계산이 간단해진다(식 (15), $M_d(t) = \exp(0) = 1$). 또한 Talabi 방법에서 표면이완은 공극벽 사이의 거리에 상관없이 랜덤워크법으로 계산하며, 이때 스핀의 위상은 모든 방향으로 랜덤하게 이동하기 때문에 간단히 초기 암상 내 존재하는 수소의 개수(N_0)와 측정 시간(t)에 남아있는 수소의 개수(N_t)의 비율($P(t) \cong M_s(t)$)로 계산할 수 있다.

$$P(t) = \frac{N_t}{N_0} \tag{23}$$

Toumelin 방법과 Talabi 방법은 시간에 따른 수소의 위상과 소멸될 확률을 랜덤워크로 계산한다는 공통점을 가지고 있지만, 자기장구배 여부에 따라 각각의 이완이 미치는 영향과 수소의 위상이 달라진다. Talabi의 시뮬레이션은 Toumelin의 시뮬레이션과 비교하여 이완의 계산이 비교적 간단하다.

이상 유체(two-phase fluid)에서 전체 이완메커니즘

식 (13)에 기초하여 전체 이완메커니즘($M(t)$)을 정리하면 다음과 같다.

$$M(t) = M_0[M_b(t)M_d(t)M_s(t)] \cong M_0[M_b(t)M_d(t)P(t)] \tag{24}$$

이상(two phase)의 유체인 경우 각각의 유체에 존재하는 스핀은 단상의 유체의 이동과 거의 유사하지만, 더불어 유체와 유체 사이의 경계에 영향을 받기 때문에 단상의 유체 보다 계산이 다소 복잡하다. 식 (13)을 통해 각각의 유체에 대한 자화를 구한 다음,

$$\begin{aligned} M_o(t) &= M_{o,0}[M_{o,b}(t)M_{o,d}(t)P_o(t)] \\ M_w(t) &= M_{w,0}[M_{w,b}(t)M_{w,d}(t)P_w(t)] \end{aligned} \tag{25}$$

각각 유체의 자화에 수소인자(부피당 수소의 개수)와 수포화도를 결합하여 총자화값($M_T(t)$)으로 전체 이완메카니즘($M(t)$)을 계산한다.

$$M_T(t) = \frac{S_w M_w(t) + H_o S_o M_o(t)}{S_w + H_o S_o} \tag{26}$$

여기서 S_o, S_w는 각각 오일과 물의 포화도(saturation), H_o는 오일의 수소인자, ρ_o는 오일의 비중(specific gravity; Smolen, 1996)이다(Toumelin, 2007).

$$H_o = 1.26 \times \rho_o \tag{27}$$

시뮬레이션을 위한 모델 구성

매질 내 공극과 유효결정공극을 포함한 지층의 구조와 유체에 정보는 자기공명반응 시뮬레이션을 위한 기초로 이에 대한 정보가 있어야 자기공명반응을 시뮬레이션할 수 있다. 즉, 자기공명반응 시뮬레이션을 위한 모델이란 지질 특성, 지층 구조 및 공극 내 유체 특성 중에서 자기공명반응에 영향을 주는 값들을 설정하는 것이라고 할 수 있는데, 이러한 값을 보다 실제에 가깝게 구현할수록 의미 있는 시뮬레이션이 가능할 것이다. 자기공명반응 시뮬레이션을 위한 모델 구성 방법에는 여러 가지가 있을 수 있지만 일반적으로 암석의 구조를 구현한 뒤, 이 암석구조 내에서 유체의 분포를 결정한다.

암석구조 구현: 공극 구조 및 공극의 연결도

암석구조 구현을 위해 일반적으로 암상을 3차원 이미지화(3D image construction) 한 다음, 수학적 방법을 통해 이미지로부터 공극과 유효결정공극 및 이 둘의 연결도(coordination number)에 대한 정보를 추출(network extraction)하여 암석의 구조를 구현한다(Arns *et al*., 2005, 2006, 2007; Hidajat *et al*., 2002; Idowu, 2009). 먼저 암석의 공극 구조를 3차원 이미지로 모델링하는 대표적인 방법에 대해 알아보면, 암편에 대한 CT 촬영 이미지에 기초하여 모델을 구성하는 방법(experimental method; Arns *et al*., 2004; Hazlett, 1995), 2차원 섹션으로부터 모델을 재구성하는 방법(statistical/image reconstruction procedure; Adler *et al*., 1990; Liang *et al*., 1998; Okabe and Blunt, 2004)과 지층이 생성되는 과정을 재구성한 방법(process based method; Bakke and Øren, 1997; Bryant *et al*., 1993; Jin *et al*., 2003; Øren and Bakke, 2003) 등이 있다. 이 중 가장 정확한 방법은 CT촬영으로 얻은 구조에 기초한 모델링 방법이지만 비용이 비싸기 때문에 일반적으로 2차원 섹션으로부터 복원하는 방법이 많이 사용된다.

구성된 이미지로부터 공극 사이의 연결도 즉 네트워크를 추출하는 가장 대표적인 방법은 세선화(thinning)알고리듬을 이용하는 방법(medial axis based algorithm, Liang *et al*., 2000;

Lindquist *et al*., 1996; Sheppard *et al*., 2005), 추출된 암상내 공간을 공극과 유효결정공극으로 나누어 주는 방법(maximal ball algorithm, Al-Kharusi and Blunt, 2007; Dong *et al*., 2007; Silin *et al*., 2003; Silin and Patzek, 2006) 및 2차원 섹션으로 구축된 모델로부터 이미지를 구조화하는 방법(voronoi diagram based algorithm과 stochastic network generation algorithm, Ioannidis *et al*., 1997) 등이 있다. 이렇게 구조를 모델링하는 가장 큰 장점은 지층 내 각각의 공극의 기하(geometry)정보와 공간적인 특성을 알 수 있다는 점이다.

암석 구조 내 유체 분포 결정

암석 구조를 구현하고 난 뒤 공극 내 한가지 유체만 존재 할 경우 유체의 분포를 고려할 필요 없이 간단히 유체와 공극표면에 대한 이완만을 계산하면 되지만, 두 가지 종류 이상의 유체가 섞인 경우 유체의 분포 및 습윤도에 따른 반응을 고려해야 한다. 실제로 수포화도(water saturation)가 같아도 유체의 분포에 따라 자기공명반응이 다르며 저류층내 유체의 분포를 아는 것은 쉽지 않기 때문에, 시뮬레이션의 정확도를 위해서 유체유동 모델링을 수행하여 유체의 분포를 결정한다(Arns *et al*., 2007; Valvatne, 2004).

Talabi 모델 구성 소개

Talabi (2008)는 암석 구조 구현을 위해 주어진 이미지 정보로부터 공극의 형태, 공극의 내각 및 길이 등을 결정한 후 네트워크를 구성하였으며, 이와 같이 구성한 암석 구조 내에서 유체의 유동 모델링을 수행하여 암석 내 유체 분포를 결정하였다. 즉, 먼저 시뮬레이션 하고자 하는 암상을 3차원 이미지화한 다음 수학적인 방법을 통해 이미지로부터 공극과 유효결정공극 및 이 둘의 연결도에 대한 정보를 추출하여 지층의 구조를 구현하였다. 또한 유체 유동 모델링을 수행하여 암석에 흡착된 유체(wetting phase)와 흡착되지 않은 유체(nonwetting phase)의 접촉각(contact angle) 차이에 기초하여 공극 내 유체 분포를 구성하였다(Talabi, 2008).

자기장 고려 유무에 따른 반응 차이 분석

자기장구배가 자기공명반응에 미치는 영향을 알기 위해, 자기장구배를 고려한 Toumelin 방법의 시뮬레이션 결과와, 자기장구배를 고려하지 않은 Talabi 방법에 기초한 결과를 비교함으로써, 확산이완메커니즘이 전체 횡축자화곡선에 미치는 영향에 대해 분석하고자 한다. 이를 위해 Toulmelin (2002)에서 이용한 모델과 비슷한 모델을 설정한 후 Talabi 방법으로 시뮬레이션하여 두 결과를 비교하고자 한다. 이때 이용한 모델의 암상은 공극률이 17%인 탄산염암으로 작은 공극은 존재하지 않고, 공극은 물로 포화(S_w = 1.0)되어 있다. 공극 유체의 온도에 따라 자기공명반응의 변수(점성도, 확산계수, 벌크이완도)가 달라지기 때문에(Table 1), 온도에 따른 결과의 차이 분석을 통해 자기장 고려 여부에 따른 반응의 차이를 분석하고자 한다.

Table 1. Summary of bulk fluid properties used in the simulation of temperature effects on the NMR response of carbonate rocks (Toumelin, 2002).

	Brine	
Tem (K)	370	430
Viscosity (Pas)	$1.00E^{-3}$	$7.00E^{-4}$
Surface relaxivity (μm/s)	$3.00E^{-6}$	$3.00E^{-6}$
Diffusion coefficient (D_b m/s)	$2.50E^{-9}$	$4.10E^{-9}$
Bulk diffusivity	3.7	6.2

횡축이완곡선에 대한 자기장구배의 영향

Fig. 1은 유체의 온도가 각각 370 K, 430 K일 때, Toumelin 방법의 결과와 Talabi 방법에 기초한 이완반응으로, 각각의 온도에서 실선은 Toumelin 방법의 결과이며 점선은 Talabi 방법이다. 온도가 낮은 경우(370 K; Fig. 1(a)) 자화의 60%까지 감소하는데 걸리는 시간은 Toumelin의 결과는 약 0.42초, Talabi 법에 기초한 시뮬레이션에서는 약 0.48초 소요되었다. 한편 온도가 높을 경우(430 K; Fig. 1(b)) Toumelin는 약 0.43초, Talabi는 약 0.7초 걸렸다. 즉, 자기장의 구배를 고려한 Toumelin의 결과는 자기장구배를 고려하지 않은 경우보다 이완이 빨리 일어나며 온도가 높을수록 이완 속도의 차이는 확연히 커져 자기장구배를 고려할 때 훨씬 빨리 일어난다.

이완메커니즘별 자기장구배의 영향

온도에 따른 자기장구배가 표면이완에 미치는 영향을 분석하기 위해 표면이완만에 의한 횡축이완곡선(Fig. 2(a), (c))을

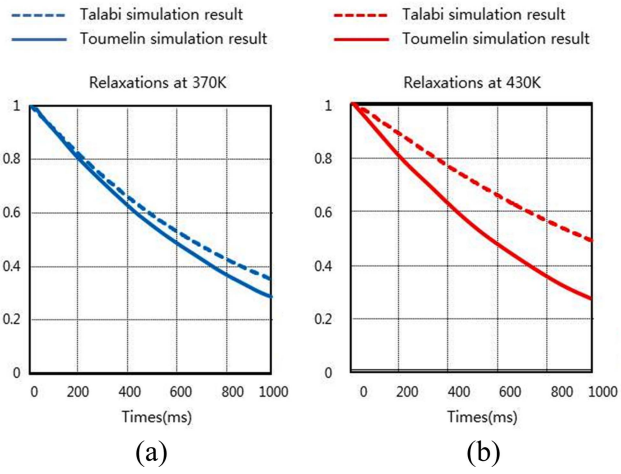

Fig. 1. Comparison of NMR transverse relaxation curves (S_w = 1.00) (a) at 370 K and (b) at 430 K, respectively. Dotted and solid lines refer to Talabi (2008) and Toumelin (2002) results, respectively.

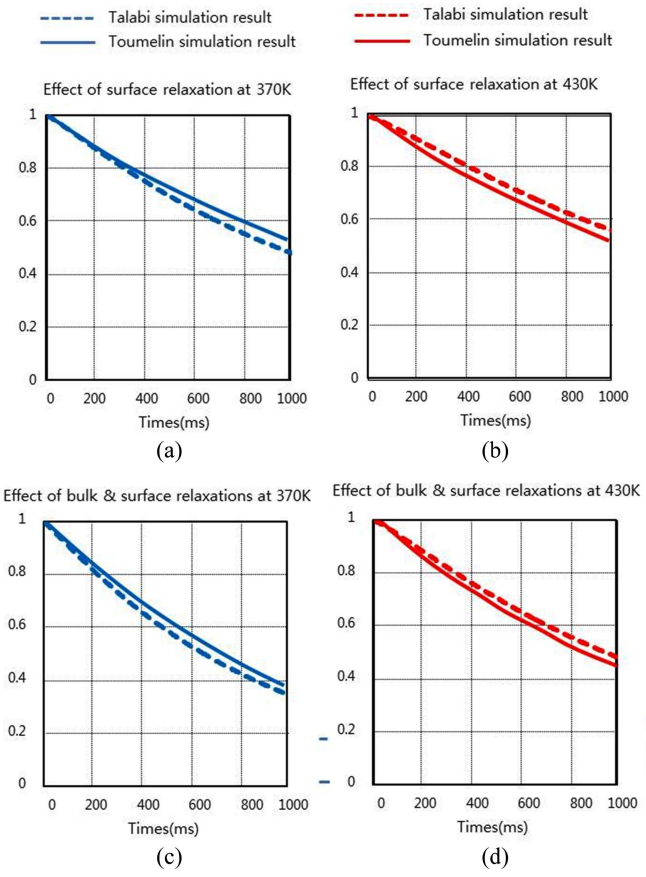

Fig. 2. NMR responses of relaxation mechanism at (left panel) 370 K and (right panel) 430 K, respectively: (top panel) surface-relaxation and (bottom panel) bulk-and-surface-relaxation results. Dotted and solid lines refer to Talabi (2008) and Toumelin (2002) results, respectively.

분석해 보면, 낮은 온도(370 K)에서는 자기장구배를 고려할 경우 이완이 더 느리게 일어나고, 높은 온도(450 K)에서는 이완이 더 빨리 일어나고 있다. 보다 자세히 분석해보면, 자기장구배를 고려한 경우에는 이완 속도의 차이가 온도에 따라 크게 변화하지 않지만, 자기장구배를 고려하지 않은 경우 온도가 높아질수록 이완 속도가 크게 느려졌기 때문이다. 즉, 표면이완 메커니즘은 자기장구배를 고려하지 않으면 고려할 때에 비해 온도에 더 영향을 받는다는 것을 알 수 있다.

한편, 벌크이완은 자기장구배와는 무관하고 온도에만 반비례하므로, 표면이완과 벌크이완에 의한 횡축자화곡선(Fig. 2(c), (d))은 온도가 높아지면서 이완속도가 더 느려지는 현상을 관찰할 수 있을 뿐, 자기장구배 고려 유무에 따른 양상은 표면이완만에 의한 횡축자화곡선(Fig. 2(a), (b))과 거의 동일한 양상을 보인다. 그러므로, 표면이완만에 의한 횡축자화곡선과 전체 메커니즘을 고려한 횡축이완곡선 두 곡선이 보이는 양상의 차이가 확산이완에 의한 영향임을 알 수 있다.

전체 메커니즘에 의한 횡축이완곡선은 자기장 고려 유무에 관계없이 높은 온도와 낮은 온도 모두 표면이완만에 의한 횡축이완곡선(Fig. 2(a), (c))에서 자기장 고려에 따른 이완 속도 차이를 비교하면, 낮은 온도에서는 서로 반대이지만 높은 온도에서는 자기장 고려 유무가 모든 메커니즘을 고려한 횡축이완곡선(Fig. 1)과 상반된 양상을 보이는 반면 높은 온도에서는 동일하다. 표면이완만을 고려한 경우 높은 온도에서 비록 자기장을 고려한 이완이 고려하지 않은 경우보다 이완이 빨리 일어나지만 확산이완까지 고려한 전체 메커니즘에 의한 횡축이완곡선에서의 차이보다는 매우 작다. 이는, 확산이완이 온도에 비례하기 때문에(식 (17)) 온도가 높아 질수록 이완이 더욱 빠르게 일어나기 때문이다(Table 1). 결과론적으로, 표면이완 메커니즘에 의한 자기장구배(Fig. 2(a), (b))의 영향은 크지 않기 때문에, Fig. 1의 자기장구배 고려 유무에 따른 횡축이완곡선의 차이는 주로 확산이완메커니즘에 의해 야기되었다고 할 수 있다.

결 론

자기공명검층을 통해 취득한 정보를 분석하면 저류층의 생산공학적 정보뿐만 아니라 지질학적 정보도 파악할 수 있다. 이러한 자기공명반응 시뮬레이션을 위해서는 이완을 발생시키는 세 가지 메커니즘(벌크, 확산, 표면)에 영향을 미치는 요소를 알고 이를 계산할 수 있어야 한다. 벌크이완은 공극 내 유체의 열역학 상태(온도, 압력)에 의해 결정되며, 표면이완은 확산이완은 유체의 확산계수뿐만 아니라 실험 변수(자기장구배의 크기, 에코간격)에 의해 결정된다. 한편 표면이완은 빠른 확산한계에서 암상에 영향(표면이완도, 공극의 면적 부피비)로 계산할 수 있으나, 그렇지 않은 경우 표면이완의 계산은 복잡해진다. 자기공명반응 시뮬레이션을 크게 자기장구배의 고려 여부에 따라 구분할 수 있는데, 자기장구배를 고려면 계산이 복잡하기 때문에 대부분의 시뮬레이션 연구에서는 자기장의 영향을 고려하지 않거나 최소화 하였다. 이 논문에서는 자기장구배를 고려한 경우와 고려하지 않은 두 경우의 대표적인 시뮬레이션 방법을 분석하고 비교하였다. 기존의 자기장을 고려한 시뮬레이션에서 획득한 결과와 비슷한 모델에서 자기장을 고려하지 않고 시뮬레이션을 수행하여, 자기장 고려 유무에 따른 결과의 차이를 분석하였다. 이를 통해, 시뮬레이션 결과의 차이는 대부분 자기장구배로 인해 발생하는 확산이완에서 초래되었을 확인하였고 또한 온도가 높아질수록 확산이완의 영향이 커진다는 것을 분석하였다. 또한 표면이완 메커니즘의 경우 자기장구배를 고려하지 않으면 온도가 높아질 수록 영향이 커지는 것을 알 수 있었다. 이를 통해 온도가 높을수록 자기장구배에 대한 고려가 중요함을 알 수 있다.

감사의 글

본 연구는 2012년도 지식경제부의 재원으로 한국에너지기

술평가원(KETEP)의 지원을 받아 수행한 연구 과제입니다(No. 20122010300020). 남명진은 2011년도 교육과학기술부의 재원으로 한국연구재단의 지원(No. 2011-0014684)을 일부 받아 연구를 수행하였습니다.

참고문헌

Adler, P. M., Jacquin, C. G., and Quiblier, J. A., 1990, Flow in simulated porous media, *International J. Multiphase Flow*, **16**(4), 691-712.

Al-Kharusi, A. S., and Blunt, M. J., 2007, Network extraction from sandstone and carbonate pore space images, *J. Petroleum Science and Engineering*, **56**, 219-231.

Arns, C., Knackstedt, M., Pinczewski, W. V., and Martys, N., 2004, Virtual permeametry on micro tomographic images, *J. Petroleum Science and Engineering,* **45**, 41-46.

Arns, C. H., Knackstedt, M. A., and Martys, N., 2005, Cross-property correlations and permeability estimation in sandstone, *Physical Review*, **72**, 046304.

Arns, C. H., Sheppard, A. P., Saadatfar, M., and Knackstedt, M. A., 2006, Prediction of permeability from NMR response: surface relaxivity heterogeneity, *Trans. SPWLA 47th Annual Logging Symposium*, GG, 1-13.

Arns, C. H., Sheppard, A. P., Sok, R. M., and Knackstedt, M. A., 2007, NMR petrophysical predictions on digitized core images, *Petrophysic*, **48**(3), 202-221.

Arns, C. H., AlGhamdi, T., and Arns, J. T., 2011, Numerical analysis of NMR relaxation diffusion responses of sedimentary rock, *New J. of Physics*, **13**, 015004.

Bakke, S., and Øren, P. E., 1997, 3D pore-scale modeling of sandstones and flow simulations in the pore networks, *SPE Journal*, **2**, 136-149.

Bergman, D. J., Dunn, K. J., Schwartz, L. M., and Mitra, P. P., 1995, Self-diffusion in a periodic porous medium: a comparison of different approaches, *Physical Review*, **51**(4), 3393-3400.

Bloch, F., 1946, Nuclear induction, *Physical Review*, **70**, 460-473.

Bryant, S. L., Mellor, D. W., and Cade, C. A., 1993, Physically representative network models of transport in porous media, *AIChE Journal*, **39**(3), 387-396.

Carr, H. Y., and Purcell, E. M., 1954, Effects of diffusion on free precession in nuclear magnetic resonance experiment, *Physical Review*, **94**(3), 630-638.

Clennell, M. B., Josh, M., Dewhurst, D., Esteban, L., and Raven, M., 2010, Shale petrophysics: electrical, dielectric and NMR methods to Characterize mud rocks and discover relationships to mechanical properties and hydrocarbon affinity, AAPG Search and Discovery, 90122.

Dong, H., Touati, M., and Blunt, M. J., 2007, Pore network modeling: analysis of pore size distribution of arabian core samples, *15th SPE Middle East Oil & Gas Show and Conference*, 105156.

Douglass, D., and McCall, D., 1958, Diffusion in paraffin hydrocarbons, *J. Physics Chemistry*, **62**, 1102.

Dullien, F. A. L., 1992, *Porous media: fluid transport and pore structure*, Academic Press.

Dunn, K. J., Bergman, D. J., and LaTorraca, G. A., 2002, *Nuclear Magnetic Resonance: Petrophysical and Logging Application,* Elsevier Science.

Edmund, S. E., 2007, *Nuclear magnetic resonance measurements of fluid-solid interactions in dialysis-membrane materials*, Master of Science in Chemical Engineering, Bucknell University.

Evans, M. L., Mulkey, T. J., and Vesper, M. J., 1980, Auxin action on proton influx in corn roots and its correlation with growth, *Planta*, **148**, 510-512.

Freidlin, M., 1985, *Functional integration and partial differential equation,* Princeton University Press.

Grebenkov, D. S., Marcel, F., and Bernard, S., 2003, Spectral properties of the brownian self-transport operator, *The European Physical Journal*, **36**(B), 221-231.

Gillen, M., Murphy, E., and Benavides, S., 2004, Technology update: higher levels of fluid typing and speed deliver robust answers from Nuclear Magnetic Resonance technology, *J. Petroleum Technology*, **56**(8), 28-29.

Hahn, E., 1950, Spin Echo, *Physical Review*, **80**, 580-594.

Hazlett, R. D., 1995, Simulation of capillary-dominated displacements in microtomographic images of reservoir rocks, *Transport Porous Media*, **20**(1-2), 21-35.

Hidajat, I., Singh, M., Cooper, J., and Mohanty, K. K., 2002, Permeability of porous media from simulated NMR response, *Transport in Porous Media*, **48**, 225-247.

Hidajat, I., Singh, M., and Mohanty, K. K., 2003, NMR response of porous media by random walk algorithm: a parallel implementation, *Chemical Engineering Science*, **190**(12), 1661-1680.

Idowu, N. A., 2009, *Pore-scale modeling: stochastic network generation and modeling of rate effects in water flooding,* PhD thesis, Imperial College London.

Ioannidis, M. A., Kwiecien, I., Chatzis, I., MacDonald, I. F., and Dullien, F. A. L., 1997, Comprehensive pore structure characterisation using 3D computer reconstruction and stochastic modeling, *SPE Technical Conference and Exhibition,* 38713.

Jang, J. H., and Nam, M. J., 2012, A review on nuclear magnetic resonance logging: fundamental theory and measurements, *Jigu-Mulli-wa-Mulli-Tamsa*, **15**(4), 235-244.

Jang, J. H., and Nam, M. J., 2013, A review on nuclear magnetic resonance logging: data interpretation, *The Korean Society for Geosystem Engineering*, **50**, 144-155.

Jin, G., Patzek, T. W., and Silin, D. B., 2003, Physics-based reconstruction of sedimentary rocks, *SPE Western Regional/ AAPG Pacific Section Joint Meeting*, 83587.

Kenyon, W. E., 1992, Nuclear magnetic resonance as a petrophysical measurement, *Nuclear Geophysics*, **6**(2), 153-171.

Kenyon, W. E., 1997, Petrophysical principles of applications of NMR logging, *Log Analyst,* **38**, 21-43.

Kim, I. C., Cule, D., and Torquato, S., 2000, Walker diffusion method for calculation of transport properties of composite materials, *Physical Review*, **61**(4), 4659-4660.

Liang, Z. R., Fernandes, C. P., Magnani, F. S., and Philippi, P.

C., 1998, A reconstruction technique for 3D porous media using image analysis and fourier transforms, *J. Petroleum Science and Engineering*, **21**, 273-283.

Liang, Z., Ioannidis, M. A., and Chatzis, I., 2000, Geometric and topological analysis of three-dimensional porous media: pore space partitioning based on morphological skeletonization, *J. Colloid and Interface Science*, **221**, 13-24.

Lindquist, W .B., Lee, S. M., Coker, D. A., Jones, K. W., and Spanne, P., 1996, Medial axis analysis of void structure in three-dimensional tomographic images of porous media, *J. Geophysical Research*, **101**, 8297-8310.

Mendelson, K. S., 1990, Percolation model of nuclear magnetic relaxation in porous media, *Physical Review*, **41**, 562-567.

Mohnke, O., Ahrenholz, B., and Klitzsh, N., 2011, Joint numerical microscale simulations of muti-phase flow and NMR relaxation behavior in porous media, *EGU General Assembly*, **13**, 2011-11141-2.

Okabe, H., and Blunt, M. J., 2004, Prediction of permeability for porous media reconstructed using multiple-point statistics, *Physical Review*, **70**, 066135.

Øren, P. E., and Bakke, S., 2003, Reconstruction of Berea sandstone and pore-scale modeling of wettability effects, *J. Petroleum Science and Engineering*, **39**, 177-199.

Ramakrishnan, T. S., Schwartz, L. M., Fordham, E. J., Kenyon, W. E., and Wilkinson, D. J., 1999, Forward models for nuclear magnetic resonance in carbonate rocks, *The Log Analyst,* **40**, 260-270.

Robertson, B., 1966, Spin-echo decay of spins diffusing in a bounded region, *Physical review*, **155**(1), 273-277.

Sheppard, A. P., Sok, R. M., and Averdunk, H., 2005, Improved pore network extraction methods, *The Society of Core Analysts*, 2005-20.

Sigal, R., and Odusina, E., 2010, NMR gas relaxation signature for organic shale reservoir rocks, *AAPG Hedberg Conference*, 90122.

Silin, D. B., Guodong, J., and Patzek, T. W., 2003, Robust determination of the pore space morphology in sedimentary rocks, *SPE Annual Technical Conference and Exhibition*, 84296.

Silin, D., and Patzek, T., 2006, pore space morphology using maximal inscribed spheres*, Physica,* **371**(A), 336-360.

Smolen, J. J., 1996, *Cased hole and production log evaluation*, PennWell Books.

Swiet, T. M., and Sen, P. N., 1994, Decay of nuclear magnetization by bounded diffusion in a constant field gradient, *J. Chemical Physics*, **100**, 5597.

Talabi, O., 2008, *Pore-scale simulation of NMR response in porous media*, PhD thesis, Imperial College London.

Torrey, H., 1956, Bloch equation with diffusive terms, *Physical Review*, **104**, 563-565.

Toumelin, E., 2002, *Monte Carlo simulations of NMR measurements in carbonate rocks under a constant magnetic field gradient*, Master's thesis, The University of Texas at Austin.

Toumelin, E., Torres-Verdín, C., Chen, S., and Fischer, D. M., 2004a, reconciling NMR measurements and numerical simulations: assessment of temperature and diffusive coupling effects on two-phase carbonate samples, *Petrophysics*, **44**(2), 91-107.

Toumelin, E., Torres-Verdín, C., Sun, B., and Dunn, K. J., 2004b, A numerical assessment of modern borehole NMR interpretation techniques, *SPE Technical Conference and Exhibition,* 90539.

Toumelin, E., Torres-Verdín, C., Sun, B., and Dunn, K. J., 2006, Limits of 2D NMR interpretation techniques to quantify pore size, wettability, and fluid type: a numerical sensitivity study, *SPE Journal*, **11**, 354-363.

Toumelin, E., Torres-Verdín, C., Sun, B., and Dunn, K. J., 2007, Random-walk technique for simulating NMR measurements and 2D NMR maps of porous media with relaxing and permeable boundaries, *J. Magnetic Resonance*, **188**, 83-96.

Torquato, S., and Kim, I. C., 1989, Efficient simulation technique to compute effective properties of heterogeneous media, *Applied Physics Letters*, **55**, 1847-1849.

Valvatne, P. H., 2004, *Predictive pore scale modeling of multiphase flow,* PhD thesis, Imperial College London.

Vivek, A., and Hirasaki, G. J., 2007, Diffusional coupling between micro and macroporosity for NMR relaxation in sandstones and grainstones, *Petrophysics*, **48**(4), 289-307.

Wayne, R. C., and Cotts, R. M., 1966, Nuclear magnetic resonance study of self-diffusion in a bounded medium, *Physical Review,* **151**, 264.

Yao, Y. B., Liu, D., Cai, Y. D., and Li, J. Q., 2010a, Advanced characterization of pores and fractures in coals by nuclear magnetic resonance and x-ray computed tomography, *Science China*, **53**, 854-862.

Yao, Y. B., Liu, D., Che, Y., Tang, D., Tang, S., and Huang, W., 2010b, Petrophysical characterization of coals by low-field nuclear magnetic resonance, *Fuel*, **89**, 1371-1380.

Zheng, L. H., and Chiew, Y. C., 1989, Computer-simulation of diffusion-controlled reactions in dispersions of spherical sinks, *J. Chemical Physics*, **90**, 322-327.