

油水饱和球管孔隙模型弛豫的理论 计算与计算机模拟^{*}

许 峰^{1)†} 刘堂晏²⁾ 黄永仁³⁾

1) 安徽理工大学理学院, 淮南 232001)

2) 中国石油勘探开发研究院测井与遥感技术研究所, 北京 100083)

3) 教育部光谱学与波谱学重点实验室, 华东师范大学物理系, 上海 200062)

(2007 年 3 月 31 日收到, 2007 年 5 月 18 日收到修改稿)

根据 Brownstein-Tarr 理论, 采用特征函数展开法, 通过求解基于扩散效应的 Bloch 控制方程, 给出了油水饱和球管孔隙模型弛豫的理论计算公式. 理论计算结果表明, 在水润湿条件下, 油的弛豫过程只与含油饱和度有关, 而与岩石的孔隙结构无关. 根据理论计算结果对球管模型中水的弛豫进行了数值模拟. 模拟结果显示, 球和管的主弛豫过程是一个单指数函数, 其余部分与之相比可以忽略, 即球管模型中水的弛豫可近似为一个双指数衰减过程.

关键词: 核磁共振, 弛豫, 球管孔隙模型, Bloch 控制方程

PACC: 7600

1. 引 言

近几年来, 我国复杂岩性油气储量已占当年提交总储量的 65% 以上. 这些油气的储层结构复杂, 给储层评价和油气层识别带来极大的困难, 许多现有测井评价方法已表现出诸多的不适用性, 迫切需要创新测井评价方法以满足复杂油气藏的勘探与开发.

利用核磁共振技术研究岩石的孔隙结构是核磁共振在石油工业中的重要应用. 从以往发表的论文来看, 应用核磁共振技术研究多孔介质孔隙结构可以从两个方面入手: 以化学位移理论为核心的物质结构研究和以 Bloch 扩散方程为核心的氢核弛豫机理研究. 在孔隙氢核弛豫过程中, 扩散和弛豫是两个最重要的机理. Brownstein 和 Tarr^[1] 将研究细胞结构的方法引入到岩石孔隙结构的研究中. 他们将岩石孔隙归结为球形、管形和板形, 用扩散方程研究氢核的弛豫机理, 这种理论简称为 BT 理论. BT 理论的实质是正演方法, 通过求解扩散方程研究氢核的弛豫机理. 这种方法的优点是弛豫图像清晰, 正演依据明确. 后来的许多研究人员采用这个方法研究岩石孔

隙中氢核的弛豫机理.

Mendelson^[2,3], Lee^[4], Nguyen^[5], Chui^[6] 分别用 BT 理论研究了多孔介质孔隙结构. Callaghan^[7] 运用 Brownstein 和 Tarr 模型分析了板状孔隙和球形孔隙中分子扩散与氢核弛豫之间的关系, 其结果是在板状孔隙中, 扩散与弛豫密切相关; 但在球形孔隙中, 扩散系数大范围变化与高阶弛豫模式几乎没有关系. 翁爱华^[8] 根据 BT 理论, 通过求解 Bloch 控制方程, 研究了油水双饱和板状、管状和球状孔隙核磁共振弛豫的特性.

BT 理论在研究细胞结构是适用的, 因为一个细胞可以看成是孤立而且规则的结构, 但 BT 理论用于岩石孔隙结构研究受到一定的局限. 首先, 岩石孔隙结构千差万别, 如果简单归结成球形、管形和板形结构, 这种归结方法过于近似; 第二, 也是更重要的一点, BT 理论无法考虑岩石孔隙之间的连通性. 刘堂晏^[9-11] 将岩石孔隙归结为由毛细管和球形孔组成的孔隙系统, 提出了球管模型, 并用反演方法研究了球管模型的核磁共振弛豫特性.

本文将 BT 理论推广到球管模型, 通过求解球管模型的 Bloch 控制方程, 得出了油水饱和球管孔隙模型弛豫的理论计算公式, 并对大量实际数据进

^{*} 安徽省教育厅自然科学基金(批准号:KJ2007B216)和中国石油创新基金(批准号:04E7051)资助的课题.

[†] E-mail: fxu@aust.edu.cn

行了计算机模拟,得出了一些相关的结论,为进一步研究评价复杂岩石孔隙结构的新方法提供了理论依据.

2. 油水双饱和球管模型的 Bloch 控制方程

如图 1 所示,球形孔部分油和水的球半径分别为 a_1 和 a ,管形孔部分油和水的管半径分别为 b_1 和 b ,管长为 h .

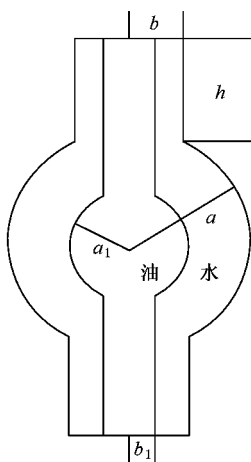


图 1 球管模型图

假设球管模型为油水双饱和,孔隙表面是水湿润的,且孔隙中油水是不相溶的.同时,设孔隙体积为 V ,油和水在初始时刻的总磁化强度为 M_0 ,油或水在初始时刻的单位体积磁化强度为 m_0 , $m(\mathbf{r},t)$ 为油或水单位体积磁化强度, T_{2B} 和 T_{2D} 为油的体积弛豫和扩散弛豫时间常数, D 为油的自由扩散系数,则 $m(\mathbf{r},t)$ 满足 Bloch 控制方程^[1]

$$D\Delta m(\mathbf{r},t) - \left(\frac{1}{T_{2B}} + \frac{1}{T_{2D}}\right)m(\mathbf{r},t) = \frac{\partial m(\mathbf{r},t)}{\partial t}. \quad (1)$$

因为在初始时刻磁化强度是均匀的,所以 $m(\mathbf{r},t)$ 在初始时刻满足

$$m(\mathbf{r},0) = m_0 = \frac{M_0}{V}. \quad (2)$$

此外,油和水的磁化强度还必须满足合适的边界条件.由于假设油水不相溶,因此在油水接触面上,油和水分子之间没有磁矩交换,即对于油,其磁化强度满足反射边界条件

$$\mathbf{n}_1 \cdot \nabla m(\mathbf{r},t)|_{r \in S_1} = 0. \quad (3)$$

对于水,磁化强度除在油水界面上满足反射条件外,在孔隙表面上,由于水分子在与孔隙表面碰撞时可能发生能量损失,所以还必须满足部分吸收条件,即

$$D\mathbf{n} \cdot \nabla m(\mathbf{r},t) + \rho m(\mathbf{r},t)|_{r \in S} = 0. \quad (4)$$

在(1)~(4)式中, Δ 为 Laplace 算子, ∇ 为 Hamilton(梯度)算子, S_1 为油水界面, S 为孔隙表面, \mathbf{n}_1 和 \mathbf{n} 分别是 S_1 和 S 的外法线方向单位向量, ρ 为水的横向弛豫表面弛豫率.

(1)~(4)式即为油水两相球管孔隙模型中油和水的磁化强度所满足的基本方程.

3. 油水双饱和球管模型中油的弛豫规律

在(1)式两边对整个油作体积分,

$$D \iiint_{\Omega} \Delta m(\mathbf{r},t) dV - \left(\frac{1}{T_{2B}} + \frac{1}{T_{2D}}\right) \iiint_{\Omega} m(\mathbf{r},t) dV = \frac{\partial}{\partial t} \iiint_{\Omega} m(\mathbf{r},t) dV, \quad (5)$$

根据格林第一公式、方向导数计算公式及边界条件(3)式,可得

$$\begin{aligned} \iiint_{\Omega} \Delta m(\mathbf{r},t) dV &= \iint_{S_1} \frac{\partial m(\mathbf{r},t)}{\partial n_1} dS \\ &= \iint_{S_1} \mathbf{n}_1 \cdot \nabla m(\mathbf{r},t) dS = 0. \end{aligned} \quad (6)$$

又 $\iiint_{\Omega} m(\mathbf{r},t) dV = M_o(t)$, $M_o(t)$ 为油的磁化强度,故(5)式变为

$$M'_o(t) = -\left(\frac{1}{T_{2B}} + \frac{1}{T_{2D}}\right)M_o(t). \quad (7)$$

显然,方程(7)的解为

$$M_o(t) = M_o(0) \exp\left[-\left(\frac{1}{T_{2B}} + \frac{1}{T_{2D}}\right)t\right], \quad (8)$$

再由初始条件(2)式,可得 $\frac{M_o(0)}{V_0} = \frac{M_0}{V}$, $M_o(0) =$

$\frac{V_0}{V}M_0 = S_0M_0$,其中 V_0 和 S_0 分别为油的体积和饱和度,从而油的弛豫规律为

$$M_o(t) = S_0M_0 \exp\left[-\left(\frac{1}{T_{2B}} + \frac{1}{T_{2D}}\right)t\right]. \quad (9)$$

即在油水双饱和孔隙模型中,当孔隙表面为水湿润时,油以体积和扩散规律弛豫,而与表面弛豫无关.

4. 油水双饱和球管模型中水的弛豫规律

由于体积弛豫时间一般较长,相对于其他弛豫,通常可以忽略.若不考虑稳定磁场的非均匀性,则扩散弛豫也可以忽略.此时,基本方程(1)变为

$$D\Delta m(\mathbf{r}, t) = \frac{\partial m(\mathbf{r}, t)}{\partial t}. \quad (10)$$

根据特征函数展开法^[1],令

$$m(\mathbf{r}, t) = \sum_{k=0}^{\infty} A_k F_k(\mathbf{r}) \exp\left(-\frac{t}{T_k}\right), \quad (11)$$

其中 A_k 为强度系数, $F_k(\mathbf{r})$ 为特征函数, T_k 为衰减系数.将(11)式代入(10)(3)和(4)式得

$$D\Delta F_k(\mathbf{r}) + \frac{1}{T_k} F_k(\mathbf{r}) = 0, \quad (12)$$

$$\mathbf{n}_1 \cdot \nabla F_k(\mathbf{r})|_{r \in S_1} = 0, \quad (13)$$

$$D\mathbf{n} \cdot \nabla F_k(\mathbf{r}) + \rho F_k(\mathbf{r})|_{r \in S} = 0. \quad (14)$$

在(11)式两边先乘以 $F_i(\mathbf{r})$,再对水作体积分,

$$\begin{aligned} & \iiint_{\Omega} m(\mathbf{r}, t) F_i(\mathbf{r}) dV \\ &= \sum_{k=0}^{\infty} A_k \left[\iiint_{\Omega} F_k(\mathbf{r}) F_i(\mathbf{r}) dV \right] \exp\left(-\frac{t}{T_k}\right), \end{aligned}$$

由 $F_k(\mathbf{r})$ 的正交性,可得

$$\begin{aligned} & \iiint_{\Omega} m(\mathbf{r}, t) F_k(\mathbf{r}) dV \\ &= A_k \left[\iiint_{\Omega} F_k^2(\mathbf{r}) dV \right] \exp\left(-\frac{t}{T_k}\right). \end{aligned}$$

令 $t=0$,由(2)式,

$$m(\mathbf{r}, 0) = \frac{M_0}{V} = \frac{M_0}{V_w} \cdot \frac{V_w}{V} = (1 - S_0) \frac{M_0}{V_w},$$

$$(1 - S_0) \frac{M_0}{V_w} \iiint_{\Omega} F_k(\mathbf{r}) dV$$

$$= A_k \left[\iiint_{\Omega} F_k^2(\mathbf{r}) dV \right],$$

$$\text{故 } A_k = (1 - S_0) \frac{M_0}{V_w} \frac{\iiint_{\Omega} F_k(\mathbf{r}) dV}{\iiint_{\Omega} F_k^2(\mathbf{r}) dV}.$$

再直接对(11)式积分,

$$\begin{aligned} & \iiint_{\Omega} m(\mathbf{r}, t) dV \\ &= \sum_{k=0}^{\infty} A_k \left[\iiint_{\Omega} F_k(\mathbf{r}) dV \right] \exp\left(-\frac{t}{T_k}\right), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{即 } M(t) &= (1 - S_0) \frac{M_0}{V_w} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\left[\iiint_{\Omega} F_k(\mathbf{r}) dV \right]^2}{\iiint_{\Omega} F_k^2(\mathbf{r}) dV} \\ &\quad \times \exp\left(-\frac{t}{T_k}\right). \end{aligned}$$

$$\text{令 } I_k = \frac{1}{V_w} \frac{\left[\iiint_{\Omega} F_k(\mathbf{r}) dV \right]^2}{\iiint_{\Omega} F_k^2(\mathbf{r}) dV} \text{ 最终得 } M(t) = (1$$

$$- S_0) M_0 \sum_{k=0}^{\infty} I_k \exp\left(-\frac{t}{T_k}\right).$$

5. 球形孔、管形孔特征函数 $F_{1k}(r)$, $F_{2k}(r)$ 的计算过程

在球状模型中, $m(\mathbf{r}, t)$ 仅仅是向径 r 的函数,而与 φ 和 θ 无关,即 \mathbf{r} 退化为 r .此时(12)式变为

$$F_k''(r) + \frac{2}{r} F_k'(r) + \frac{1}{T_k D} F_k(r) = 0,$$

其通解为

$$\begin{aligned} F_k(r) &= \frac{C_1}{r} \cos\left(\frac{r}{\sqrt{T_k D}}\right) \\ &\quad + \frac{C_2}{r} \sin\left(\frac{r}{\sqrt{T_k D}}\right) \text{ 记为 } F_{1k}(r). \end{aligned}$$

$$S_1, S \text{ 的方程为 } x^2 + y^2 + z^2 = a_1^2, a^2, \text{ 即 } r = a_1,$$

$a, \mathbf{n}_1 = \mathbf{n} = \frac{\mathbf{r}}{r}, \nabla F_k(r) = \frac{F_k'(r)}{r} \mathbf{r}$,代入(13)(14)两式,得

$$\frac{\mathbf{r}}{r} \cdot \frac{F_k'(r)}{r} \mathbf{r} |_{r \in S_1} = 0,$$

$$D \cdot \frac{\mathbf{r}}{r} \cdot \frac{F_k'(r)}{r} \mathbf{r} + \rho F_k(r) |_{r \in S} = 0,$$

$$\text{即 } F_k'(a_1) = 0, DF_k'(a) + \rho F_k(a) = 0.$$

因

$$\begin{aligned} F_k'(r) &= -C_1 \left[\frac{r}{r^2} \cos\left(\frac{r}{\sqrt{T_k D}}\right) + \frac{1}{r \sqrt{T_k D}} \sin\left(\frac{r}{\sqrt{T_k D}}\right) \right] \\ &\quad - C_2 \left[\frac{1}{r^2} \sin\left(\frac{r}{\sqrt{T_k D}}\right) - \frac{1}{r \sqrt{T_k D}} \cos\left(\frac{r}{\sqrt{T_k D}}\right) \right], \end{aligned}$$

得

$$\begin{aligned} C_1 \left[\frac{1}{a_1^2} \cos\left(\frac{a_1}{\sqrt{T_k D}}\right) + \frac{1}{a_1 \sqrt{T_k D}} \sin\left(\frac{a_1}{\sqrt{T_k D}}\right) \right] \\ + C_2 \left[\frac{1}{a_1^2} \sin\left(\frac{a_1}{\sqrt{T_k D}}\right) - \frac{1}{a_1 \sqrt{T_k D}} \cos\left(\frac{a_1}{\sqrt{T_k D}}\right) \right] = 0, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& C_1 \left[\left(\frac{D}{a^2} - \frac{\rho}{a} \right) \cos \left(\frac{a}{\sqrt{T_k D}} \right) \right. \\
& \left. + \frac{D}{a \sqrt{T_k D}} \sin \left(\frac{a}{\sqrt{T_k D}} \right) \right] \\
& + C_2 \left[\left(\frac{D}{a^2} - \frac{\rho}{a} \right) \sin \left(\frac{a}{\sqrt{T_k D}} \right) \right. \\
& \left. - \frac{D}{a \sqrt{T_k D}} \cos \left(\frac{a}{\sqrt{T_k D}} \right) \right] = 0.
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \frac{Y \left(1, \frac{\eta_k b_1}{b} \right)}{J \left(1, \frac{\eta_k b_1}{b} \right)} \\
& = \frac{D \eta_k Y(1, \eta_k) - \rho b Y(0, \eta_k)}{D \eta_k J(1, \eta_k) - \rho b J(0, \eta_k)}.
\end{aligned}$$

可以选择适当的 T_k 使方程组有非零解.

不妨令 $C_2 = 1$ 从而

$$C_1 = \frac{\frac{\xi_k a_1}{a} - \tan \left(\frac{\xi_k a_1}{a} \right)}{1 + \frac{\xi_k a_1}{a} \tan \left(\frac{\xi_k a_1}{a} \right)} \text{ 记为 } C_{1k},$$

$\xi_k = \frac{a}{\sqrt{T_k D}}$ 为满足 $\tan \xi_k = \frac{D \xi_k - C_k (D - \rho a)}{D \xi_k C_k + (D - \rho a)}$ 的正根.

在管状模型中, $m(\mathbf{r}, t)$ 仅仅是向径 r 的函数, 而与 θ 和 z 无关, 即 \mathbf{r} 退化为 r . 此时 (12) 式变为

$$F_k''(r) + \frac{1}{r} F_k'(r) + \frac{1}{T_k D} F_k(r) = 0,$$

其通解为

$$\begin{aligned}
F_k(r) &= C_1 J \left(0, \frac{r}{\sqrt{T_k D}} \right) \\
&+ C_2 Y \left(0, \frac{r}{\sqrt{T_k D}} \right) \text{ 记为 } F_{2k}(r),
\end{aligned}$$

J 和 Y 分别为第一、二类 Bessel 函数.

S_1, S 的方程为 $x^2 + y^2 = b_1^2, b^2$, 即 $r = b_1, b, n_1$

$= n = \frac{r}{r}, \nabla F_k(r) = \frac{F_k'}{r} \mathbf{r}$, 代入 (13) (14) 两式, 得

$$\frac{r}{r} \cdot \frac{F_k'(r)}{r} \mathbf{r} \Big|_{r \in S_1} = 0,$$

$$D \cdot \frac{r}{r} \cdot \frac{F_k'(r)}{r} \mathbf{r} + \rho F_k(r) \Big|_{r \in S} = 0,$$

即 $F_k'(b_1) = 0, D F_k'(b) + \rho F_k(b) = 0$ 从而

$$C_1 J \left(1, \frac{\eta_k b_1}{b} \right) + C_2 Y \left(1, \frac{\eta_k b_1}{b} \right) = 0,$$

$$\frac{D \eta_k}{\rho b} [C_1 J(1, \eta_k) + C_2 Y(1, \eta_k)]$$

$$= C_1 J(0, \eta_k) + C_2 Y(0, \eta_k).$$

与球形模型分析过程类似, 可得 $C_2 = 1, C_1 =$

$$-\frac{Y \left(1, \frac{\eta_k b_1}{b} \right)}{J \left(1, \frac{\eta_k b_1}{b} \right)} \text{ 记为 } C_{2k} \text{ 其中 } \eta_k = \frac{b}{\sqrt{T_k D}} \text{ 为满足下列}$$

方程的正根:

6. 相对强度 I_k 的计算过程

将球形孔部分和管形孔部分分别记为 Ω_1, Ω_2 则整个球管孔隙的特征函数

$$F_k(\mathbf{r}) = \begin{cases} F_{1k}(r), & r \in \Omega_1, \\ F_{2k}(r), & r \in \Omega_2, \end{cases}$$

故

$$\begin{aligned}
\iiint_{\Omega} F_k(\mathbf{r}) \mathrm{d}V &= \iiint_{\Omega_1} F_k(\mathbf{r}) \mathrm{d}V + \iiint_{\Omega_2} F_k(\mathbf{r}) \mathrm{d}V \\
&= \iiint_{\Omega_1} F_{1k}(\mathbf{r}) \mathrm{d}V + \iiint_{\Omega_2} F_{2k}(\mathbf{r}) \mathrm{d}V.
\end{aligned}$$

将上述结果代入 I_k 的表达式

$$I_k = \frac{1}{V_w} \frac{\left[\iiint_{\Omega} F_k(\mathbf{r}) \mathrm{d}V \right]^2}{\iiint_{\Omega} F_k^2(\mathbf{r}) \mathrm{d}V},$$

得 $I_k = \frac{12}{K} \cdot \frac{A^2}{B}$ 其中

$$K = \xi_k^3 \eta_k^2 (2a^3 - 2a^3 + 3hb^2 - 3hb^2),$$

$$A = a^2 \eta_k [(C_{1k} - \xi_k) \cos \xi_k + (1 + C_{1k} \xi_k) \sin \xi_k]$$

$$- a \eta_k [(a C_{1k} - \xi_k a_1) \cos \left(\frac{\xi_k a_1}{a} \right)$$

$$+ (a + C_{1k} \xi_k a_1) \sin \left(\frac{\xi_k a_1}{a} \right)]$$

$$- h b b_1 \xi_k^2 [C_{2k} J \left(1, \frac{\eta_k b_1}{b} \right) + Y \left(1, \frac{\eta_k b_1}{b} \right)]$$

$$+ h b^2 \xi_k^2 [C_{2k} J(1, \eta_k) + Y(1, \eta_k)],$$

$$B = \xi_k (1 + C_{1k}^2) (a - a_1) + \frac{a}{2} (C_{1k}^2 - 1)$$

$$\times [\sin(2\xi_k) - \sin \left(\frac{2\xi_k a_1}{a} \right)]$$

$$- a C_{1k} [\cos(2\xi_k) - \cos \left(\frac{2\xi_k a_1}{a} \right)]$$

$$+ h \xi_k b^2 [C_{2k} J(0, \eta_k) + Y(0, \eta_k)]$$

$$+ [C_{2k} J(1, \eta_k) + Y(1, \eta_k)]$$

$$- h \xi_k b_1^2 \left\{ \left[C_{2k} J \left(0, \frac{\eta_k b_1}{b} \right) + Y \left(0, \frac{\eta_k b_1}{b} \right) \right]^2 \right.$$

$$+ \left[C_{2k} J \left(1, \frac{\eta_k b_1}{b} \right) + Y \left(1, \frac{\eta_k b_1}{b} \right) \right]^2 \}.$$

7. 水相弛豫的数值模拟

理论计算结果表明,球管模型中水相弛豫过程对应于三角超越方程的解,而三角超越方程的解往往有多个.因此,从理论上讲,球和管中的水相弛豫一般是多指数衰减过程.另一方面,由于指数函数的特点,往往其中某一个或某几个指数函数构成了弛豫的主要部分,称之为弛豫过程.

下面根据一些实际数据对油水饱和球管模型中的水相弛豫进行数值模拟.

根据压汞分析典型数据,岩心的管孔隙半径可设定为 $0.1 \mu\text{m}$, $1.0 \mu\text{m}$, $5.0 \mu\text{m}$, 从而可以计算出数值模拟的各个参数^[9,10],见表1.含油饱和度分别设为 0 , 0.3 , 0.65 , 分别代表纯水层、油水同层和油层.

表1 球管模型水相弛豫数值模拟参数

S_0	0, 0.3, 0.65		
孔隙类型	小孔隙	中孔隙	大孔隙
水扩散系数 $D(\mu\text{m}^2/\text{ms})$	2.0	2.0	2.0
孔隙横向表面弛豫率 $\rho(\mu\text{m}/\text{ms})$	0.022	0.022	0.022
球半径 $a/\mu\text{m}$	0.333	3.33	16.67
管半径 $b/\mu\text{m}$	0.1	1.0	5.0
管孔的单边长度 $h/\mu\text{m}$	0.0178	0.178	0.892

根据含油饱和度换算出油部分数据,并将其与其他参数代入相关计算公式即可得到球管模型水相弛豫的数值模拟结果.对大小不同、含油饱和度不同的各类球管模型的数值模拟均显示,球和管中水相的主弛豫过程是一个指数函数,其余部分与之相比可以忽略.因此,球管模型中的水相弛豫是一个双指数衰减过程.

这里给出两组典型的数值模拟结果.

小孔隙: $a = 0.333$, $b = 0.1$, $h = 0.0178$;

$$S_0 = 0 : M(t) = 0.9928 \exp(-0.1981t)$$

$$+ 0.007179 \exp(-0.4399t);$$

$$S_0 = 0.3 : M(t) = 0.6950 \exp(-0.2830t)$$

$$+ 0.005025 \exp(-0.6285t);$$

$$S_0 = 0.65 : M(t) = 0.3475 \exp(-0.5662t)$$

$$+ 0.002513 \exp(-1.2571t).$$

大孔隙: $a = 16.67$, $b = 5.0$, $h = 0.892$;

$$S_0 = 0 : M(t) = 0.9923 \exp(-0.003817t)$$

$$+ 0.007169 \exp(-0.008680t);$$

$$S_0 = 0.3 : M(t) = 0.6949 \exp(-0.005547t)$$

$$+ 0.005018 \exp(-0.01247t);$$

$$S_0 = 0.65 : M(t) = 0.3475 \exp(-0.01122t)$$

$$+ 0.002509 \exp(-0.02505t).$$

8. 结果与讨论

理论计算和数值模拟的结果很清楚地表明:

1. 在油水双饱和孔隙模型中,当孔隙表面为水湿润时,油以体积和扩散规律弛豫,而与表面弛豫无关,亦即与孔隙结构无关.

2. 球和管中水的弛豫都是多指数衰减过程,但其主弛豫过程是一个指数函数,其余部分与之相比可以忽略.因此,球管模型中的水相弛豫近似为一个双指数衰减过程.

需要指出的是,应用 BT 理论这种正演方法研究岩石孔隙中氢核的弛豫机理,需要知道孔隙结构参数、含油饱和度和自由扩散系数等,目前井下测量仪器无法直接提供这些条件参数.因此,BT 方法在实际中要与压汞分析等方法结合使用.

研究岩石孔隙中氢核弛豫机理的另一个主要目的是进行油水核磁共振信号的识别.显然,BT 方法是不适合的.因为 BT 方法将油或水视为一个整体,从宏观的角度计算其弛豫,弛豫的表达式中仅包含体积弛豫、扩散弛豫时间等宏观参数,并不包含氢核的微观参数.此时应该考虑引言中所提到的以化学位移理论为核心的另一种研究方法,其研究思路是^[12]根据核磁共振弛豫理论,从微观角度计算包含化学位移、偶合系数等参数的弛豫表达式,利用油水中氢核不同的化学位移分辨油和水的核磁共振信号.目前,已取得了一些理论结果^[12-16],相关实验和进一步的研究正在进行中.

[1] Brownstein K R, Tarr C E 1979 *Phys. Rev. A* **19** 2446

[2] Cohen M H, Mendelson K S 1982 *J. Appl. Phys.* **53** 1127

[3] Mendelson K S 1990 *Phys. Rev. B* **41** 562

[4] Lee S B, Kim I C, Miller C A 1989 *Phys. Rev. B* **39** 11833

[5] Nguyen S H, Marlon D 1995 *Computers of Geosciences* **21** 51

[6] Chui M M, Phillips R J, McCarthy M J 1995 *Journal of Colloid and*

- Interface Science* **174** 336
- [7] Callaghan P T , Godefroy S , Ryland B N 2003 *J. Magn. Reson.* **162** 320
- [8] Weng A H , Li Z B , Wang X Q 2003 *Chinese Journal of Geophysics* **46** 554 (in Chinese) [翁爱华、李舟波、王雪秋 2003 地球物理学报 **46** 554]
- [9] Liu T Y , Xiao L Z , Fu R S 2004 *Chinese Journal of Geophysics* **47** 663 (in Chinese) [刘堂晏、肖立志、傅容珊 2004 地球物理学报 **47** 663]
- [10] Liu T Y , Wang S M , Fu R S 2003 *Oil Geophysical Prospecting* **38** 328 (in Chinese) [刘堂晏、王绍民、傅容珊 2003 石油地球物理勘探 **38** 328]
- [11] Wang Z D , Xiao L Z , Liu T Y 2003 *Science In China (Series G)* **33** 1
- (in Chinese) [王忠东、肖立志、刘堂晏 2003 中国科学 G **33** 1]
- [12] Xu F , Huang Y R 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 415 (in Chinese) [许峰、黄永仁 2002 物理学报 **51** 415]
- [13] Xu F , Huang Y R 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1371 (in Chinese) [许峰、黄永仁 2002 物理学报 **51** 1371]
- [14] Xu F , Huang Y R 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2617 (in Chinese) [许峰、黄永仁 2002 物理学报 **51** 2617]
- [15] Xu F , Huang Y R 2005 *Journal of Atomic and Molecular Physics* **22** 95 (in Chinese) [许峰、黄永仁 2005 原子与分子物理学报 **22** 95]
- [16] Xu F , Liu T Y , Huang Y R 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 3054 (in Chinese) [许峰、刘堂晏、黄永仁 2006 物理学报 **55** 3054]

Theoretical computation and numerical simulation of the relaxation of sphere-capillary model saturated with oil and water^{*}

Xu Feng^{1)†} Liu Tang-Yan²⁾ Huang Yong-Ren³⁾

1) *School of Science , Anhui University of Science and Technology , Huainan 232001 , China*

2) *Research Institute of China Petroleum Exploration and Development , Beijing 100083 , China*

3) *Key Laboratory for Optical and Magnetic Resonance Spectroscopy , East China Normal University , Shanghai 200062 , China*

(Received 31 March 2007 ; revised manuscript received 18 May 2007)

Abstract

According to Brownstein-Tarr theory and using the series expansion method , the Bloch equations controlled by diffusion effect are solved for double-phase pore space of sphere-capillary model saturated with oil and water , and the theoretical relaxation computational formulas for the sphere-capillary model are obtained. The result shows that the relaxation process of oil is only related to oil saturation and isn't associated with pore structure on the condition of wetness. A great deal of computation simulations were carried out based on the theoretical computational formulas , and the numerical simulation results show that the main relaxation process of sphere or capillary is a single exponential function and the other relaxation processes are negligible. In other words , the relaxation of sphere-capillary model is approximatively a double exponential descending process.

Keywords : NMR , relaxation , sphere-capillary model , Bloch governing equations

PACC : 7600

^{*} Project supported by the Natural Science Foundation of the Education Commission of Anhui Province , China (Grant No. KJ2007B216) and the Creative Foundation of PetroChina Company Limited (Grant No. 04E7051).

[†] E-mail : fxu@aust.edu.cn