

中一加科技合作交流材料

AOSTRA / ARC

联合研究油砂计划

中国石油天然气总公司
石油勘探开发科学研究院

1990.9

48803

目 录

TE31/021

施工概述	00283724	(2)
附图目录		(3)
附表目录		(3)
符 号		(4)
一、绪 论		(6)
二、连续流方法		(7)
三、估算单流动的渗透率		(8)
1. 引言		(8)
2. 结果		(8)
四、多相流动方程		(17)
1. 容积平均的法则		(17)
2. 宏观的流体传输方程		(19)
3. 诸相间的动量转移		(22)
五、结论		(36)
附录 A: REVTEST 程序——计算孔隙度		(37)
附录 B: SURFJ 程序——计算绝对渗透率		(41)
后 记		(50)

200416834

目 录

施工概述	(2)
附图目录	(3)
附表目录	(3)
符 号	(4)
一、绪 论	(6)
二、连续流方法	(7)
三、估算单流动的渗透率	(8)
1. 引言	(8)
2. 结果	(8)
四、多相流动方程	(17)
1. 容积平均的法则	(17)
2. 宏观的流体传输方程	(19)
3. 诸相间的动量转移	(22)
五、结论	(36)
附录 A: REVTEST 程序——计算孔隙度	(37)
附录 B: SURFJ 程序——计算绝对渗透率	(41)
后 记	(50)

施 工 概 述

在这份报告中，我们评述近代模拟流体在孔隙介质中传送现象进展的初步结论。此处的讨论限于模拟多相流动的连续流方法。在适当的流体传送方程内，以微观级别（孔隙尺度）平均含有许多孔隙的整个代表性容积，以便获得宏观级别的流体传输方程。在推导多相流方程中所遇到的主要问题是很难取得相态间动量流的精确估算值。在这份研究报告中间，我们考虑到这一问题的两个局部解已见于最近的文献中。我们研究这两种理论后，得出在单相流动中流体相和固体相之间动量转移的估算值，我们检验了这些理论以确定它们是否能扩大应用到多相流的场合中去。此报告的第一部分，我们通过估算孔隙介质绝对渗透率估算值的能力，检验这些理论模拟单相流动的能力。本报告的第二部分，我们讨论这些理论的可能修改，使它们也能处理多相流动问题。我们提供的最初步骤已考虑到这一方面，并提出进一步发展的必要领域以求得出良好的多相流动的理论。

附图目录

- 图1: 数字化薄片终端单元1, 代表大的连通孔隙, 孔隙度 = 40.3% .
- 图2: 数字化薄片终端单元2, 代表中等大小连通性强的孔隙, 孔隙度 = 35.4% .
- 图3: 数字化薄片终端单元3, 代表分隔的中等大小孔隙, 孔隙度 = 16.3% .
- 图4: 数字化薄片终端单元4, 代表小的分隔孔隙, 孔隙度 = 15.7% .
- 图5: 终端单元1, 左面孔隙度 Φ_l 和右面孔隙度 Φ_r , 以及它们的协方差 $COV(\Phi_l, \Phi_r)$ 随扫描面积的分数而变的曲线。
- 图6: 终端单元2的左、右孔隙度 Φ_l 和 Φ_r 及其协方差 $COV(\Phi_l, \Phi_r)$, 随扫描面积的分数而变的曲线。
- 图7 终端单元3的左、右孔隙度 Φ_l 和 Φ_r 及其协方差 $COV(\Phi_l, \Phi_r)$, 随扫描面积的分数而变的曲线。
- 图8 终端单元4的左、右孔隙度 Φ_l 和 Φ_r 及其协方差 $COV(\Phi_l, \Phi_r)$, 随扫描面积的分数而变的曲线。

附表目录

- 表 1: 测定的和预测的渗透率对比

符 号

C	形状因素
d	孔隙间的平均距离
e_α	显微镜下 E_α 的密度
E_α	α 相的扩展(容积增量)性
F_α	每一单位质量作用于 α 相的体外力
g	重力加速度
h	位移距
$J_\alpha^{m,U}$	与 α 相有关的扩散质量流
k_α	α 相的有效渗透率
K	绝对渗透率
n	孔隙度
P_c	毛细管压力
P_α	α 相中的压力
q_α	α 相的流量比
s_v	沿 v 测定的长度
S_0	U_0 的界面表面积
$S_{\alpha\alpha}$	S_0 中连接 α 相的部分
$S_{\alpha\beta}$	α 相和 β 相之间的界面
t	时间
T	曲折度
T_α^*	与 α 相显微构造相关的系数
u	$S_{\alpha\beta}$ 的驱替速度
U_0	REV(代表性单元容积)的容积
$U_{0\alpha}$	在 U_0 内 α 相占据的容积
V_α	α 相的容积加权速度
V_α^m	α 相的质量加权速度
x	位置矢量

x_0 REV 重心的位置矢量

x $x-x_0$

z 垂直坐标(向上为正)

α 一种相

β 一种相

γ 空隙空间的特征函数

δ Kronecker 三角张量

Δ 固体至一种相内部的特有距离;水力半径

$\in$ 一种相

θ_α α 相的容积分数

μ_α α 相的动力粘度

v_α 由 α 相指向外的垂向单位矢量

Φ_l 终端单元左半部的孔隙度

Φ_r 终端单元右半部的孔隙度

ρ_α α 相的密度

σ_α α 相中的应力张量

$\Sigma_{\alpha\beta}$ α 、 β 表面的比面积

γ_α α 相中的粘性应力张量

下 标

o 表示 REV

α 表示 α 相

β 表示 β 相

$\in$ 表示 $\in$ 相

f 表示流体相

s 表示固相

w 表示湿润相

nw 表示非湿润相

孔隙介质中多相流的基础

R.P.Sawatzky

T.W.Stone

一、绪 论

涉及模拟多相流通过孔隙介质的挑战之一是宏观流体传输模型的开发, 这些模型能精确地描述复杂多相流动态。处理多相流问题最普遍采用的方法是根据达西定律的流动方程。假设 α 表示的已知流体的压力梯度 ∇P_α 和排出比 q_α 呈线形, 其方程式为:

$$q_\alpha = -\frac{k_\alpha}{\mu_\alpha} [\nabla P_\alpha + \rho_\alpha g \nabla z] \quad (1-1)$$

式中 k_α 是孔隙介质对该流体的有效渗透率, μ_α 是流体的动力粘度, ρ_α 是该流体的密度, g 是重力加速度, z 是重直坐标, 向上为正。关于多相流动方程, 达西定律的有效性存在一些问题, 然而这一公式是一个经验公式。压力和流动之间的关系, 在孔隙介质中实际上可能比方程 1-1 所给出的更复杂。如果情况属实, 则有效渗透率 k_α 丧失其作为描述介质物性参数的作用, 并且成为一种屏蔽量, 掩盖了影响流体流经介质发展的其他因素之间的相互作用。

模拟流体在孔隙介质中传输现象的一种替换方法, 比根据达西定律经验方法更重要的, 就是所谓的连续流法。据这一方法, 应从按孔隙的大小而言为微观级别相应的流体传输方程开始, 通常为 Navier-Stokes 方程组。然后, 这些方程应以含许多孔隙的代表性容积平均, 以求得出宏观级别的流体传输方程组。

Bachmat 和 Bear 在最近的一篇论文中, 对这一方法的详细讨论提出了杰出的阐述, 并对有关此课题的文献提出了简要评述。

由容积平均处理的微观方程可得出宏观的流体传输方程, 容积平均处理所含的若干面积分必须估价整个分隔诸相的界面。这些面积分代表各相之间的动量流量。在原则上, 为了计算这些面积分, 相态间边界的微观形态必须知道这并不是宏观方程特别所要求的特征, 但是, 这似乎是不可避免的。遗憾的是精确测定相态间边界形态的任务, 在最有利的情况下, 如在孔隙介质中固态基质和孔隙空间之间的界面是有困难的, 最糟的情况为多相流动中流体诸相间的界面, 也是不可能确定的。摆脱这进退两难困境的最显而易见的方法是寻找作用于相态间动量传输的这些面积积分的合理估算值。文献中已经提出执行这些估算的各种建议。Bear 和 Bachmat 提出一种仔细推敲过的理论以处理单相流动条件下表面积分, du Plessis 和 Masliyah 研制的一种理论类似于 Bear 和 Bachmat 的理论, 对均匀介质的特殊情况提出一种理想的管状孔隙微构造表示法。在多相流的情况下, 因说明流体诸相态间动量传输的面积分出现附加界限, 情况就复杂了。这一问题的一种解法是借助于这些附加界限的现象学表示法。例如 de la Cruz 和 Spanos 提出相态间的动量传输应与

诸相态宏观速度间的差异成比例。但是，在实践中很难了解如何应用他们的意见，因为它们表达的面积分所包含的参数缺乏清楚的物理解释。

我们在这份报告中提出推导宏观多相流动方程诸替代方法研究的初步结果。我们处理相态间动量传输的方法，本质上仍是一种现象学方法，但是，我们尽力取得代表动量传输的面积分的直接表达式，其参数具有物理意义，如果可能，可直接由经验确定。因此，我们所选用的是 Bear 和 Bachmat 研制单相流动理论的论述，并试图修改并扩展到多相流动条件。

在本报告的第一部分中，我们对比 Beart 和 Bechmat 与 du Plessis 和 Masliyah 两种理论估算孔隙介质绝对渗透率的能力。这些估算的成功或失败提供每种理论处理存在于多相流动中更复杂情况的潜力指标。报告的第二部分，讨论了我们试图把 Bear 和 Bachmat 的理论扩大到多相流动体制时所采取的初始步骤，并说明了需要进一步研究的领域。我们展示了 du Plessis 和 Masliyah 的理论也可按类似的方式扩大到多相流动的条件，及在这一处理过程中会遇到同样的障碍。

二、连续流法

为了描述孔隙介质中的传输现象，真实介质首先通过一组由理想模型简化的假定条件来表示，后者则是列出数字模型公式的基础，数字模型可用作预测材料介质时各种激发反应的工具。连续流模型常用作孔隙介质的理想模型。下面描述模拟孔隙介质中传输现象的连续流法引自 Bachmat 和 Bear 提出的说明。

孔隙介质领域的传输现象原则上能以微观级别描述。此处，我们的注意中心是当作连续流的给定相态中，在一个点上发生些什么情况。但是，这常常是不切实际的，因为我们对描述相态边界表面的复杂形态无能为力，而且我们不可能在这一级别上进行定量测定。采用连续流法，往往回避这一难点。在实际的孔隙介质中，每一种相态只充填部分空间领域，因此，我们得到一组叠置的连续流。对于每一种连续流，整个单位容积 (EV) 的平均值可认作是许多宏观的变量值，可由单位容积的形心确定和给定，而与该形心是否落在相内或相外无关。随着运动着的单位容积通过整个孔隙介质领域，我们得到各宏观变量的相域，即空间坐标的可微函数。

虽然，孔隙介质的连续流模型不需要测定相态间边界的微观形状，但其效应出现在表达宏观系数的宏观级别上。同样，每一种相态内部状态变量的微观变化的效应出现在微观级别上。原则上，可选择任何随机单位容积作为从微观级别转换到宏观级别的平均容积。然而，不同的单位容积对各有关量可产生不同的平均值。因此，需要一项通用的准则确定任何给定孔隙介质平均容积范围在该范围内特征大致保持为常数。Bachmat 和 Bear 曾经遇到过这种问题，并研究了确定相应平均容积范围的定量规定。下一节更详细地讨论他们的意见。

属于允许范围的平均容积称为代表性单位容积 (REV)。因此，如果连续流法对给定孔隙介质是有效的，我们必然能找出该介质的代表性单位容积。此代表性单位容积具有该孔隙介质肯定的代表性特征。例如，无论何处的代表性容积位于孔隙介质领域内，该领域必然含有两种不变的亚领域，固体相和孔隙空间。同样，必定存在平面上的代表性单位面

积 (REA), 所以, 无论何处, 此代表性单位容积置于孔隙介质领域, 常含固体相和孔隙空间。此外, 代表性单位容积的大小必然是代表其统计意义上的固体和孔隙分布的参数。

以连续相法描述孔隙介质中的传输现象和代表性单位容积概念都不是新的。Bachmat 和 Bear 举出了已经研讨过的这些思想的代表性文献目录, 有的论文包括了广泛的总结和评述, 这些评论此处不再复述。

三、估算单相流动的渗透率

1、引言

这一节介绍本报告的第一部分, 我们讨论由 Bachmat 和 Bear 以及 du Plessis 和 Masliyah 建立的孔隙介质中两种相关的单相流动理论。如同在绪论中指出的那样, 这些模型以代表性单位容积 (REV) 的概念为基础, 这一平均的容积小到足以证明连续流法是正确的, 但是在现象学上大到足以代表诸如压力、饱和度 (一种相占据孔隙容积的分数) 和温度等的流动特性。两种模型都以孔隙容量内某一点上的动量方程和质量的微分守恒开始, 以这些方程获得表述 REV 孔隙介质内流动特性的宏观连续流微分方程。更详细地描述平均容积积分是在本报告第二部分中, 于下一节中谈到。本报告的这一部分致力于评价这两种理论的能力以估算该孔隙介质的绝对渗透率。这一任务的成功或失败将说明它们是否可用于更复杂的多相流动条件。

为实现 Bear-Bachmat 和 du Plessis-Masliyah 两种模型的测试, 我们采用岩石图象分析 (PIA) 得出的数据。这项工作已由艾伯塔研究委员会地质调查科执行。数字化薄片取自位于艾伯塔省东部称为 Bodo 油田的重油储集层岩心, 属 McLaren 组砂岩中的上 Mannville B 油藏。同时用含有数字化薄片的计算机文件与 Bear-Bachmat 和 du Plessis-Masliyah 理论预测绝对渗透率, 然后与空气渗透率仪测定的渗透率作比较。同样, 作为参考, 这些成果与按照 Carman 的传统理论得出的预测渗透率作比较。

2、结果

图 1-4 表示 Bodo 油田四个终端单元的数字化薄片, 每片扫描 464×582 个像素。图中的白色面积代表砂粒, 黑色区代表孔隙容积, 终端单元 1 代表大型连通孔隙, 终端单元 2 为代表性的中等大小连通性强的孔隙, 终端单元 3 表明中等大小分隔的孔隙, 终端单元 4 代表分隔小孔隙。四个扫描孔隙度分别为 40.3%, 35.4%, 16.3% 和 15.7%。

2-1. 检验能否用扫描面积表示 REV

分析每一个得到的终端单元, 以确定其组成面积是否大到足以代表孔隙介质。Bachmat 和 Bear 认为如具备下列两项条件, 容积 U 可表明是 REV (代表单元容积)。

$$\frac{\partial \bar{\gamma}(x_0, U)}{\partial U} \Big|_{U=U_0} = 0 \quad (3.1)$$

$$\text{和 } \frac{\partial \overline{\gamma(x)\gamma(x+h)}}{\partial U} \Big|_{x_0, U_0} = 0 \quad (3.2)$$

$$\text{此处我们确定 } \gamma(x) = \begin{cases} 1 & \text{如果 } x \text{ 在孔隙空间中} \\ 0 & \text{如果 } x \text{ 在固态基质中} \end{cases} \quad (3.3)$$

x 表示一个点的位置向量, 因此

$$\bar{\gamma}(x_0, U) \equiv \overline{\gamma(x)}|_{x_0, U} = \frac{1}{U} \int_U \gamma(x) dU \quad (3.4)$$

$$\overline{\gamma(x)\gamma(x+h)}|_{x_0, U} \equiv \frac{1}{U} \int_U [\gamma(x) - \bar{\gamma}(x_0)][\gamma(x+h) - \bar{\gamma}(x_0+h)] dU \quad (3.5)$$

式中 $\gamma(x) = \gamma(x) - \bar{\gamma}(x_0)$ 。方程式 (3.5) 左端的函数可称之为孔隙度的协方差。方程式 (3.4) 表示孔隙度并不随以形心 x_0 为中心的容积的增加而变化。方程式 (3.5) 表示孔隙度的协方差或分布在从形心 X_0 的合理距离 h 内也是不变的。

图 5、6、7 和 8 表示在两处不同点 $X_{0,1}$ 和 $X_{0,2}$ 上孔隙度 $\bar{\gamma}(X_0, U)$ 的估值曲线, 孔隙度的协方差, $r(X)r(X+h)$ 容积平均值。左面和右面的孔隙度分别以 Φ_l 和 Φ_r 表示, 孔隙度的协方差则是 $COV(\Phi_l, \Phi_r)$ 。选 $X_{0,1}$ 和 $X_{0,2}$ 两点为左半边和右半边的扫描中心, 扫描图表示在诸图的顶部。这些函数依据整个扫描面积的分数标绘, 所有子分数以 $X_{0,1}$ 和 $X_{0,2}$ 两点为中心。

在图 6、7、8 所表示的终端单元 2、3、4 中可见到当扫描面积接近 484×484 像素 (短边的长度) 时, 孔隙度的导数确开始趋近于零, 协方差的导数也常常为零。这一证据说明这些扫描可认为是代表性单位容积。但是, 据图 5 显然终端单元 1 并不满足方程 (3.1) 所举的准则, 所以作为代表性单位容积还不够大。

附录 A 包含用于计算机和绘制图 5 至 8 的曲线的 FORTRAN 程序。

2-2. 检验流动理论预测的绝对渗透率

容积平均的动量方程, Bear-Bachmat 模型对非均质介质中的绝对渗透率张量 K_{ij} 表给出如下表达式:

$$k_{ij} = \frac{C f n^3}{[\sum f s]^2} [\bar{v}_{fi} \bar{v}_{fj} + \delta_{ij}]^{-1} T_{fij}^* \quad (3.6)$$

$$\sum f s = \left(\frac{S_{fs}}{U_0} \right) \quad (3.7)$$

S_{fs} 是流体和固体界面的面积, U_0 是 REV 的容积 C_f 是形状系数, 我们取与 Carman 常数相等, n 是孔隙度, δ_{ij} 是 Kronecker 变数增量。

$$\bar{v}_{fi} \bar{v}_{fj} = \frac{1}{S_{fs}} \int_{S_{fs}} v_{fi} v_{fj} dS \quad (3.8)$$

S_{fs} 表示 REV 外缘流体与流体的界面。

$$T_{fij}^* = \frac{1}{U_{of}} \int_{S_{fs}} x_j v_{fi} dS \quad (3.9)$$

方程 (3.8) 和 (3.9) 中的积分据图 1—4 所表示的薄片扫描图计算。

据 *duplessis - Pasliyah* 模型采用的一组平均的容积动量方程, 对于均匀质介质中的绝对渗透率 K 得出下式:

$$K = \frac{n^2 d^2 T^2}{42.69(1 - T)} \quad (3.10)$$

T 是该介质的弯曲度, 由下式确定:

$$T = \frac{1}{3} + \frac{2}{3} \sqrt{n T^2} \quad (3.11)$$

我们已经确定方程 (3.10) 中所用的“ d ”是 du Plessis 和 Masliyah 认为的孔隙与孔隙间的平均距离, 正好由薄片数据中取含液砂的直径为代表。

方程(3.6)和(3.10)表明好渗透率都可以由上述薄片数据检验, 并与空气渗透率仪取得的渗透率相对照, 其结果如表 1 所示. 还根据下列公式, 由 Carman 模型预测其渗透率。

$$K = \frac{n^3}{(\sum_i)^2} \quad (3.12)$$

Bear-Bachmat 和 du Plessis-Masliyah 两种理论, 在测定的渗透率误差范围内是一致的. Carman-Kozeny 理论对终端单元 1 或 2 并不符合 Bear-Bachmat 模型的渗透率趋势, 从终端单元 1 至 4, 与测定的结果相同, 而 du Plessis-Masliyah 模型显示从终端单元 2 至终端单元 3 稍有增加, 但仍在测量的渗透率误差范围内. Bear-Bachmat 模型中的最大误差出现在终端单元 1. 这归因于扫描面积不足以代表孔隙性介质. 在 Bear-Bachmat 的渗透率张量中, 斜线范围外与斜线范围内的关系很小, 表明所有 4 个终端单元扫描取自有效均匀介质. 上述分析证明 Bear-Bachmat 和 du Plessis-Masliyah 两个模型在整个砂岩领域中相同. 这些模型在单相流动中能成功地估算绝对渗透率, 表明我们理应在孔隙介质中可更严密地检验它们模拟多相流动的潜力。

附录 B 列出用于分析方程 (3.6) 和 (3.10) 公式的 FORTRAN 程序。

白色为砂粒

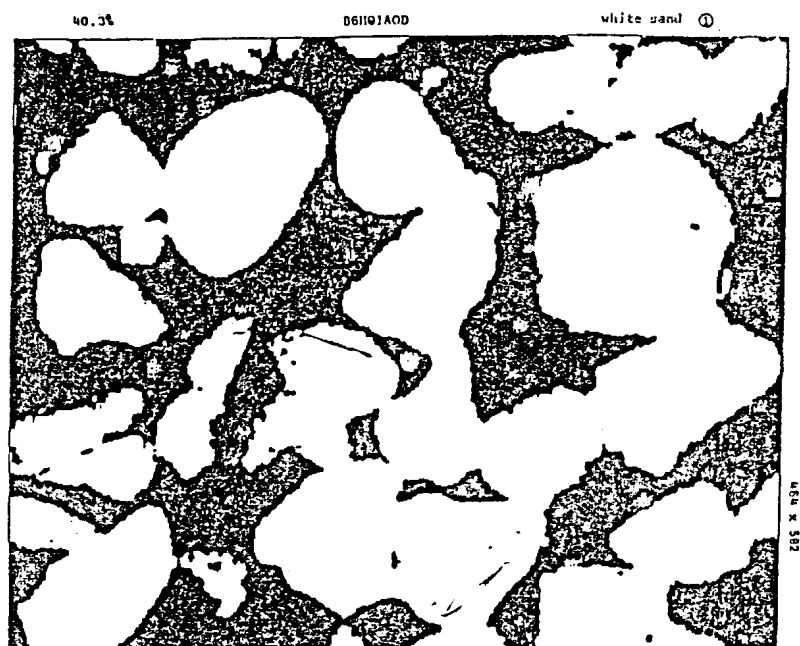


图 1. 终端单元 1 的数字化薄片，代表大的连通孔隙，孔隙度 = 40.3%。

白色为砂粒

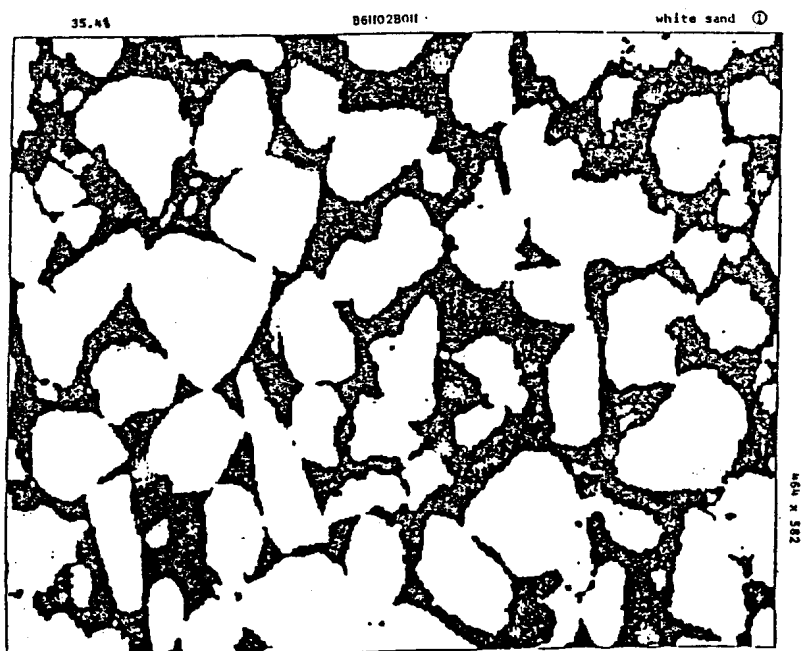


图 2. 终端单元 2 的数字化薄片，代表中等大小连通性强的孔隙，孔隙度 = 35.4%。

白色为砂粒

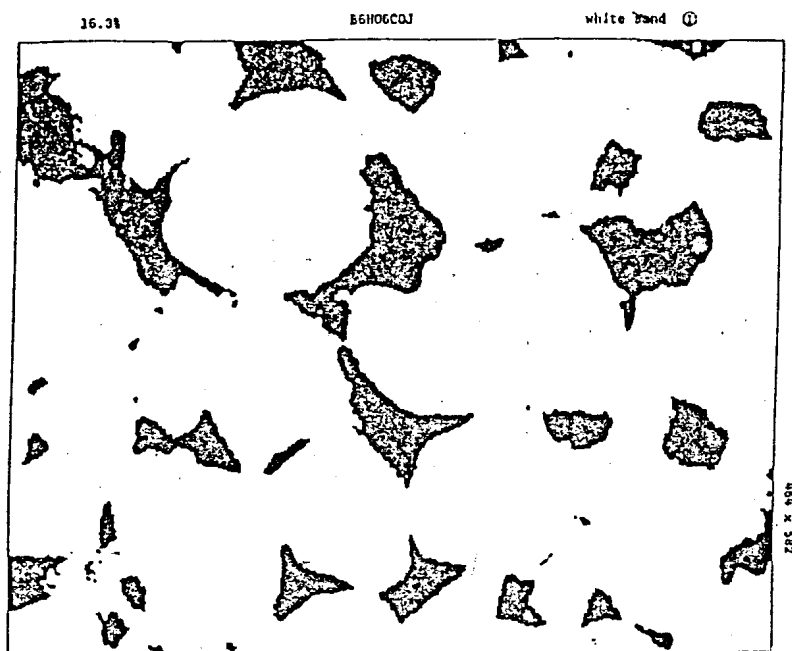


图 3. 终端单元 3 的数字薄片, 代表分隔的中等大小孔隙, 孔隙度 = 16.3%。

白色为砂粒

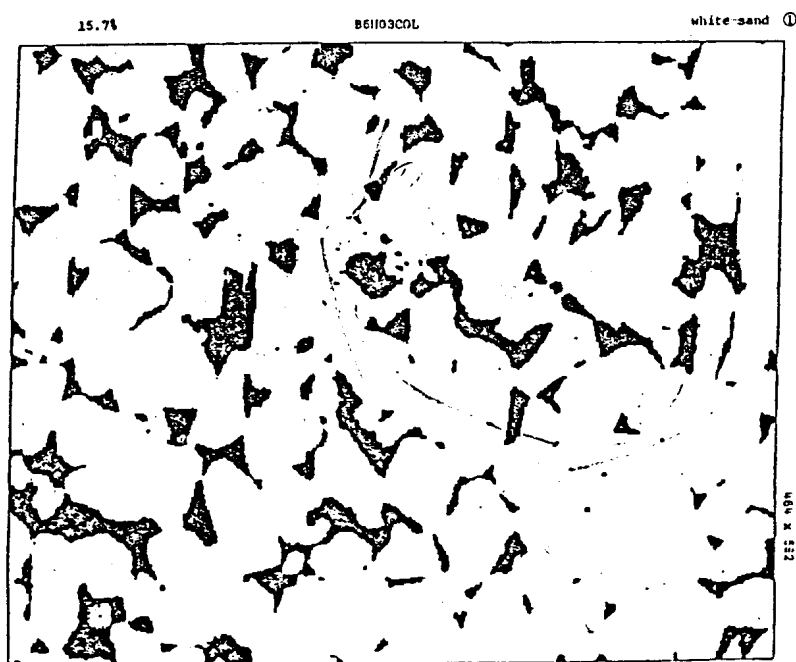


图 4. 终端单元 4 的数字薄片, 代表小的分隔孔隙, 孔隙度 = 15.7%。

End Member 1 ① 终端单元 1

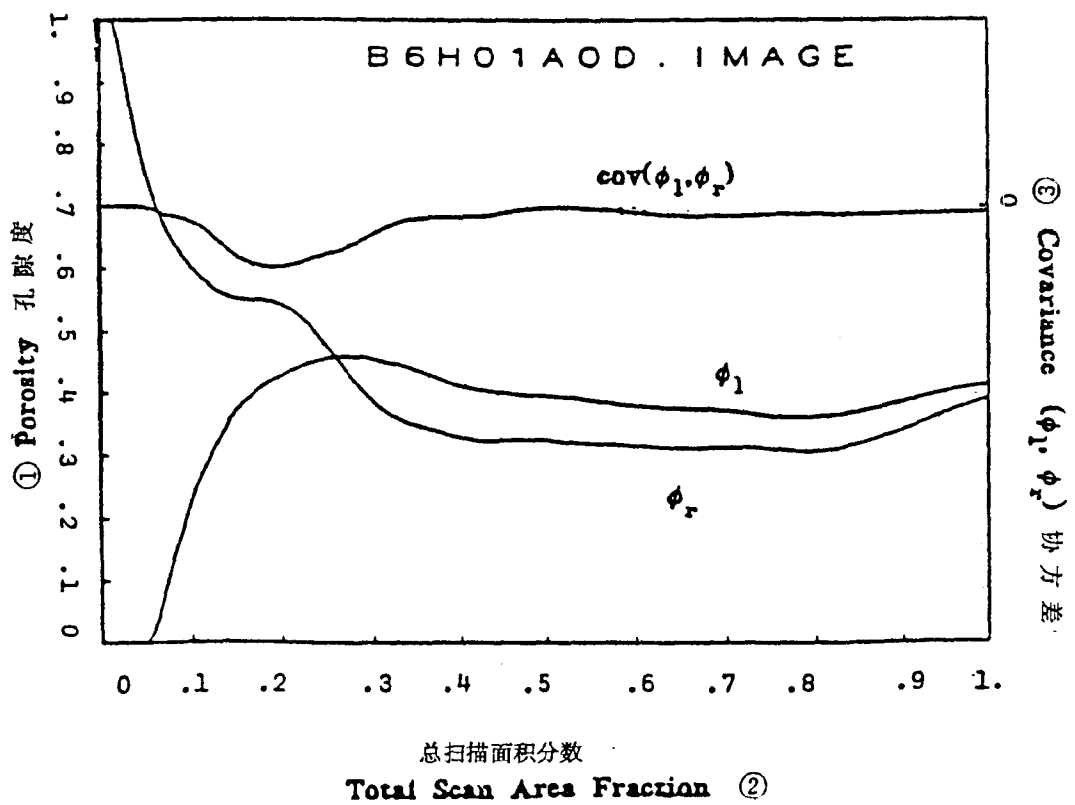
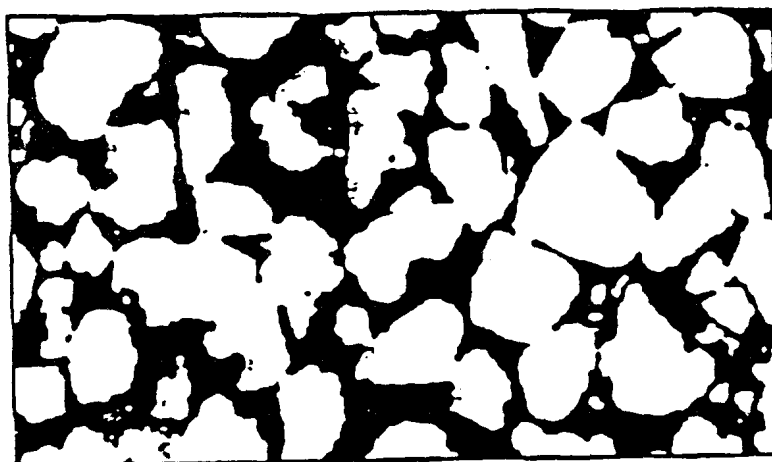


图 5 终端单元 1. 左面孔隙度和右面孔隙度 ϕ_l 和 ϕ_r 及其协方差 $\text{COV}(\phi_l, \phi_r)$ 随扫描面积的分 数而变的曲线。

End Member 2 ① 终端单元 2



500 μm

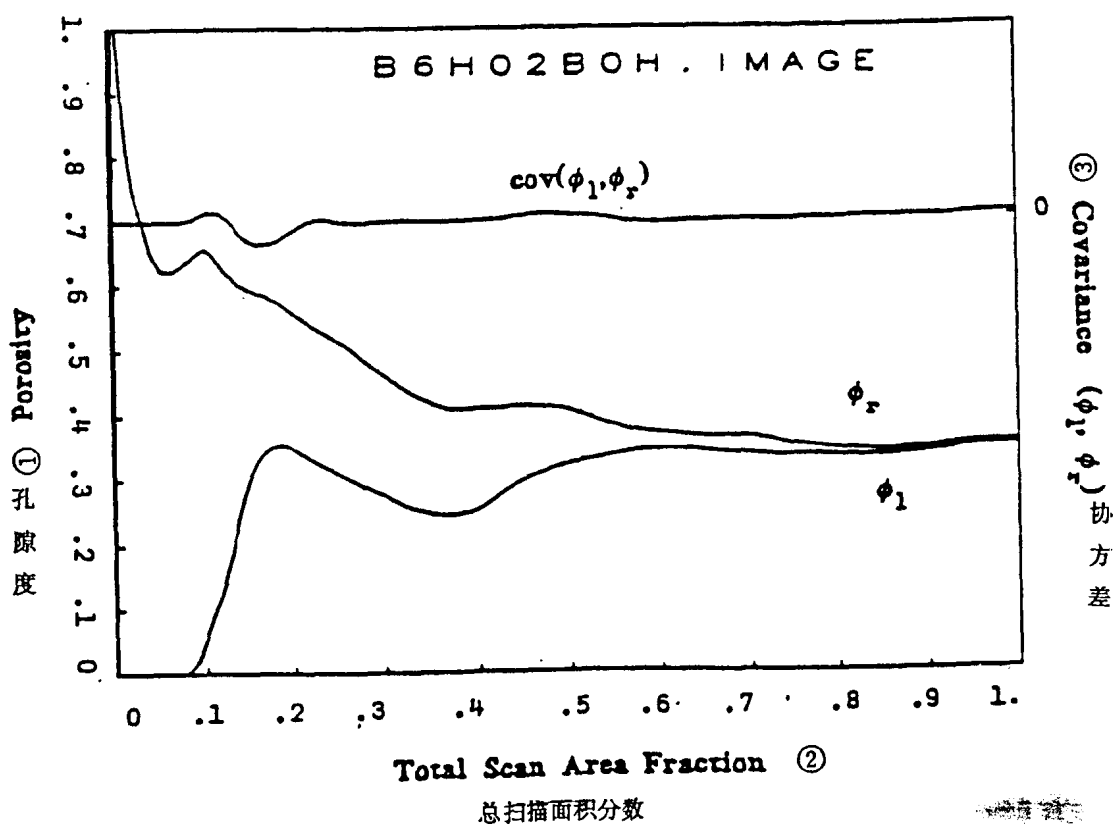


图 6 终端单元 2 的左、右孔隙度 ϕ_1 和 ϕ_2 及其协方差 $\text{COV}(\phi_1, \phi_2)$ 随扫描面积分数而变的曲线。

End Member 3 ① 终端单元 3

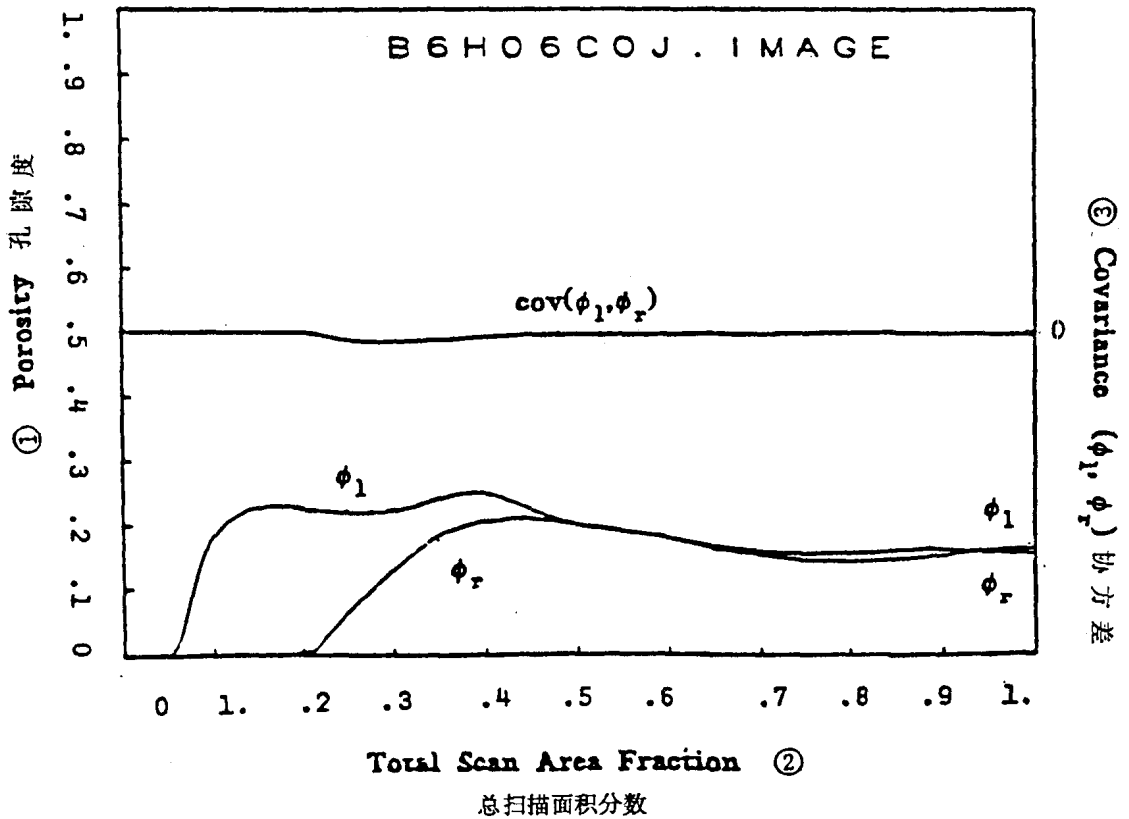
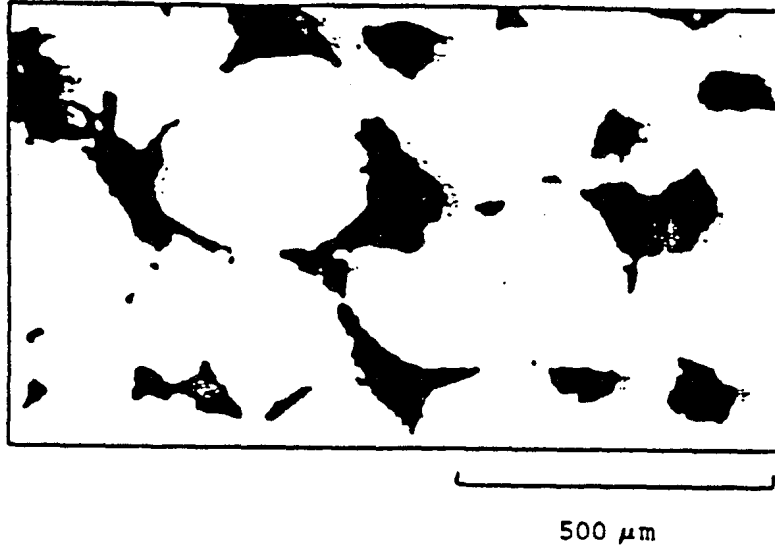


图 7 终端单元 3 的左、右孔隙度 ϕ_l 和 ϕ_r 及其协方差 $COV(\phi_l, \phi_r)$ 随扫描面积分数而变的曲线。