

# 具有截面自然对流通道的湍流换热的直接数值模拟

马良栋, 李增耀, 陶文铨

(西安交通大学动力工程多相流国家重点实验室, 710049, 西安)

**摘要:** 对矩形管道内具有稳定自然对流的充分发展湍流换热进行了直接数值模拟, 湍流雷诺数  $Re_\tau$  和普朗特数  $Pr$  分别为 400 和 0.71, 格拉晓夫数  $Gr$  为  $10^4$ 、 $10^5$ 、 $10^6$  和  $10^7$ . 分析了管道截面上雷诺应力对主流平均速度、截面流速以及截面平均温度的影响. 结果表明: 在  $Gr$  较小时, 湍流雷诺应力的作用使截面的平均换热系数增大; 在  $Gr$  为  $10^7$  时, 浮升力的作用增强, 但湍流产生的雷诺应力使自然对流的作用减弱. 因此, 与层流相比, 在  $Gr$  相同时, 湍流的管道截面平均换热系数反而减小.

**关键词:** 自然对流; 湍流换热; 直接数值模拟

**中图分类号:** O357.5 **文献标识码:** A **文章编号:** 0253-987X(2007)03-0367-05

## Direct Numerical Simulation of Turbulent Flow and Heat Transfer in Square Duct with Steady Natural Convection in Cross Section

Ma Liangdong, Li Zengyao, Tao Wenquan

(State Key Laboratory of Multiphase Flow in Power Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

**Abstract:** A direct numerical simulation of a fully developed turbulent flow and heat transfer was conducted in a square duct with a steady natural convection. The flow field was simulated at a turbulent Reynolds number of 400 based on the mean friction velocity and the hydraulic diameter, and a Prandtl number of 0.71. Four different Grashof numbers ( $Gr$  is  $10^4$ ,  $10^5$ ,  $10^6$  and  $10^7$ , respectively) were considered. The influence of Reynolds stress on the streamwise velocity, cross-wise velocity and mean temperature was investigated. The results show that the Reynolds stress has more effect than buoyancy body force at the lower  $Gr$  number, leading to an increase of the mean heat transfer. However, for the higher Grashof number cases ( $Gr$  is  $10^7$ ), the buoyancy body force becomes dominant, the natural convection is somewhat weakened by the Reynolds stress, and the mean heat transfer coefficient is even less than that at the same  $Gr$  number in laminar case.

**Keywords:** natural convection; turbulence heat transfer; direct numerical simulation

在剪切力和浮升力双重驱动下的湍流流动是一种普遍而又十分复杂的流动现象, 它们在气象、能源和海洋工程中具有重要的应用背景, 并且在湍流机理研究方面也有很重要的学术价值. 在热交换器、通风及空调系统、核反应堆等实际工程设备中, 矩形及非圆形管道被广为采用. 很多研究者对矩形管道内的湍流流动进行了实验和数值研究<sup>[1-7]</sup>, 数值计算中

的湍流模型包括涡黏性模型、大涡模拟以及直接数值模拟. 但是, 这些研究大部分局限于湍流流动, 关于传热问题研究甚少. 文献[7]虽然研究了传热, 但热能只作为一种被动标量输运, 没有考虑自然对流的作用, 对于剪切力和浮升力共同作用下的矩形通道内剪切湍流的研究甚少. 由于温度场和速度场的非线性耦合作用, 使得湍流结构和传热特性更为

复杂,自然对流的作用可以增强或减弱湍流,并且使得实验测量和数值计算的难度加大.但是,剪切力与浮升力同时存在的情形在自然界和工程应用中广泛存在,因此有必要对此进行进一步的研究.本文采用直接模拟的方法对矩形通道内具有稳定自然对流的湍流流动和换热进行了数值模拟,目的在于分析雷诺应力对管道截面上自然对流的影响,以及浮升力和剪切力相互作用对主流速度及平均换热的影响.

## 1 物理数学模型

计算物理模型如图1所示,管道的高为 $H$ ,长为 $L$ , $x$ 为主流流动方向, $y$ 和 $z$ 为展向, $u$ 、 $v$ 和 $w$ 分别表示流向和展向的速度分量.设矩形通道内充满不可压缩的空气,在均匀的平均压力梯度驱动下流动,管道上下壁面绝热,左右壁面等温且左表面是高温,右表面是低温.在重力的作用下,管道截面上会有自然对流产生,计算中采用 Boussinesq 假设,其归一化方程如下

$$\nabla \cdot u = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \cdot \nabla u = -\nabla p + \frac{1}{Re_\tau} \nabla^2 u + 4\delta_{li} + \delta_{zi} \frac{Gr}{Re_\tau^2} \left( \theta + \frac{T_c - T_0}{\Delta T} \right) \quad (2)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u \cdot \nabla \theta = \frac{1}{Re_\tau Pr} \nabla^2 \theta \quad (3)$$

式中: $4$ 为平均压力梯度,在不同的自然对流作用下计算的平均压力梯度相等; $\delta$ 表示单位张量; $T_0$ 表示参考温度; $\Delta T$ 为壁面温度, $\Delta T = T_h - T_c$ , $T_h$ 和 $T_c$ 分别表示高温壁面和低温壁面的温度; $u$ 、 $\theta$ 分别为量纲一的速度和温度, $\theta$ 定义为

$$\theta = \frac{T - T_c}{T_h - T_c} \quad (4)$$

在充分发展的条件下,主流方向上的流动对换热没有影响,在自然对流及雷诺应力的作用下,热量从高温侧传到低温侧.湍流雷诺数、格拉晓夫数和归一化温度分别定义为

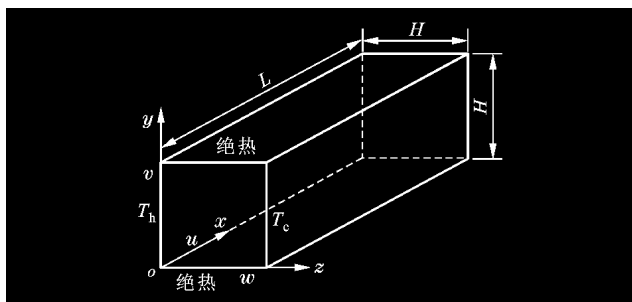


图1 矩形管道的几何模型

$$Re_\tau = \frac{u_\tau H}{\nu} \quad (5)$$

$$Gr = \frac{g\beta\Delta TH^3}{\nu^2} \quad (6)$$

式中: $u_\tau$ 表示壁面磨擦速度; $H$ 为管道截面宽度; $g$ 为重力加速度; $\beta$ 为容积膨胀系数; $\nu$ 为运动黏滞系数.

本文在主流的流动方向上采用均匀网格,截面上采用非均匀网格.对流项采用高精度的五阶迎风偏置格式,扩散项采用六阶中心差分<sup>[8-9]</sup>.差分格式通过 Lagrange 插值法直接构造,在近壁面附近具有足够高的精度,从而克服了传统的二阶精度格式在网格剧烈变化时造成的计算精度下降.时间的推进采用二阶显式 Adams-Bashforth 格式.文献[10]已经对直接数值模拟程序进行了考核验证,这里不再赘述.计算中固体壁边界采用无滑移边界条件,所有物理量在主流方向采用周期性边界条件.对于无自然对流作用的情况,作者进行了几套网格的计算,当网格为 $256 \times 128 \times 128$ 时,计算结果与文献[3]的结果符合较好,因此本文的所有计算均采用此网格数,其中计算条件见表1.

表1 计算条件及参数

湍流雷诺数 $Re_\tau (Re_m)$	400(6 200)
格拉晓夫数 $Gr$	$10^4, 10^5, 10^6, 10^7$
普朗特数 $Pr$	0.71
计算环境	上海超级计算中心曙光 4000A
计算区域( $x \times y \times z$ )	$6.4H \times H \times H$
网格间距 $\Delta x$	0.025H
$\Delta y, \Delta z$	0.001 5~0.012 7H
归一化网格间距 $\Delta x^+$	10
$\Delta y^+, \Delta z^+$	0.6~5.08
平均时间	$40H/u_\tau$
时间步长 $\Delta t$	$5 \times 10^{-5} H/u_\tau$

## 2 结果分析

### 2.1 平均流场分布特性

图2给出了流向和展向的平均速度随 $Gr$ 的变化.这里的平均速度表示时间与各向同性方向的空间平均.图中矢量表示截面的平均速度,而等值线表示主流的平均速度.从图2a中可以看出,在没有自然对流的作用下,截面的每一个拐角处分布着2个

关于角平分线对称且旋转方向相反的涡,二次流从管道的中心沿角平分线流入拐角,再沿壁面流入壁面平分线处,涡的中心接近于拐角的顶角处,并且二次流在壁面平分线处是较弱的,这与文献[7]的结果一致.当  $Gr=10^4$  时,截面二次流动的涡结构没有发生明显的变化,同图 2a 相似,这里没有给出结果.随着  $Gr$  的进一步增大,管道横截面上的涡结构在浮升力的作用下发生了改变.当  $Gr=10^5$  时(见图 2b),在拐角处 2 个旋转方向相反的涡失去了对称性,在浮升力的作用下,左下角靠近垂直壁面侧的涡拉伸变大,在每一个壁面的中心区域,形成了边界层流动.当  $Gr=10^7$  时(见图 2d),在下壁面的左侧和上壁面的右侧靠近拐角处分别有一个很小的涡,同  $Gr=10^6$  时的情况一样,整个流场被一个大涡控制,并且在流场的中心区域流动较弱,在高温侧和低温侧形成了较强的边界层流动.

从图 2 还可以看出,在管道截面的拐角处,主流速度的等速度线向顶角处拉伸,说明速度增大了.当  $Gr$  很小时,主流速度平均值的分布没有明显的变化(见图 2a).在上下壁面中心区域附近,  $\partial u/\partial z \approx 0$ ,在左右壁面中心区域附近,  $\partial u/\partial y \approx 0$ .但是,当  $Gr=10^5$  时,在浮升力的作用下,主流速度等值线有沿顺时针方向旋转的趋势,即在高温侧,流体向上壁移动,而在低温侧向下壁移动(见图 2b、图 2c),在  $Gr=10^6$  时,这种趋势更加明显.对于  $Gr=10^7$  (见图 2d),等值线向左右拉伸,在上下壁面附近的速度梯度  $\partial u/\partial z$  小于左右侧壁面附近的速度梯度  $\partial u/\partial y$ .当  $Gr=0$  时,速度  $u$  的最大值出现在壁面平分线处,这是低雷诺数效应[6].但是,随着  $Gr$  的增大,高温壁面局部速度的最大值点从壁面平分线向上端移动,而在低温壁面则从壁面平分线向下端移动.图 3 给出了高温壁上切应力沿壁面的变化.对于  $Gr=0$ ,  $\tau_w/(\rho u_c^2)$  的分布与文献[5-6]的直接数值模拟结果是一致的.随  $Gr$  的增大,  $\tau_w$  的局部最大值增大,并且最大值点向下端顶角处移动.

### 2.2 平均温度分布特性

图 4 给出了管道横截面上的归一化平均温度随  $Gr$  变化的情况.同平均速度一样,平均温度也是按时间和各向同性方向的空间平均.当  $Gr=0$  时,除了在拐角附近,其他区域的等温线基本平行于垂直壁面,在拐角处,等温线向顶角弯曲,说明在高温侧的拐角处温度升高,而在低温侧的拐角处温度降低(见图 4a).等温线的弯曲是由于在雷诺应力的作用下,管道截面的二次流沿角平分线从管道的中心流

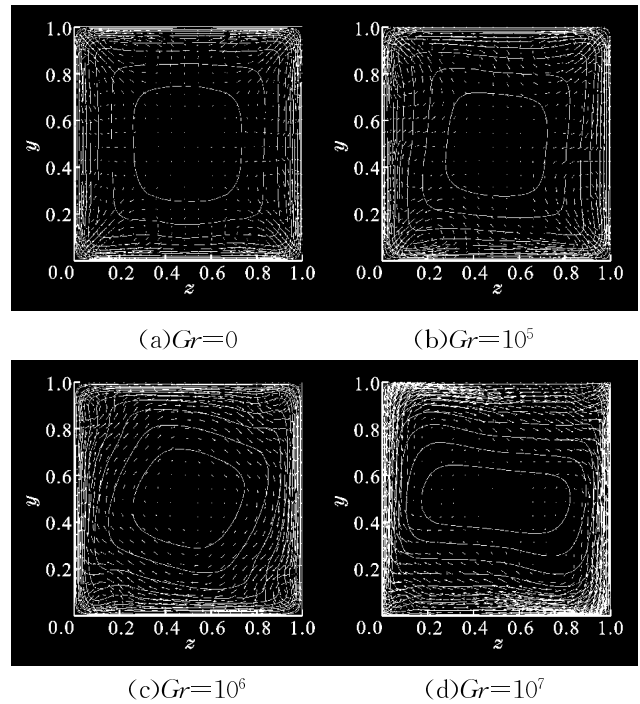


图 2 截面平均速度随  $Gr$  的变化

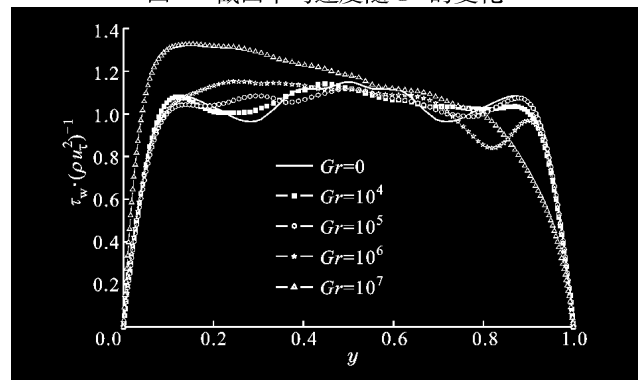


图 3 壁面切应力随  $Gr$  的变化( $z=0$ )

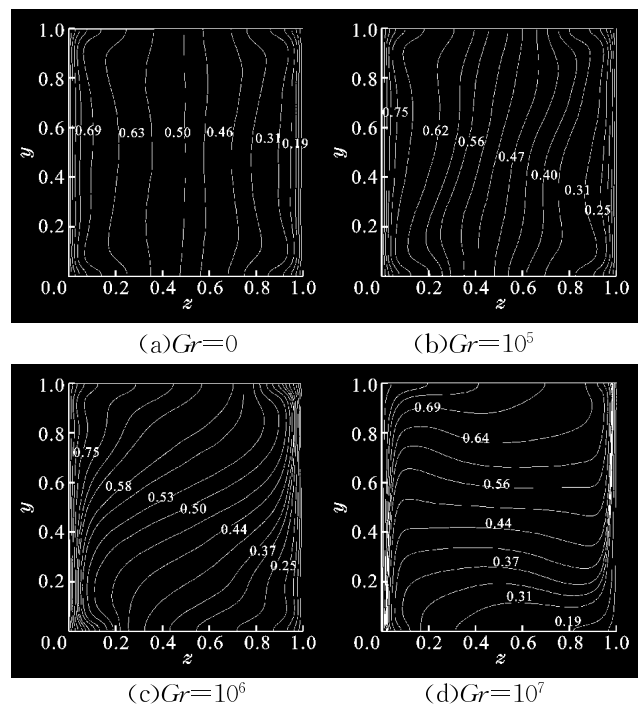


图 4 管道截面平均温度随  $Gr$  的变化

向顶角(见图 2a). 随  $Gr$  的增大, 浮升力的作用增强, 导致在高温侧流体形成上升流, 带动低温的流体上升, 使流体温度升高, 而在低温侧流体是下降流, 从而使流体温度降低, 所以等温线开始倾斜(见图 4b~图 4d). 当  $Gr$  增大到  $10^7$  时, 在管道的中心区域, 等温线接近水平分布.

图 5 给出了局部努谢尔特数  $Nu_1$  沿高温壁面的变化.  $Nu_1$  定义为

$$Nu_1 = \frac{H}{\Delta T} \frac{\partial T}{\partial Z} = \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad (7)$$

式中:  $z=Z/H$ .

从图 5 可以看出, 当  $Gr$  小于  $10^5$  时, 不同  $Gr$  对应的  $Nu_1$  沿壁面的变化不是很大, 在壁面的两侧, 对称地分布着 2 个局部极大值点 ( $y=0.1, y=0.9$ ). 但是, 当  $Gr$  大于  $10^5$  时,  $Nu_1$  沿壁面的变化较大, 在高温壁面下端的  $Nu_1$  远远大于上端的  $Nu_1$ . 同无自然对流作用时相比, 在高温侧的上端,  $Nu_1$  还略有降低.

表 2 给出了相同条件下采用全三维层流模型与湍流模型之间平均  $Nu$  的比较.  $Nu$  定义为

$$Nu = \int_0^1 Nu_1 dl \quad (8)$$

由于换热只受到截面流场的影响, 所以在层流的条件下, 换热仅受到自然对流浮升力的作用, 而在湍流的条件下, 换热要受到浮升力和雷诺应力的共同作用.

表 2 平均  $Nu$  随  $Gr$  在层流与湍流之间的比较

$Gr$	$Nu$	
	层流	湍流
0		6.81
$10^4$	2.01	7.01
$10^5$	4.10	7.10
$10^6$	8.13	9.00
$10^7$	15.77	13.90

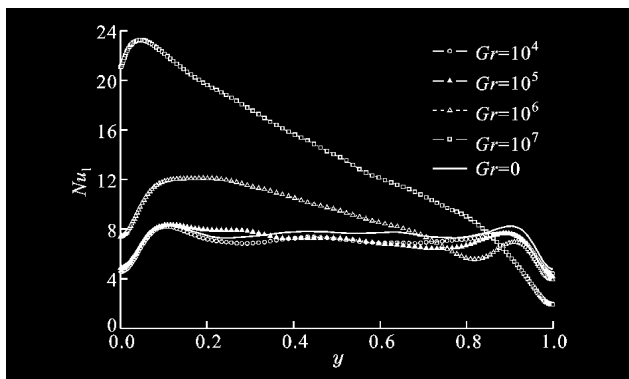


图 5  $Nu_1$  随  $Gr$  沿高温壁面的变化

用, 其中层流模型并不采用直接模拟, 即不考虑雷诺应力的作用. 从表 2 可以看出, 对于层流, 随  $Gr$  的增大, 平均  $Nu$  增大, 但对于湍流, 当  $Gr$  较小时, 浮升力较弱, 截面的换热主要由雷诺应力引起, 故平均  $Nu$  没有明显的变化. 当  $Gr$  进一步增大时, 相对于雷诺应力来说, 浮升力的作用加强(见图 2c、图 2d). 当  $Gr=10^6$  时, 在浮升力和雷诺应力的共同作用下, 湍流的平均  $Nu$  ( $Nu=9.0$ ) 略大于层流的平均  $Nu$  ( $Nu=8.13$ ). 但是, 当  $Gr=10^7$  时, 湍流的雷诺应力使浮升力减弱, 与层流相比, 在相同的  $Gr$  条件下, 截面换热反而减弱.

为了分析雷诺应力对自然对流的影响, 图 6 给出了沿高温壁面层流与湍流之间  $Nu_1$  的比较. 从图 6 可以看出: 对于层流,  $Nu_1$  沿  $y$  方向减小; 对于湍流,

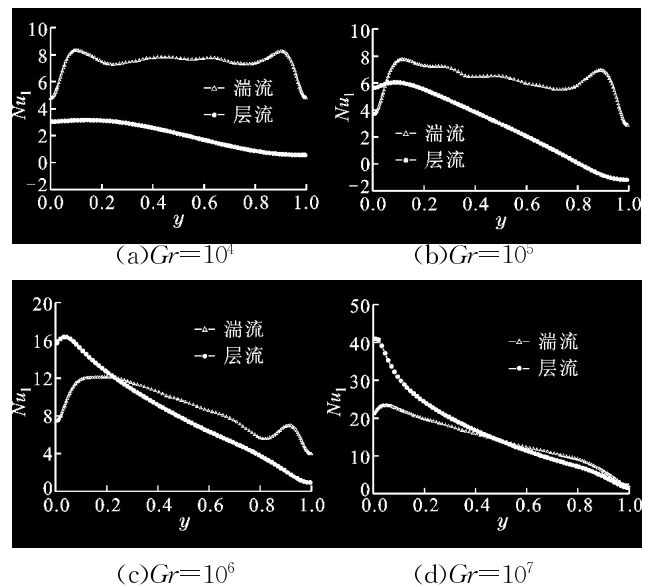


图 6 层流与湍流时  $Nu_1$  沿高温壁面的分布

当  $Gr$  小于  $10^5$  时(见图 6a、图 6b), 湍流的  $Nu_1$  沿壁面均大于层流, 且最大  $Nu_1$  出现在壁面的两端; 当  $Gr=10^6$  时(见图 6c), 在  $y < 0.2$  的区域, 层流的局部换热要强于湍流, 在  $y > 0.2$  的区域, 湍流的局部换热要强于层流, 但湍流的平均换热效果要略强于层流; 当  $Gr$  增大到  $10^7$  时(见图 6d), 在  $y < 0.5$  的范围内, 层流的局部换热效果远强于湍流, 在  $y > 0.5$  的范围内, 湍流与层流的换热效果基本持平, 这时湍流的平均换热量减小.

### 3 结论

本文采用高精度的差分离散格式, 对矩形通道内具有剪切力和浮升力双重作用下的湍流流动和换热进行了直接数值模拟, 分析了浮升力对主流平均

速度、截面速度及平均温度的影响。结果表明,在  $Gr$  很小时,自然对流对湍流的影响甚小,截面的二次流分布表明雷诺应力具有统治地位,截面的平均换热系数大于相同条件下层流的平均换热系数。随着  $Gr$  的增大,浮升力的作用增强,截面的流速分布反映了自然对流对流速的影响,但这时雷诺应力对自然对流有较大影响,使自然对流的作用减弱,与  $Gr$  相同时的层流相比,换热减小。

**致谢** 本文的并行计算是在上海超级计算中心的曙光 4000A 超级计算机上完成的,特此表示感谢。

#### 参考文献:

- [1] Demuren A O, Rodi W. Calculation of turbulence-driven secondary motion in non-circular ducts [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1984, 140(3): 189-222.
- [2] Rokni M, Sunden B. Numerical investigation of turbulent forced convection in ducts with rectangular and trapezoidal cross-section area by using different turbulence models [J]. *Numerical Heat Transfer: Part A*, 1996, 30(4): 321-346.
- [3] Kajishima T, Miyake Y. A discussion on eddy viscosity models on the basis of the large eddy simulation of turbulent flow in a square duct [J]. *Computers & Fluids*, 1992, 21(2): 151-161.
- [4] Madabhushi R K, Vanka S P. Large eddy simulation of turbulence-driven secondary flow in a square duct [J]. *Physics of Fluids: A*, 1991, 3(11): 2734-2745.
- [5] Gavrilakis S. Numerical simulation of low-Reynolds-number turbulent flow through a straight square duct [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1992, 244(11): 101-129.
- [6] Huser A, Biringen S. Direct numerical simulation of turbulent flow in a square duct [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1993, 257(12): 65-95.
- [7] Piller M, Nobile E. Direct numerical simulation of turbulent heat transfer in a square duct [J]. *International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow*, 2002, 12(6): 658-686.
- [8] Rai M M, Moin P. Direct simulations of turbulent flow using finite-difference schemes [J]. *Journal of Computational Physics*, 1991, 96(1): 15-53.
- [9] Kim W W, Menon S. An unsteady incompressible Navier-Stokes solver for large eddy simulation of turbulent flows [J]. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 1991, 31(6): 983-1017.
- [10] 马良栋, 李增耀, 陶文铨. 高精度有限差分在壁面湍流直接数值模拟中的应用 [C]//中国工程热物理学会传热传质学术会议论文集:中册. 南京:中国工程热物理学会, 2006: 1167-1170.

(编辑 王焕雪)

#### [文摘预登]

## 化学液相气化沉积制备 C/C 复合材料工艺及性能研究

李新涛, 李克智, 李贺军, 廖晓玲, 魏剑

(西北工业大学材料学院, 710049, 西安)

在不加和加入催化剂的条件下,采用化学液相气化沉积工艺分别在 1 000 °C、10 h 及 900 °C、8 h 内制备出密度为 1.67 g/cm<sup>3</sup> 的大尺寸(∅110 mm×25 mm)C/C 复合材料。不加催化剂制备的 C/C 复合材料主要以粗糙层为主,锥状结构明显,呈脆性断裂模式。在加入催化剂的条件下,由于催化剂的存在能够增加 C 沉积时的形核点,降低 C 沉积温度,缩短沉积时间,所以制备的 C/C 复合材料均匀性增加,组织结构主要为光滑层和各向同性组织,断裂方式为台阶式假塑性断裂。热处理后两种材料的弯曲强度和模量都降低,石墨化度增加。不加催化剂制备的复合材料的力学性能和石墨化度都高于加入催化剂条件下制备的复合材料。