

文章编号:1000-4874(2003)04-0476-07

# 气液两相流压力波动特性\*

白博峰, 郭烈锦, 陈学俊

(西安交通大学动力工程多相流国家重点实验室, 西安 710049)

**摘要:** 压力波动是两相流动的固有特性, 研究波动规律对实现两相流动的智能监测有重要意义。本文采用统计学原理和确定性混沌学中的分形理论, 对垂直上升空气水两相流的壁面静压力波动过程进行了研究, 分析了表观液速对统计特征和分形特征的影响规律, 首次发现环状流内高气速时压力波动的分维数大于 1.5。

**关键词:** 压力; 波动; 两相流; 分形

**中图分类号:** V211.1<sup>+</sup>7 **文献标识码:** A

## Pressure fluctuation for air-water two-phase flow

BAI Bo-feng, GUO Lie-jin, CHEN Xue-jun

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

**Abstract:** The phenomenon of pressure fluctuation is a natural feature of air-water two-phase flow. The measured fluctuation contains a great deal of information about the flowing mixture which can be used to diagnose process and meter problems from the analysis. In the present paper, the measured fluctuation of the static pressure in air-water two-phase flow in the upward section of a U-typetube is analyzed by means of statistical and fractal theories. The effect of liquid velocity on the fractal feature is investigated. Some highlights are obtained as follows.

The power spectrum density (PSD) of the fluctuation has close relationship with flow regime, and the PSD exhibits a broad band of frequency and has a power-law falloff by visual inspection, which indicates that the pressure fluctuations may have chaotic behavior. The variations of root mean square vs. air velocity can show the change of flow regime in the case of low liquid velocity.

The fractal dimension, correlation dimension and Kolmogorov entropy have close relationship with flow regime. It is found for the first time that the fractal dimension will be greater than 1.5 when the flow is annular with high gas velocity.

**Key words:** pressure; fluctuation; two-phase flow; fractal analysis

## 1 引言

由于气液两相流中气相与液相特性的差异(密度、粘度), 相界面运动以及气泡运动与液相的相互

作用等原因, 伴随着压力波动现象。压力波动过程包含了关于流动的大量信息, 研究波动规律对两相流动系统的智能监控和智能测量有非常重要的意义<sup>[1,2]</sup>。此外, 由于相运动过程的极端复杂性, 使多

\* 收稿日期: 2000-08-20

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(59995460 - 2, 50006010)

作者简介: 白博峰(1971~), 男, 河北省南皮县人, 副教授, 博士。

相流动与传热过程表现出强烈的非线性。对多相流非线性特性的描述和内在机理的揭示,是多相流热物理学的一个主要发展方向和挑战<sup>[3,4]</sup>。

在非线性动力学系统中,随机性和复杂性是其主要特征。在复杂现象的背后,存在着某种规律性,分形直接从非线性复杂系统直接入手,从未经简化和抽象的研究对象本身去认识其内在规律性。Saether 等人<sup>[5]</sup>分析了水平管弹状流中的液弹长度分布,得到了 Hurst 指数与液弹长度之间的关系。Franca 等人<sup>[6]</sup>对水平管内空气水两相流的压差波动特性进行了分形分析,得到了不同流型下的分维数。Cai 和 Wambsganss<sup>[7]</sup>实验发现空气-水两相流的壁面静压力波动过程的功率谱具有频率范围宽、并且在高频区指数下降的特点,间接证明了压力波动过程的高维混沌性。根据关联维数与质量干度的变化曲线可明显的识别出向弹状流及向环状流的转变。Langford 等人<sup>[8]</sup>计算了垂直上升管内空气-水两相流压力波动的 Kolmogorov 熵和关联维数,揭示了 Kolmogorov 熵与流型存在一定的关系。

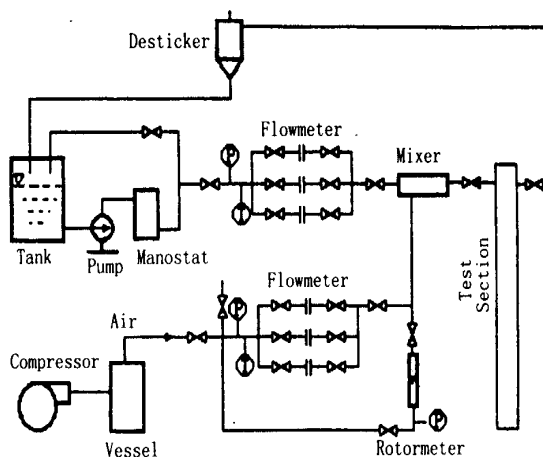
已有的研究工作着重于分析分形参数与系统流动状态之间的关系,由此获得对参数波动过程的深入认识。由于分形理论发展的历史较短,在多相流领域的应用还缺乏系统性,所获得的相关数据还很少。已有的研究工作不同学者所获得的结果有一定的差别,质量流速等系统参数对分形特征的影响研究得不多。

## 2 实验系统和数据处理方法

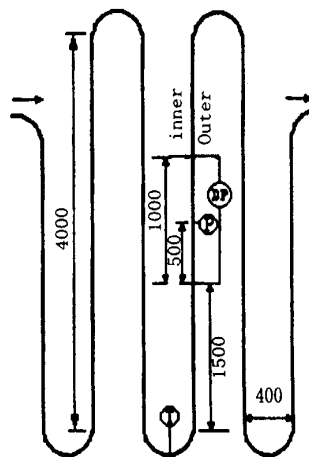
### 2.1 实验系统和实验段

实验系统和实验段结构及测量方案见图 1。实验段的材质是透明的有机玻璃管,测量段布置在 U 型管的上升垂直管段上。实验段的内径为 50mm。壁面静压力的测点离垂直上升管的入口 2000mm。流型判别以实验观察为主,同时参考了压力波动的统计及混沌分析的结果。实验中总共观察到四种流型:泡状流,塞状流,块状流和环状流。壁面静压力波动过程由具有高频响应 (> 1kHz)、较高精度 (0.3%) 的压阻式压力变送器测量,波动过程由 PCL818HG 和计算机完成采集过程。采样频率为 250Hz,采样点数为 16486,历时 65.9s。实验参数范围:表观液速为 0.54m/s、1.00m/s、1.54m/s;表

观气速为 0 - 12.7m/s。压力、表观气速、表观液速的不确定性分别为 ±0.36%, ±8.8% 和 ±0.725%。



(a) Air-Water Two-Phase Flow loop



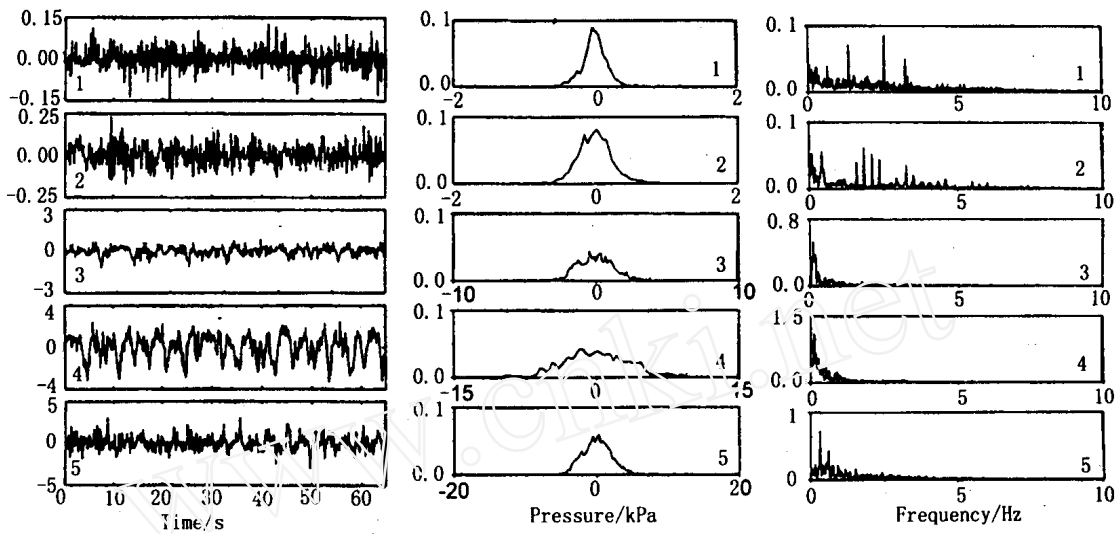
(b) Test section

- Ⓣ armored thermocouple
- Ⓟ pressure transducer
- ⓁⓂ differential pressure transducer

图 1 实验系统简图与实验段

### 2.2 数据处理方法

分维数是度量分形集合综合复杂度、不平整度和卷积度的尺度。由于盒计维数的计算简单,本文采用该方法。设离散信号  $f(t) \subset F$ , 将  $R^n$  划分为尽可能细的网格, 将集合  $F$  离散化成数字点集。这样,  $N$  相当于在离散空间 (分辨率即点间间距为  $\Delta$ ) 上集合  $F$  的点计数。将网格放大为  $k$  网格, 令  $N_k$  表示分辨率为  $k$  上集合  $F$  的点计数。最后有  $k$  个不同网格的点计数:  $N_k, k = 1, 2, \dots, K$ , 其中  $K$  充分大, 使得  $N_k > 1$ 。  $N_k$  由下列方法求得, 令



1 - Bubble Flow  $U_{GS} = 0.006\text{m/s}$ ; 2 - Plug Flow with cap bubble  $U_{GS} = 0.016\text{m/s}$ ; 3 - Plug flow with Taylor bubble  $U_{GS} = 1.06\text{m/s}$ ; 4 - Churn Flow  $U_{GS} = 0.814\text{m/s}$ ; 5 - Annular Flow  $U_{GS} = 2.530\text{m/s}$

图2 表观液速为 0.54m/s 时不同流型的典型压力波动过程统计分析

$$D(k) = \frac{N_0^k}{\sum_{j=1}^k \max_j - \min_j} \quad (1)$$

其中:

$$\max_j = \max(f_{kj-(k-1)}, f_{kj-(k-1)+1}, \dots, f_{kj+1})$$

$$\min_j = \min(f_{kj-(k-1)}, f_{kj-(k-1)+1}, \dots, f_{kj+1})$$

式中  $N_0$  为离散信号的长度。由于  $\ln N_k \sim -d_N(F) \times \ln k + \ln C$ , 于是容易由最小二乘法得到网格分维数的计算公式

$$d_N(F) = \frac{K \ln k \ln N_k - \ln k \ln N_k}{K \ln^2 k - (\ln k)^2} \quad (3)$$

当分辨率即点间距已知时,  $\ln(N_k)$  作为  $\ln k$  函数, 不仅常单调下降 (非严格数学意义上), 而且是凸函数, 因此确定无标度区间的问题不突出, 不需要判断无标度区间。

由分维数与 Hurst 指数的关系可知, 分维数越小, 信号曲线越平坦, 长程相关性越好, 曲线的轮廓表现越突出, 相对细节就不重要。当分维数等于 1.5 时, 过去增量与未来增量之间相互独立; 大于 1.5 时为负相关, 也称反持久性, 过去的增加 (减少) 意味

着未来的减少 (增加); 小于 1.5 时为正相关, 也称持久性, 过去的增加 (减少) 意味着未来的增加 (减少) 趋势。

关联维数  $D_2$  能提供关于系统动态的更多信息, 这是因为非线性动力系统各变量之间有关联作用, 时间序列蕴藏着参与动态的全部变量的痕迹。关联维数  $D_2$  的定义为:

$$D_2 = - \lim_{r \rightarrow 0} \log \frac{N(r)}{P_i^2 / \log r} \quad (4)$$

式中  $P_i$  为第  $i$  ( $i = 1, 2, \dots, N(r)$ ) 个单元上找到吸引子的一点的概率。可根据 G - P 算法求得<sup>[9]</sup>。对理想的动力系统,  $D_2 = 1$  时, 系统处于自持周期振荡,  $D_2 = 2$  时系统处于两种不可约频率的准周期振荡, 当  $D_2$  不是整数或大于 2 时, 系统表现出对初始条件敏感的混沌振荡。

Kolmogorov 熵是在相空间中刻画混沌运动最重要的量度。它可以区分规则运动、混沌运动和随机运动。对规则运动,  $KE = 0$ ; 在随机系统中,  $KE =$ ; 若系统表现为确定性混沌, 则  $KE$  是大于 0 的常数。  $KE$  越大, 那么信号的损失率越大, 系统的混沌程度越大, 或说明系统越复杂, 因此通过对  $KE$  的计算可以给出系统的分类。时间序列  $KE$  熵与关联积分函数  $C_m(r)$  的关系如下:

$$C_m(r) \sim r^{D_2} \exp(-m KE) \quad (m \rightarrow \infty, r \rightarrow 0) \quad (5)$$

两边取对数,并且对充分小的  $r$ ,当  $D_2$ 不随  $m$  改变时,有

$$KE = \lim_{m \rightarrow \infty} \frac{1}{m} \ln \frac{C_m(r)}{C_{m+1}(r)} \quad (6)$$

### 3 压力波动过程的统计分析

一组典型的压力波动曲线及其统计分析结果见图 2。对泡状流和有球盖形气泡的塞状流,压力波动幅度很小;出现 Taylor 气弹的塞状流和块状流,其压力波动的周期性更明显;对块状流和环状流,波动幅度很大。概率密度分布函数和功率密度有以下规律:

- (1) 泡状流的波动能量最小,但其波动的频率范围较宽,波动过程满足高斯正态分布;
- (2) 有球盖形气泡的塞状流,波动能量和概率密度分布与泡状流类似;
- (3) 有弹状大气泡的塞状流,波动幅度明显增加,并且波动的周期性十分明显,波动的频率范围变小,在 0 - 1 Hz 之间,增加表观气速,压力波动幅度(能量)也增加,但概率分布分散;
- (4) 对块状流动,波动频率分布范围随气速的增加而增加,同时波动能量减小,概率密度分布逐渐集中;
- (5) 对环状流,波动能量随气速增加而增加,频率分布范围也增加,概率密度分布逐渐分散。因此以上实验结果表明了功率谱密度与流型关系密切,而概率密度分布同流型的关系较差。

泡状流和环状流内的压力波动频率范围最宽,并且泡状流内的波动幅度最小。其内在机制可做如下解释:对泡状流,影响压力压差波动的根本原因在于气泡的存在及其运动对流场的扰动和诱导的湍流<sup>[10]</sup>,以及由于壁面的存在而诱导的流场湍动<sup>[11]</sup>,这些因素导致的压力波动幅度很低;同时气泡的尺寸和运动速度并不完全相同,而是满足特定的分布规律,即尺寸和速度的大小在相当大的范围内存在,因此压力波动的频率范围较在其它流型宽;对环状流,产生波动的主要原因是扰动波的影响,扰动流的特性决定了压力波动具有频率范围宽和波动能量大的特点<sup>[12]</sup>。

压力波动过程的均方根分析见图 3。当液速较低时(0.54 m/s);对泡状流,RMS 随气速的增加基本

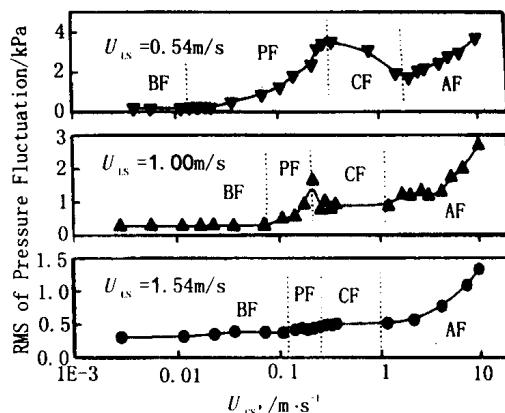


图 3 压力波动过程的 RMS 分析 (BF、PF、CF、AF 为各流型的英文缩写)

保持不变;对塞状流,RMS 随气速增加而快速增加,当增加到最大值时进入块状流,后随气速增加而减小;在环状流,RMS 随气速增加而快速增加。因此,在小的表观液速下,除泡状流与塞状流的转变之外,所有流型转变十分明显。当表观液速增加后,在流型转变时的 RMS 突变的幅度变小,当液速增加到一定值时,对 1.54 m/s 液速的实验结果,RMS 随表观气速增加的过程中没有出现突变,因此难以根据 RMS 的大小和变化过程来判断高液速时流动处于何种流型或流型是否已发生转变。在相同的表观气速下,RMS 随表观液速的增加而变小,说明压力波动的分散程度减小。

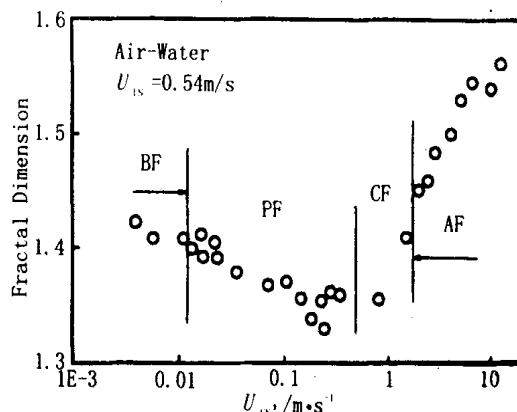


图 4 压力波动信号的分维数 ( $U_{LS} = 0.54 \text{ m/s}$ )

### 4 分形实验结果与分析

#### 4.1 分维数分析

表观液速为  $U_{LS} = 0.54 \text{ m/s}$  的分维结果见图 4。在泡状流、塞状流和块状流区,分维数小于 1.5,即

Hurst 指数大于 0.5,表明在这三个流型内压力波动过程是一个持久性的过程。持久性说明过去压力的减小(增加),未来在平均意义上也有一个减小(增加)。可以作如下解释:压力减小导致气泡体积增大,变大的气泡经过测量截面所用的时间增加,因此压力波动变得相对平缓;相反,压力增加会使气泡变小,这些气泡流过测量截面的时间变短,因此压力波动剧烈。分维数在泡状流区受表观气速的影响较小,在塞状流区随气速增加连续减小,而在块状流随气速增加而增加。在泡状流区气泡的尺寸随气速的增加并没有十分显著的增加;而在塞状流区大气泡的尺寸(长度)随气速增加而增加得比较明显;在块状流区气速增加后,大气泡变得更“碎”,即尺寸变小,这些过程对应了分维数的变化规律。在环状流区,随气速的增加,界面波动的频率和幅度也增加[12,13],最终导致了压力波动幅度和频率增加。这些压力波动特性的变化使得对应分维数从小于 1.5 过渡到大于 1.5。即在环状流的某个工况,对应的压力波动是高斯随机运动,可以推论它是两类变化过程过渡的临界点,其对应的物理过程需要深入研究环状流内界面波的变化规律等。Hurst 指数小于 0.5 意味着波动的反持久性,即过去压力的减小(增加),未来在平均意义上有一个增加(减小),这一点所对应的物理过程目前还难以解释,即压力对垂直上升管内环状流界面波的影响需要深入的研究。由此图可知,分维数同流型的关系比较密切。

其他学者<sup>[7]</sup>根据压力波动的功率谱随频率呈负指数下降的事实,认为波动过程的高维分形参数(包括关联维数)能够描述波动特征,由此忽略了对低维分形参数——分维数的研究,因此本文的数据和分维数随流型的变化关系弥补了这一方面的研究空白。

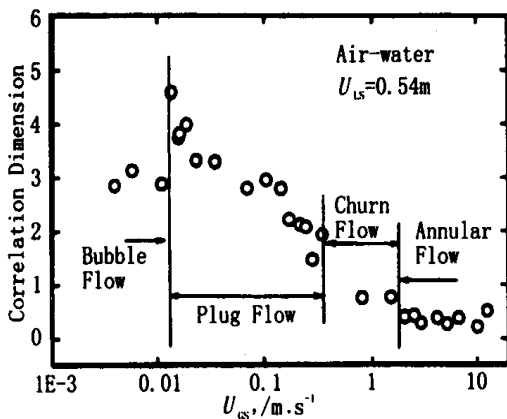


图5 关联维数的计算结果

#### 4.2 关联维数分析

表观液速为 0.54m/s 的关联维数结果见图 5。非整数的关联维数证明了压力波动过程是对初始条件敏感的混沌震荡。对泡状流,关联维数在 3 附近,受表观气速的影响很小;泡状流-塞状流的转变十分明显,关联维数出现突升;在塞状流区和块状流区,关联维数随气速增加连续减小,关联维数等于 2 说明此时的压力波动有两种不可约频率的准周期震荡,物理解释为由于大气泡和液弹流过测量面的时间长短不同而产生的不同准周期的流动,而关联维数等于 1 则说明压力波动过程是自持周期震荡,对应的物理解释为大气泡和液弹流过压力测量面的时间相同所致;环状流区的关联维数是所有流型中最小的,并且随气速的增加而略微增加。

图 5 的质量流速在 540kg/m<sup>2</sup>s 附近,与 Cai 和 Wambsganss<sup>[7]</sup>的实验很接近,但<sup>[7]</sup>的实验段为水平放置的矩形管,实验结果表明两者关联维数的变化趋势相反。再考察 Saether<sup>[8]</sup>和 Langford et al.<sup>[8]</sup>的实验结果,本实验结果偏小。说明流动通道几何形状及其放置角度影响压力波动的关联维数的大小和变化规律。

#### 4.3 Kolmogorov 熵分析

表观液速为 0.54m/s 的 Kolmogorov 熵(简称 KE)结果见图 6。最大 KE 出现在泡状流区,并且在该流型内受表观气速的影响很小,说明压力波动在泡状流区的信息损失最大,这是由于在泡状流内波动的耗散过程最显著所造成的;在塞状流区内,KE 随气速增加而连续减小;块状流和环状流的差别不明显,都受气速的影响很小,并且随气速增加只略有增加。在高气速的塞状流和块状流、环状流区内,KE 熵在 0 - 2 之间,说明在这几个流型中压力波动的耗散损失相对泡状流很小。本文中 KE 结果远远小于 Langford and Ochterbeck<sup>[8]</sup>的实验结果,并且变化规律也明显不同。

#### 4.4 表观液速对压力波动过程的影响

众所周知,表观液速的大小影响着两相流的流型及其转变,因此开展表观液速对压力波动混沌特性的研究有重要实际意义。同时,由于目前在这一方面的研究尚处于空白,需要大量的实验数据的积累与分析。就平均意义而言,从管内流动过程看,表观液增加后,气泡的运动速度增加,因此气泡流经测量截面(测量段)的所用时间变短,表现在压力波动过程上使其波动频率增加,同时气相与液相的相对速度、气泡的形状和大小、界面波动的种类和特性也发生变

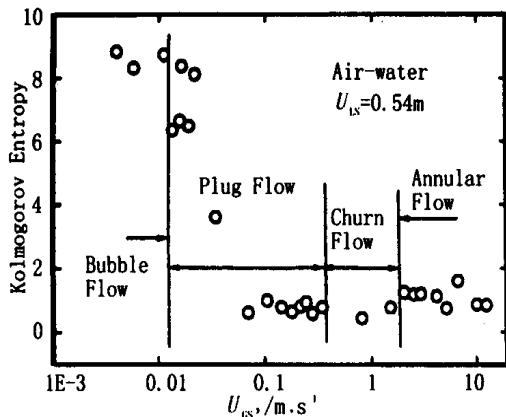


图6 Kolmogorov 熵的计算结果

化,这些因素都影响气液两相流这一典型非线性动力系统的特性。

比较图 4 和图 7,有如下结论:(1) 表观液速增加后,所有流型内压力波动的分维数都增加,但  $U_{LS} = 1.00\text{m/s}$  与  $U_{LS} = 1.54\text{m/s}$  的结果相差不大,说明当表观液速增加到一定水平时,分维数的大小不再受其影响;(2) 泡状流、塞状流和块状流之间的差异仍不明显,这三个流型内的分维数都低于 1.5,即压力波动仍保持持久特性;(3) 表观液速增加后,环状流区的分维数与其它流型的差别仍很明显,大部分的分维数大于 1.5。

在  $1.00\text{m/s}$  和  $1.54\text{m/s}$  表观液速下的关联维数实验结果见图 8。(1) 表观液速增加后,关联维数明显减小,但  $1.00\text{m/s}$  的结果小于 1.5 的结果,表明关联维数与表观液速的关系是非线性的;(2) 泡状流内的关联维数是表观液速的强函数,而与表观气速关系很弱;(3) 泡状流 - 塞状流的转变在表观流速增加后不再出现突升现象,而是出现连续减小的过程;(4) 塞状流区或块状流区出现关联维数等于 1 的工况,说明自持周期震荡的流动结构;(5) 对环状流,在高表观液速下,关联维数随表现气速显著增加。

从图 6 和图 9 可以得到表观液速对 KE 的影响特性:(1) 表观液速增加,KE 的大小及其与表观气速的关系均发生变化;(2) 泡状流内的 KE 随表观液速增加急剧减小,但  $1.00\text{m/s}$  的结果与  $1.54\text{m/s}$  的结果相近,说明当液速高于某值时 KE 不再减小,KE 与表观气速的大小关系很弱;(3) 表观液速对塞状流和块状流内 KE 的影响是非线性的;(4) 对环状流,在高表观液速下,关联维数随表现气速显著增加。

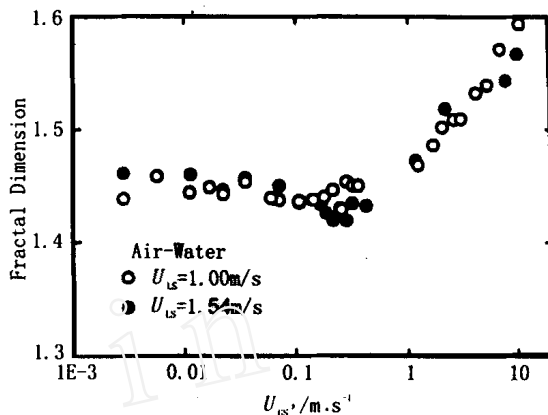


图7 表观液速对分维数的影响

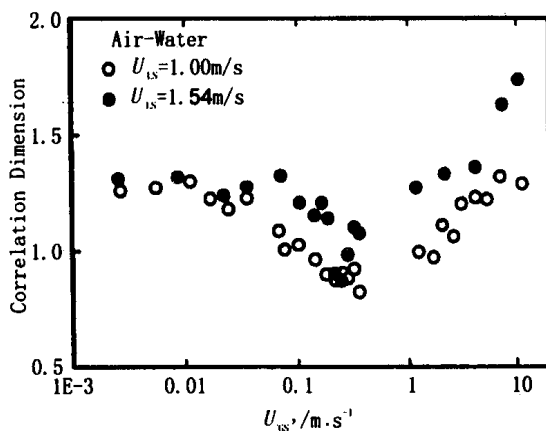


图8 表观液速对关联维数的影响

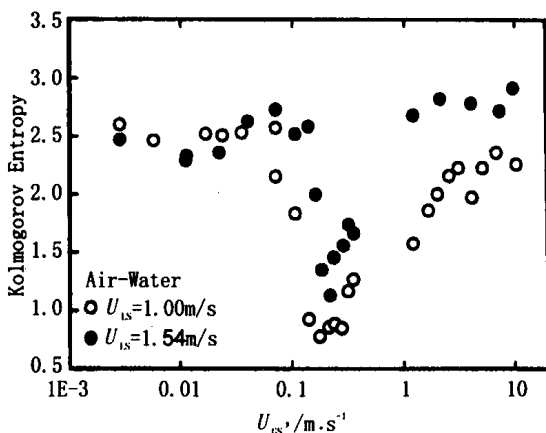


图9 表观液速对 Kolmogorov 熵的影响

### 5 结论

本文采用统计学原理和确定性混沌学中的分形理论,对 U 形管垂直上升段内空气水两相流的壁面

静压力波动过程进行了实验研究,并分析了表观流速对统计特性和分形特征的影响规律,得到以下结论:

(1) 压力波动的功率密度分布与流型的关系密切,而概率密度分布同流型的关系较差。当流速较低时,压力波动均方根 RMS 随气速的关系能够反映流型的变化,但当流速很高时,这种关系消失。

(2) 压力波动过程的分维数、Kolmogorov 熵与流型的关系密切。在多数流型内分维数小于 1.5,环状流内高气速时压力波动的分维数大于 1.5。

(3) 表观流速对压力波动过程的影响很大。表观流速增加后,所有流型内压力波动的分维数都增加,但分维数在各流型内的变化规律保持不变;关联维数明显减小;Kolmogorov 熵的大小及其与表观气速的关系均发生变化。

(4) 流动通道的几何形状及其放置角度影响压力波动的分形参数的大小和变化。

## 参 考 文 献:

- [1] FURNESS R. Future flow measurement has digital influence[J]. Control Engineering, 1996, (11):20.
- [2] BAI BOFENG. Flow parameters fluctuations and online automatic identification of flow regime for steam(Cas)-water two-phase flow[D]. Ph. D. dissertation, Xian Jiaotong University. 1999.
- [3] LAHEY R T. An application of fractal and chaos theory in the field of two-phase flow and heat transfer[J]. Wärme und Stoffubertagung, 1991, 26: 351-363.
- [4] SHOJI M. BOILING CHAOS and MODELING[A]. Geat Transfer 1998, Proceedings of 11th IHTP[C]. Kyongju, Korea: 1998. 3-21.
- [5] SAETHER G, BENDILSEN K, MULLER J, FROLAND E. The fractal statistics of liquid slug lengths[J]. Int. J. Multiane Fluid, 1990, 16(6): 1117-1126.
- [6] FRANCA F, ACIKGOZ M, LAHEY R T. CLAUSSE A. The use of fractal techniques for flow regime identification[J]. Int. J. Multiphase Flow, 1991, 17(4): 545-552.
- [7] CAI Y, WAMBSGANSS M W, JENDRZEJCZYK J A. Application of chaos theory in identification of two-phase flow patterns and transitions in a small, horizontal, rectangular channel[J]. ASME J. Fluid Engineering, 1996, 118: 383-390.
- [8] LANGFORD H M, BEASLEY D E. OCHTERBECK J M. Chaos analysis of pressure signals in upward air-water flows[A]. Third International Conference on Multiphase Flow, ICMF '98[C]. Lyon, France: 1998.
- [9] LI HOUQIANG, WANG FUQUAN. Fractal Theory and its Application in Molecule Scientific[M]. Beijing: Science Pub., 1993.
- [10] SAMWAYS A L, BRADBURY L J S and BRUUN H H. Pressure measurements and convection velocity evaluations in two-phase flow[J]. Int. J. Multiphase Flow, 1997, 23(6): 1007-1029.
- [11] MICHİYOSHI I, SERIZAWA A. Turbulence in two phase flow [J]. Nuclear Engineering and Design, 1986, 95: 253-267.
- [12] OHBA K, NAGAE K. Characteristics and behavior of the interfacial wave on the liquid film in a vertically upward air-water two-phase annular flow[J]. Nuclear Engineering and Design, 1993, 141: 17-25.
- [13] AZZOPARDI B J. Disturbance wave frequencies, velocities and spacing in vertical annular two-phase flow[J]. Nuclear Engineering and Design, 1986, 92: 121-133.