

卧式螺旋管内气液两相含气率的 试验与理论研究

郭烈锦 陈学俊 周芳德

(西安交通大学)

摘 要

本文从试验和理论两方面详细地研究了卧式螺旋管内气液两相流截面含汽率的分布与变化规律。在水/空气两相流回路中系统地研究了卧式螺旋管内气液两相全管圈平均截面含汽率随螺旋直径的变化规律;测量了局部截面含汽率沿螺旋径向的分布和平均截面含汽率沿螺旋周向的变化规律;依据实验测量结果,本文使用文献〔3〕中提出的特别适用于弯曲通道的单流体双区域坐标摄动修正变密度模型进行了计算,推出了含汽率特性及相分布、相速度分布的预报公式,同时给出了适合于工程实用的全管圈平均截面含汽率简便计算公式。试验结果与理论公式具有良好的 consistency。

一、前 言

气液两相流截面含气率的变化特性是进行蒸汽发生器、换热器等两相流动系统设备设计的必要条件。世界各国积累了大量有关管内的含汽率的实验和理论工作^{〔1〕、〔3〕}。但迄今为止,有关卧式螺旋管内气液两相含汽率的理论和实验研究仍少见报道^{〔2〕、〔4〕、〔5〕、〔6〕},本文从试验和理论两方面详细地研究了卧式螺旋管内气液两相含汽率的变化特性和分布规律,提出了理论预报模型和可用于工程实际的简便计算式。

二、试验系统与方法

2.1 试验回路

图1是试验系统的回路简图。试验在0.1~0.4MPa压力下进行,试验范围为水速

1989年12月28日收到。

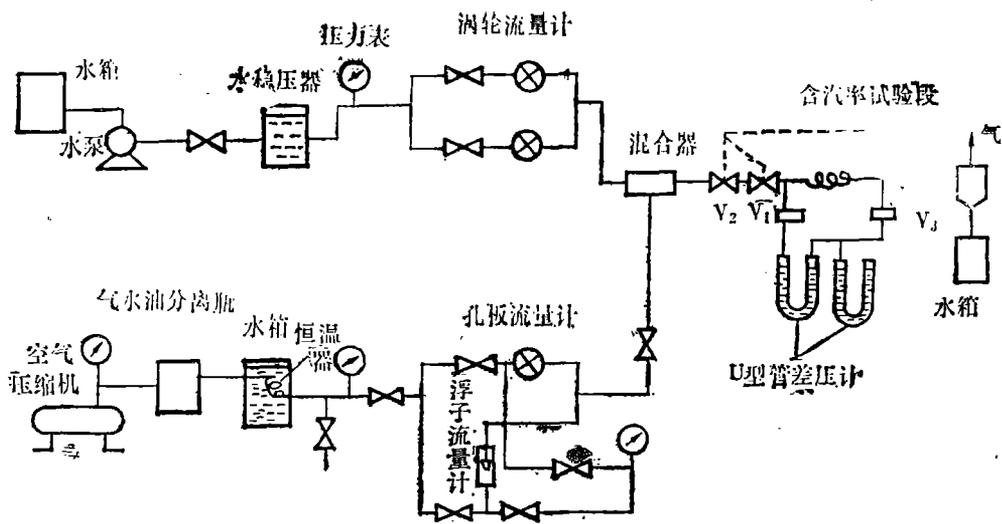


图 1 空气/水两相试验台

0.0—3.6m/s； 气速0—24m/s。

试验段有由内径为21mm，壁厚为3mm的有机玻璃管弯制而成的两个管圈，和内径为25mm，壁厚为5mm的有机玻璃管弯制而成的一个管圈，后者是用来测含汽率的径向及周向分布的。各管圈结构参数如表1所示。图2是管圈结构示意图。

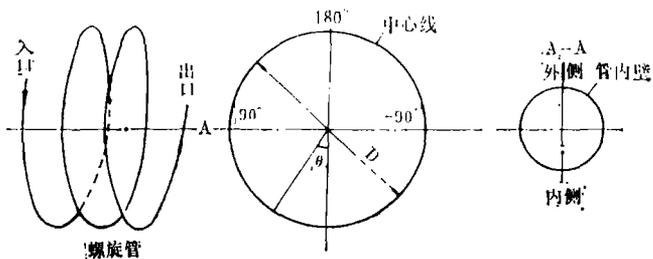


图 2 卧式螺旋管圈结构示意图

表 1 截面含汽率试验段结构参数

编号	螺旋直径 D (mm)	管内径 d (mm)	螺旋升角 $\alpha(^{\circ})$	圈数 n	材料
1	897	21	5°	2	透明有机玻璃
2	627	21	3°	2	透明有机玻璃
3	600	25	0.038°	1	透明有机玻璃

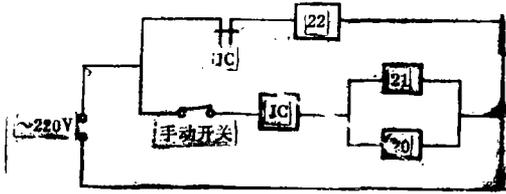


图 3 电磁阀控制电路

2.2 测量方法

(1) 全管圈平均截面含汽率系用快速关闭阀门法进行测量。试验中使用了三个DF-25型膜片二通闭式自动电磁阀门，测定表明DF-25型电磁阀在工作条件下单个阀门的关闭时间是0.35—0.4秒，两阀门的关闭

时间差小于0.05秒。图3是电磁阀控制电路。

(2) 局部截面含汽率使用双探头电导探针来进行测量，测量仪表的原理框图见图4，图5是电导探针安装图。探针是由两根0.2mm的镍铬—镍硅热电偶丝穿入外径为3mm的不锈钢管制成；端部用CH-311双组分胶进行固定密封；探头伸出约1mm，两探头相距约为1.5—1.8mm。不锈钢管固定在一可以进行纵向调节的夹具上，夹具与管圈壁面粘接牢固。探针伸入管内的深度由夹具调节旋钮调节控制，从而可测出截面上不同点的当地含汽率值。

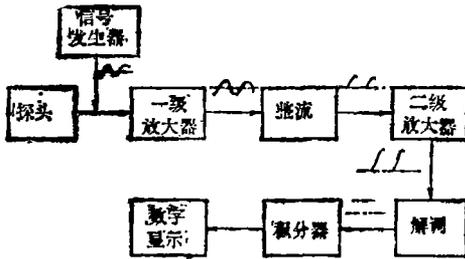


图 4 电导探针含气率测量仪原理框图

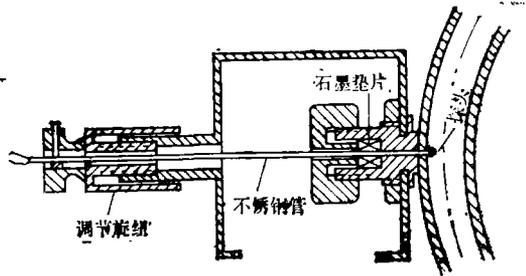


图 5 电导探针安装示意图

三、理论模型

按照参考文献[3]中作者的基本思想，假定管内气液两相流可分成如图6所示的两个区域。外部是夹带有小气泡的环状液膜，内部是带有液粒的中心气柱，外部区域内含汽率服从指数分布规律，汽芯含汽率服从另一指数分布或令为常数，汽芯随容积含汽率的增加而增加。以螺旋管内的流动为对象，建立通用模型，则假设在如图7所示偏心圆坐标系 (r, θ) 中：

O 为管道横截面中心；

O_1, O_2 ：分别是含汽率和速度分布取最大值点；

$$\text{令： } \overrightarrow{OO_1} = \vec{R}_1, \quad \overrightarrow{OO_2} = \vec{R}_2, \quad \overrightarrow{OP} = \vec{r}, \quad \overrightarrow{O_1P} = \vec{r}_1, \quad \overrightarrow{O_1A} = \vec{r}_{1w},$$

$$\overrightarrow{O_2P} = \vec{r}_2, \quad \overrightarrow{O_2B} = \vec{r}_{2w}, \quad \overrightarrow{OA} = \vec{R}_{w1}, \quad \overrightarrow{OB} = \vec{R}_{w2};$$

图6示意出双区域模型，曲线 Γ 是内外两区域分界线，假定其遵循如下规律：

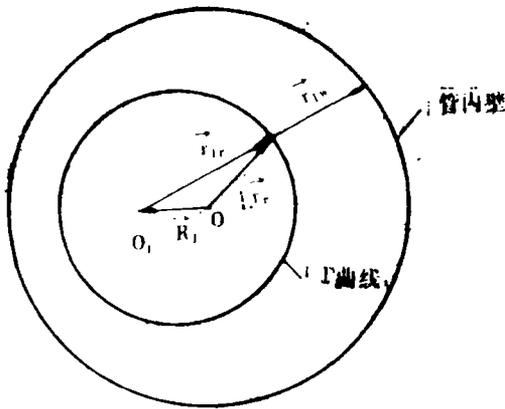


图 6 双区域模型示意图

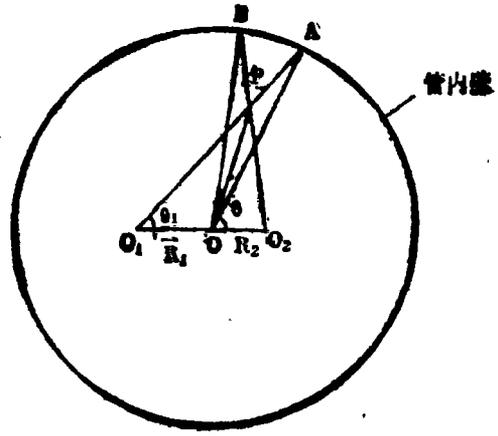


图 7 偏心圆坐标系 (r_1, θ_1)

$$|\vec{r}_{1r}| / |\vec{r}_{1w}| = r_c^* \quad (1)$$

一定流动条件下 $r_c^* = \text{常数}$ ，由于内芯区域是随着容积含汽率 $\langle \beta \rangle$ 的增加而单调增加的，所以我们可以假定

$$r_c^* = \langle \beta \rangle^P \quad (2)$$

这里 P 是一非负常数。

$r_c^* = 0$ ，汽泡状流动；

$r_c^* = 1$ ，离散状流动；

$0 < r_c^* < 1$ ，环状流动或环雾状流

$$\text{令: } r_1^* = |\vec{r}_1| / |\vec{r}_{1w}| \quad (3)$$

$$r_2^* = |\vec{r}_2| / |\vec{r}_{2w}| \quad (4)$$

与上述讨论一致，可假定径向含汽率分布为：

绝热状态，通道内壁面处含汽率 $a_w = 0$ ，因此为：

$$\begin{cases} a/a_m = ((1-r_1^*) / (1-r_c^*)) \frac{1}{n} = (S_1/q) \frac{1}{n} & 0 \leq S_1 \leq q \\ a/a_0 = 1 & q \leq S_1 \leq 1 \end{cases} \quad (6)$$

非绝热状态，通道内壁面含汽率 $a_w \neq 0$ ，而是 $a_w > 0$ ，因此有如下分布形式：

$$\frac{(a - a_w)}{(a_m - a_w)} = \begin{cases} (S_1/q) \frac{1}{n} & 0 \leq S_1 \leq q \\ (a_0 - a_w) / (a_m - a_w) & q \leq S_1 \leq 1 \end{cases} \quad (7)$$

绝热与非绝热两种状态下的速度分布均表达为：

$$(W/W_0) = S_2^{\frac{1}{n}} \quad 0 \leq S_2 \leq 1 \quad (8)$$

这里: $S_1 = y_1 / r_{1w} = (r_{1w} - r_1) / r_{1w} = 1 - r_1^*$ (9)

$$S_2 = y_2 / r_{2w} = (r_{2w} - r_2) / r_{2w} = 1 - r_2^* \quad (10)$$

$$q = 1 - r_c^* \quad (11)$$

W_0, W 分别是 O_2 点和 P 点的液体速度值

α_0, α 分别是 O_1 和点 P 点的含汽率;

α_m 是假设分布 $(S_1/q)^{\frac{1}{n}}$ 在 O_1 点的取值, 并不一定等于 α_0 ; $\alpha_m/\alpha_0 = t$.
 m, n 是正常数。

根据 Zuber 和 Findlay 的平均值定义, 可得到绝热状态的如下结果:

$$\langle \alpha \rangle = \frac{\langle \beta \rangle}{\frac{\frac{1}{2} \left(\frac{1}{m} + 1 \right) \left(\frac{1}{m} + 2 \right)}{2tq \left(\frac{n}{1+n} - \frac{nq}{1+2n} \right) + (1-q)^2} \cdot \left(\frac{1}{A} \int_0^\pi r_{1w}^2 d\theta_1 + \int_0^{r_c^*} S_2 \frac{1}{m} r_1^* dr_1^* + \frac{1}{A} t \cdot \int_0^{r_c^*} r_{1w}^2 d\theta_1 \right)}{\int_{r_c^*}^1 (S_1/q)^{\frac{1}{n}} S_2 \frac{1}{m} r_1^* dr_1^*} \quad (12)$$

上述方程中分母积分项是很难直接积出的, 通过级数展开积分函数后, 可得

$$\langle \alpha \rangle = \langle \beta \rangle / (C - \Delta) \quad (13)$$

这里:
$$C = \frac{\frac{1}{2} \left(\frac{1}{m} + 1 \right) \left(\frac{1}{m} + 2 \right) r_c^{*2} + \left((1 - r_c^{*2}) - \frac{2}{3n} (1 - r_c^{*3}) \right) t / q^{\frac{1}{n}}}{2tq \left(\frac{n}{1+n} - \frac{nq}{1+2n} \right) + (1-q)^2} \quad (14)$$

$$\Delta = \frac{\frac{1}{2} \left(\frac{1}{m} + 1 \right) \left(\frac{1}{m} + 2 \right)}{2tq \left(\frac{n}{1+n} - \frac{n \cdot q}{1+2n} \right) + (1-q)^2} \cdot \frac{1}{A} \left(\int_0^\pi \frac{1}{m} r_{1w}^2 d\theta_1 + \left(\int_{r_c^*}^1 t/q^{\frac{1}{n}} \cdot r_2^* r_1^* dr_1^* + \int_0^{r_c^*} r_2^* r_1^* dr_1^* \right) \right) \quad (15)$$

式中最后两项积分可用数值方法或使用经验方法进行计算。

通常, 含汽率分布及速度分布最大值点的偏心度 $(2R_1/d)$, $(2R_2/d)$ 取决于浮力、离心力和惯性作用, 指数 n, m 则是 Reynold 数 Re 、Froude 数 Fr 和 Weber 数 We 的函数, 在平衡态汽液两相热流体流动中, 压力一定, 则物性及热力学特性都是确定的,

因此 m 和 n 仅是无量纲压力及另一个无量纲数的函数。这些函数只能由经验来确定，这里，假定 $(2R_1/d)$ 仅取决于 $Fr' = (\text{惯性力}/\text{浮力}) = (G^2 / (\rho_1 d) / ((\rho_1 - \rho_g) g \cos \gamma)) (d/D)^2$

$(2R_2/d)$ 仅取决于 $De = (\text{离心力}/\text{粘性力}) = Re (d/D)^2$

$$= (Gd/u) (d/D)^2;$$

m ，取决于 $Fr = G^2 / (\rho_1 g d) (1 + x (\rho_l / \rho_g - 1))$ ；

n ，仅取决于压力 c 。

由于当压力 $p = p_{cr}$ 时， $\langle \alpha \rangle / \langle \beta \rangle = 1$ ，所以选择如下函数形式：

$$(2R_1/d) = a \cdot Fr' b$$

$$(2R_2/d) = C \cdot De d$$

$$m = e Fr' f$$

(16)

$$n = k (p \langle p_{cr} - p \rangle)^h$$

这里 γ 是流体流动方向与垂直线间的夹角； a 、 b 、 c 、 d 、 e 、 f 、 h 是经验系数。 d ，是管内径； D ，是螺旋直径， ρ ，密度； g ，重力加速度； G ，是质量流速； x ，干度；下标 l 、 g 分别表示液体和气体。

四、结果与分析

4.1 局部含汽率沿螺旋管径向的分布

图8—11是使用电导探针测得的卧式螺旋管圈螺旋周角 $\theta = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$ 和 -90° ，四个位置截面上空气/水两相含汽率沿径向的分布结果。

总的来说，卧式螺旋管内绝热两相流的截面含汽率沿截面上径向的分布是可以指数规律拟合。但在不同的螺旋周角位置，分布指数是不同的。在卧式螺旋管的底部($\theta = 0^\circ$)，离心力和重力的作用方向一致，起分离两相的作用，所以气相总是倾向于内侧流动，管道内侧附近的局部含汽率总是高于外侧，且相差很大。在卧式螺旋管的顶部($\theta =$

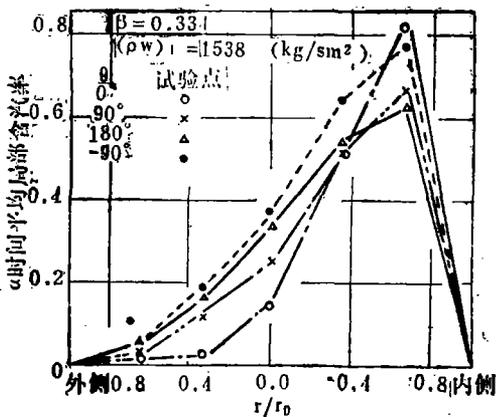


图 8 截面局部含汽率在螺旋径向的分布

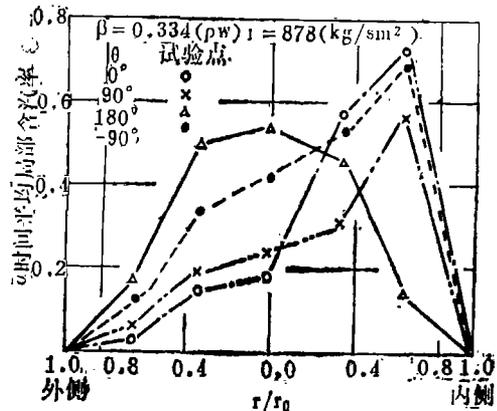


图 9 截面局部含汽率在螺旋径向的分布

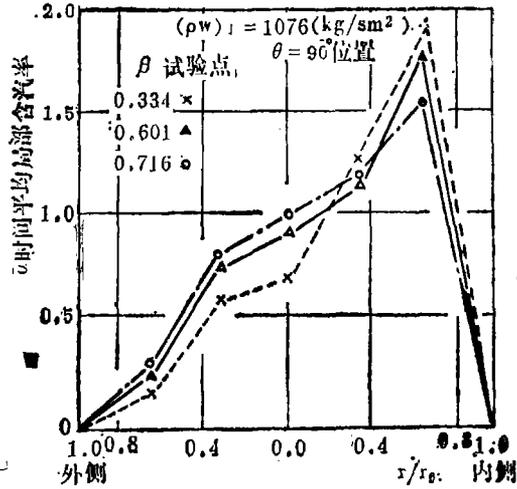
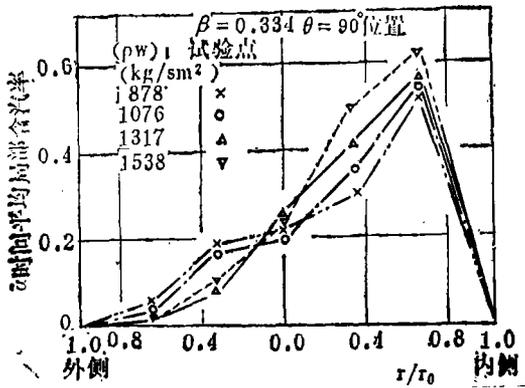


图 10 截面局部含汽率在螺旋径向的分布

图 11 截面局部含汽率在螺旋径向的分布

180°), 离心力与重力作用方向正好相反, 因此在小质量流速下, 含汽率近似呈对称分布; 而在大质量流速下, 含汽率仍呈非对称性, 且最大值仍靠近管道内侧。θ = 90°和 -90°位置截面上的含汽率呈非对称分布, 但内外侧局部含汽率比值较之底部要小, 而比顶部要大, 这主要是在这两个位置, 重力与离心力相垂直, 对含汽率及速度分布不起直接的影响, 分布的非对称性基本只由离心力所造成; 此外, θ = 90°位置的不对称性比θ = -90°位置要严重一些, 且θ = 90°位置的含汽率总比θ = -90°位置的要低。随着液体质量流速的增大, 离心力越大, 这时气体更加倾向于在管道内侧流动, 含汽率越趋不对称。随着容积含汽率的增加, 管道内外侧局部含汽率更趋接近, 含汽率分布趋于对称。

4.2 平均截面含汽率沿螺旋管周向的变化规律

图12—13示出了不同螺旋周角位置平均截面含汽率的测量结果, 图中 $\langle \alpha \rangle$, 是螺

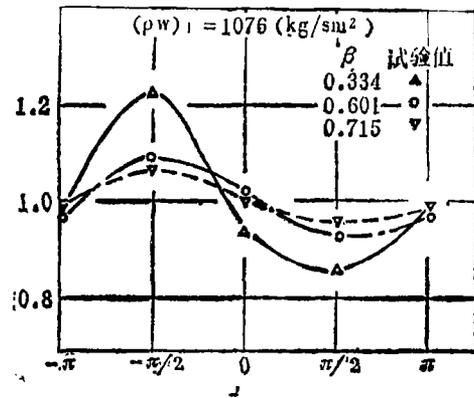
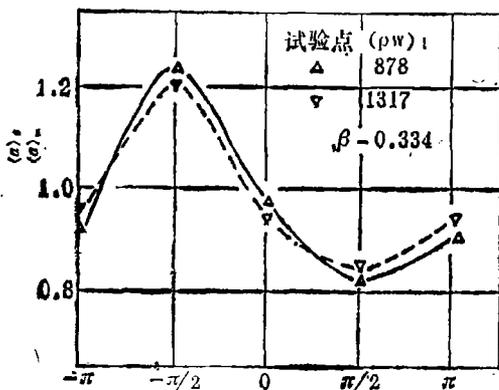


图 12 平均截面含汽率沿螺旋周向的变化规律

图 13 平均截面含汽率沿螺旋周向的变化规律

旋周角 θ 位置的平均截面含汽率，而 $\langle \alpha \rangle_m$ 是全管圈平均截面含汽率。试验结果表明卧式螺旋管内平均截面含汽率沿螺旋周向近似以三角正弦函数的形式变化，含汽率在下降段高，上升段低；随着质量流速的增加，平均截面含汽率的周向变化趋于平坦；随着容积含汽率的增大，平均截面含汽率的周向变化也趋于平坦。

4.3 全管圈平均截面含汽率

图14—16示出了使用快速关闭阀门测得的 $D/d = 42.71$ 和 $D/d = 29.87$ 两管圈的全管圈平均截面含汽率结果和使用电导探针法测得的 $D/d = 24$ 管圈的全管圈平均截面含汽率结果。试验结果表明螺旋直径比的变化对全管圈平均截面含汽率的值影响不大，卧式螺旋管内全管圈的平均截面含汽率较之立式螺旋管和直管都要高。

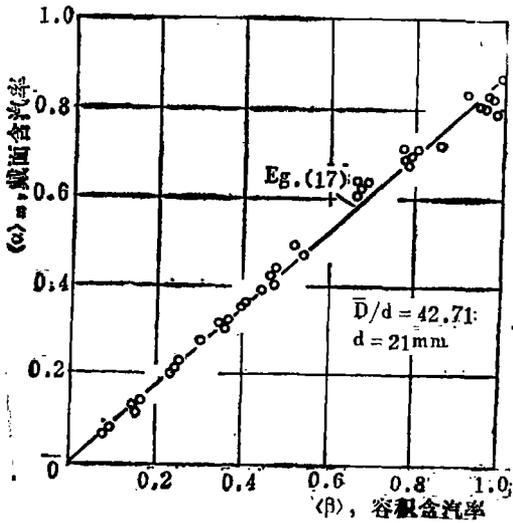


图 14 全管圈平均截面含汽率结果

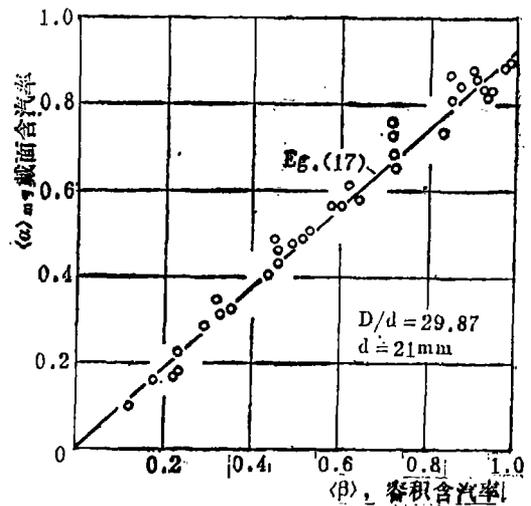


图 15 全管圈平均截面含汽率结果

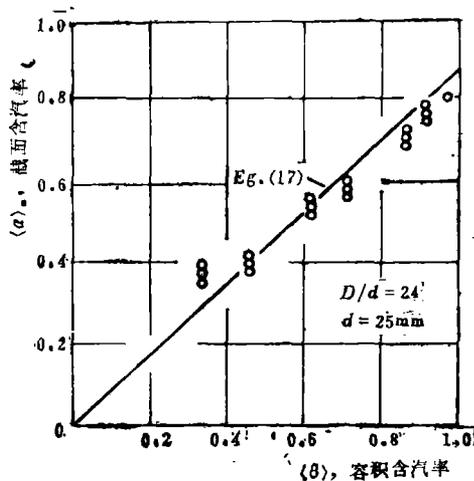


图 16 全管圈平均截面含汽率结果

4.4 理论模型的计算结果

根据试验结果,模型中假设含汽率沿螺旋管径向分布和相速度沿径向的分布均为指数规律。由于缺乏含汽率沿截面径向的分布和沿周向变化规律的丰富数据,更缺乏相速度分布的试验结果,因此,无法精确地描述其特性与变化,文中模型所涉各经验参数有待进一步的试验研究和理论计算来确定。本文先对模型推出的平均截面含汽率计算公式进行一级近似,忽略方程(13)中的 Δ 修正量,在绝热条件,即 $t=1$ 下,选择不同的 m , n 和 q 值进行组合计算,计算结果表明当 m 、 n 在7—16间, q 在0.1—1.0之间变化取值时,式(13)中 C 值在1.13—1.33间取值。再考虑修正量 Δ 的影响,本文推荐使用如下的关联式:

$$\langle \alpha \rangle / \langle \beta \rangle = 0.90 \quad (17)$$

作为工程应用中卧式螺旋管内气液两相流全管圈平均截面含汽率的简便计算式。

式(17)与试验结果的比较示于图14—16,结果表明两者符合程度良好。

五、结 论

本文从试验和理论两方面详细地研究了卧式螺旋管内气液两相含汽率的分布与变化规律。理论模型使用坐标摄动法考虑了离心力、重力及二次流等多种复杂因素的影响,并由此推出了相速度分布、含汽率分布和平均截面含汽率的通用计算公式。试验测量了卧式螺旋管内两相含汽率沿螺旋径向的分布、沿螺旋周向的变化规律和全管圈平均截面含汽率。试验和计算结果表明:

1. 卧式螺旋管内气液两相含汽率在不同的螺旋周角和螺旋径向位置其值是不同的,某一点的时间平均局部含汽率沿径向可以指数规律表示;平均截面含汽率沿螺旋周向的变化呈近三角正弦函数规律。

2. 卧式螺旋管内全管圈平均截面含汽率可用式(13)、(14)、(15)及(16)进行精确计算预报;对于工程实用可使用式(17)的简便式。卧式螺旋管内全管圈平均截面含汽率比立式螺旋管及直管要高。螺旋直径比的变化对全管圈平均截面含汽率的值影响不大,但对含汽率沿螺旋周向,特别是螺旋径向的分布与变化规律影响是显著的。

参 考 文 献

- [1] Chen Xuejun, Zhou Fangde, Determination of the Void fraction in helically Coiled tubes, Alternative Energy Source VII, Edited by Veziroglu, T.N., Hemisphere Publishing Co U.S.A, (1986).
- [2] Guo Liejin, Zhou Fangde, Chen Xuejun, Investigation on flow pattern transitions of gas-liquid two-phase flow in the horizontal helically coiled tubes, Particulate Phenomena & Multiphase Transport Vol.1, Edited by Veziroglu T.N., Hemisphere Publishing Co. U.S.A. (1988).
- [3] 郭烈锦, 陈学俊, 管道内两相截面含汽率预报模型, 多相流与传热论文集, 西安交通大学工热物理所编, 原子能出版社(1989).

- [4] 渡边修, 田岛收等, 日本机械学会论文集 (B编), 52卷476号 (昭61-4) P1857-1864.
- [5] 渡边修, 田岛收等, 日本机械学会论文集 (B编), 54卷507号 (昭63-11), P3192-3199.
- [6] 陈学俊, 周芳德, 郭烈锦, 立式螺旋管内气液两相向下流动的流型及其转变特性, 工程热物理学报, Vol. 8, No. 1, P55~59, (1987).

AN EXPERIMENTAL AND THEORETICAL RESEARCH ON THE VOID FRACTION OF TWO-PHASE FLOW IN HORIZONTAL HELICALLY COILED TUBES

GUO LIEJIN CHEN XUEJUN ZHOU FANGDE

(Xian Jiaotong University)

(Manuscript received 28 December 1989)

ABSTRACT

This paper describes an experimental and theoretical research on the void fraction of two-phase flow in horizontal helically coiled tubes. At an air/water two-phase flow apparatus, the sectional average void fraction of the total coil, the local void fraction, and their varying characteristics with the diameter ratio of coils D/d , the distribution in radial direction and along the helically coiled peripheric direction have been experimentally measured and studied. Based upon the results of experimental measurements, this paper has made some numerical calculations, by using a single-fluid two-region variable density model which was proposed in Ref. [3] and especially suited to bends or coiled tubes in a coordinate perturbation method. The void fraction distribution and phase velocity distribution have been derived. At the same time, a correlation of the sectional average void fraction of the total coil has been proposed, which can be directly used in engineering practice. There is a good agreement between the theoretical correlation and experimental measurement results.

核科学与工程

第10卷 第3期 1990年9月

作者简介

卧式螺旋管内气液两相含汽率的试验与理论研究



郭烈锦 1983年毕业于西安交通大学能源系, 1989年获西安交通大学热能工程博士学位, 讲师。

陈学俊 1939年毕业于中央大学, 1946年美国普渡大学研究院毕业, 获硕士学位, 中国科学院学部委员, 教授。



周芳德 1969年毕业于西安交通大学动力系, 1985年获西安交通大学热能工程博士学位, 副教授。

快速计算堆芯燃料装载模式的理论

索长安 1960年毕业于清华大学反应堆工程专业, 研究员
(照片见第9卷第4期)。