

# 垂直通道内低温液体过冷流动 沸腾传热的数值预测模型

李祥东 汪荣顺 石玉美

(上海交通大学制冷与低温工程研究所 上海 200030)

**摘要:** ONB 和 OSV 分别是过冷流动沸腾中气泡形成的初始位置及气泡开始挣脱壁面的位置, 准确预测 ONB 及 OSV 的位置对于分析低温液体的流动沸腾过程具有十分重要的意义。根据传热机理的不同将低温液体过冷流动沸腾通道划分为 3 个区, 建立了各区内沸腾传热的机理模型及各区边界的判断标准, 并将新建立的理论模型纳入双流体模型实现了数值求解, 根据数值计算的结果可以很方便地判断 ONB 及 OSV 的位置。建立的模型有助于从机理上实现低温液体过冷流动沸腾传热的准确预测。

**关键词:** 低温液体 过冷流动沸腾 传热机理 核态沸腾起点 (ONB) 有效空泡起点 (OSV)

**中图分类号:** TB611; TK124 **文献标识码:** A **文章编号:** 1000-6516(2006)01-0006-06

## Numerical model for subcooled boiling flow of cryogenic liquid in vertical channels

Li Xiangdong Wang Rongshun Shi Yumei

(Institute of Refrigeration and Cryogenics, Shanghai Jiaotong University, Shanghai 200030, China)

**Abstract** Determination of location of Onset of Nucleate Boiling (ONB) and that of Onset of Significant Void (OSV) is of great importance in analyzing subcooled boiling flow, since downstream ONB and OSV new heat transfer mechanism come to play. The heating wall of a vertical channel was divided into three sequential regions, each including different heat transfer mechanism. A mechanism model for quantifying the heat flux partitions in each region was developed and the boundaries between them were identified. The new model was then incorporated in the two-fluid model and the numerical simulation was performed. The locations of ONB and OSV can be easily decided according to the numerical results. The numerical results are helpful to a better understanding of the physical mechanism of subcooled nucleate boiling.

**Key words** cryogenic liquid; subcooled flow boiling; heat transfer mechanism; onset of nucleate boiling (ONB); onset of significant void (OSV)

## 1 引言

在采用低温液体作为介质的冷却系统中, 过冷流动沸腾是一种十分重要的传热方式。低温液体在垂直通道内的过冷流动沸腾过程如图 1 所示。当通道主流区内的液体还处于过冷状态时, 边界层内的液体已达到饱和温度并开始在壁面上的凹坑或裂缝(称为“气穴”)处形成气泡。气泡开始形成的位置称为“核态沸腾起点”(Onset of Nucleate Boiling 下称 ONB)。实验观测<sup>[1]</sup>发现, 在 ONB 下游的一段距离内, 气穴上的气泡并不能立即挣脱加热壁面, 而是先长大至一定的直径, 在浮力和液体惯性力的作用下脱离气穴, 之后沿加热壁面滑行一段距离, 并在此过程中逐渐长大至脱离直径, 然后才能脱离壁面。气泡脱离固体壁面的位置称为“有效空泡起点”(Onset of Significant Void 下称 OSV)。不难发现, 在 ONB 上游的区域内, 通道壁面完全被液体覆盖, 传热机理为液体单相对流传热, 自 ONB 起, 由于有液体汽化吸热, 通道壁上开始出现新的传热机理, 传热过程变得复杂。自 OSV 起, 气泡开始进入液体主流区, 通道内的流动才真正从单相流转变为两相流。可见, ONB 和 OSV 是核态流动沸腾过程中十分重要的两个参数, 建立机理模型准确预测这两个点的位置对于分析和提高冷却系统的性能具有十分积极的意义。

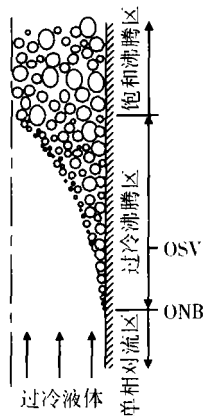


图 1 垂直向上过冷流动沸腾示意图

Fig 1 Schematic diagram of vertical upward subcooled flow boiling

## 2 模型方程的建立

要准确预测低温液体的流动沸腾传热, 首先需要了解沸腾壁面上的传热机理, 即要了解通道壁面上的

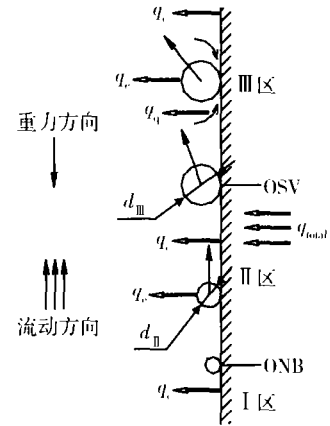


图 2 沸腾各阶段壁面上的换热机理

Fig 2 Heat transfer mechanism involved in each region

热量通过哪几种方式传入流体。如图 2 所示, 根据壁面上气泡形成及脱离的位置可以将加热壁面沿流动方向划分为 3 个区, 各区内分别存在不同的传热机理。

### 2.1 I 区

I 区为 ONB 上游的区域。这个区域内的通道壁面完全被液体覆盖, 壁面上总的热通量  $q_{total}$  完全通过单相对流传入液体, 因此有:

$$q_{total} = q_c \quad (1)$$

其中,  $q_c$  为单位面积上液体的单相对流传热速率, 可按下式计算:

$$q_c = A_c St \rho C_p u_1 (T_w - T_1) \quad (2)$$

其中,  $St$  为当地斯坦顿数, 可按  $Kumli$ <sup>[2]</sup> 方法计算;  $\rho$  为液体密度;  $C_p$  为液体热容;  $u_1$  为壁面附近的液体速度;  $T_w$  为壁面温度;  $T_1$  为近壁区内的液体温度;  $A_c$  为通道壁面上对流换热所占的面积分数, I 区中,  $A_c = 1$ 。

### 2.2 II 区

II 区为 ONB 与 OSV 之间的区域。Basu<sup>[3]</sup> 等认为, 虽然 II 区中的通道壁面上有气泡产生, 但是这个区域内的气泡始终黏附于固体壁面, 并没有进入到液体主流区。若假定气泡直径远大于热边界层厚度, 则该区内的气泡的顶部仍处于过冷液体中。于是, 过热液层在气泡底部汽化, 而气泡内的气体又在顶部冷凝, 气泡只是为热量从壁面传入液体提供了一条新的路径, 因此这一过程仍可视作单相对流传热。只是由于气泡的存在使壁面变得粗糙, 增大了液体的湍流扰动, 进而强化了单相对流换热, 为此他们引入了一个强化因子  $\phi$  ( $\phi > 1$ ) 来修正该区内的对流换热系数。

作者认为, II区为气泡形成和长大的区域, 虽然该区的汽化传热量不大, 但这种传热机理事实上是存在的, 因此除了液体的单相对流传热外, 还必须考虑液体的汽化吸热

$$q_{\text{total}} = q_c + q_e \quad (3)$$

其中,  $q_e$  为单位沸腾面积上液体的汽化传热速率。II区中单位面积上液体的汽化传热速率可按下式计算:

$$q_e = \frac{\pi}{6} d^3 \rho_v n f h_{fg} \quad (4)$$

其中,  $d_{II}$  为 II区中黏附于壁面上的气泡的直径, 本文假定  $d_{II}$  在 ONB 与 OSV 之间线性分布;  $\rho_v$  为气相密度;  $h_{fg}$  为液体的汽化潜热;  $f_{II}$  为 II区内气穴上气泡的产生频率;  $n$  为单位面积上气穴的数量, 称为活化核心密度。K irichenko<sup>[4]</sup>等的研究表明, 低温液体核态沸腾的汽化核心密度与系统压力及壁面过热度有关

$$n = C_n \left[ \frac{h_{fg} \rho \Delta T_{\text{sup}}}{\sigma T_{\text{sat}}} \right]^m \quad (5)$$

其中,  $T_{\text{sat}}$  为液体饱和温度;  $\Delta T_{\text{sup}}$  为壁面过热度 ( $\Delta T_{\text{sup}} = T_w - T_{\text{sat}}$ );  $\sigma$  为液体表面张力。

$p/p_{cr} \geq 0.04$  时,  $C_n = 10^{-7}$ ,  $m = 2$ ,  $p_{cr}$  为临界压力;

$$p/p_{cr} < 0.04 \text{ 时, } C_n = 625 \times 10^{-16}, m = 3$$

II区内产生的气泡长大到一定尺寸后首先挣脱气穴, 然后沿壁面滑移至 OSV 处再脱离加热壁面。由于目前国内外公开发表的文献中尚没有关于该区域内气泡频率的报道, 本文假定 II区的气泡产生频率与 OSV 处的气泡挣脱频率相等, 可按下式计算:

$$f_{II} = \sqrt{\frac{4g(\rho_l - \rho_v)}{3d_{\text{OSV}}\rho_l}} \quad (6)$$

其中,  $d_{\text{OSV}}$  为 OSV 处的气泡直径。

式 (3) 中的  $q_e$  仍可按式 (2) 计算, 但此区内通道壁面并不是完全被液体占据, 因此单相对流传热面积重新定义为:

$$A_c = 1 - \frac{\pi}{4} d_w^2 n \quad (7)$$

### 2.3 III区

III区为 OSV 下游的区域。最初人们认为 OSV 下游的传热机理与 II区相同, 即认为沸腾一旦发生, 则壁面上就存在液体单相对流传热及液体汽化吸热两种传热机理, 整体的传热速率为两者之和, 如 Chen<sup>[5]</sup>, Liu<sup>[6]</sup> 等的模型均属此类。进一步研究<sup>[3, 7]</sup> 发现, 当气泡挣脱固体壁面以后, 气泡周围的过冷液体会填充壁面附近原来由气泡所占据的位置, 从而与

过热壁面形成一个激冷效应 (或称激冷传热), 这一过程本质上是液体非稳态导热。因此, 在 OSV 下游的区域内, 除了液体单相对流传热及液体汽化吸热外, 壁面上还存在第 3 种传热机理, 即液体的激冷传热 (传热速率为  $q_q$ )。于是有:

$$q_{\text{total}} = q_c + q_e + q_q \quad (8)$$

III区中液体的汽化传热速率与式 (4) 相似, 但各变量的物理意义不同

$$q_e = \frac{\pi}{6} d_{III}^3 \rho_v n f_{III} h_{fg} \quad (9)$$

其中,  $d_{III}$  为气泡挣脱直径;  $f_{III}$  为 III区内的气泡挣脱频率, 其计算式与式 (6) 相同, 只不过其中的气泡直径应替换为当地值  $d_{III}$ 。

K irichenko<sup>[8]</sup> 研究了低温液体的核态池沸腾, 指出气泡脱离直径可按下式计算:

$$d_{III} = 2C_{III} \left[ \frac{3}{2} \frac{\sigma}{(\rho_l - \rho_v) g} r_c \right]^{1/3} \quad (10)$$

其中,  $r_c$  为气穴半径, 可按下式<sup>[9]</sup> 计算:

$$r_c = \frac{2\sigma T_{\text{sat}}}{h_{fg} \rho_v \Delta T_{\text{sup}}} \quad (11)$$

Thomcroft<sup>[10]</sup> 等研究发现, 流动沸腾中的气泡挣脱直径要比相同壁面过热度条件下的池沸腾小, 因此引入修正系数  $C_{III}$ , 以便将 K irichenko 的池沸腾公式用于流动沸腾中, 计算中取  $C_{III} = 0.9$ 。

液体与壁面间的激冷传热机理只存在于 III区中, 根据 V iktor<sup>[11]</sup> 等的研究, 该传热分量的速率可按下式计算:

$$q_q = \frac{2}{\pi^{0.5}} f A_q (t_q \lambda_l \rho C_{p1})^{0.5} (T_w - T_l) \quad (12)$$

其中,  $\lambda_l$  为液体导热系数;  $t_q$  为 1 个气泡周期 ( $1/f$ ) 内激冷效应的作用时间。气泡脱离壁面后, 过冷液体与壁面间的激冷效应将一直持续到新的气泡产生为止, 这段从上一个气泡挣脱到下一个气泡产生所需要的时间通常称为气泡等待时间  $t_w$ 。可见, 激冷效应的作用时间与气泡等待时间相等 ( $t_q = t_w$ )。再定义气穴处某气泡从产生到挣脱所需要的时间为气泡生长时间  $t_g$ , 则气泡等待时间可以表示为:

$$t_w = 1/f - t_g \quad (13)$$

Bald<sup>[12]</sup> 研究发现, 低温液体气泡的生长时间与挣脱直径之间存在如下关系

$$d_{BD} = 4 \sqrt{\frac{3}{\pi}} J a_{\text{sup}} (1 + 1/\sqrt{3}) \sqrt{a_1 t_g} \quad (14)$$

其中,  $a_1$  为液体的热扩散系数;  $J a_{\text{sup}}$  为与壁面过

热度有关的 Jacob 数

$$Ja_{\text{sup}} = \frac{\rho_l C_{p,l} \Delta T_{\text{sub}}}{\rho_l h_{fg}} \quad (15)$$

Kennig<sup>[13]</sup>等研究发现, 气泡挣脱后形成的激冷效应会影响气泡周围一定范围内液体的传热, 单位固体表面积上受挣脱气泡影响的面积分数为:

$$A_q = 4.8 \exp\left[-\frac{Ja_{\text{sub}}}{80}\right] n \frac{\pi}{4} d_{11}^2 \quad (16)$$

其中,  $Ja_{\text{sub}}$  为与液体过冷度  $\Delta T_{\text{sub}}$  ( $\Delta T_{\text{sub}} = T_{\text{sat}} - T_1$ ) 有关的 Jacob 数, 其计算式与式 (15) 类似。

III 区内的单相对流传热速率可仍按式 (2) 计算, 只是其中的  $A_c$  需重新定义为:

$$A_c = 1 - A_q \quad (17)$$

#### 2.4 ONB 及 OSV 的确定

由图 2 可以看出, ONB 和 OSV 是各区域的分界点, 要采用前面建立的模型分析低温液体的流动沸腾过程, 就必须确定 ONB 及 OSV 的形成条件。

根据 Clausius-Clapeyron 方程, 壁面上凹坑或裂缝的口径与其成为气穴所要求的壁面过热度成反比, 这说明对于一定的壁面过热度, 口径较大的凹坑处将首先产生气泡。Basu<sup>[13,14]</sup>及 Thomcroft<sup>[10]</sup>等指出, 对于管道, 其表面上存在各种尺寸的凹坑或裂缝, 但只有那些能够捕获气体的部分才能产生气泡。若凹坑口径过大, 则会被液体填充而不能形成气穴。因此, 壁面上气穴的口径存在一个最大值  $d_{c, \text{max}}$ , 当壁面过热度超过某一值时, 这个气穴最先形成气泡, 其位置可定义为 ONB。这个最先形成气泡的气穴的口径一般规定为当地热边界层的厚度<sup>[10]</sup>

$$d_{c, \text{max}} = \delta = \frac{\lambda_l}{St \rho_l C_{p,l} u_l} \quad (18)$$

于是, ONB 点所对应的壁面过热度为:

$$\Delta T_{\text{sub, ONB}} = \frac{4\sigma T_{\text{sat}}}{d_{c, \text{max}} \rho_l h_{fg}} \quad (19)$$

Basu<sup>[13]</sup>等通过实验观测发现, 流动沸腾中气泡挣脱固体壁面的位置与液体过冷度有关, OSV 处的液体过冷度为:

$$\Delta T_{\text{sub, OSV}} = C_{\text{OSV}} \frac{q_{\text{total}}}{h_c} \quad (20)$$

其中, 系数  $C_{\text{OSV}}$  为经验系数, 按下式计算:

$$C_{\text{OSV}} = 0.7 \exp\left[-0.065 \frac{d_{\text{OSV}}}{\delta}\right] \quad (21)$$

### 3 模型的求解

以上分析了通道壁面上各段的传热机理并对其

进行了量化, 在低温液体的流动沸腾过程中, 除了壁面上存在传热传质过程外, 主流区内的质量、动量以及能量的传输过程对整体的传热效率也有着十分重要的影响。因此, 要准确描述这一过程, 必须综合考虑壁面与主流区以及两相流场内部各变量的传输过程。为此, 引入双流体模型, 将上述模型作为双流体模型相关方程的源项进行求解。双流体模型的基本形式及描述低温介质气液两相间动量、能量以及质量传输的封闭方程可参见文献 [15~17]。

数值计算的物理原型为一内径 10 mm, 长 1.0 m 的垂直圆管。过冷度为 3.8 K 的液氮以 0.5 m/s 的平均速度从圆管下部垂直向上流动; 管壁均匀加热, 热通量为 10.0 kW/m<sup>2</sup>; 出口压力为 0.7 MPa。由于流场具有轴对称性, 建立二维计算域进行数值计算, 计算域划分为 10 × 1 000 (半径方向 10 个网格, 长度方向 1 000 个网格) 个矩形网格。为了详细反映近壁区内的流动及传热特征, 径向网格从轴线向管壁逐渐加密, 如图 3 所示。考虑到气泡在挣脱加前壁面存在滑移现象, 将固体壁面对气相指定为滑移边界条件, 而液相在边界层内的速度满足对数分布。整套模型方程采用有限容积法进行离散, 并采用相间滑移算法 (Inter-Phase Slip Algorithm, IPSA-C) 求解, 当液相连续性方程的残差小于 0.1% 时认为计算收敛并退出迭代程序。

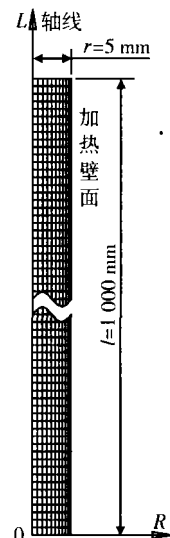


图 3 计算域网格结构

Fig 3 Mesh structure of computational domain

### 4 结果与分析

图 4 为沿流动方向上的壁面温度分布图, 图中的

横线代表液体的饱和温度。与图 2相对应,可根据壁面温度的变化将壁面沿流动方向分为 3 个区。其中 A 点以前的 I 区为液体单相对流传热区,该区内壁面温度上升很快。在 A 点处,壁面温度略高于液体饱和温度,液体开始气化,此后,由于液体气化吸收了一部分热量,壁面温度上升的速度变得缓慢,于是 A 点成为壁面温度分布的一个转折点,由此可以判断, A 点即 ONB。计算结果表明,壁面温度在 ONB 下游的某个位置 (B 点) 会有一定幅度的下跌。作者认为,壁面温度突然下跌是由于气泡挣脱固体壁面后冷液体与过热壁面形成的激冷效应造成的。因此, B 点可以看作是气泡开始挣脱固体壁面的位置,即 OSV。在 OSV 下游的 III 区中,壁面温度继续升高,但升高的速度逐渐减慢,并有趋于稳定的趋势。

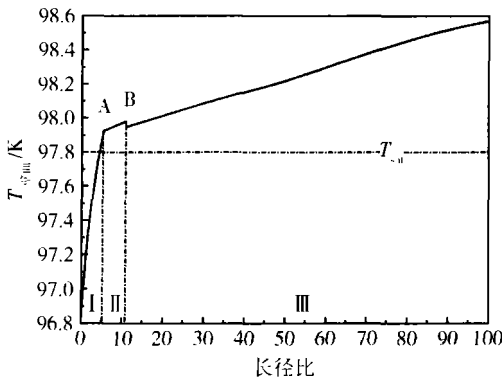


图 4 壁面温度分布

Fig 4 Distribution of wall temperature

由于 OSV 是气泡开始挣脱固体壁面的位置,因此除了借助壁面温度判断其位置外,还可以根据与气泡脱离有关的参数(如气泡直径及气泡频率等)进行判断,如图 5 所示。图中的气泡频率包括 II 区的气泡产生频率  $f_{II}$  及 III 中的气泡脱离频率  $f_{III}$ 。OSV 点以后,气泡脱离直径沿流动方向不断减小,这主要是由于随着沸腾的进行,通道内的两相体积流量及流速迅速增大,液体流速的增大将使气泡挣脱直径降低,这与 Thomcroff<sup>[10]</sup> 等的研究是一致的。由于气泡脱离频率与脱离直径的平方根成反比(式 6),因此  $f_{III}$  表现出与  $d_{III}$  相反的变化趋势。

图 6 为沿流动方向上各传热分量与壁面总热量比值的分布图。同样可以将壁面沿流动方向划分为 3 个区,其中 I 区内的壁面热通量完全通过单相对流传热传入液体; II 区中的壁面热通量则通过单相对流传热和液体汽化吸热传入液体; III 区中 3 种传

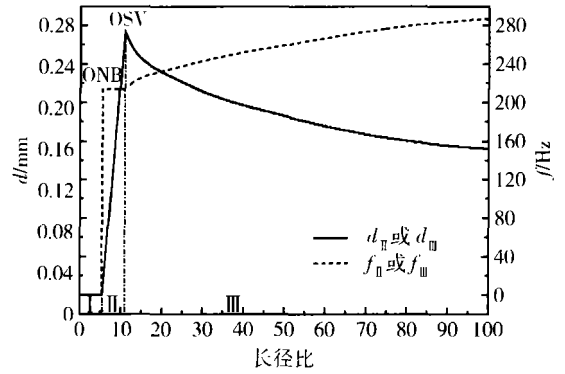


图 5 壁面上的气泡直径及气泡频率分布

Fig 5 Distribution of bubble lift-off diameter and frequency

热方式同时起作用。值得指出的是,激冷热通量在 OSV 出现突变,虽然该传热分量所占的比例一直不大,但正是由于 OSV 处出现的激冷效应才使得壁面温度在该处突然下跌(图 4)。

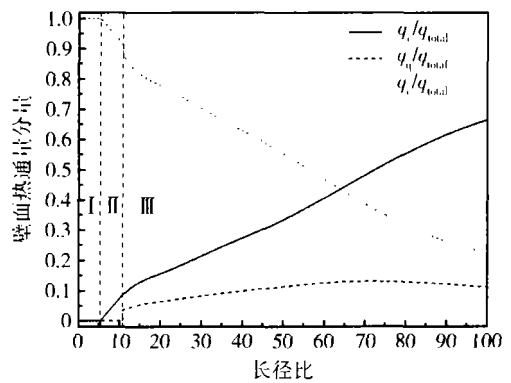


图 6 各传热分量沿流动方向的分布

Fig 6 Distribution of heat partitioning

图 7 为通道内液体温度分布的二维等值线图,从图中可以看出,通道内的液体温度沿半径方向单调升高,截面上液体温度的最大值位于壁面处。在管道出口附近,液体已达到饱和温度,截面上的液体温差很小,沸腾开始进入饱和沸腾阶段。图 8 为二维空泡份额分布的等值线图。一般认为,气泡在固体壁面上产生,然后在其向管道轴线运动的过程中又被液体冷凝,因此空泡份额的分布也会与液体温度的分布相似,即呈献出沿半径方向单调增大的变化过程。但是,本文数值预测的结果表明,除了沸腾刚开始的一小段距离内的空泡份额沿半径方向逐渐增大外,管内大部分的空泡份额沿半径方向先增大后减小,空泡份额的峰值出现在偏离壁面的位置。Lee<sup>[18]</sup> 等采用实

验方法研究了水在垂直环管内的流动沸腾过程,他们观测到了与本文数值计算相同的现象。分析认为,在沸腾开始的初始阶段,由于液体具有较大的过冷度,产生的气泡很快被液体冷凝,因此这个阶段内的空泡份额沿半径方向单调增大。随着沸腾的发生,一方面液体过冷度不断降低,另一方面壁面上的活化核心密度不断升高,脱离壁面后的气泡在运动的过程发生聚合,因此导致了空泡份额的峰值出现在偏离壁面的位置。

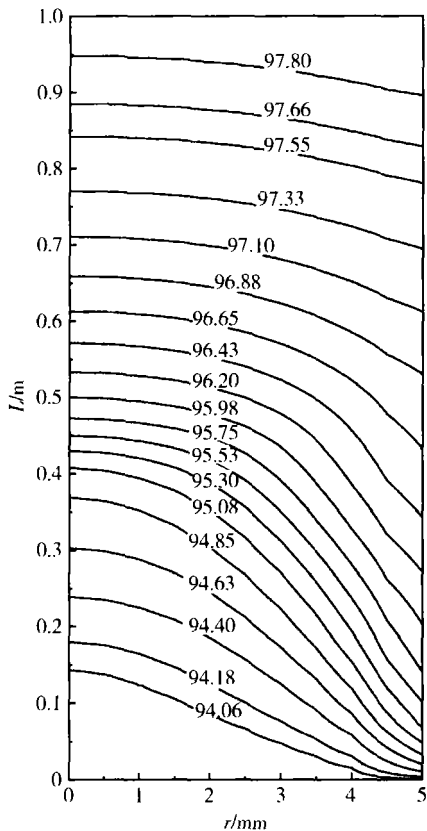


图 7 二维液体温度分布等值线图

Fig 7 Contour plot of 2-dimensional liquid temperature

## 5 结论

合理描述沿流动方向各区内的传热特征并确定各区的边界是准确预测低温液体流动沸腾过程的重要条件。研究分析了垂直通道内低温液体流动沸腾各区内的传热机理,建立了相应的理论模型并结合双流体模型实现了数值求解。新建立的模型对于实现低温液体流动沸腾过程的准确预测及加深对流动沸腾物理机制的认识具有积极意义,主要得出以下结论:

(1) 低温液体过冷流动沸腾通道可划分为 3 个

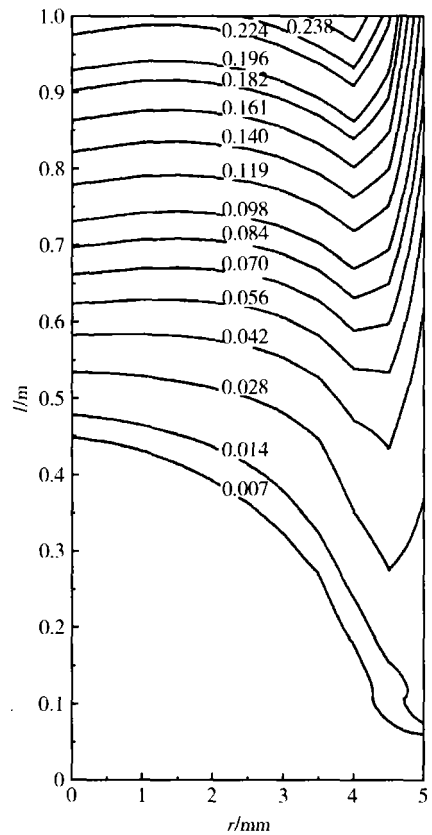


图 8 二维空泡份额分布等值线图

Fig 8 Contour plot of 2-dimensional void fraction

区,各区内存在不同的传热机理,准确识别并量化各种传热机理是分析低温液体流动沸腾的先决条件。

(2) 根据本文模型的数值预测结果可以判断各区的分界点,即确定 ONB 和 OSV 的位置。

(3) 流场内液体温度沿半径方向单调增大,而空泡份额沿半径方向呈先增大后减小的变化趋势。

## 参 考 文 献

- 1 Thome G E, Kulkarni J F, Mei R. An experimental investigation of bubble growth and detachment in vertical upflow and downflow boiling. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 1998, 41(23): 3857~3871
- 2 Kunjil N. Multidimensional effects in two-phase flow including phase change. Ph. D. Thesis, Rensselaer Polytechnic Institute, Troy, NY, USA, 1990
- 3 Basu N, Warriar G R, Ghir V K. Wall heat flux partitioning during subcooled flow boiling part-I model development. *Journal of Heat Transfer*, 2005, 127(2): 131~140
- 4 Kirichenko Yu A, Dolgoy M L, Levchenko N M, et al. A study of boiling of cryogenic liquids. *Heat Transfer - Soviet Research* 1976, 8(4):

(下转第 20 页)

于集成和扩充。

## 5 结果与讨论

图 7 所示为系统测量的液氦路温度变化曲线。图中曲线 A、B、C 是氦冷屏注入口、底部及液氦出口处传感器的温度变化曲线。记录了氦冷屏从降温到回温的温度变化,为实验中对低温系统运行状况和真空度分析提供了充分的数据资料。数据采集系统很好的测量和监控了低温系统,避免了因受热不均产生装置损坏。

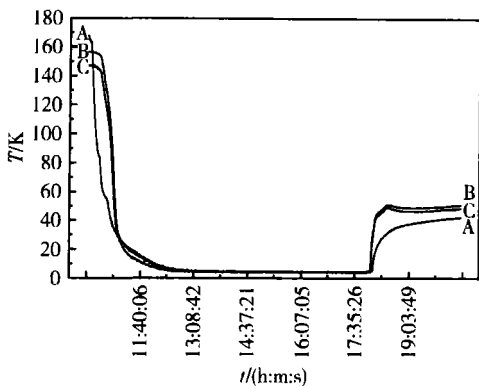


图 7 液氦路的降温及回温曲线

Fig 7 Graphical chart of helium system during temperature lowering and returning

图 8 所示为低温采集系统测量监控过程中的真空度变化曲线。从图中可以看出在液氦注入后,真空度急剧下降,这主要是因为中性化室内的  $O_2$ 、 $CO_2$  和

水蒸气被冷凝了;在氦冷屏达到液氦温度后,除氦气外所有的气体都被冷凝,此时真空系统的真空度已达到  $7.2 \times 10^{-6}$  Pa 可以满足实验运行要求了。

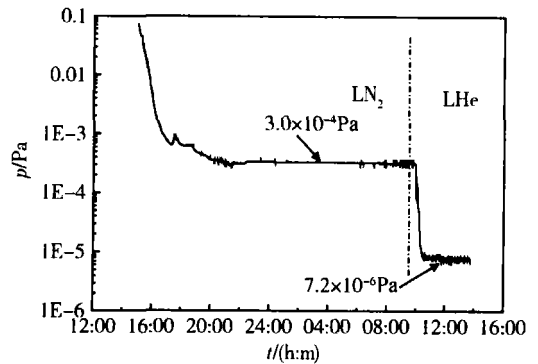


图 8 低温冷凝泵运行中真空度的变化曲线

Fig 8 Graphical chart of vacuum variety in cryocondensation pump during running

实验证明,该系统满足了温度采集和监控的要求,并对实验中降温过程的温度变化进行了实时采集、记录和保存。为实验人员提供了实时的温度数据和准确的实验记录。

## 参考文献

- 1 石秉人. 磁约束聚变原理与实践. 北京: 原子能出版社, 1999. 192~197
- 2 陈长琦, 葛锐, 等. 中性束注入器漂移管道用低温泵的设计. 真空科学与技术, 2005 25(2): 154~158
- 3 高桥清, 小长井诚. 传感器电子学. 北京: 宇航出版社, 1987. 73~77

(上接第 11 页)

63~72

- 5 Chen J C Correlation for boiling heat transfer to saturated fluids in convection flow. &EC Process Design and Development 1966, 5(3): 322~329
- 6 Liu Z W, Interton R H S. General correlation for saturated and subcooled flow boiling in tubes and annuli based on nucleate pool boiling equation. International Journal of Heat and Mass Transfer 1991, 34(11): 2759~2766
- 7 吴玉庭, 杨春信, 袁修干. 核态池沸腾的数值模拟. 化工学报, 2002 53(5): 479~486
- 8 Kirichenko Yu A, Sbbozhan L A, Shcherbakova N S. Analysis of quasi-static conditions of boiling onset and bubble departure. Cryogenics 1983 23(2): 110~112
- 9 Ramming R, Weiss R. Growth of vapour bubbles from artificial nucleation sites. Cryogenics 1991 31(11): 64~69
- 10 Thomcroft G E, Klausner J F, Mei R. Suppression of flow boiling nucleation. Journal of Heat Transfer 1997, 119(3): 517~526
- 11 Victor H, DelValle M, Kenning D B R. Subcooled flow boiling at high heat flux. International Journal of Heat and Mass Transfer 1985 28

(10): 1907~1920

- 12 Bad W B. Bubble growth constant for liquid hydrogen and liquid helium. Cryogenics 1976, 16(12): 709~712
- 13 Kenning D B R, Victor H D V M. Fully developed nucleate boiling overlap of areas of influence and interference between bubble sites. International Journal of Heat and Mass Transfer, 1981 24(6): 1025~1032
- 14 Basu N, Warrier G R, Ghir V K. Onset of nucleate boiling and active nucleation site density during subcooled flow boiling. Journal of Heat Transfer 2002, 124(4): 717~728
- 15 Yeoh G H, Tu J Y, Lee T, et al. Prediction and measurement of local two-phase flow parameters in a boiling flow channel. Numerical Heat Transfer Part A, 2002, 42(1-2): 173~192
- 16 李祥东, 汪荣顺, 顾安忠. 低温液体流动沸腾数值计算中的动量模拟. 低温与超导, 2004 118: 53~58
- 17 Li X D, Wang R S, Gu A Z. Numerical simulation of flow boiling of cryogenic liquids in tubes. In 20th International Cryogenic Engineering Conference, Beijing 2004
- 18 Lee T H, Park G C, Lee D J. Local flow characteristics of subcooled boiling flow of water in a vertical concentric annulus. International Journal of Multiphase Flow, 2002 28 1351~1368