

# 论小接触角下实现滴状冷凝的可能性<sup>\*</sup>

曹治觉<sup>1)2)</sup> 夏伯丽<sup>1)</sup> 张 云<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> 湖南师范大学理学院物理系,长沙 410081)

<sup>2)</sup> 中南大学能源与动力工程学院,长沙 410083)

(2003 年 3 月 12 日收到,2003 年 7 月 3 日收到修改稿)

通过分析液滴在临界态及后续冷凝过程中化学势的变化,解释了冷凝器混合冷凝的形成机理,并证明了如果降低壁面过冷度以及采用适当措施降低壁面液滴的脱落半径的话,实现稳定的小接触角的滴状冷凝是可能的.

关键词:混合冷凝,接触角,化学势

PACC:0570,6470

## 1. 引言

文献 1 从化学势变化的角度对液滴的冷凝过程进行了动态描述,给出了实现持续的 Brown 凝并的条件,结合冷凝器壁面液滴的脱落半径与接触角的关系,求出了水蒸气滴状冷凝时液滴接触角的最优选择范围为  $111^\circ$ — $114^\circ$ ,然而要达到这样大的接触角,目前表面改性技术还很难做到,且表面涂层的价格相当昂贵,不可能做到工业化大规模应用,因此,追求大接触角的壁面目前尚不可取.而传统的观点又一直认为,对水蒸气工质而言,只有当液滴静接触角  $\theta > 90^\circ$  时(非润湿状态),才有可能出现滴状冷凝.然而,近年来不断有实验发现,当  $\theta < 90^\circ$  时,经简单表面改性处理后的冷凝器壁面也能出现水蒸气的滴状冷凝现象,如文献 2 报道(见表 1 所示).另外,文献 3 也报道水蒸气在 Cu-Ti + O 表面形成静接触角  $\theta = 78^\circ$  的滴状冷凝.

表 1

材质	表面处理方面	冷凝方式	$\theta(^\circ)$
ICr18Ni9Ti (不锈钢)	机械抛光	约 90% 的表面滴状冷凝	83
	机械抛光后辉光离子氮化	约 80% 的表面滴状冷凝	88
	电化学机械抛光	约 90% 的表面滴状冷凝	79
	用细纱纸除污物和氧化膜	约 95% 的表面滴状冷凝	89

此现象早已引起国内外工程热物理学界的注意,而传统的凝结理论是无法解释的,文献 4 对此现象称之为混合冷凝,并提出冷凝形态的表面张力差判据

$$\Delta\gamma = \frac{1 - \cos\theta}{\beta}, \quad (1)$$

式中  $\Delta\gamma$  为液滴表面张力  $\gamma_L$  与冷凝表面的临界表面张力  $\gamma_c$  之差, $\beta$  为常数,该文取  $\beta = 0.03$ ,因而提出当  $0 < \Delta\gamma \leq 33.3$  时,冷凝形态为混合冷凝.由于(1)式中  $\beta$  的取值完全是凭经验取的,故上述判据为纯经验判据,缺乏热力学和统计物理的理论基础.文献 5 在文献 1 和 6 的基础上从气液相变的角度按接触角的大小将冷凝过程分为三类,并注意到了  $70^\circ < \theta < 90^\circ$  范围内的水蒸气冷凝时的热力学行为,但对接触角在上述范围内部分壁面形成滴状冷凝的机理及其稳定性问题缺乏定量分析.

本文在文献 1 和 6 的基础上对混合冷凝的形成机理及其稳定性进行了热力学分析,并进而证明了如果降低壁面过冷度加速壁面球冠形液滴的冷凝过程并采用适当措施降低壁面液滴的脱落半径的话,实现稳定的小接触角的滴状冷凝是可能的.

## 2. $70.67^\circ < \theta < 90^\circ$ 的水蒸气冷凝过程的热力学分析

文献 1 定义冷凝器内球形液滴和壁面球冠形

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(批准号:50276016)资助的课题.

液滴的临界半径  $r_{c球}$  和  $r_{c冠}$  所对应的液滴体积为临界体积,且

$$V_{c球} = \frac{4}{3} \pi \left[ \frac{2\sigma_{lv}V_a}{RT \ln(P_\beta/P_s)} \right]^3, \quad (2)$$

$$V_{c冠} = \frac{4}{3} \pi \left[ \frac{2\sigma_{lv}V_a}{RT \ln(P_\beta/P_s)} \right]^3 \times \frac{[2 + \cos\theta(1 + \cos\theta)]^{\frac{3}{2}}}{4(1 - \cos\theta)(2 + \cos\theta)^{\frac{3}{2}}}, \quad (3)$$

式中  $R$  为气体常数,  $T$  为气液两相平衡时的绝对温度,  $\sigma_{lv}$  为液滴表面张力系数,  $V_a$  为液滴的摩尔体积,  $\theta$  为液滴静接触角,  $P_\beta$  为气液两相平衡时的饱和蒸汽压,  $P_s$  为对应于温度  $T$  时平液面的饱和蒸汽压. 表 2 的计算值表明,  $V_{c冠}(70.67^\circ < \theta < 90^\circ) < V_{c球}$ . 如果从分子聚集的角度看, 由于形成  $r > r_{c冠}$  的壁面球冠形液滴所需的气相分子数较形成  $r > r_{c球}$  的球形液滴所需的气相分子数要少, 故壁面球冠形液滴较冷凝器内部空间的球形液滴更易形成. 但由文献 [7] 可知

$$\mu_{c球}^a = \mu_a(p_s, T) + \left( p_\beta - p_s + \frac{2\sigma_{lv}}{r_{c球}} \right) V_a, \quad (4)$$

$$\mu_{c冠}^a = \mu_a(p_s, T) + \left\{ p_\beta - p_s + \frac{2\sigma_{lv}}{r_{c冠}} \times \left[ \frac{2 + \cos\theta(1 + \cos\theta)}{(1 - \cos\theta)(2 + \cos\theta)} \right] \right\} V_a, \quad (5)$$

令  $\mu_{c冠}^a = \mu_{c球}^a$  解得

$$r_{c冠}^a = r_{c球}^a \left[ \frac{2 + \cos\theta(1 + \cos\theta)}{(1 - \cos\theta)(2 + \cos\theta)} \right] = r_{c球}^a f_1(\theta), \quad (6)$$

式中

$$f_1(\theta) = \frac{2 + \cos\theta(1 + \cos\theta)}{(1 - \cos\theta)(2 + \cos\theta)}.$$

令  $r_{c冠}^a = r_{c球}^a \cdot \left[ \frac{2 + \cos\theta(1 + \cos\theta)}{(1 - \cos\theta)(2 + \cos\theta)} \right]$ , 当  $70.67^\circ < \theta < 90^\circ$  时, 显然, 形成后的壁面球冠形液滴当其  $r_{c冠}^a \leq r_{c冠}^a$  时, 由于  $\mu_{c冠}^a \geq \mu_{c球}^a$ , 故此时冷凝器内尚不可能发生曲率半径超过  $r_{c球}$  的球形液滴在 Brown 运动背景下朝壁面球冠形液滴的定向漂移过程——Brown 凝并, 同时黏附在壁面的  $r > r_{c冠}$  的球冠形液滴也不可能因其化学势较球形液滴高而向后者作任何脱离壁面的迁移运动. 这时冷凝器内部只有气相分子向着曲率半径大于  $r_{c球}$  和  $r_{c冠}$  的球形液滴和壁面球冠形液滴的不断凝聚的气—液相变过程, 以上便是  $70.67^\circ < \theta < 90^\circ$  的单个液滴冷凝的初始阶段的情况. 而文献 [1] 和 [6] 已经证明, Brown 凝并是区分滴状冷

凝和膜状冷凝的主要标志, 因此, 在上述接触角下, 当  $r_{c冠}^a < r_{c冠}^a$ , 滴状冷凝不可能发生; 在一定过冷度下, 壁面球冠形液滴较冷凝器内部球形液滴的冷凝速度大. 当  $r_{c冠}^a > r_{c冠}^a$  时, 由于这时  $\mu_{c球}^a |_{r_{c冠}^a > r_{c冠}^a} > \mu_{c冠}^a$ , 这部分液滴便有可能产生 Brown 凝并, 故产生滴状冷凝是可能的.

另外, 还由 (3) (4) 式可知, 随着上述气—液相变过程的继续, 由于  $r_{c冠}^a$  和  $r_{c球}^a$  的增大,  $\mu_{c冠}^a$  和  $\mu_{c球}^a$  均要减小, 但由于  $\mu_{c冠}^a = \mu_{c球}^a = \mu_\beta$ , 于是便有了一个共同的参考点来研究  $\mu_{c冠}^a$  和  $\mu_{c球}^a$  的减少, 现在分别以  $-(d\mu_{c冠}^a/dV_{c冠})_c$  和  $-(d\mu_{c球}^a/dV_{c球})_c$  表示球冠形液滴和球形液滴在临界半径处冷凝时每凝聚单位数量的气相分子所引起的化学势的减少量, 由文献 [1] 有

$$-\left(\frac{d\mu_{c球}^a}{dV_{c球}}\right)_c = \frac{[RT \ln(P_\beta/P_s)]}{4\pi(2\sigma_{lv}V_a)^{\frac{2}{3}}}, \quad (7)$$

$$-\left(\frac{d\mu_{c冠}^a}{dV_{c冠}}\right)_c = \frac{[RT \ln(P_\beta/P_s)]}{4\pi(2\sigma_{lv}V_a)^{\frac{2}{3}}} f_2(\theta), \quad (8)$$

式中

$$f_2(\theta) = \frac{4(1 - \cos\theta)(2 + \cos\theta)^{\frac{3}{2}}}{[2 + \cos\theta(1 + \cos\theta)]^{\frac{3}{2}}(2 - 3\cos\theta + \cos^3\theta)}. \quad (9)$$

接触角对  $-\left(\frac{d\mu_{c冠}^a}{dV_{c冠}}\right)_c$  的影响因子  $f_2(\theta)$  随  $\theta$  的变化情况示图 1, 其计算结果列于表 2.

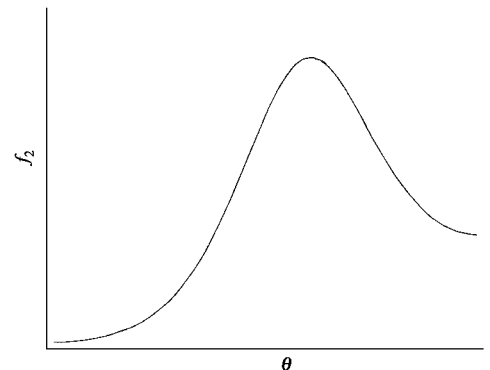


图 1  $f_2$  随  $\theta$  的变化

由图 1 和表 2 可知

$$-(d\mu_{c冠}^a/dV_{c冠})_c |_{70.67^\circ < \theta < 90^\circ} > -(d\mu_{c球}^a/dV_{c球})_c. \quad (10)$$

由于具有临界半径的液滴化学势都是相等的, 由 (10) 式可知, 在上述接触角范围内, 由于球冠形液滴的化学势下降要比球形液滴快, 而且还由于壁面冷凝系数与壁面过冷度成正比, 于是, 在壁面足够的过冷度下, 壁面球冠形液滴的化学势将有可能低于冷

凝器内部空间球形液滴的化学势,为使系统总 Gibbcs 函数减少,冷凝器内便会发生曲率半径超过  $r_{c球}^a$  的球形液滴在 Brown 运动背景下向化学势较低的壁面球冠形液滴的定向漂移过程,即 Brown 凝并,而吞并了球形液滴的球冠形液滴则体积骤增而化学势骤减,使得两类液滴的化学势之差更加悬殊,从而导致球形液滴向球冠形液滴的‘聚并’愈演愈烈,这进一步从理论上提供了在上述小接触角范围内实现滴状冷凝的可能性.然而对于  $\theta < 70.67^\circ$  的情况,由表 2 可知,这时  $V_{c冠}^a(\theta < 70.67^\circ) > V_{c球}^a$ ,  $-\left[\frac{d\mu_{冠}^a}{dV_{冠}^a}\right]_c \Big|_{\theta < 70.67^\circ} < -\left[\frac{d\mu_{球}^a}{dV_{球}^a}\right]_c$ ,如果要使其化学势低于球形液滴的化学势的话,则其曲率半径至少应为球形液滴的曲率半径的 1.565 倍,而由文献[7]的表 2 可知,对于相同曲率半径的球形液滴和球冠形液滴而言,这时  $\mu_{冠}^a(\theta < 70.67^\circ) \gg \mu_{球}^a$ ,故液滴冷凝是根本不可能出现的.因此我们说  $\theta = 70.67^\circ$  为理论上可能出现液滴

冷凝的最小静接触角.但是正是由于上述原因,在  $\theta = 70.67^\circ$  时,要出现滴状冷凝也是很不容易的.这要求壁面的过冷度很高,使壁面球冠形液滴的曲率半径能很快超过球形液滴的曲率半径(即  $r_{冠}^a \gg r_{球}^a$ ),但这时壁面液滴会相互融并而形成膜状冷凝或沟流.显然,当  $\theta$  越接近  $70.67^\circ$ ,如果壁面过冷度又小,则发生在壁面球冠形液滴处的气—液相变过程进行将会比较缓慢,这时壁面  $r_{冠}^a < r_{冠}^a$  较难实现,因而壁面球冠形液滴在冷凝过程中的化学势可能始终高于球形液滴的化学势,这时便不可能出现 Brown 凝并,只能膜状冷凝.相反,如果  $\theta$  越接近  $90^\circ$ ,由表 2 可知,由于这时壁面液滴的临界体积已明显小于球形液滴的临界体积,且  $-\left[\frac{d\mu_{冠}^a}{dV_{冠}^a}\right]_c > -\left[\frac{d\mu_{球}^a}{dV_{球}^a}\right]_c$ ,这时只要  $r_{冠}^a$  稍大于  $r_{球}^a$ ,便能产生 Brown 凝并,故这时对壁面过冷度的要求较小,因而滴状冷凝越容易出现.以上便是在  $70.67^\circ < \theta < 90^\circ$  的小接触角下出现滴状冷凝的原因和特点,这也是文献[2]和[3]的实验结果.

表 2

$\theta(^{\circ})$	$r_c^a/\text{nm}$	$V_c/\text{nm}^3$	$-\left(\frac{d\mu_{冠}^a}{dV_{冠}^a}\right)/\text{J}\cdot\text{nm}^{-3}$	$r_c^a/\text{nm}$	$f_1(\theta)$	$f_2(\theta)$
15	139.6	$1.937 \times 10^5$	$2.382 \times 10^{-2}$	169.4	38.55	$1.987 \times 10^{-2}$
30	34.07	$2.131 \times 10^3$	$1.108 \times 10^{-1}$	66.12	9.415	$1.082 \times 10^{-1}$
45	14.63	761.6	$3.103 \times 10^{-1}$	47.52	4.045	$2.588 \times 10^{-1}$
60	7.958	329.7	0.7165	14.97	2.200	0.5976
68	6.125	223.4	1.058	11.17	1.694	0.882
70.67		197.4	1.199	10.85	1.565	1.000
75	5.025	164.9	2.015	8.783	1.389	1.671
90	3.612	98.70	2.400	5.390	1.000	2.011
105	2.984	76.33	3.078	3.320	0.8948	2.568
110	2.885	74.69	3.147	2.808	0.7978	2.624
111	2.865	74.59	3.174	2.713	0.7937	2.661
114	2.838	75.49	3.144	2.445	0.7849	2.621
115	2.830	75.76	3.119	2.360	0.7825	2.592
117	2.819	77.87	3.032	2.197	0.7793	2.531
120	2.808	78.23	3.026	1.969	0.7777	2.522
125	2.829	83.74	2.822	1.624	0.7820	2.352
135	2.983	99.68	2.362	1.058	0.8124	1.970
150	3.221	138.2	1.710	0.4598	0.8904	1.425
165	3.499	179.3	1.318	0.1153	0.9676	1.098
180(球形液滴)	3.612	197.4	1.199	0	1.000	1.000

另外,在上述静接触角范围内形成滴状冷凝的必要条件还有壁面液滴能否迅速脱落.众所周知,脱落半径  $r_e^a$  越大,液滴对壁面的黏附越强,即使存在 Brown 凝并,但如果  $r_e^a$  过大,则增大的壁面液滴有可能彼此相连成液膜,形成膜状冷凝和沟流.

文献 8 给出了冷凝器竖壁上纯水液滴在静接触角  $\theta$  下的脱落半径

$$r_e^a = \left[ \frac{12\sigma_{lv}(1 + \cos\theta)\sin^2\theta}{\rho g(3 - 8\cos\theta + 6\cos^2\theta - \cos^4\theta)} \right]^{1/2}, \tag{11}$$

计算得知,当  $70.67^\circ < \theta < 90^\circ$  时,  $5.390\text{mm} < r_e^a < 10.85\text{mm}$ (见表 2),显然,当  $\theta$  接近于  $70.67^\circ$  时,  $r_e^a$  接近  $10.85\text{mm}$ ,这时即使对于满足  $r_{\text{冠}}^a > r_{\text{冠}}^a$  条件的壁面球冠形液滴而言,这些液滴尚未增大至  $r_e^a$  时便可能相连成液膜,形成膜状冷凝,这是常见的情形;而当  $\theta$  接近于  $90^\circ$  时,这时  $r_e^a \approx 5.390\text{mm}$ ,在一定的过冷度下,这时壁面球冠形液滴在

$$r_{\text{冠}}^a > r_{\text{球}}^a \left[ \frac{2 + \cos\theta(1 + \cos\theta)}{(1 - \cos\theta)(2 + \cos\theta)} \right]$$

时其化学势将一直低于球形液滴的化学势,因而能产生 Brown 凝并,但由于冷凝器壁面球冠形液滴数随其曲率半径  $r_e^a$  呈某种统计分布<sup>[9]</sup>,故在确定的热状态下,上述曲率半径范围内的球冠形液滴在整个冷凝器壁面当占有一定的比例,我们不妨设液滴按  $r_{\text{冠}}^a$  的尺寸分布函数为  $\varphi(r_{\text{冠}}^a)$ ,  $\varphi(r)dr = dn$  则为单位面积的冷凝表面上凝聚的曲率半径在  $(r, r + dr)$  之间的球冠形液滴数,那么,如果  $\Delta n_1$  为单位面积冷凝壁面上能够产生 Brown 凝并的液滴数的话,显然

$$\Delta n_1 = \int_{r_{1\text{冠}}^a}^{r_e^a} \varphi(r)dr, \tag{12}$$

而

$$\Delta n_2 = \int_{r_{e\text{冠}}^a}^{r_{1\text{冠}}^a} \varphi(r)dr, \tag{13}$$

则为单位面积壁面上不能实现 Brown 凝并的液滴数.对这部分液滴而言,只能形成膜状冷凝或沟流.可以看出,当  $\theta$  越是接近  $90^\circ$ ,由于  $r_e^a$  也越小,出现滴状冷凝的可能性也越大.这便是上述小接触角下出现部分滴状冷凝的原因,这也是混合冷凝的特点.冷凝器壁面出现了表 1 所示的部分滴状冷凝现象便证实了这一点.显然,文献 2 对此现象的解释是牵强的.

众所周知,脱落直径越大,冷凝器壁面残液量就

越多,冷凝换热系数也就越小<sup>[10]</sup>,在小接触角下实现滴状冷凝的另一关键便在于如何减小脱落半径  $r_e^a$  以使壁面残液量尽可能少,文献 11 考虑到重力对冷凝器竖壁上的液滴的作用以及横掠气流对液滴脱落半径  $r_e^a$  的影响,得到无风时  $r_e^a$  的表达式

$$r_e^a = \left\{ \frac{6\sigma_{lv} \left( \frac{\sin\theta_A + \sin\theta_R}{\pi - (\theta_A - \theta_R)} - \frac{\sin\theta_A + \sin\theta_R}{\pi + (\theta_A - \theta_R)} \right)}{\rho g \left( \text{tg} \frac{\theta_A + \theta_R}{4} \right) \left[ 3 + \left( \text{tg} \frac{\theta_A + \theta_R}{4} \right)^2 \right]} \right\}^{1/2}, \tag{14}$$

式中  $\theta_A$  和  $\theta_R$  分别为前进和后退接触角,文献 12 的实验结果表明:只有当  $\theta_R > 40^\circ$  时,水蒸气才会在冷壁表面上呈滴状冷凝,按照我们的理论计算,这相当于静接触角  $\theta = 70.67^\circ$ .

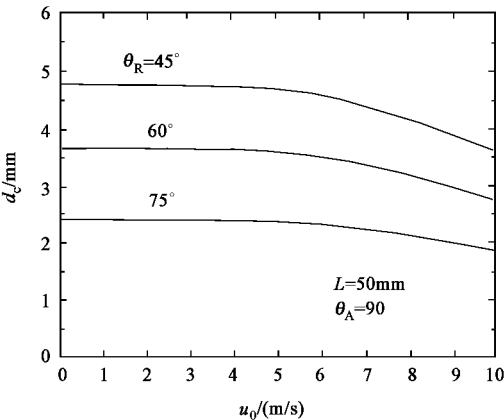


图 2  $u_0$  对  $d_c$  的影响

图 2 引自文献 11 的计算结果,该图的参变量为后退接触角  $\theta_R$ ,而前进接触角取定值  $\theta_A = 90^\circ$ ,这基本上在我们所讨论的小接触角  $70.67^\circ < \theta < 90^\circ$  的范围(此处  $\theta$  为静接触角).图中可见,风速  $u_0$  小于  $4\text{m/s}$  时,风速对液滴的脱落直径无影响;风速大于  $4\text{m/s}$  时,液滴的脱落直径随风速的增加而减小,并且风速越高,脱落直径减小得越快.  $u_0 = 10\text{m/s}$  时,与无风时 ( $u_0 = 0$ ) 相比,无论  $\theta_R$  值如何,液滴的脱落直径均减少 22%—25%.这样,只要适当提高风速,即使对  $\theta$  接近于  $70.67^\circ$ ,只要满足  $r_{\text{冠}}^a > r_{\text{冠}}^a$  的条件,仍有相当多的液滴能出现 Brown 凝并,或者说,仍有相当大的壁面出现滴状冷凝.

3. 结 论

1. 水蒸气在冷壁上出现滴状冷凝的最小静接触角为  $70.67^\circ$ ,在  $70.67^\circ < \theta < 90^\circ$  的小接触角范围内,

当  $r_{冠}^a > r_{冠}^e$  时, 由于  $\mu_{冠}^a(70.67^\circ < \theta < 90^\circ) < \mu_{球}^a$ , 且  $-\left[\frac{\partial \mu_{冠}^a}{\partial V_{冠}^a}\right]_e \Big|_{70.67^\circ < \theta < 90^\circ} > -\left[\frac{\partial \mu_{球}^a}{\partial V_{球}^a}\right]_e$ , 加之壁面单位面积的液滴数按其曲率半径  $r_{冠}^a$  呈统计分布, 冷凝器壁面将部分出现滴状冷凝. 而且, 这种滴状冷凝随着  $\theta$  趋近于  $90^\circ$  而增强, 而对于  $\theta$  越接近于  $70.67^\circ$  的壁面球冠形液滴而言, 即使其中某些液滴满足  $r_{冠}^a > r_{冠}^e$ , 但由于其脱落半径  $r_e^a$  过大, 因 Brown 凝并而迅速长大的液滴不易从壁面脱落, 故仍可能出现膜状冷凝. 这是与静接触角  $\theta > 90^\circ$  时不同之处.

2. 在上述静接触角范围内产生滴状冷凝的条件为
- (1) 增加壁面过冷度使壁面球冠形液滴的  $r_{冠}^a$  能尽快大于  $r_{球}^a \cdot \left[\frac{2 + \cos\theta(1 + \cos\theta)}{(1 - \cos\theta)(2 - \cos\theta)}\right]$ ;
- (2) 在冷凝器内增加风速  $u_0$ , 特别是对静接触角越接近于  $70.67^\circ$  的壁面, 风速可适当提高以减小脱离半径  $r_e^a$ .
3. 在上述小接触角范围内实现部分滴状冷凝是可行的.

[ 1 ] Cao Z J 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 25 ( in Chinese ) 曹治觉 2002 物理学报 **51** 25 ]

[ 2 ] Zhang D C *et al* 1987 *Journal of Chemical and Engineering* , 3 , 258 ( in Chinese ) 张东昌等 1987 化工学报 3 , 258 ]

[ 3 ] Song Y J , Zhang D C , Lin J F 1991 *Journal of Chemical and Engineering* 1 , 119 ( in Chinese ) 宋永吉、张东昌、林纪方 1991 化工学报 1 , 119 ]

[ 4 ] Ma X H 1994 Doctorate Thesis ( in Chinese ) 马学虎 1994 博士论文 ]

[ 5 ] Wu X M , Wang W C 2001 *The 10th anniversary meeting of Chinese Engineering Thermal Physics Society ;Proceedings of Heat Conduction Media* . 013129 ( in Chinese ) 吴晓敏、王维诚 2001 中国工程热物理学会第十届年会 , 传热传质学论文集 10 013129 ]

[ 6 ] Cao Z J , Guo Y 2002 *Journal of Thermal Physics* **23** 5 ( in Chinese ) [ 曹治觉、郭 愚 2002 工程热物理学报 **23** 5 ]

[ 7 ] Cao Z J , Guo Y 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 1827 ( in Chinese ) 曹治觉、郭 愚 1999 物理学报 **48** 1827 ]

[ 8 ] Yue D T , Sun Y Q , Liu H Z 1997 *Journal of Thermal Physics* **18** 529 ( in Chinese ) 岳丹婷、孙玉清、刘惠枝 1997 工程热物理学报 **18** 529 ]

[ 9 ] Cologol A. II , Ucalemko B. II , TBT , 1967 , Tou5. No. 6. 1032 - 1039

[ 10 ] Tsuruta T , Tanaka H 1996 *Int J. Heat Mass Transfer* **14** 2779

[ 11 ] Min J X , Peng X F , Wang X D 2001 *The 10th anniversary meeting of Chinese Engineering Thermal Physics Society ;Proceedings of Heat Conduction Media* . 013138 ( in Chinese ) 闵敬新、彭晓峰、王晓东 2001 中国工程热物理学会第十届年会 : 传热传质学论文集 013138 ]

[ 12 ] Min J C , Webb R L 2000 *Exp. Thermal and Fluid Sci.* **22** 175

# The possibility for realizing dropwise condensation with small contact angle \*

Cao Zhi-Jue<sup>1 2)</sup> Xia Bo-Li<sup>1)</sup> Zhang Yun<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> Department of Physics , Hunan Normal University , Changsha 410081 , China )

<sup>2)</sup> College of Energy and Dynamical Engineering , Central South University , Changsha 410083 , Chian )

( Received 12 March 2003 ; revised manuscript received 3 July 2003 )

## Abstract

In this paper we analyze the variation in the chemical potential of the liquid droplets at the critical state and the condensation that follows , and discuss the mechanism of mixed condensation. It is proved that there is a possibility of realizing dropwise condensation with small contact angle when the super cooling of the condenser surface reduces and the dropoff radius of the droplet on the surface reaches a small value through certain appropriate methods.

**Keywords :** mixed condensation , contact angle , chemical potential

**PACC :** 0570 , 6470

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 50276016 ).