

冷凝器滴状冷凝的动态描述及接触角的选择*

曹治觉

(湖南师范大学物理系,长沙 410081;中南大学应用物理与热能工程系,长沙 410083)

(2000 年 9 月 30 日收到 2001 年 7 月 3 日收到修改稿)

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,求出了滴状冷凝时液滴接触角的最优选择范围.

关键词:化学势,临界体积, Brown 凝并,接触角脱落半径

PACC: 0570, 6470

1 引 言

滴状冷凝是现有传热现象中具有最高传热系数的过程^[1].从 20 世纪 30 年代发现这种现象以来^[2],传热研究者一直致力于工业生产上的应用,但至今仍未能实现.而有关滴状冷凝的热物理过程机理却一直一直是热能工程界努力探索的课题^[3-6],为了实现滴状冷凝,实验工作者一般都在尽量设法增大冷凝器壁面液滴的接触角,这往往带有一定的盲目性.文献 [7] 从汽液相变的角度研究了滴状冷凝优于膜状冷凝的物理本质,应用自由能判据证明了冷凝器壁面液滴的力学平衡条件和相平衡条件均与接触角有关,并证明了当壁面液滴与壁面的接触角大于 90° 时,冷凝器壁面液滴的化学势将小于同曲率的球形液滴的化学势,另外,在相同饱和比下,壁面球冠形液滴的临界半径也小于球形液滴的临界半径;而在接触角小于 90° 时,情况则恰好相反.因而作者将最低化学势和最小临界半径所共同对应的液滴接触角 (120°) 定为最佳接触角.然而,在该文中,作者忽略了最小临界半径对应的球冠形液滴体积并非最小临界体积,从分子聚集的角度看,显然,形成具有临界半径的液滴所需分子数越少,这种液滴越容易形成,因此决定壁面球冠形液滴开始凝聚的几何参量并非临界半径而应为临界体积.为此本文求出了当接触角 $\theta \approx 111^\circ$ 时对应的球冠形液滴的临界体积将最小.但液滴的冷凝过程是一个化学势不断变化的动态过程,而化学势又是表征相变趋势的重要物理量,因此,必须从开始冷凝到尔后继续凝聚长大直至脱落

这一整个动态过程来考察壁面球冠形液滴的化学势的变化情况.本文为此证明了在临界状态下,当液滴凝聚相同数量的气相分子时,接触角大于 70° 的冷凝器壁面球冠形液滴的化学势的减少量将大于冷凝器内部球形液滴的化学势的减少量,并且具有最小临界体积的球冠形液滴这时化学势的减少量将最大;而当液滴继续凝聚长大时,对于具有相同曲率半径的球冠形液滴和球形液滴而言,每凝聚相同数量的气相分子 $0 < \theta < 114^\circ$ 的球冠形液滴化学势的减少要大于球形液滴化学势的减少, $114^\circ < \theta < 180^\circ$ 的球冠形液滴的化学势的减少要小于球形液滴的化学势的减少.这样,在整个冷凝过程中,只要适当选择接触角,便会在冷凝器内部的球形液滴和壁面球冠形液滴之间出现越来越大的化学势的差异,作为冷凝相变过程趋向的标志,这种化学势的差异必将导致 Brown 凝并,这种 Brown 凝并实质上是曲率半径超过 $r_{\text{球}}$ 的球形液滴在 Brown 运动的背景下向化学势较低的壁面球冠形液滴的定向漂移过程;此外,还应考虑到滴状冷凝时冷凝器竖壁上的液滴不可能无限长大,因而存在一个脱落半径,对单一疏液性材料表面而言,这一脱落半径也与接触角有关,当然从降低热阻提高冷凝传热系数的角度看,脱落半径似乎越小越好,但过小的脱落半径对应的接触角 ($\theta > 114^\circ$ 时) 又将使壁面球冠形液滴在冷凝过程中的化学势的减少量小于同曲率的球形液滴的化学势减少量,因而前述的 Brown 凝并不能持续维持;同时,过小的脱落半径对应的接触角由于与 111° 相差太大,则相应的壁面液滴的临界体积也较大,因而导致壁面液滴不

* 湖南省教委基金(批准号 2900641)资助的课题.

易凝结. 上述三个互相制约的因素又都与接触角有关, 这样, 便为我们选择最优接触角提供了较为全面的理论依据. 根据我们的计算结果, 对常见的蒸汽动力装置(工质为水蒸气), 接触角当以 111° — 114° 为宜, 对其他工质(如 R717(氨)和 HCFCs(氟利昂)等制冷剂), 本文所用方法也同样适用, 但由于这些工质的热物性参量不同, 最优接触角的选择范围也会有所不同.

2 滴状冷凝时液滴的临界体积及化学势的变化

我们定义冷凝器内球形液滴和壁面球冠形液滴的临界半径 $r_{\text{球}}$ 和 $r_{\text{冠}}$ 所对应的液滴体积称为临界体积, 由文献 [7] 知

$$r_{\text{球}} = \frac{2\sigma_{\text{lv}} v_{\alpha}}{RT \ln(P_{\beta}/P_s)}, \quad (1)$$

$$r_{\text{冠}} = \frac{2\sigma_{\text{lv}} v_{\alpha}}{RT \ln(P_{\beta}/P_s)} \left[\frac{2 + \cos\theta(1 + \cos\theta)}{(1 - \cos\theta)(2 + \cos\theta)} \right], \quad (2)$$

于是球形液滴和壁面球冠形液滴的临界体积分别为

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

$$v_{\text{冠}} = \frac{2}{3} \pi r_{\text{冠}}^3 - \pi r_{\text{冠}}^3 \cos\theta + \frac{\pi}{3} r_{\text{冠}}^3 \cos^3\theta \\ = \frac{1}{3} \pi \left[\frac{2\sigma_{\text{lv}} v_{\alpha}}{RT \ln(P_{\beta}/P_s)} \right]^3 \left[\frac{2 + \cos\theta(1 + \cos\theta)}{(1 - \cos\theta)(2 + \cos\theta)} \right]^3 \\ \cdot (2 - 3\cos\theta + \cos^3\theta), \quad (4)$$

式中, R 为气体常数, T 为汽液两相平衡时的绝对温度, σ_{lv} 为液滴表面张力系数, v_{α} 为液滴的摩尔体积, θ 为液滴的接触角, P_{β} 为汽液两相平衡时饱和蒸汽的压强, P_s 为对应于温度 T 时平液面的饱和蒸汽压. 令

$$\frac{d}{d\theta} \left\{ \left[\frac{2 + \cos\theta(1 + \cos\theta)}{(1 - \cos\theta)(2 + \cos\theta)} \right]^3 \cdot (2 - 3\cos\theta + \cos^3\theta) \right\} = 0. \quad (5)$$

不难求得 $v_{\text{冠}}$ 在 $\theta \approx 111^\circ$ 时取得最小值.

当然, 单凭这一点, 我们还是不能将 $\theta \approx 111^\circ$ 便定为最优接触角, 因为临界体积小, 仅仅只是说明在相同饱和比下, 壁面球冠形液滴在这种接触角(约 111°)下能较其他接触角下早些开始发生冷凝而已, 至于在同一饱和比下所形成的两种液滴在尔后的凝聚过程中的化学势的变化情况才是我们更为关心的问题.

众所周知, 驱动汽液相变发生的动力为两相化学势之差, $\mu^{\beta} - \mu^{\alpha}$ 越大, 则冷凝过程进行越快, 由于在冷凝器中, 液滴的冷凝过程实际上是一个液滴不断长大的动态过程, 因此我们不仅要注意液滴在冷凝过程中某些物理量的取值(如文献 [7] 的工作), 而且更要注意尔后液滴长大直至脱落这一动态过程中液滴这些物理量——特别是化学势——随着液滴体积增加而变化的规律, 为此, 有必要回顾一下文献 [7] 所导出的有关球形液滴和壁面球冠形液滴的力学平衡条件和化学势的公式.

$$P_{\text{球}}^{\alpha} - P_{\beta} = \frac{2\sigma_{\text{lv}}}{r_{\text{球}}}, \quad (6)$$

$$P_{\text{冠}}^{\alpha} - P_{\beta} = \frac{2\sigma_{\text{lv}}}{r_{\text{冠}}} \left[\frac{2 + \cos\theta(1 + \cos\theta)}{(1 - \cos\theta)(2 + \cos\theta)} \right], \quad (7)$$

$$\mu_{\text{球}}^{\alpha} = \mu_{\alpha}(P_s, T) + \left(P_{\beta} - P_s + \frac{2\sigma_{\text{lv}}}{r_{\text{球}}} \right) v_{\alpha}, \quad (8)$$

$$\mu_{\text{冠}}^{\alpha} = \mu_{\alpha}(P_s, T) + \left\{ P_{\beta} - P_s + \frac{2\sigma_{\text{lv}}}{r_{\text{冠}}} \left[\frac{2 + \cos\theta(1 + \cos\theta)}{(1 - \cos\theta)(2 + \cos\theta)} \right] \right\} v_{\alpha}. \quad (9)$$

为了比较在不同接触角下 $r_{\text{冠}}$ 与 $r_{\text{球}}$ 以及 $\mu_{\text{冠}}^{\alpha}$ 与 $\mu_{\text{球}}^{\alpha}$ 的差异, 令

$$f_1(\theta) = \frac{2 + \cos\theta(1 + \cos\theta)}{(1 - \cos\theta)(2 + \cos\theta)}, \quad (10)$$

对 θ 取不同值, 结合表 1 中 $f_1(\theta)$ 的计算值, 由(1), (2)两式可以看出: 在相同饱和比 P_{β}/P_s 下, 当

$$\theta < 90^\circ \text{ 时, } r_{\text{冠}} > r_{\text{球}} \quad (\text{润湿型壁面}) \quad (11)$$

$$\theta > 90^\circ \text{ 时, } r_{\text{冠}} < r_{\text{球}} \quad (\text{非润湿型壁面}). \quad (12)$$

结合表 1 中 $f_1(\theta)$ 的计算值, 由(8)(9)两式还可看出: 当 $r_{\text{冠}}^{\alpha} = r_{\text{球}}^{\alpha}$ 时, 有

$$\theta < 90^\circ \text{ 时, } \mu_{\text{冠}}^{\alpha} > \mu_{\text{球}}^{\alpha} \quad (\text{润湿型壁面}) \quad (13)$$

$$\theta > 90^\circ \text{ 时, } \mu_{\text{冠}}^{\alpha} < \mu_{\text{球}}^{\alpha} \quad (\text{非润湿型壁面}). \quad (14)$$

此外, 由(8)(9)两式还可看出: 不论是球形液滴还是球冠形液滴, 当 $r > r_c$ 时, 随着冷凝的继续, r 将不断增加, 因而化学势 $\mu_{\text{球}}^{\alpha}$ 和 $\mu_{\text{冠}}^{\alpha}$ 都将不断减少, 下面我们就来定量研究在冷凝的动态过程中这两类液滴的化学势减少的规律.

由于处于上述冷凝器中的球形液滴和壁面球冠形液滴具有相同的温度和饱和比, 因此可以充分近似地假定冷凝器内球形液滴和壁面球冠形液滴的凝结系数相等. 现在我们就来讨论当球形液滴和壁面球冠形液滴凝结相同数量气相分子时其化学势的下

降情况.

由于

$$v_{\text{球}}^{\alpha} = \frac{4}{3}\pi r_{\text{球}}^3, \quad (15)$$

$$v_{\text{冠}}^{\alpha} = \frac{2}{3}\pi r_{\text{冠}}^3 - \pi r_{\text{冠}}^3 \cos\theta + \frac{1}{3}\pi r_{\text{冠}}^3 \cos^3\theta, \quad (16)$$

所以

$$\frac{dr_{\text{球}}}{dv_{\text{球}}} = \frac{1}{4\pi r_{\text{球}}^2}, \quad (17)$$

$$\frac{dr_{\text{冠}}}{dv_{\text{冠}}} = \frac{1}{\pi r_{\text{冠}}^2(2 - 3\cos\theta + \cos^3\theta)}. \quad (18)$$

于是

$$-\frac{d\mu_{\text{球}}^{\alpha}}{dv_{\text{球}}} = -\frac{d\mu_{\text{球}}^{\alpha}}{dr_{\text{球}}} \cdot \frac{dr_{\text{球}}}{dv_{\text{球}}} = \frac{\sigma_{\text{lv}} v_{\alpha}}{2\pi r_{\text{球}}^4}, \quad (19)$$

$$\begin{aligned} -\frac{d\mu_{\text{冠}}^{\alpha}}{dv_{\text{冠}}} &= -\frac{d\mu_{\text{冠}}^{\alpha}}{dr_{\text{冠}}} \cdot \frac{dr_{\text{冠}}}{dv_{\text{冠}}} \\ &= \frac{2\sigma_{\text{lv}} v_{\alpha} [2 + \cos\theta(1 + \cos\theta)]}{\pi r_{\text{冠}}^4 (1 - \cos\theta)(2 + \cos\theta)(2 - 3\cos\theta + \cos^3\theta)}. \end{aligned} \quad (20)$$

以上两式分别为冷凝器内部空间球形液滴和壁面球冠形液滴在凝聚单位数量的气相分子时化学势的减少量,可以看出,对壁面球冠形液滴而言,此量与接触角 θ 有关,与液滴的曲率半径的 4 次方成反比,因此不同曲率半径下液滴化学势的减小是不同的,如果在临界半径处来研究冷凝过程中液滴的化学势的减少的话,尽管不同接触角下壁面球冠形液滴的临界半径不同,但因此时 $\mu_{\text{冠}}^{\alpha} = \mu_{\text{球}}^{\alpha} = \mu_{\beta}$,于是便有了一个共同的参考点来研究 $\mu_{\text{冠}}^{\alpha}$ 和 $\mu_{\text{球}}^{\alpha}$ 的减少.现在分别以 $-\left(\frac{d\mu_{\text{冠}}^{\alpha}}{dv_{\text{冠}}}\right)_c$ 和 $-\left(\frac{d\mu_{\text{球}}^{\alpha}}{dv_{\text{球}}}\right)_c$ 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,并将(1)和(2)式分别代入(19)和(20)式,有

$$-\left(\frac{d\mu_{\text{球}}^{\alpha}}{dv_{\text{球}}}\right)_c = \frac{[RT\ln(P_{\beta}/P_s)]}{4\pi(2\sigma_{\text{lv}} v_{\alpha})}, \quad (21)$$

$$\begin{aligned} -\left(\frac{d\mu_{\text{冠}}^{\alpha}}{dv_{\text{冠}}}\right)_c &= \frac{[RT\ln(P_{\beta}/P_s)](1 - \cos\theta)(2 + \cos\theta)}{\pi(2\sigma_{\text{lv}} v_{\alpha})(2 + \cos\theta)(2 - 3\cos\theta + \cos^3\theta)}. \end{aligned} \quad (22)$$

比照(5)式,显然,当 $\theta \approx 111^\circ$ 时, $-\left(\frac{d\mu_{\text{冠}}^{\alpha}}{dv_{\text{冠}}}\right)_c$ 有最大值,对给定壁面材料的冷凝器和确定工质而言,接触

角 θ 为不变量,因此,在临界状态下冷凝单位数量的气相分子时,系统将在这一接触角下化学势下降最多.表 1 列举的关于 $-\left(\frac{d\mu_{\text{冠}}^{\alpha}}{dv_{\text{冠}}}\right)_c$ 的计算表明,在临界

状态下,每凝聚单位数量的气相分子, $\theta > 70^\circ$ 的球冠形液滴的化学势的减少量均大于冷凝器内部球形液滴的化学势的减少量,但由于文献 7 的表 2 的计算值表明,在相同曲率半径的条件下

$$\mu_{\text{冠}}^{\alpha} |_{70^\circ < \theta < 90^\circ} > \mu_{\text{球}}^{\alpha}, \quad (23)$$

$$\mu_{\text{冠}}^{\alpha} |_{\theta > 90^\circ} < \mu_{\text{球}}^{\alpha}. \quad (24)$$

另外,在相同饱和比下,

$$r_{\text{冠}} |_{70^\circ < \theta < 90^\circ} > r_{\text{球}}, \quad (25)$$

故在 $70^\circ < \theta < 90^\circ$ 范围内的球冠形液滴在临界状态下冷凝时其化学势一般不会小于同曲率球形液滴的化学势,只有当 $\theta > 90^\circ$ 时(滴状冷凝),由表 1 的计算表明

$$-\left(\frac{d\mu_{\text{冠}}^{\alpha}}{dv_{\text{冠}}}\right)_c \Big|_{\theta > 90^\circ} > -\left(\frac{d\mu_{\text{球}}^{\alpha}}{dv_{\text{球}}}\right)_c, \quad (26)$$

这时液滴的化学势才有可能小于同曲率的球形液滴的化学势.然而我们更感兴趣的是冷凝器中两类液滴在临界状态后继续冷凝长大过程中化学势的变化情况,为此,让我们回到(20)式并令

$$f_2(\theta) = \frac{4[2 + \cos\theta(1 + \cos\theta)]}{(1 - \cos\theta)(2 + \cos\theta)(2 - 3\cos\theta + \cos^3\theta)}, \quad (27)$$

对 θ 取不同值,计算 $f_2(\theta)$ 值列于表 1,可以看出:当凝聚相同数量的气相分子时 $0^\circ < \theta < 114^\circ$ 的球冠形液滴化学势的减少要大于同曲率半径的球形液滴化学势的减少, $114^\circ < \theta < 180^\circ$ 的球冠形液滴化学势的减少要小于同曲率半径的球形液滴化学势的减少.

综合上述讨论和文献 7 表 2 的计算值,可以看出,如果适当选择接触角(如 $90^\circ < \theta < 114^\circ$),则当 $r_{\text{冠}} = r_{\text{球}}$ 时,有

$$\mu_{\text{冠}}^{\alpha} |_{90^\circ < \theta < 114^\circ} < \mu_{\text{球}}^{\alpha} < \mu_{\beta}, \quad (28)$$

$$-\left(\frac{d\mu_{\text{冠}}^{\alpha}}{dv_{\text{冠}}}\right)_c \Big|_{90^\circ < \theta < 114^\circ} > -\left(\frac{d\mu_{\text{球}}^{\alpha}}{dv_{\text{球}}}\right)_c. \quad (29)$$

另外,在相同饱和比下,有

$$r_{\text{冠}} |_{90^\circ < \theta < 114^\circ} < r_{\text{球}}, \quad (30)$$

且在临界状态下还有

$$-\left(\frac{d\mu_{\text{冠}}^{\alpha}}{dv_{\text{冠}}}\right)_c \Big|_{90^\circ < \theta < 114^\circ} > -\left(\frac{d\mu_{\text{球}}^{\alpha}}{dv_{\text{球}}}\right)_c. \quad (31)$$

成立.这样在冷凝器内部将会出现两种凝聚过程,其一是文献 7 所指出的气相分子向着曲率半径大于

$r_{\text{球}}$ 或 $r_{\text{冠}}$ 的球形液滴和壁面球冠形液滴不断凝聚的气—液相变过程; 其二是如果选择 $90^\circ < \theta < 114^\circ$ 时, 随着上述气相分子的不断凝聚而导致球形液滴和壁面球冠形液滴之间的化学势之差变得越来越大, 从而使得系统越来越偏离平衡态, 这时系统内必将发生已凝聚的化学势较高的球形液滴向化学势较低的壁面球冠形液滴的凝并过程以使系统的自由焓趋于最小. 事实上, 冷凝器内部蒸汽空间内的球形液滴会因湍流造成的起伏凝结和重力碰并等原因致使其大小相当于 Brown 粒子的线度, 因此在 $90^\circ < \theta < 114^\circ$ 的滴状冷凝时, 上述凝并过程类似于雨滴形成前的 Brown 凝并^[8], 但此处的 Brown 凝并实质上是曲率半径超过 $r_{\text{球}}$ 的球形液滴在 Brown 运动的背景下向化学势较低的壁面球冠形液滴所作的定向漂移过程. 要指出的是, 这种 Brown 凝并虽然能使系统的自由焓减少但却不能消除系统内各组分(球形液滴和球冠形液滴)的化学势的不均匀分布. 事实上, 由(9)式和(28)(29)式和(31)式可知, 随着 $r_{\text{冠}}$ 的增加, $\mu_{\text{冠}}^e$ 将连续下降, 从而使系统组分的化学势分布更不均匀, 因而反过来又进一步加速了上述的 Brown 凝并过程, 直到壁面球冠形液滴的曲率半径迅速增至脱落半径 r_c^e 为止(这时系统的自由焓将最小). 显然这种现象的发生是由于冷凝器壁面分子参与作用的结果(如在非润湿情况下, $\sigma_{\text{sv}} < \sigma_{\text{sl}}$, 且 $r_{\text{冠}}^e$ 增加时接触角 θ 始终维持不变), 以上便是滴状冷凝有别于膜状冷凝的根本原因.

另外, 在垂直于冷凝器壁面方向上球形液滴的概率分布 $P(x)$ 有一定常梯度, 这也将导致悬浮的球形液滴的 Brown 运动产生一定向通量流, 此时作为 Brown 粒子的球形液滴将受到一个指向壁面的定常 Brown 热动力 $F = -kT \nabla \ln P(x)$ ^[9] 的驱动, 使无规则的热运动产生有规则的输送, 正是上述两种凝聚过程的共同作用的结果, 大大加剧了冷凝器的滴状冷凝过程.

然而, 影响冷凝器滴状冷凝传热效率的一个重要因素还有壁面球冠形液滴能否迅速脱离壁面. 文献[10]从力学角度讨论了冷凝器竖壁上球冠形液滴在其自身重力作用下的脱落条件, 该文从黏附功与液滴的重力矩功相等出发, 导出了平衡时在单一疏液性材料下竖壁上球冠形液滴脱落时的曲率半径(脱落半径) r_c^e 为

$$r_c^e = \left[\frac{12\sigma_{\text{lv}}(1 + \cos\theta)\sin^2\theta}{\rho g(3 - 8\cos\theta + 6\cos^2\theta - \cos^4\theta)} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (32)$$

分析(32)式得知, 当 $\theta \rightarrow 180^\circ$ 时, $r_c^e \rightarrow 0$, 如果单纯从降低热阻提高冷凝传热系数的角度看, 似乎 θ 越大越好, 但是由于大接触角下的球冠形液滴对应的临界体积较大, 壁面不易凝结成滴, 特别是从文献[7]的表2可知, 这时液滴的化学势已接近于球形液滴的化学势, 比 $90^\circ < \theta < 114^\circ$ 时对应的球冠形液滴的化学势高; 另外, 从(22)式和(20)式的计算值还可看出, 当 $\theta \rightarrow 180^\circ$ 时, 这种大接触角的球冠形液滴在临界半径处开始冷凝时, 每凝聚单位数量的气相分子, 其化学势的减少并不很大, 特别是当这种液滴在以后继续冷凝长大时, 每凝聚单位数量的气相分子, 其化学势的减少量较同曲率的球形液滴的化学势减少量还要小, 因此在冷凝过程中壁面的这种液滴不可能永远维持在化学势的最低状态, 因而不能长时间维持前述的 Brown 凝并, 因此在实现滴状冷凝时, 单纯追求大接触角是不可取的.

至于膜状冷凝($\theta < 90^\circ$), 虽然每凝聚相同数量的气相分子其化学势的减少量较同曲率的其他液滴要大, 但由文[7]的表2可知, 这种液滴的化学势较球形液滴高, 而且由于其临界体积大, 当一定曲率的其他液滴开始冷凝时, 这种液滴尚未形成, 另外冷凝后由于 r_c^e 很大, 因而会形成一厚层液膜, 大大增加了系统热阻, 因此更是不可取的.

综上所述, 可见接触角的选择是很重要的. 由(32)式可知, 这也与工质的热物性有关, 至于选择何种壁面材料才能使对应工质形成理想的滴状冷凝, 在理论和实验方面国内外均有人进行过一些工作^[11, 12], 如采用不同低能复合膜涂镀壁面或对壁面进行离子镀技术表面处理等, 均不失为一些有效方法.

文献[7]给出了过饱和水蒸汽在 $P_\beta = 5.628 \times 10^{-3}$ MPa, $T = 303$ K, $P_s = 4.246 \times 10^{-3}$ MPa, 饱和比 $P_\beta/P_s = 1.325$, $\sigma_{\text{lv}} = 71.23 \times 10^{-3}$ N/m, $v_a = 18 \times 10^{-6}$ m³/mol 时不同接触角下壁面球冠形液滴的临界半径 $r_{\text{冠}}$ 和 $r_{\text{球}} = 3.612$ nm, 并设 $g = 9.806$ m/s², $\rho = 1000$ kg/m³, 分别代入有关公式, 求得不同接触角下球冠形液滴的临界体积 v_c^e , $-\left(\frac{d\mu_{\text{冠}}^e}{dv_{\text{冠}}}\right)_c$ 和脱落半径 r_c^e . 如表1表中 $f_1(\theta)$ 和 $f_2(\theta)$ 分别由(10)式和(27)式给出.

3 结 论

1. 分析表1的计算数据表明: 为了维持持续的 Brown 凝并, 且同时兼顾壁面液滴能迅速脱落, 对工

表 1

$\theta(\text{°})$	r_c^0/nm	v_c^0/nm^3	$-\left(\frac{d\mu_{\text{冠}}^0}{dv_{\text{冠}}}\right)_c / \text{J} \cdot \text{nm}^{-3}$	r_c^0/mm	$f_1(\theta)$	$f_2(\theta)$
15	139.6	1.937×10^5	2.382×10^{-2}	169.4	38.55	4.537×10^4
30	34.07	2.131×10^3	1.108×10^{-1}	66.12	9.415	7.314×10^2
45	14.63	761.6	3.103×10^{-1}	47.52	4.045	69.68
60	7.958	329.7	0.7165	14.97	2.200	8.800
68	6.125	223.4	1.058	11.17	1.694	7.292
75	5.025	164.9	2.015	8.783	1.389	4.477
90	3.612	98.70	2.400	5.390	1.000	2.000
105	2.984	76.33	3.078	3.320	0.8948	1.1959
110	2.885	74.69	3.147	2.808	0.7978	1.069
111	2.865	74.59	3.174	2.713	0.7937	1.048
114	2.838	75.49	3.144	2.445	0.7849	0.9985
115	2.830	75.76	3.119	2.360	0.7825	0.9805
117	2.819	77.87	3.032	2.197	0.7793	0.9538
120	2.808	78.23	3.026	1.969	0.7777	0.9218
125	2.829	83.74	2.822	1.624	0.7820	0.8857
135	2.983	99.68	2.362	1.058	0.8124	0.8624
150	3.221	138.2	1.710	0.4598	0.8904	0.9019
165	3.499	179.3	1.318	0.1153	0.9676	0.9684
180(球形液滴)	3.612	197.4	1.199	0	1.000	1.000

质为水蒸汽的蒸汽动力装置而言,接触角取 111° — 114° 为宜;

2. 在冷凝过程中,为了使冷凝器壁面液滴在凝聚单位数量的气相分子时,液滴的化学势有较大的减少,由(20)式可知,应设法提高已达临界体积的壁面球冠形液滴的表面张力系数 σ_{lv} ,而由热力学理论

可知 $\frac{d\sigma_{lv}}{dT} < 0$,即表面张力系数因温度降低而升高,故可适当采用壁面降温的方法以提高 σ_{lv} ,从而达到提高 $-\frac{d\mu_{\text{冠}}^0}{dv_{\text{冠}}}$ 的目的.

- [1] Tanasawa I 1978 *Proc Sixth Inter. Heat Transfer Conf.* **6** 393
- [2] Schmidt B, Schuring W and Sellschopp W 1930 *Techan u Thermodym*, **1** 53
- [3] Woodruff D W and Westwater J W 1979 *Int. J. Heat Mass Trans fer* **22** 629
- [4] O'Neill Gary A and Westwater J W 1984 *Int. J. Heat Mass Trans fer* **27** 1539
- [5] Tanasawa I 1978 *Proc. Sixth Inter. Heat Transfer Conf.* **6** 393
- [6] Yue D T et al 1999 *Journal of Engineering Thermophysics* **20** 1(in Chinese) 岳丹婷、舒宏纪 1999 工程热物理学报 **20** 1
- [7] Cao Z J et al 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 1823(in Chinese) 曹治觉、郭 愚 1999 物理学报 **48** 1823
- [8] Wang M K 1991 *Cloud and precipitation physics* (Science Press,

Beijing, 20) 王明康 1991 云和降水物理学(北京:科学出版社) 20

- [9] Wen J S 1995 *Probability theory and microatmospheric physics* (Meteorological Press, Beijing, 234) 温景嵩 1995 概率论与微大气物理学(北京:气象出版社) 234
- [10] Yue D T et al 1997 *Journal of Engineering Thermophysics* **18** 529(in Chinese) 岳丹婷、孙玉清、刘惠枝 1997 工程热物理学报 **18** 529
- [11] Zhang D C et al 1987 *Journal of Chemical Industry and Engineering* (China) No3, 257(in Chinese) 张东昌等 1987 化工学报 No.3, 257
- [12] Haraguchi T, Shimada S, Kumagai S et al 1991 *Int. J. Heat Mass Transfer* **34** 3047

Dynamic description of the phenomena of dropwise condensation and the optimal contact angle

Cao Zhi-Jue

(*Department of Physics , Hunan Normal University , Changsha 410081 , China ;*

Department of Applied Physics and Heat Engineering , Central South University , Changsha 410083 , China)

(Received 30 September 2000 ; revised manuscript received 3 July 2001)

ABSTRACT

Dynamic description is given of the phenomena of droplet condensation. The change of the chemical potential is discussed for two types of liquid droplets. The condition for the Brown aggregation to occur is also obtained. Combining all these with the dropoff radius, the optimal contact angle can then be determined.

Keywords : chemical potential , critical volume , Brown aggregation , contact angle , dropoff radius

PACC : 0570 , 6470

* Project supported by the Natural Science Foundation of the Education Commission of Hunan Province , China (Grant No. 2900641).