

电离子作为凝结核时电量对液滴生长的影响

郭平生^①, 刘海力^②

① 广西师范大学物理科学与技术学院, 桂林 541004;

② 湖南人文科技学院物理与信息工程系, 娄底 417000

E-mail: gpingsheng@263.net

2010-07-05 收稿, 2010-10-22 接受

国家重点基础研究发展计划资助项目(2000026307)

摘要 从一般的化学势形式及传质动力学方程出发推导了有电离子作为凝结核时液滴生长的动力学模型, 并对该模型进行了简化, 在此模型基础上, 分析讨论了电离子电量对液滴生长的影响. 研究表明: 有电离子作为液滴凝结核时, 液滴生长的无因次液滴中肯半径比无电离子条件下液滴生长的中肯半径要小, 液滴容易生长. 同时也得到: 当有电离子作为液滴凝结核时, 如果液滴初始半径小于中肯半径, 液滴将不会消失, 而是趋于某个稳定值; 随着无因次电量 θ 的不断增大, 无因次液滴中肯半径不断减小, 而液滴相应的稳定值则不断增大, 当 θ 增大到一定程度时, 不论液滴初始半径值如何, 液滴都不会减小而是始终增长.

关键词

电离子
凝结核
液滴生长
无因次电量
中肯半径

蒸气凝结是相变换热和相变传质分离的主要过程, 人们为了达到强化和控制相变传热或相变传质分离的目的, 往往需要强化或控制蒸气凝结过程, 目前, 在这些方面的研究主要还是基于传统的研究范畴^[1], 在被动强化凝结传热传质方面, 研究者们主要从蒸气凝结系统的几何形状或结构方面进行探究^[2-5], 在主动强化凝结传热传质方面, 研究者们主要从外场如何引起凝结表面脉动情况进行探究^[6-9], 还有研究者们从凝结表面张力的情况入手进行研究^[10-12]. 强化蒸气凝结不仅在相变换热和相变传质中显得重要, 而且在缓解旱情进行人工降雨工程中也显得很重要. 那么蒸气中的凝结是怎样发生的呢? 一般热力学认为, 蒸气中液体的凝结是先形成微小液滴然后逐渐生长的方式发生的. 液滴在形成过程中其生长受哪些因素影响是很多人关心的, 经典热力学都是从相平衡分析出发^[13,14], 得到在蒸气中液滴必须有一个初始几何大小才能生长, 如果初始液滴只是由涨落而形成则往往过小而不能增大, 可见在液滴形成过程中其生长受液滴初始大小因素影响, 即液滴形成的相变传质过程与液滴初始几何大小因素

有关. 那么, 除了这个因素以外, 是否还有其他影响因素呢? 近年来, 人们已经从实验上注意到外场也可以强化或弱化传质过程, 即外场能够对传质过程产生影响^[15-17]. 从动力学的观点来看, 直接推动传质的动力是化学势差, 但化学势除了与系统的温度、压力有关外还与外场的存在有关, 因此, 外场也可以协同控制传质过程. 电场是一种典型的物理场, 在工业、农业、医学、环境保护、生物工程等许多领域都有广泛的应用, 电场对传质传热过程的控制和强化作用有不少人研究^[6-9], 但还没有人研究电离子作为凝结核时其电量对液滴生长的影响情况, 本文正是基于这一现状, 力图探究电离子作为凝结核时(即有电场条件下)电离子电量对液滴生长过程的影响, 为强化凝结相变传热传质新技术的开发提供理论基础, 也为抗旱过程中的人工降雨工程提供参考.

1 化学势的广义化形式

1.1 传统化学势的定义

化学势是处理热力学系统因物质变化引起能量

变化而定义的一个物理量, 对于经典的有 k 种物质组分的热力学系统, 吉布斯自由能 G 的变化可表为 $dG = -SdT + Vdp + \sum \mu_k dn_k$, 式中 μ_k 为

$$\mu_k = (\partial G / \partial n_k)_{T, p, n_j}, \quad (1)$$

上式就是系统在等温等压下第 k 组分的偏摩尔吉布斯自由能, 即热力学系统的化学势. 根据热力学基本方程, 物质变化引起能量变化一项 $\sum \mu_k dn_k$ 还可以出现在其他几个基本方程的微分表达式中, 即有:

$$\begin{cases} dU = TdS - pdV + \sum \mu_k dn_k, \\ dH = TdS + Vdp + \sum \mu_k dn_k, \\ dF = -SdT - pdV + \sum \mu_k dn_k, \end{cases}$$

式中 U 为系统的内能, H 为系统的焓, F 为系统的自由能, 因此, 由上述热力学基本方程微分表达形式, 又可以得到热力学系统化学势的定义为: $\mu_k = (\partial U / \partial n_k)_{S, V, n_j}$, $\mu_k = (\partial H / \partial n_k)_{S, p, n_j}$, $\mu_k = (\partial F / \partial n_k)_{T, V, n_j}$, ($j \neq k$). 这样就有 4 种不同形式的化学势定义形式, 虽然有不同形式的化学势表达形式, 但它们是等价的. 由于很多实际问题是在等温等压条件下进行研究, 因此, 本文基于 $\mu_k = (\partial G / \partial n_k)_{T, p, n_j}$ 所定义的化学势 μ_k 进行推广.

1.2 化学势形式的推广

在没有其他能量形式的情况下, 经典热力学把系统的 $G = U - TS + pV$ 定义为吉布斯自由能, U 为系统传统意义上的内能. 实际上, 通常所研究的热力学系统是存在多种能量形式(或运动形式)的, 这样热力学系统的能量就不只是内能 U , 而是包括热力学系统内能 U 在内的系统总能量形式 U' , 即

$$U' = U + \sum W_i,$$

式中 W_i 为第 i 种外场在系统中产生的能量. 因此, 可定义广义吉布斯自由能 G' 为

$$G' = U' - TS + pV = G + \sum W_i. \quad (2)$$

相应地可把热力学系统第 k 组分化学势推广为

$$\mu'_k = (\partial G' / \partial n_k)_{T, p, n_j} = \left(\partial G / \partial n_k + \frac{\partial}{\partial n_k} \sum_i W_i \right)_{T, p, n_j}, \quad (3)$$

由式(1)得

$$\mu'_k = \mu_k + \left(\frac{\partial}{\partial n_k} \sum_i W_i \right)_{T, p, n_j}, \quad (j \neq k), \quad (4)$$

上式就是化学势的广义化形式, μ_k 为所有外场不存在

时或不存在其他形式的能时热力学系统在相同温度、相同压强及相同浓度组分条件下的化学势, 或者说: μ_k 为相同温度、相同压强及相同浓度组分条件下、没有外场时的传统化学势.

2 液滴生长的动力学方程

液滴生长过程是一个相变传质的过程, 即由汽相变为液相的过程, 在温度、压强不变的情况下, 设有电离子作为液滴凝结的核, 在这一问题的讨论中, 可以把液体定为 α 相、蒸气定为 β 相, 由于必须考虑有电离子的情形下 α 相和 β 相中存在与电场相关的电场能形式, 这样, 可以运用化学势的广义化形式表示 α 液相和 β 蒸气相的化学势. 在求 α 液相和 β 蒸气相的电场能量时, 假设各离子相距很远即每个离子是近似地单独存在着, 因此, 可研究一个以电离子为核、液滴生长的动力学方程.

当以电离子为液滴凝结核时, 由于 α 相具有电场能, 同时 β 相也具有电场能, 这时它们的化学势分别以广义化学势 μ'_α , μ'_β 来表示(只有一个组分, k 略去不写). 如下分别计算 α , β 相的电场能. 设半径为 a 、带电量为 q 的离子为液滴的核心, 并把离子作为一个球形导体, 离子的外面包有水滴, 水滴的半径为 r , 水滴外面为水蒸气. 根据电学知识, 3 个不同区域的电场或电位移为

$$\begin{cases} D = E = 0, (R < a), \\ D_\alpha = \varepsilon E_\alpha = q / (4\pi R^2), (a < R < r), \\ D_\beta = \varepsilon_0 E_\beta = q / (4\pi R^2), (R > r), \end{cases}$$

由此得 α , β 相的电场能分别为

$$\begin{cases} W_\alpha = \frac{1}{2} \int_a^r \frac{q^2 dR}{4\pi \varepsilon R^2} = -\frac{q^2}{8\pi \varepsilon r} + \frac{q^2}{8\pi \varepsilon a}, \\ W_\beta = \frac{1}{2} \int_r^\infty \frac{q^2 dR}{4\pi \varepsilon_0 R^2} = \frac{q^2}{8\pi \varepsilon_0 r}. \end{cases}$$

设 p 为气液两相分界面为平面、没有电场时的饱和蒸气压强, 这时汽液两相的化学势必相等, 即为

$$\mu_\alpha(T, p) = \mu_\beta(T, p). \quad (5)$$

同理, 设 p' 为气液两相分界面为球面、没有电场存在时 β 相的蒸气压强, 由于气液两相压强相等, 这时 α 液相的压强为: $P' + 2\sigma / r$, 式中 σ 为液滴的表面张力系数, r 为液滴的半径. 因此, 气液两相分界面为球面、没有

电场存在时 α, β 相的化学势分别为： $\mu_\alpha\left(T, p' + \frac{2\sigma}{r}\right)$ ， $\mu_\beta(T, p')$ 。当气液两相分界面为球面、有电离子作为凝结核时，可根据化学势的广义化定义式(4)并考虑 α, β 相质量微分变化关系 $\delta n_\alpha = -\delta n_\beta$ ，能够得到 α, β 相的化学势为

$$\begin{cases} \mu'_\alpha\left(T, p' + \frac{2\sigma}{r}\right) = \mu_\alpha\left(T, p' + \frac{2\sigma}{r}\right) + \frac{q^2}{32\epsilon\pi^2 r^4} v_\alpha^0, \\ \mu'_\beta(T, p') = \mu_\beta(T, p') + \frac{q^2}{32\epsilon_0\pi^2 r^4} v_\alpha^0, \end{cases} \quad (6)$$

式中用到 $V = \frac{4}{3}\pi r^3$ 及 $v_\alpha^0 = (\partial V / \partial n_\alpha)_{p, T}$ (v_α^0 为 α 相的偏摩尔体积)，如果把气液两相分界面为球面时的蒸气看成理想气体，这时，蒸气的化学势 $\mu_\beta(T, p')$ 可化为^[13]

$$\mu_\beta(T, p') = \mu_\beta(T, p) + RT \ln \frac{p'}{p}. \quad (7)$$

同理，考虑到压强改变，液体的性质改变很小，因此，可把 $\mu_\alpha\left(T, p' + \frac{2\sigma}{r}\right)$ 按压强展开并取线性项得

$$\mu_\alpha\left(T, p' + \frac{2\sigma}{r}\right) = \mu_\alpha(T, p) + \left(p' - p + \frac{2\sigma}{r}\right) v_\alpha^0. \quad (8)$$

因此我们可以得到

$$\begin{cases} \mu'_\alpha = \mu_\alpha(T, p) + \left(p' - p + \frac{2\sigma}{r} + \frac{q^2}{32\pi^2 \epsilon r^4}\right) v_\alpha^0, \\ \mu'_\beta = \mu_\beta(T, p) + RT \ln \frac{p'}{p} + \frac{q^2}{32\pi^2 \epsilon_0 r^4} v_\alpha^0, \end{cases} \quad (9)$$

根据非平衡热力学理论，第*i*种物质运输的线性唯象方程可表为

$$J_i = \sum_k L_{ik} X_k, \quad (10)$$

式中 X_k 为系统的非平衡热力学力， L_{ik} 为唯象系数。对于本文讨论的问题，只有一种物质，且非平衡热力学力也只有化学势差。因此，如果用 J 表示在单位时间、单位面积内由 β 相变为 α 相的物质质量，则 J 可表为

$$J = L[\mu'_\beta - \mu'_\alpha], \quad (11)$$

把式(5)、(9)代入式(11)得

$$J = L[\mu'_\beta - \mu'_\alpha] = L\left[RT \ln \frac{p'}{p} - \left(p' - p + \frac{2\sigma}{r}\right) v_\alpha^0 + \frac{q^2}{32\pi^2 r^4} \left(\frac{1}{\epsilon_0} - \frac{1}{\epsilon}\right) v_\alpha^0\right]. \quad (12)$$

由于 J 可表示为

$$J = \frac{dm}{Sdt} = \frac{d\left(\rho \frac{4}{3}\pi(r^3 - a^3)\right)}{4\pi r^2 dt} = \rho \frac{dr}{dt},$$

式中 ρ 为液滴的密度，因此，式(13)可表示为

$$\rho \frac{dr}{dt} = L\left[RT \ln \frac{p'}{p} - \left(p' - p + \frac{2\sigma}{r}\right) v_\alpha^0 + \frac{q^2}{32\pi^2 r^4} \left(\frac{1}{\epsilon_0} - \frac{1}{\epsilon}\right) v_\alpha^0\right], \quad (13)$$

式(13)就是电离子作为凝结核时液滴生长的动力学方程。

3 电量对液滴生长的影响分析

3.1 液滴生长的动力学曲线

为了研究电离子作为凝结核时电量对液滴生长的影响，对式(13)所表示的动力学方程进行简化。首先，考虑到^[14] $p' - p \ll 2\sigma/r$ ，故在方程中略去 $p' - p$ 项，这样式(13)为

$$\rho \frac{dr}{dt} = L\left[RT \ln \frac{p'}{p}\right] \times \left[1 - \left(2\sigma v_\alpha^0 / \left(rRT \ln \frac{p'}{p}\right)\right) + \frac{q^2}{64\sigma\pi^2 r^4} \left(\frac{1}{\epsilon_0} - \frac{1}{\epsilon}\right) \left(2\sigma v_\alpha^0 / \left(RT \ln \frac{p'}{p}\right)\right)\right]. \quad (14)$$

其次，令 $r_c = \left(2\sigma v_\alpha^0 / \left(RT \ln \frac{p'}{p}\right)\right)$ ，即 r_c 为液滴的中肯

半径^[13]，由此定义无因次液滴半径 $y = \frac{r}{r_c}$ 、无因次时

间 $x = \frac{2L\sigma v_\alpha^0 t}{\rho r_c^2}$ 及无因次电量 $\theta = \frac{q^2}{64\sigma\pi^2 r_c^3} \left(\frac{1}{\epsilon_0} - \frac{1}{\epsilon}\right)$ ，

则式(14)可化为

$$\frac{dy}{dx} = \left[1 - \frac{1}{y} + \frac{\theta}{y^4}\right]. \quad (15)$$

当 $\theta = 0$ 时上述方程就回归到了无电离子作为凝结核的水滴生长情况，为了分析电离子凝结核及其电量对液滴生长的影响，针对 $\theta = 0$ 及 θ 取不同值的情况画 y 与 x 之间的动力学图，设 y_0 和 y_c 分别为 $x = 0$ 时的起始无因次半径和无因次中肯半径。

3.2 结果分析

由图 1 知, 在无电离子条件下($\theta=0$), $y_c=1$ 是液滴生长的分界点, 当 $y_0 > 1$ 时, 液滴是不断生长的, 当 $y_0 < 1$ 时, 液滴是不断减小的直到消失, 因此 $y_c=1$ 称无电离子条件下无因次液滴中肯半径, 因为 $y_c=1$ 时, $r=r_c$, r_c 就是我们熟悉的液滴中肯半径. 由图 2~6 知, 当有电离子作为液滴凝结核时, 液滴生长的无因次液滴中肯半径比无电离子条件下液滴生长的中肯半径要小, 如 $\theta=0.01$ 时, $0.98 < y_c < 0.99 < 1$, 这就是有电离子作为液滴凝结核时液滴容易生长的原因之一. 进一步分析发现, 随着无因次电量 θ 的不断增大, 液滴生长的无因次液滴中肯半径不断减小如当 $\theta=0.1$ 时, $0.81 < y_c < 0.82$, 显然此情况的无因次液滴中肯半径小于 $\theta=0.01$ 时的无因次液滴中肯半径, 说明无因次电量 θ 增加液滴更容易生长, 同时也可以得到: 当有电离子作为液滴凝结核时, 如果液滴初始半径小于中肯半径, 则液滴也是随时间不断减小的, 但液滴最后不会消失, 而是趋于某个稳定值 y_0'' , (如 $\theta=0.01$, $y_0'' \approx 0.23$), 这是与无电离子条件下所不同的, 并且随着无因次电量 θ 的不断增大, 液滴最后所趋于的那个稳定值 y_0'' 是不断增大的(如 $\theta=0.1$, $y_0'' \approx 0.67 > 0.23$). 通过计算作图表明, 在液滴初始半径既小于液滴中肯半径也小于相应的某个稳定值 y_0'' (即 $y_0 < y_0'' < y_c$) 时, 液滴也是不断增加的并趋于稳定值 y_0'' , 如图 5 所示, 当 $y_0=0.6$, $y_0=0.1$, $y_0=0.01$ 时, 液滴不断增加并趋于稳定值 0.67 , 可见, 当有电离子作为液滴凝结核时, 即使液滴初始半径很小 ($y_0 < y_0''$), 液滴也会长大至一个稳定值 y_0'' , 这就是有电离子作为液滴凝结核时液滴容易生长的原因之二. 由上述分析可见: 当 $0 < y_0 < y_0''$, 液滴是增长的并趋于某个稳定值 y_0'' ; 当 $y_0'' < y_0 < y_c$, 液滴是减小并趋于某个稳定值 y_0'' ; 当 $y_0 > y_c$, 液滴是增长的.

由上面的分析可以推知: 无因次电量 θ 的不断增大, 无因次液滴中肯半径是不断减小的, 而液滴

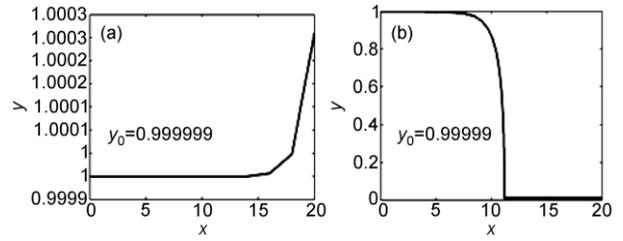


图 2 有电离子条件下($\theta=0.000001$)液滴生长情况

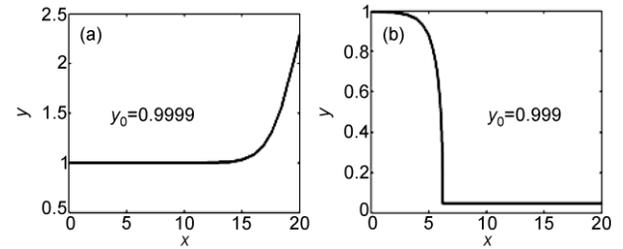


图 3 有电离子条件下($\theta=0.0001$)液滴生长情况

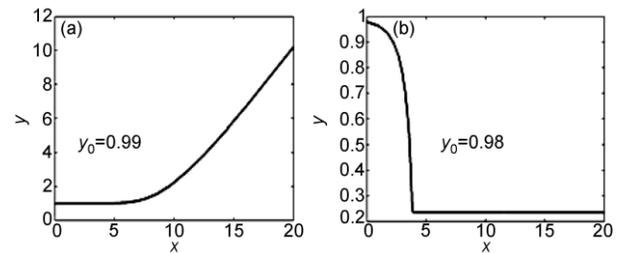


图 4 有电离子条件下($\theta=0.01$)液滴生长情况

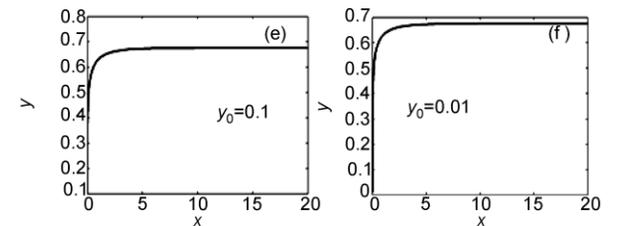
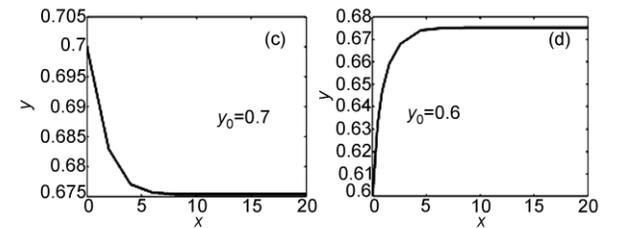
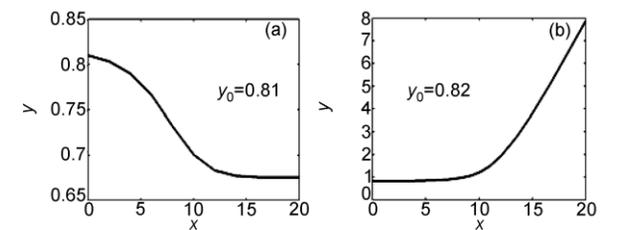


图 5 有电离子条件下($\theta=0.1$)液滴生长情况

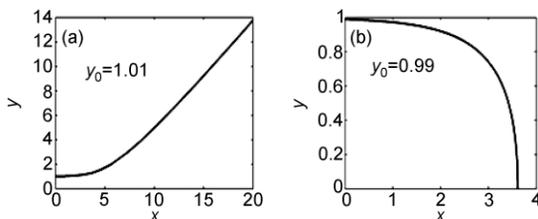


图 1 无电离子条件下($\theta=0$)液滴生长情况

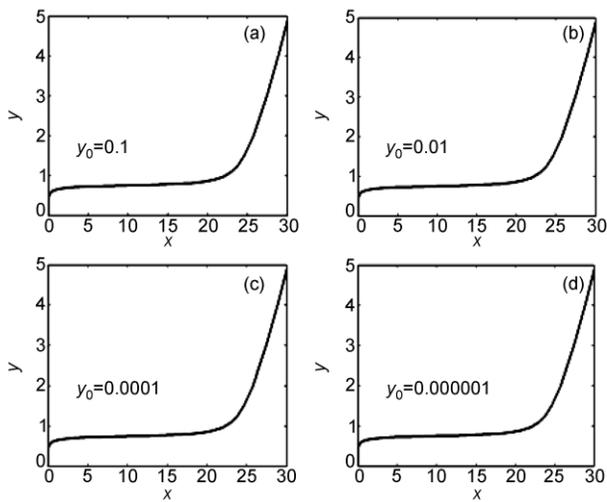


图6 有电离子条件下($\theta=0.107$)液滴生长情况

相应的稳定值 y_0^* 不断增大, 当 $y_0^* \geq y_c$ 时, 就意味着不存在 $y_0^* < y_0 < y_c$ 这样的区间, 即不会存在液滴减小的区间, 因此, 不难想象当 θ 增大到一定程度时, 不论液滴初始半径值 ($y_0 > 0$) 如何, 液滴都不会减小而是始终增长, 这正是图6 所得结果, 由图6 所示, 当 θ 增大到一定程度即 $\theta = 0.107$ 时, 不论液滴初始半径的值 ($y_0 = 0.1, y_0 = 0.01, y_0 = 0.0001, y_0 = 0.000001$) 为多少, 液滴总是增长的. 由此可见, 当 θ 增大到一定程度时, 液滴的增长是不受液滴初始半径大小限制的, 说明 θ 越大电离子对液滴的影响越大, 从而使液滴更容易生长. 在打雷的情况下为什么更容易下雨甚至雨点比较大的原因就是在打雷时有电离子作

为液滴凝结核; 在威耳孙云室中只要有带电离子在其中运动就能显示出它的轨迹, 这是因为带电离子的运动会在它轨迹附近激发其他的带电离子, 这些被激发的带电离子成为蒸气中液滴凝结核, 根据前面的分析, 带电离子作为液滴凝结核时液滴不会消失.

4 结论

本文从一般的化学势形式及传质动力学方程出发推导了有电离子作为凝结核时液滴生长的动力学模型, 并对该模型进行了简化, 在此模型基础上, 分析了电离子电量对液滴生长的影响. 针对 $\theta = 0$ 及 θ 取不同值的情况画出了液滴无因次半径 y 与无因次时间 x 之间的动力学关系图, 通过分析曲线图像表明: 有电离子作为液滴凝结核时, 液滴生长的无因次液滴中肯半径比无电离子条件下液滴生长的中肯半径要小, 液滴容易生长. 同时也得到: 当有电离子作为液滴凝结核时, 如果液滴初始半径小于中肯半径, 则液滴会随时间减小但不会消失, 而是趋于某个稳定值; 在液滴初始半径既小于液滴中肯半径也小于相应的某个稳定值时, 液滴也是不断增加的并趋于稳定值; 随着无因次电量 θ 的不断增大, 无因次液滴中肯半径是不断减小的, 而液滴相应的稳定值是不断增大的, 当 θ 增大到一定程度时, 不论液滴初始半径值如何, 液滴都不会减小而是始终增长. 由此可见, 在实际应用中, 可以通过在蒸气中增加电离子核并通过控制电离子核的电量来达到控制和强化蒸气凝结过程.

参考文献

- Butrymowicz D, Trela M, Karwacki J A. Enhancement of condensation heat transfer by means of passive and active condensate drainage techniques. *Int J Refrig*, 2003, 26: 473—484
- Chen Y P, Wu J F, Shi M H, et al. Numerical simulation for steady annular condensation flow in triangular microchannels. *Int Comm Heat Mass Transfer*, 2008, 35: 805—809
- Stefano N, John R T. Numerical modeling of laminar annular film condensation for different channel shapes. *Int J Heat Mass Transfer*, 2010, 53: 2615—2627
- Akhavan-Behabadi M A, Ravi K, Mohseni S G. Condensation heat transfer of R-134a inside a microfin tube with different tube inclinations. *Int J Heat Mass Transfer*, 2007, 50: 4864—4871
- Mua C F, Pang J J, Lu Q Y, et al. Effects of surface topography of material on nucleation site density of dropwise condensation. *Chem Eng Sci*, 2008, 63: 874—880
- Bologa M K, Korovkin V P, Savin I K. Mechanism of condensation heat transfer enhancement in an electric field and the role of capillary processes. *Int J Heat Mass Transfer*, 1995, 38: 175—182
- Suriyan L, Paisarn N, Somchai W. A review of electrohydrodynamic enhancement of heat transfer. *Renew Sust Energ Rev*, 2008, 11: 858—876

- 8 Butrymowicz Z D, Trei A M, Karwacki J. Enhancement of condensation heat transfer by means of EHD condense drainage. *Int J Therm Sci*, 2002, 41: 646—657
- 9 Yabe A, Mori Y, Hijikata K. Active heat transfer enhancement by utilizing electric fields. *Annu Rev Heat Transfer*, 1997, 7: 193—244
- 10 Rose J W. Surface tension effects and enhancement of condensation heat transfer. *Chem Eng Res Des*, 2004, 82: 419—429
- 11 Chang T B, Wen Y Y. Effects of uniform suction and surface tension on laminar filmwise condensation on a horizontal elliptical tube in a porous medium. *Int J Therm Sci*, 2009, 48: 2323—2330
- 12 Xin R C, Awwad A, Dong Z F, et al. Experimental study of single phase and two phase flow in annular helicoidal pipes. *ASME, Heat Transfer Division*, 1996, 330: 11—17
- 13 汪志诚. 热力学. 统计物理. 北京: 高等教育出版社. 2003
- 14 王竹溪. 热力学. 北京: 北京大学出版社. 2005
- 15 Chen Q, Meng J A. Field synergy analysis and optimization of the convective mass transfer in photocatalytic oxidation reactors. *Int J Heat Mass Transfer*, 2008, 51: 2863—2870
- 16 Lei Z, Wu Y Y, Lu S Q, et al. Mass transfer modeling in pervaporation based on multi-fields synergy theory. *Chin J Chem Eng*, 2008, 16: 79—83
- 17 郭平生, 韩光泽, 张妮, 等. 超声波场强化解吸速率的机理及场协同分析. *高校化学工程学报*, 2006, 20: 300—305

· 动态 ·

韧性金属玻璃的塑性变形机制——自组织临界态

中国科学院物理研究所北京凝聚态物理国家实验室(筹)汪卫华研究组发现, 锯齿流与金属玻璃塑性之间存在密切关系, 韧性金属玻璃的塑性形变能够逐渐形成一种自组织临界态, 该自组织临界态遵循剪切雪崩的幂律分布规律. 研究人员进一步给出了一个考虑了多剪切应变带相互

作用的黏滑运动模型, 用于揭示韧性金属玻璃中存在的复杂的与尺度无关的剪切应变带的间歇性运动, 计算结果定量重复了试验结果. 该研究结果可以用于理解金属玻璃材料的精确塑性变形机制. 相关研究论文发表在 2010 年 7 月 *Physical Review Letters*, 105: 035501 上.

纳米 MnCr_2O_4 八面体是催化奥氏体不锈钢点蚀的关键

不锈钢的点蚀是材料科学和电化学的经典问题之一, 一般认为它源于 MnS 内含物(在不锈钢中或多或少普遍存在)的局域溶解. 然而, MnS 优先发生溶解的初始位置目前无法预知, 这使得点蚀成为被重点关注的问题. 中国科学院金属研究所沈阳材料科学国家(联合)实验室马秀良研究组与合作者, 在原子尺度上确认了盐水中 MnS 开始溶蚀的位置. 利用原位外部环境透射电子显微镜, 研究人员发现大量纳米尺寸的 MnCr_2O_4 八面体晶体嵌入

MnS 介质中, 产生了局部的 $\text{MnCr}_2\text{O}_4/\text{MnS}$ 纳米原电池. TEM 实验结合第一原理计算证实, 由 8 个具有金属端点的 $\{111\}$ 面围成的纳米八面体是“恶性的”, 它作为活性部位催化了 MnS 的溶解. 该工作不仅揭示了不锈钢中 MnS 溶解的起因, 而且给出了服役于潮湿环境的工程合金和生物医疗设备材料失效在原子尺度的演化过程. 相关研究论文发表在 2010 年 9 月 *Acta Materialia*, 58(15): 5070—5085 上.

(信息来源: 科学技术部《基础科学研究快报》)