

湍流中微小冰晶融化时间的理论研究

清华大学 曲凯阳[☆] 于 震 江 亿

摘要 为了消除过冷水连续制冰系统中的微小冰晶,通过建立模型,分析了湍流中微小冰晶的融化过程,提出了计算融化时间的方法,分析了融化时间与最小旋涡尺度和水温的关系。指出通过增大湍流程度,使最小旋涡尺度小于某一数值(与水温有关,可通过计算确定),从而可以在较低的水温、较短的时间内融化水中的微小冰晶。

关键词 过冷水连续制冰 湍流 微小冰晶 融化时间 最小旋涡尺度

Theoretical study on melting time of tiny ice crystals in turbulent water

By Qu Kaiyang[★], Yu Zhen and Jiang Yi

Abstract To eliminate the tiny ice crystals in the dynamic supercooled water ice-making systems, developing a model, analyses the melting process of the tiny ice crystals in turbulent water, presents a method calculating the melting time and analyses the relation between the melting time and minimum eddy scale and water temperature. Points out that enhancing turbulent degree makes the minimum eddy scale less than a certain value, which is related to water temperature and can be determined by calculation, thereby the tiny ice crystals in water could be melted at lower water temperature in shorter time.

Keywords dynamic supercooled water ice-making, turbulent, tiny ice crystal, melting time, minimum eddy scale

★ Tsinghua University, Beijing, China

①

0 引言

过冷水连续制冰的原理如图 1 所示。在过冷水连续制冰系统中,水在过冷却器中被冷媒冷却,在出口处达到过冷状态(低于 0℃ 的液态),过冷水

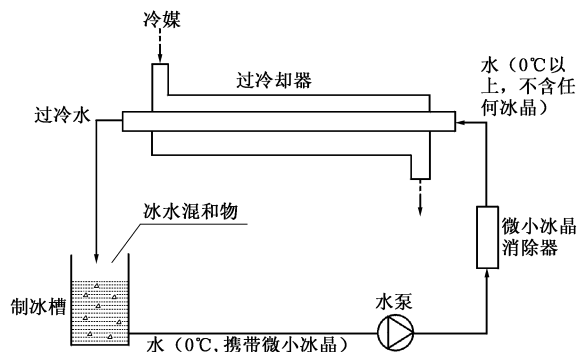


图 1 过冷水连续制冰原理

进入制冰槽,过冷状态消除,成为 0℃ 的冰水混合物,其中的冰被留在制冰槽中,水被分离出来,并再次进入过冷却器,完成一个工作循环。

研究表明,在过冷水连续制冰系统中,为了保证过冷却器内不结冰,必须保证没有任何冰晶进入过冷却器^[1~2]。对通过制冰槽后的冰水混合物进行过滤,可以去除水中大部分的冰晶,但是难以完全滤除水中的微小冰晶。在日本的同类装置中,采用在过冷却器之前升高水温的方法融化水中的微

①☆ 曲凯阳,男,1973 年 1 月生,博士研究生,工学博士,讲师
100084 北京清华大学建筑学院建筑技术科学系
(010)62799780
E-mail: qukaiyang@tsinghua.edu.cn

收稿日期:2002-01-18

修回日期:2004-03-30

小冰晶^[3~5],水温的升高抵消了水在过冷却器中获得的冷量,降低了系统的能效。

笔者对湍流中微小冰晶融化所用时间进行研究,在此基础上提出了消除水中微小冰晶的方法。

1 模型的建立

1.1 问题的简化

湍流中存在许多大小不同不断变化的旋涡,大旋涡不断衍生出小旋涡,小旋涡最终发生耗散。湍流流动的水中存在两种传热方式:对流和导热。旋涡与旋涡之间的换热以对流为主,在最小旋涡内部,导热则是主要的传热方式。由于在湍流中对流换热非常强烈,因而温度场的不均匀性主要存在于最小旋涡内部,最小旋涡的边界上的温度则可认为等于主体温度。于是在湍流中,水向微小冰晶传入热量使其融化的过程可以简化成图 2 所示的模型。图 2 中,水球与冰球是两个同心球体,水球直径等于湍流中最小旋涡尺度。水球半径记为 r_w ,冰球半径记为 r_i ,微小冰晶融化过程的初始和边界条件如下:

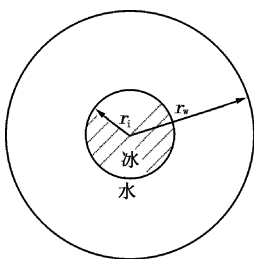


图 2 微小冰晶在湍流中融化的模型

$$\tau=0 \text{ 时}, t(r)=0 \text{ }^{\circ}\text{C}, r_i=r_{i0} \quad (1)$$

$$r=r_w \text{ 时}, t=t_w \quad (2)$$

$$r=r_i \text{ 时}, t=0 \text{ }^{\circ}\text{C} \quad (3)$$

式(1)~(3)中 τ 为时间; $t(r)$ 为冰球半径为 r 处的温度; r_{i0} 为冰球初始半径; r, t 分别为半径和温度; t_w 为水的主体温度。

由于 $t_w > 0 \text{ }^{\circ}\text{C}$, 水中热量通过水球传向冰球, 冰球逐渐融化。当冰球中心温度受到影响时, 标志着冰球完全融化。

本文的研究是为了提出消除湍流中微小冰晶的方法, 因而主要研究湍流程度与微小冰晶融化时间的关系。如果使用解析或者数值计算的方法求解上述传热过程, 然后再计算微小冰晶融化时间, 计算过程相当复杂。本文提出以下方法估算微小冰晶融化时间。

1.2 计算方法

传热过程开始以后, 热量通过水球壁面向水球内传递, 最靠近壁面的水的温度最先升高, 随着时间的推移, 远离水球壁面的水的温度逐渐升高, 当冰球壁面的温度受到影响时, 传热过程一方面使冰球融化, 冰球与水球之间的界面向球心移动; 另一

方面使水球各部分温度进一步升高。因而融化冰球的传热过程可以分为两个阶段, 第一阶段从传热过程开始到冰球壁面的温度受到影响为止, 这一阶段是非稳态传热过程, 记所用时间为 τ_1 ; 第二阶段从冰球壁面温度受到影响开始到冰球中心温度受到影响为止, 这一阶段中存在相变过程, 记所用时间为 τ_2 。记整个冰球融化过程所用时间为 τ_m , 则

$$\tau_m = \tau_1 + \tau_2 \quad (4)$$

假设从进入第二阶段开始, 冰的融化潜热变为 0, 水的热容保持不变, 则在第二阶段中不存在相变传热, 第一阶段的非稳态传热过程继续进行。当水球球心温度受到影响时, 第二阶段结束。暂不考虑冰球融化后体积的变化, 记这种情况下第二阶段所用时间为 τ_{21} 。

假设从进入第二阶段开始, 水的热容变为 0, 冰的融化潜热保持不变, 暂不考虑冰球融化后体积的变化, 则在第二阶段中, 传热过程为稳态传热过程, 仅提供冰球融化的潜热。当冰球完全融化时, 第二阶段结束。记这种情况下第二阶段所用时间为 τ_{22} 。这一阶段可以描述如下:

$$4\pi r_i^2 \rho \Delta h dr_i = \frac{4\pi r_i r_w t_w \lambda}{r_w - r_i} d\tau \quad (5)$$

式中 ρ 为水的密度, Δh 为冰的融化潜热, λ 为水的导热系数。将式(5)从 $\tau=0, r_i=r_{i0}$ 到 $\tau=\tau_{22}, r_i=0$ 积分, 可得

$$\tau_{22} = \frac{\rho \Delta h}{\lambda t_w r_w} \left(\frac{1}{2} r_w r_{i0}^2 - \frac{1}{3} r_{i0}^3 \right) \quad (6)$$

事实上, 在第二阶段中, 传热过程一方面提供冰球融化需要的潜热, 另一方面使水球各部分温度进一步升高, 也就是同时在做上述两种假设下的事情。同时做两件事情所用的时间大于只做其中一件事的时间, 但又小于先做一件事, 然后再做另一件事所用的时间, 因而

$$\tau_{22} < \tau_2 < \tau_{21} + \tau_{22} \quad (7)$$

将式(7)代入式(4), 有

$$\tau_1 + \tau_{22} < \tau_m < \tau_1 + \tau_{21} + \tau_{22} \quad (8)$$

在以上分析中并未考虑冰球融化后成为水球, 其半径变为 r_{i0}' , 冰融化成水后体积变小, $r_{i0}' < r_{i0}$ 。记用 r_{i0}' 代替 r_{i0} 计算 τ_{21} 或者 τ_{22} 得到的值为 τ_{21}' 或者 τ_{22}' , 则 $\tau_{21}' < \tau_{21}$ 以及 $\tau_{22}' < \tau_{22}$, 修正式(8)则有

$$\tau_1 + \tau_{22}' < \tau_m < \tau_1 + \tau_{21} + \tau_{22} \quad (9)$$

$\tau_1 + \tau_{21}$ 实际上是当水球中没有冰球时, 水球中心温度受到传热过程影响所用的时间。令 $\tau_3 = \tau_1 + \tau_{21}$, 则式(9)可以写成

$$\tau_1 + \tau_{22}' < \tau_m < \tau_3 + \tau_{22} \quad (10)$$

上述模型中, 水球直径可以按湍流中最小旋涡尺度计算, 冰球直径的大小可以根据冰槽中使用的滤网的规格估计。然后, τ_1 和 τ_3 可以根据成熟的非稳态传热过程计算方法计算, τ_{22} 和 τ_{22}' 可以根据式(6)计算, 这样 τ_m 的上下限值可以根据式(10)估算出来。

2 计算结果与分析

实验表明, 如果在冰槽中使用 400 目滤网, 其阻力损失是可以接受的。400 目滤网网孔直径小于 $40 \mu\text{m}$, 因而能够通过滤网的冰晶直径小于 $40 \mu\text{m}$, 半径小于 $20 \mu\text{m}$ 。假设冰球半径 $r_i = 20 \mu\text{m}$, 计算冰球融化时间与湍流中最小旋涡尺度大小的关系。

表 1 给出了根据非稳态传热过程计算方法计算得到的不同最小旋涡尺度下 τ_1 和 τ_3 的数值, 计

表 1 不同 r_w 下 τ_1 和 τ_3 的计算值

r_w/mm	τ_1/s	τ_3/s
2	1.230 2	1.230 2
1	0.350 3	0.350 3
0.5	0.100 1	0.100 1
0.2	0.017 7	0.017 7
0.1	0.005 3	0.005 3
0.05	0.001 0	0.001 5
0.02	0.000 1	0.000 3

算中假设水的主体温度 $t_w = 0.5^\circ\text{C}$ 。表 1 显示, 当水球半径小于 2 mm 时, 由于冰球直径较小, τ_1 和 τ_3 的绝对差值总是很小。图 3 显示了 τ_{22} 和 τ_{22}' 的计算结果。当最小旋涡尺度小于 2 mm 时, τ_{22} 和 τ_{22}' 之间的差值几乎不可辨别。因而当最小旋涡尺度小于 2 mm 时, τ_m 的上、下限值之间的差别非常小。这时, 可以以 τ_m 的上限值或者下限值作为 τ_m 真值的估计。

表 1 和图 3 表明, 减小最小旋涡尺度可以显著地减少微小冰晶融化时间。当最小旋涡尺度较小时, 水与冰晶之间对流换热可以在较低水温下、较短时间内融化水中的微小冰晶。湍流程度越大, 湍流中的最小旋涡尺度越小。因而, 在过冷水连续制冰系统中, 可以通过增大流动的湍流程度, 在较低的水温下、较短时间内融化水中的微小冰晶。这种

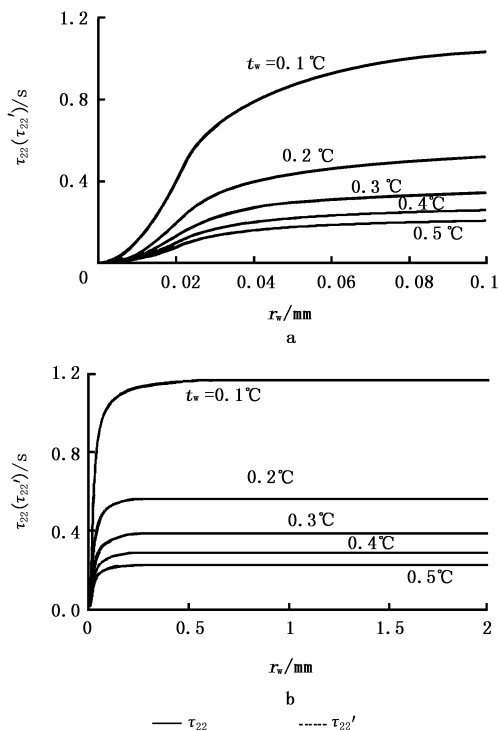


图 3 τ_{22} 与 τ_{22}' 随 r_w 的变化关系

方法比提高过冷却器进口水温的方法节省能量, 从而能够提高过冷水连续制冰系统的能效。

比较表 1 和图 3 的计算结果可以看到, 在相同的水的主体温度下 ($t_w = 0.5^\circ\text{C}$), 当最小旋涡尺度较大时, τ_{22} 和 τ_{22}' 小于 τ_1 和 τ_3 , 因而在总的融化时间中所占比例较小, 表明影响冰球融化时间的主要是显热传递过程; 随着最小旋涡尺度的减小, τ_{22} 和 τ_{22}' 在总的融化时间中所占的比例逐渐增大, 并最终成为其中的主要部分, 表明潜热传递过程逐渐成为影响冰球融化时间的主要因素。在实际情况中, 最小旋涡尺度总是控制在比较小的尺度, 在这种情况下, 最小旋涡尺度对 τ_{22} 和 τ_{22}' 的影响实际反映了其对总融化时间的影响。从图 3a 可以看到, 当最小旋涡尺度小于某一数值后, 随着最小旋涡尺度的减小, τ_{22} 和 τ_{22}' 加速下降, 在实际设计中, 应使最小旋涡尺度小于这一数值。具体数值与主体水温有关, 可以通过计算确定。当要求的融化时间一定时, 水的主体温度越低, 则要求的最小旋涡尺度越小。

3 结论

为了研究在过冷水连续制冰系统中如何消除水中的微小冰晶, 笔者提出了一种计算给定水温和

(下转第 6 页)