

高剪切均质机机理研究

无锡轻工大学 胡长鹰 王有伦 陆振曦

首次运用层流理论对高剪切均质机的均质机理进行了探讨。导出了不可压缩牛顿型流体在定子与转子的窄小间隙内高剪切区的速度场和剪应力场，建立了层流情况下的高剪切均质判据。通过对鲜牛奶的均质试验，验证了该均质机的均质效果和理论分析。

关键词 高剪切均质机 层流理论 均质判据

1 引言

均质机种类很多，80年代起，日本及欧美一些国家广泛采用高剪切均质机。此类均质机采用高速旋转剪切原理，克服了以往均质机能耗大、对材质要求高及对固体颗粒粉碎困难等弱点，体现了很大的市场潜力和应用前景。本文研究的高剪切均质机（泵），外形类似于一小型泵，与目前常用的高剪切均质锅相比，更显示出其能耗小、置于生产流程中可连续工作的优点。

对高剪切均质机，国内外已从结构上进行了众多探讨和尝试，但从均质机理上多是进行定性分析，进一步的定量的解释还几乎没有。本文在结构设计和试验研究的基础上，对高剪切均质机转子内搅拌均质机理进行了理论探讨；首次从理论上运用层流理论，导出了不可压缩牛顿型流体在定子—转子间窄小间隙高剪切区内的速度场和剪应力场，建立了层流情况下的高剪切均质判据。

2 高剪切均质机转子内搅拌均质机理

高剪切均质机工作原理结构图见图 1

转轴与转子间通过三根筋条相连接，筋条与转子间形成的空间对物料具有一定吸力。料液在转子内搅拌均质时，由于转子的高速旋转使转子内流体处于湍流状态。理论上，转子内流体的湍流运动可由 Navier-Stokes 方程描述。

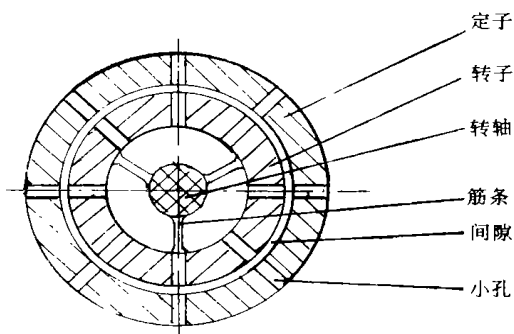


图 1 高剪切均质机工作原理结构图

在转子的极薄层壁面区中，流体运动受固体壁面流动条件（壁面切应力、料液的粘性、表面粗糙度等）的影响比较明显，粘性切应力是主要特征因素，湍流切应力极小而可以忽略。因此，在这极薄的壁面区中的分散相液滴主要受控于料液的粘性切应力而分裂破碎。在转子的非壁面区（转子内除极薄层壁面区的绝大部分区域），料液处于完全湍流状态，湍流应力（雷诺应力）是主要特征因素，粘性切应力极小而可以忽略。因此，在该区域中液滴受控于湍流应力而分裂破碎。

可认为转子内非壁面区流场中任一空间点上各方向脉动速度的统计学特征无差别，即认为转子内非壁面区湍流为各向同性湍流。因此，湍流场中脉动速度二重相关量 $\bar{u}^{-1/2}$ 可由 Kolmogoroff 式计算^[1,2]，即

$$\bar{u}^{-1/2} = K_I \epsilon^{2/3} \chi_{\max}^{2/3} \quad (1)$$

式中 K_I 为常系数, ϵ 为耗散能量, χ_{\max} 为均质后未被分裂的最大液滴粒径

而耗散能量为

$$\epsilon \propto n^3 d_e^2 \quad (2)$$

式中 n 为转子转速, d_e 为转子内等效直径, 它与转子直径 d 的关系为

$$d_e = K_e d \quad (3)$$

K_e 为等效系数, 视转子内尺寸由实验确定。

Hinze^[3]指出, 湍流中液滴破裂的临界韦伯准数 We_{Kr} 为

$$We_{Kr} = \rho \bar{u}^{-1/2} \chi_{\max} \nu = \text{const} \quad (4)$$

式中 ν 为液滴表面张力。将式 (1)、(2) 代入式 (4) 得

$$We_{Kr} = K' \rho n^2 d_e^{4/3} \chi_{\max}^{5/3} \nu \quad (5)$$

不同的研究人员得到下列关联数据^[2]:

$$\begin{aligned} C = We_{Kr} / K' &= \rho n^2 d_e^{4/3} \chi_{\max}^{5/3} \nu \\ &= \kappa \cdot 10^{-3} - 1 \kappa \cdot 10^3 \end{aligned} \quad (6)$$

由式 (6) 即可得到关于转子内均质后未被分裂的最大液滴粒径的判据:

$$\chi_{\max}^{5/3} = C \frac{\nu}{\rho n^2 d_e^{4/3}} \quad (7)$$

C 为常数, 且在 $\kappa \cdot 10^{-3}$ 至 $1 \kappa \cdot 10^3$ 范围之内。

必须指出, 式 (7) 只适用于在液滴粒径 χ_{\max} 不小于 10^6 m 时的均质判据^[1], 因而在转子内部主要实现对物料的充分搅拌和预均质

3 定子—转子间高剪切区流体层流速度场和剪应力场

高剪切均质机(泵)设计有一对精密配合的定子—转子及相应特殊结构。料液的均质, 主要是由转子内预搅拌均质、转子和定子上开孔射流均质以及定子—转子间高剪切区很强剪切力的共同作用来完成。由于定子—转子间间隙 δ 值相当小, 一般为 $(0.2 - 0.5) \times 10^{-3}$ m, 所以一般间隙内流体的雷诺数 Re ($Re = \rho u_0 \delta / \mu$, $u_0 = \pi n d / 60$) 较低, 流体处于层流状态 ($Re = 1000$)^[4]。柱坐标下, 不可压缩流体的连续性方

程和 Navier-Stokes 方程为

$$\frac{\partial u_r}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial u_z}{\partial z} + \frac{u_r}{r} = 0 \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \text{和 } \rho \left(\frac{\partial u_r}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_\theta}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} + u_z \frac{\partial u_r}{\partial z} - \frac{u_\theta^2}{r} \right) \\ = \rho F_r - \frac{\partial p}{\partial r} + \mu \left(\frac{\partial^2 u_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u_r}{\partial \theta^2} \right. \\ \left. + \frac{\partial^2 u_r}{\partial z^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} - \frac{u_r}{r^2} \right) \end{aligned} \quad (9-a)$$

$$\begin{aligned} \rho \left(\frac{\partial u_\theta}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_\theta}{\partial r} + \frac{u_\theta}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + u_z \frac{\partial u_\theta}{\partial z} + \frac{u_r u_\theta}{r} \right) \\ = \rho F_\theta - \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \theta} + \mu \left(\frac{\partial^2 u_\theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u_\theta}{\partial \theta^2} \right. \\ \left. + \frac{\partial^2 u_\theta}{\partial z^2} - \frac{u_\theta}{r^2} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial u_r}{\partial r} \right) \end{aligned} \quad (9-b)$$

$$\begin{aligned} \rho \left(\frac{\partial u_z}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_z}{\partial r} + \frac{u_\theta}{r} \frac{\partial u_z}{\partial \theta} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) \\ = \rho F_z - \frac{\partial p}{\partial z} + \mu \left(\frac{\partial^2 u_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_z}{\partial r} \right. \\ \left. + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u_z}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} \right) \end{aligned} \quad (9-c)$$

由于转子的旋转速度较高, 间隙内流体的重力相对于惯性离心力可略去, 并按问题的特殊性可设:

$$\begin{cases} u_\theta = 0 \\ u_r = u_r(r) \\ u_z = u_z(r) \\ p = p(r) \end{cases} \quad (10)$$

将式 (10) 分别代入式 (8) 和式 (9) 得

$$\frac{du_r}{dr} + \frac{u_r}{r} = 0 \quad (11)$$

$$\rho \left(u_r \frac{du_r}{dr} - \frac{u_r^2}{r} \right) = - \frac{dp}{dr} + \mu \left(\frac{d^2 u_r}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{du_r}{dr} - \frac{u_r}{r^2} \right) \quad (12-a)$$

$$\rho \left(u_r \frac{du_\theta}{dr} + \frac{u_r u_\theta}{r} \right) = \mu \left(\frac{d^2 u_\theta}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{du_\theta}{dr} - \frac{u_\theta}{r^2} \right) \quad (12-b)$$

边界条件为

$$r = r_0 \text{ 时 } \quad u_r = u_\theta = \pi n d / 60 \quad (13)$$

$$u_r = v_0 \quad (14)$$

$$r = r_0 + \delta \text{ 时 } \quad u_\theta = 0 \quad (15)$$

其中: n 为转子转速; d 、 r_0 为转子的外径、半径, $r_0 = d/2$; δ 为定子—转子间间隙, 是高剪切区;

u_0 为料液在高剪切区 δ 内的周向速度; v_0 为流体的等效吹入速度, 它是由转子内流体通过小孔射流入间隙内的平均速度 $v_{L,av}$ 所等效而成。

式 (11) 满足式 (14) 的解为

$$u_r = \frac{w}{r} v_0 \quad (16)$$

将式 (16) 代入式 (12) 得

$$\rho \left(-\frac{w^2 v_0^2}{r^3} - \frac{w^2}{r} \right) = -\frac{dp}{dr} \quad (17-a)$$

$$\rho r_0 v_0 \left(\frac{1}{r} \frac{dw}{dr} + \frac{w}{r^2} \right) = \mu \left(\frac{d^2 w}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dw}{dr} - \frac{w}{r^2} \right) \quad (17-b)$$

将式 (17-b) 整理后, 解其微分方程, 得

$$w = C_1 r^{\frac{1}{2}} + \frac{\rho r_0 v_0}{\mu} + C_2 / r \quad (18)$$

由式 (13)、(15) 可确定 C_1 、 C_2 :

$$C_1 = \frac{-u_0 r_0}{(r_0 + \delta)^{2\frac{1}{2}} \frac{\rho r_0 v_0}{\mu} - r_0^2 \frac{\rho r_0 v_0}{\mu}} \quad (19)$$

$$C_2 = -\left(\frac{r_0}{r_0 + \delta} \right)^2 \frac{\rho r_0 v_0}{\mu} C_1 \quad (20)$$

将式 (19)、(20) 代入式 (18) 得

$$w = \frac{u_0 r_0 (r_0 + \delta)^2 \frac{\rho r_0 v_0}{\mu} - r_0^2 \frac{\rho r_0 v_0}{\mu}}{r (r_0 + \delta)^2 \frac{\rho r_0 v_0}{\mu} - r_0^2 \frac{\rho r_0 v_0}{\mu}} \quad (21)$$

式 (21) 就是定子—转子间高剪切区流体层流速度场公式

粘性切应力为^[5]

$$\begin{aligned} \tau_{\theta} &= \mu \left(\frac{\partial w}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial \theta} - \frac{w}{r} \right) \\ &= \mu \left(\frac{dw}{dr} - \frac{w}{r} \right) \\ &= -\frac{\mu u_0 r_0}{r^2} \frac{\left(\frac{\rho r_0 v_0}{\mu} \right)^2 \frac{\rho r_0 v_0}{\mu} + 2(r_0 + \delta)^2 \frac{\rho r_0 v_0}{\mu}}{(r_0 + \delta)^2 \frac{\rho r_0 v_0}{\mu} - r_0^2 \frac{\rho r_0 v_0}{\mu}} \quad (22) \end{aligned}$$

式 (22) 就是定子—转子间间隙内流体层流剪应力场公式

$|\tau_{\theta}|_{\max}$ 发生在定子壁面处, 即

$$\begin{aligned} |\tau_{\theta}|_{\max} &= |\tau_{\theta}|_{r=r_0} \\ &= \mu u_0 r_0 \frac{(\rho r_0 v_0 \mu + 2)(r_0 + \delta) \frac{\rho r_0 v_0}{\mu}}{(r_0 + \delta)^2 \frac{\rho r_0 v_0}{\mu} - r_0^2 \frac{\rho r_0 v_0}{\mu}} \\ &\approx \frac{\rho u_0 v_0}{(\frac{r_0 + \delta}{r_0})^2 - (\frac{r_0 + \delta}{r_0}) - \frac{\rho r_0 v_0}{\mu}} \quad (23) \end{aligned}$$

4 定子—转子间高剪切区流体等效吹入速度

转子内流体由于惯性离心力作用经转子上开孔管道射流入高剪切区。由于转子内流体在搅拌时常处于湍流状态, 开孔管道短又粗且绕轴旋转, 使得其中流体流动极为复杂, 到目前为止, 理论上还难以精确描述。

按能量原理^[6], 有

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \Delta m K_c v_0^2 &= E_0 + \int_0^{r_0} \Delta m w r^2 r dr \\ &= E_0 + \frac{1}{2} \Delta m u_0^2 \quad (24) \end{aligned}$$

式中, E_0 为进口处流体所含能量。当此均质机(泵)置于管道中正常工作时, 进口压力很小, 即流体所含能量很小, $E_0 \approx 0$, 则由式 (24) 可得流体等效吹入速度:

$$v_0 = \frac{u_0^2}{K_c} \quad (25)$$

K_c 为圆管孔道修正系数^[6], 本文取 $K_c = 2$, 则式 (25) 变为

$$v_0 = \alpha u_0 \quad (\alpha = \frac{1}{2}) \quad (26)$$

5 定子—转子间高剪切区流体层流均质判据

代表性地取含有两相且为不可压缩牛顿型流体的料液。分散相液滴在层流状态下变形情况可用剪应力 τ 和表面张力 ν 之间的函数关系式表述, 这种关系由泰勒定义为被修正的韦伯准数^[7]:

$$We = \frac{\tau \chi}{2\nu} \quad (27)$$

式中 χ 为液滴粒径。

液滴分裂与否, 取决于临界变形值, 也即取决于临界韦伯准数 We_{ek} 。如果 $We > We_{ek}$, 液滴即分裂; 如果 $We < We_{ek}$, 液滴仅会变形。而临界韦伯准数只是分散相粘度 η_d 和连续相粘度 η_k 之比的函数。图 2 显示了牛顿型流体单个液滴分裂时 η_d / η_k 与 We_{ek} 的函数关系^[7]。

由上述讨论及式 (27) 即可得到层流场中均质后的最大液滴粒径 χ_{\max} :

$$\chi_{\max} = \frac{2\nu}{\tau_{\max}} We_{ek} \quad (28)$$

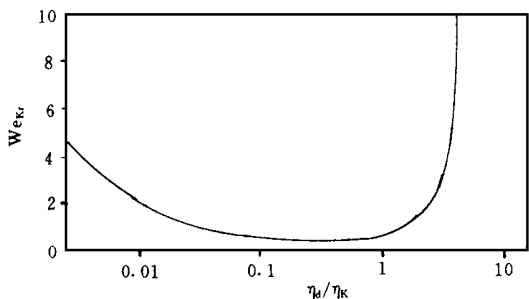


图 2 液滴破裂 W_{ekr} 与 η_d/η_k 关系图

将式 (23) 代入上式, 得定子—转子间高剪切区流体层流均质判据 (由于代入 $|\tau|_{max}$, 又可称最大剪应力均质判据):

$$\chi_{max} = \frac{2}{\rho \omega v_0} \left[\left(1 + \frac{\delta}{r_0} \right)^2 - \left(1 + \frac{\delta}{r_0} \right)^{-\frac{\rho r_0 v_0}{\mu}} \right] W_{ekr} \quad (29)$$

上式可变形为

$$\chi_{max} = \frac{2}{\alpha \rho \omega_0^2} (1 - e^{-Re'}) W_{ekr} \quad (30)$$

式中 $Re' = \rho \delta v_0 / \mu = \alpha \rho \delta \omega_0 / \mu$, $\alpha = 0.707$

6 试验结果与分析

本试验流程见图 3

6.1 试验对象

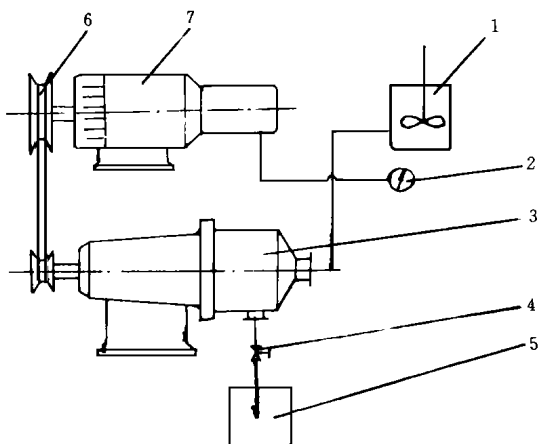


图 3 试验流程示意图

- 1- 预混合罐 2- 功率表 3- 高剪切均质机 4- 节流阀
- 5- 成品罐 6- 带传动机构 7- 电动机-调速机组

试验对象为未经处理过 (只经过滤) 的鲜牛奶; 可认为是不可压缩牛顿型流体。其物理参数为动力粘度 $\mu = 1.20 \times 10^{-3} \text{ Pa} \cdot \text{s}$, 相对密度 $\rho_{\text{相对}} = 1.03$, 表面张力 $\nu = 0.0460 \text{ N/m}$

6.2 试验条件

试验条件为温度 $50-60^\circ\text{C}$, 设定流量为 1 t/h , 转子半径 $r_0 = 50 \times 10^{-3} \text{ m}$

6.3 试验内容

开孔率 φ 不变 ($\varphi = 3\%$), 间隙 δ 不变 ($\delta = 1 \times 10^{-4} \text{ m}$), 改变转子转速 n 试验结果见图 4

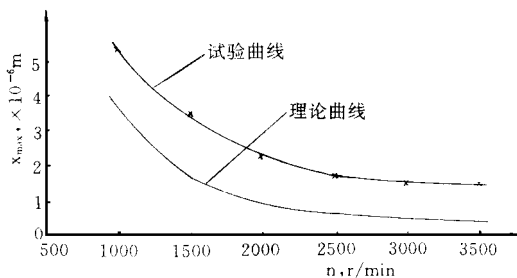
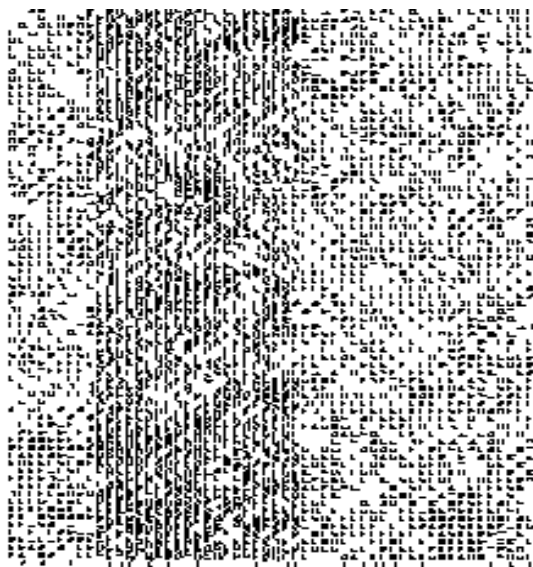


图 4 高剪切均质机 (实验室用) 对牛奶均质的试验曲线及理论曲线



(b) 实验室用高剪切均质机均质后
($n = 2500 \text{ r/min}$ $\delta = 1 \times 10^{-4} \text{ m}$ $\varphi = 3\%$)

图 5 均质前后牛奶脂肪球粒径比较

换热器两侧换热过程的性能最佳匹配

华中理工大学 陈维汉 孙毅

从换热器的基本传热方程和投资费用方程出发,导出了以单位温差下传热热流量为最大条件下的换热器两侧的最佳性能价格匹配的关系式,即最佳投资分配、最佳面积分配及最佳热阻分配的平方根规律。从中表明,由于受投资费用影响,换热器两侧的最佳换热性能匹配并不是等值匹配,而是决定两侧的性能价格比的比值的平方根值。该规律能避免设计换热器时确定换热面积的盲目性,对换热器的优化设计具有指导意义。

关键词 换热器 优化设计 性能价格比 匹配规律

1 引言

换热器是生产与生活中不可缺少的重要热利用设备,其性能的优劣对能源的有效利用产生重大的影响。因此,换热器的各种性能的优化一直是人们普遍关心的课题,已提出了各种性能评价的方法,并在实际应用中起着越来越重要的作用^[1-4]。这些评价方法不外乎是热性

能、流动性能和投资性能的相互综合的分析。由于三者间的相互关系不甚清楚、或侧重面的差异,致使各种评价方法都有其一定的片面性,更由于评判准则的不同所得的结论有时相差甚远。这些差异的存在随着优化方法的不断改进,所分析的问题的复杂性不断增加,更加使人们难以判明各种优化方法的好坏。因此,撇开换热器的枝节问题,亦不管各种优化方法的判别

由于制造误差、试验误差、测定误差等因素影响,试验曲线与理论曲线间存在一定距离,但曲线趋势是一致的,特别在转速超过 2000r/min 后,开孔率 φ 可表示为

$$\varphi = \frac{\pi r_1^2}{2 \pi r_0 H}$$

其中 r_1 —转子上所开小孔半径;

m —转子上开孔总数;

H —转子有效轴向长度

图 5 为均质前后牛奶中脂肪球粒径的对比。

7 结语

理论上,层流情况下不可压缩牛顿型流体的高剪切均质判据为

$$\chi_{\max} = \frac{2\nu}{\alpha \rho u_0^2} (1 - e^{-Re'}) We_{kr}$$

实验室样机上的牛奶均质试验表明,高剪切均质机的均质效果是显著的,均质后脂肪球粒径完全可以达到 1.5 μ m 以下。因而高剪切均质机具有足够的市场潜力。

参 考 文 献

- 1 James Y. Oldshue Fluid Mixing Technology. New York McGraw-Hill Publications Co.
- 2 欧舒 JY 等著. 流体混合技术. 王英琛等译. 北京: 化学工业出版社, 1991.
- 3 Hinze J.O. A I Ch E J, 1955, 289
- 4 张也影. 流体力学. 北京: 高等教育出版社, 1986.
- 5 赵学瑞, 廖其奠主编. 粘性流体力学. 北京: 机械工业出版社, 1983.
- 6 戴莱 JW, 哈里曼 D R F. 流体力学. 郭子中, 陈玉璞等译. 北京: 人民教育出版社, 1981.
- 7 Ulrich Teipel. 废炸药的乳化预处理技术. 张少波译. 化工装备技术, 1993, 14 (4)
- 8 [瑞典] 斯蒂格·费尔伯格主编. 食品乳状液. 王果庭等译. 北京: 轻工业出版社, 1989.