

对 $-\pi/2 < \theta < \pi/2$, $E_{in} > 0$, 表示 E_{in} 与矢径同向; 对 $\pi/2 < \theta < 3\pi/2$, $E_{in} < 0$, 表示 E_{in} 与矢径反向; 对 $\theta = -\pi/2$ 或 $\theta = \pi/2$, $E_{in} = 0$, 电场强度不存在径向分量。

粒子进入电场后, 沿电力线运动的负离子与其碰撞并将电荷迅速转移给它。使得粒子球表面附近产生一个随时间变化着的排斥场 E_2 。假设某时刻粒子球带电量为 $Q(t)$, 并且均匀地分布在球面, 则根据高斯定理:

$$\oint_{(S)} \mathbf{E}_2 \cdot d\mathbf{S} = \sum_{(S'内)} Q(t) / \epsilon_0 \quad (8)$$

求得粒子球表面附近的排斥场为:

$$E_2 = Q(t) / 4\pi r_1^2 \epsilon_0 \quad (9)$$

式中 r_1 —粒子球表面外附近某一球面半径, m, $r_1 = r + \delta$ δ 为接近于 0 的正数;

r —粒子球半径, m。

E_2 与矢径方向相反。

式(7)和(9)分别给出粒子球表面法向静电场强度、动电场强度两个表达式。粒子球表面法向总电场强度应该是上面两式的叠加:

$$E_t = E_{in} - E_2 = 3E_0 \cos \theta / (\epsilon_r + 2) - Q(t) / 4\pi r_1^2 \epsilon_0 \quad (10)$$

$E_t > 0$, 表示 E_t 与矢径同向; $E_t < 0$, 表示 E_t 与矢径反向; $E_t = 0$, 式(10)给出某一时刻静、动两个电场相互抵消的圆周边界。圆周右侧(图1)的电力线簇是负离子碰撞球面的运动途径。

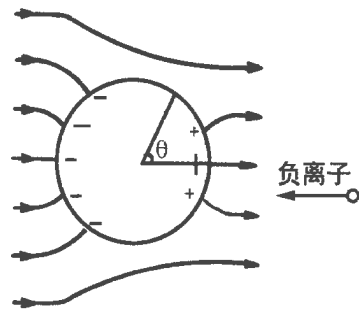


图1 部分荷电粒子周围电场分布

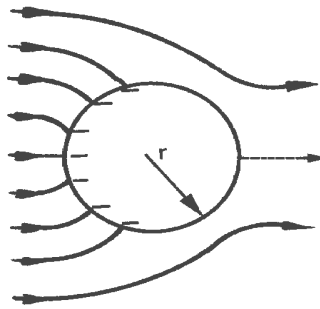


图2 饱和荷电粒子球周围电场分布

注: 虚线为最后一根电力线消失粒子达到饱和荷电

随着负离子在粒子球上的积累, 粒子球上的束缚正电荷不断地被抵消, 由球面发出的电力线不断减少直到完全消失, 这时粒子荷电达到饱和(图2)。

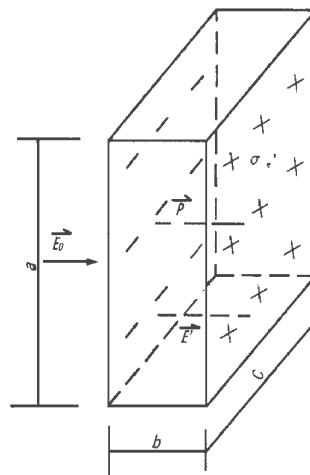


图3 长方体粒子在均匀外场中的极化

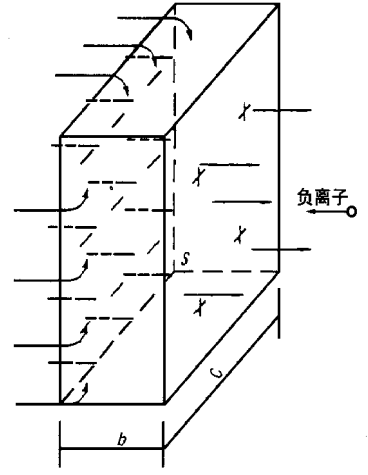


图4 部分荷电长方体粒子周围电场分布

4 长方体粒子的场荷电情况

这里讨论长方体粒子在电场荷电的一种特殊情况, 它的其中两个表面与外电场垂直。如图3所示, 粒子在均匀外场中极化时, 体内产生的退极化场 E' 是均匀的, 它与外加电场 E_0 反向, 且:

$$E' = P / \epsilon_0 \quad (11)$$

把式(11)和(5)代入式(1)进行标量运算, 求得粒子内部电场强度为:

$$E = E_0 - kE = E_0 - (\epsilon_r - 1) E, \text{ 即:}$$

$$E = E_0 / \epsilon_r \quad (12)$$

E 和 E_0 同向。

式(12)的结果对长方体粒子与外场垂直的两个表面的内外边界都是适用的。

粒子进入电场 t 时刻, 带电量为 $Q(t)$ 。假定在没有外加电场的情况下, 这些电荷均匀地分布于粒子的六个表面, 那么粒子表面的电荷密度为:

$$\sigma_e = Q(t) / A \quad (13)$$

式中 A —粒子外表面总面积, m^2 ,

$$A = 2(ab + bc + ac)。$$

电除尘器处理的粒子尺度一般大于 $1 \mu m$, 作为工程近似计算, 忽略边缘效应, 则 S 表面上(图4)的动态排斥场为:

$$E_2 = \sigma_e / \epsilon_0 = Q(t) / (\epsilon_0 \cdot A) \quad (14)$$

S 表面上的实际电场 E_t 应该是上述静电场与动电场的矢量和:

$$E_t = E + E_2$$

对上式进行标量运算, 得:

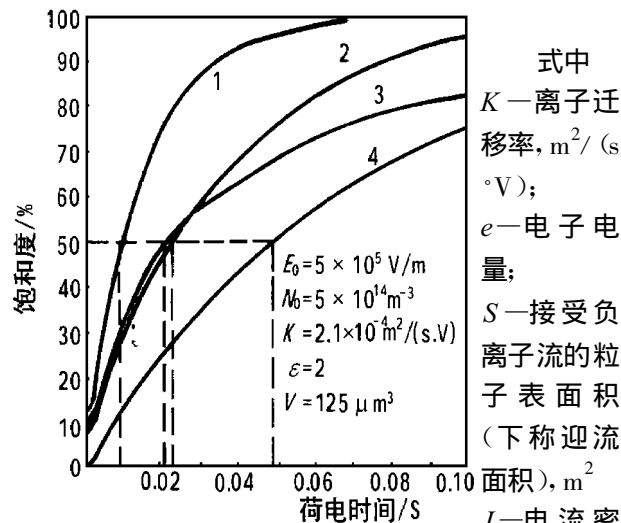
$$E_t = E_0 / \epsilon_r - Q(t) / (\epsilon_0 \cdot A) \quad (15)$$

E_t 与 E_0 同向。

式(15)表明, 粒子初入电场时刻, $Q(t) = 0$, S 表面的电场强度值最大, 随着电场中负离子源源不断地流向粒子, S 表面建立起来的排斥场与外加电场趋向平衡。平衡时, 粒子达到饱和荷电, S 表面上电场强度为零。

粒子在 t 时刻电量随时间的变化等于该时刻流向 S 表面的电流。即:

$$\begin{aligned} dQ(t)/dt &= J \cdot S = (E_t \cdot N_0 \cdot e \cdot K) \cdot S \\ &= N_0 \cdot e \cdot K \cdot S \cdot [\epsilon_0 \cdot A \cdot E_0 / \epsilon_r - Q(t)] / (\epsilon_0 \cdot A) \end{aligned} \quad (16)$$



式中
 K —离子迁移率, $m^2 / (s \cdot V)$;
 e —电子电量;
 S —接受负离子流的粒子表面积 (下称迎流面积), m^2
 J —电流密度, A , $J = E_t \cdot N_0 \cdot e \cdot K$ 。
 N_0 —离子密度, $1/m^3$;
 对式(17)积分,

- 1—长方体 $8 \mu m \times 1.95 \mu m \times 8 \mu m$ 迎流面 $8 \mu m \times 8 \mu m$ $Q_{ps} = 4.21 \times 10^{-16} C$, $t_{99\%} = 0.007s$
- 2—正方体 $5 \mu m \times 5 \mu m \times 5 \mu m$ 迎流面 $5 \mu m \times 5 \mu m$ $Q_{ps} = 3.32 \times 10^{-16} C$, $t_{99\%} = 0.015s$
- 3—球体 $\Phi 4.46 \mu m$
- 4—长方体 $3 \mu m \times 13.9 \mu m \times 3 \mu m$ 迎流面 $3 \mu m \times 3 \mu m$ $Q_{ps} = 4.09 \times 10^{-16} C$, $t_{99\%} = 0.050s$

并利用边界条件:

$$t=0, Q(t)=0; t=t, Q(t)=Q(t)。得:$$

$$Q(t) = Q_{ps} [1 - \exp(-\frac{N_0 e \cdot K \cdot S \cdot t}{\epsilon_0 \cdot A})] \quad (17)$$

式中 $Q_{ps} = \epsilon_0 \cdot E_0 \cdot A / \epsilon_r$, 称为饱和荷电量。

由式(17)可以看出, 长方体粒子的其中两个表面与外场垂直时, 它的饱和荷电量与粒子的总表面积成正比, 而与粒子的迎流面积无关。粒子的荷电速率则随迎流面积占总表面积比重的增加而加快。

为了比较具体地反映长方体粒子在电场中的荷电情况, 假定: $E_0 = 5 \times 10^5 V/m$, $N_0 = 5 \times 10^{14} m^{-3}$, $K = 2.1 \times 10^{-4} m^2 / (s \cdot V)$, $\epsilon_r = 2$, 对体积为 $125 \mu m^3$ 的长方体粒子, 在三种几何尺寸下同体积的粒子的场荷电情况作一对比, 其结果如图 5。

显然, 上例中正方体总表面积最小, 饱和荷电量也最小。迎流面积越大, 则荷电速率越快。

上面推导了长方体粒子在一种特殊情况下的场荷电方程, 其它情况下粒子在电场中的荷电状态比较复杂, 难以用数学形式描述。从上面的计算实例中不难看出, 与球形粒子相同, 长方体粒子达到 99% 饱和荷电所需要的时间是极其短暂的。因此, 只要长方体粒子在电场中不停地运动 (实际电除尘器中, 气溶胶流动呈紊流状, 粒子作不停地移动、滑动和旋转运动), 其表面的各个部分都有足够的机会面对离子流方向, 从而粒子可以在很短的时间内至少获得式(17)给出的荷电量。可以认为, 虽然式(17)给出的仅仅是一种特殊情况下的荷电方程, 但它对定性乃至定量解释电除尘器中长方体粒子的场荷电情况具有一定的意义。

5 结语

(1)用电介质极化理论分析粒子在电场中的场荷电问题是一种简单易行的方法。

(2)长方体粒子饱和荷电量与粒子总表面积成正比, 荷电速率则随迎流面积占总表面积比重的增加而加快。

(3)与球形粒子相同, 长方体粒子达到 99% 饱和荷电所需时间是极其短暂的。

参考文献

[1] 怀特. 工业电除尘. 王成汉译. 北京: 冶金出版社, 1984.

(复 编)

供热机组变工况及其对经济性的影响

(东南大学动力系) 王培红 江浩 朱玉娜 李又奎 阮丽婷

【摘要】 针对传统的热经济性分析的不足,利用循环函数法提出了一个新的特性参数——热量多耗系数。并运用该指标,对供热机组(以苏联BIIТ-50-2机组为例)在变工况运行条件下运行经济性的变化进行了分析。结果表明,借助于该指标的变化,可直接获得热电联产节煤量分析结果。

关键词 供热机组 变工况 经济性

中图分类号 TK212

1 现行的热经济指标

对于供热机组,为了区别发电和供热的效益,需要将供热机组的热耗量分解为发电和供热两部分。根据现行指标,采用热量法分配,即将供应给热用户的热量全额折算到进汽参数下的机组耗热量,其实质是将抽汽供热和新汽减温减压供热不加区别的对待。这种处理方法的缺点是:

(1)对于热用户,只享受高效率大锅炉供热所带来的好处,而未能分享供热抽汽发电所产生的效益。

(2)热用户使用抽汽的参数高低,不影响用汽成本,因此没有降低用汽参数的积极性,尽管降低用汽

参数可增加供热汽流发电,增加联产的节煤量。

(3)运行工况的变化,会使发电煤耗指标改变,但这种变化主要反映热电联产的纯效益的变化,而掩盖了发电过程本身能量转换不完善所产生的影响(如汽机通流效率的变化,回热效果的恶化等),这对于指导热电厂开展节煤降耗工作是不利的,见表4。

本文根据循环函数法,可以方便地获得联产节煤量指标。

设供热机组的进汽多耗系数为 a_{TK} ,它表示 1kgT 循环抽汽需要增加的新汽量。据此可知,热量多耗 $q_{TK} = a_{TK}(h_0 - h_{fw})$,它表示 1kgT 循环抽汽需要多耗的热量。

对全部回水的情况,用户得到热量

$$q_t = 1^\circ(h_T - h_{wt})$$

式中 h_T —抽汽焓, h_{wt} —回水焓

则联产节约热量 $dq = (h_T - h_{wt}) - a_{TK}(h_0 - h_{fw})$,据此可以方便地计算出联产节煤量,数据见表6。

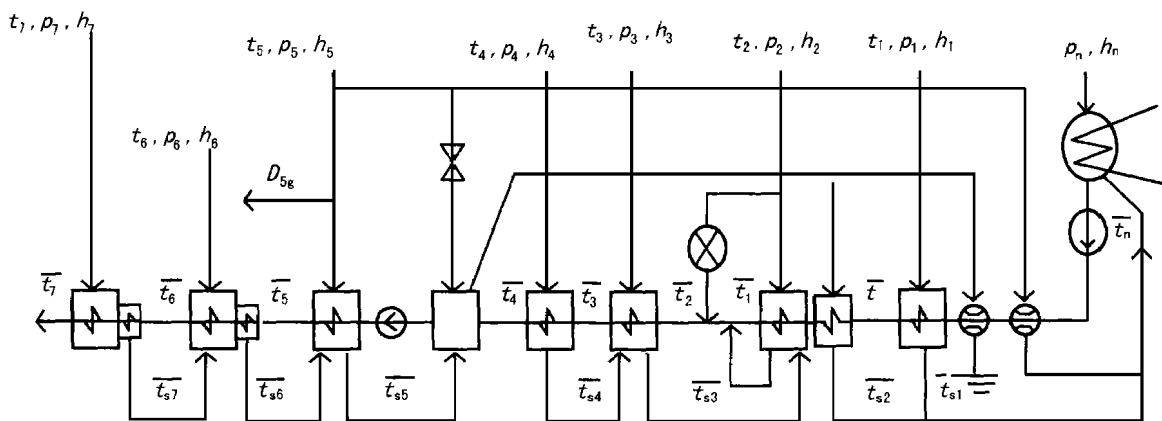
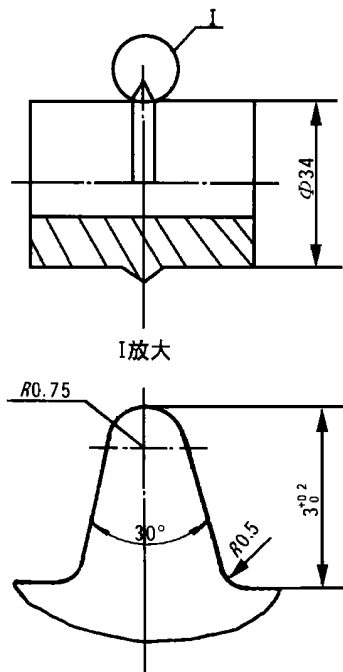


图1 BIIТ-50-2机组热系统图

收稿日期 1998-09-28 收修改稿 1998-12-28

作者简介 王培红 (1959-) 男 副教授。主要研究火电厂热力系统,动力设备经济运行方面的问题。通讯处 210018 南京太平北路122号7幢301室



线上。

又：螺距 $t = 24$ ，管子外圆为 $\Phi 57$

那么： $\alpha = \arctg \frac{12}{57} = 11.9^\circ$

设计给定支承轮长度： $BC = 225$

那么：图 5 (b) 中直线

$B'C' = 2 \times \frac{BC}{2} \sin \alpha = 46.4$ (mm)

这样，曲面在管子的接触线为图 6 中的 BC

线。用线切割机床把 OO' 段的 BC 线切割开便在 BC 段的管子外圆获得了一条曲线。该曲线便是支承轮与管子的接触线，也就是支承轮曲面，按该曲线

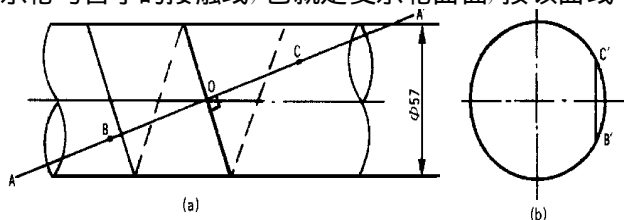


图 5

做型板加工支承轮，使支承轮曲面与型板 80% 以上吻合。工作时，该曲面紧贴在管子上的外壁上滚动，这样，即起了支承作用，又使管子卡在曲面内。

本工装可加工以下规格的锅炉钢管：

管径	$\Phi 63.5$	$\Phi 57$	$\Phi 51$
壁厚	3.35	3.35	3.35

3 工艺与检验

加工时，先将管子装卡好，尾部用中心架支承，启动床子，选择螺距，搬动压轮进刀丝杠至预定位置，向管壁进刀，支承轮便随螺旋线滚动。从而加工出螺旋线来。

螺旋管的关键尺寸是管子的内螺纹高度，它直接影响到烟管的传热效率，一般在 1.5~2mm 之间。加工时，螺旋线处的管壁被压缩，这样，外面的凹陷

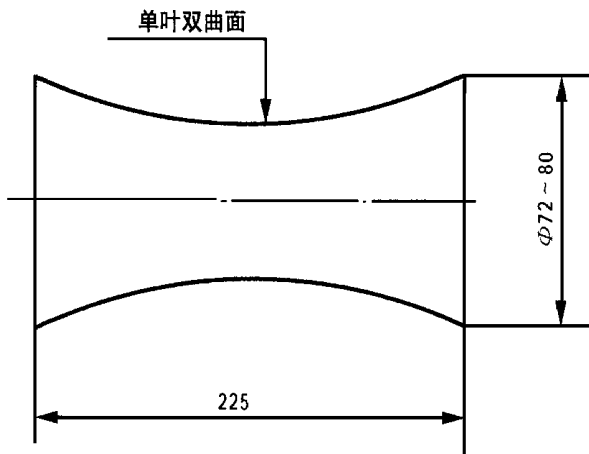


图 4 摩擦支承轮简图

与内表面的凸起量是不一致的，即凹陷量大于凸起量，这样，螺旋线的内高度便很难检验。

我们采取如下方法检验，首次加工工件时，先选择外表面螺旋线不同深度的几段螺纹管，然后，剖开检验内高度，按合适的内高度做外表面凹陷量规，正常工作时用量规检验，注意，不同壁厚管子的外表凹陷和内凸起是不对应的。如果，管壁不同，则还应按上述方法重新做量规。

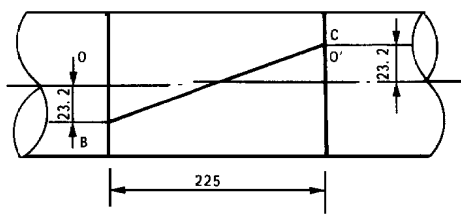


图 6

4 结束语

实践证明，此法简便易行。如加工其它规格的螺旋管时，只需要更换不同曲率的支承轮便可。也就是说，只需做一套简单的工装，安装在普通车床上，便可以加工出合格的螺旋管。这样，可以省去 10 万元左右的螺旋管轧制专机的投资费用，而且效率是一样的。

参考文献

[1] 郝平, 李之光. 螺旋管在锅壳式锅炉上应用的实验研究与优化设计方法. 节能技术, 1988. 5.

(渠源 编辑)