感应电热设备的设计(7)

汤景明　机械部西安电炉研究所　(西安　710061)

Design of Induction Heating Equipment (7)

Tang Jingming

(4) 平面波——矩形截面中的电磁过程

矩形截面导体中的电磁过程亦可分为两类:

①纵向磁场中的矩形导体——矩形截面感应器, 缝式感应器等的计算基础。

当矩形截面导体置于感应器中, 且施以交流电压时, 导体即处于交变的纵向磁场之中, 如图 28 所示。

为了简化分析, 可作如下假设:

(a) 在导体所有各点上的 ρ_2 与 μ 值恒定;

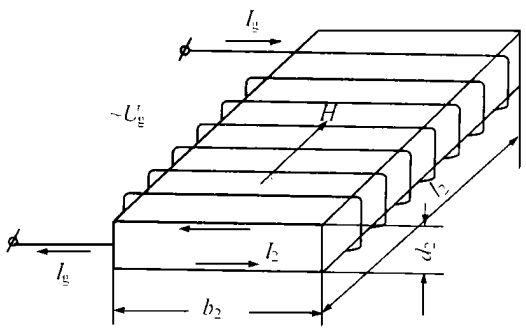


图 28　纵向磁场中的矩形截面导体

(b) $l_2 \gg b_2 \gg d_2$

这样, 在分析时可以忽略 d_2, 作为平面波来研究, 即能量只是从两个大侧面向导体传入, 且不考虑端部的边缘效应。

电磁现象分析示于图 29。

根据马克思威尔方程可写出:

$$\frac{d^2\dot{H}_m}{dx^2} = j\alpha k^2 \dot{H}_m \qquad (97)$$

其中　$k = \sqrt{\frac{\pi f \mu_0 \mu}{\rho}}$

式(97) 的通解为:

$$\dot{H}_m = A_1 e^{\alpha x} + A_2 e^{-\alpha x} \qquad (98)$$

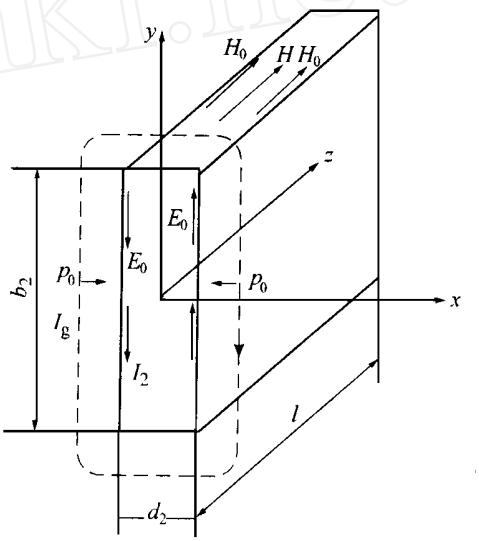


图 29　纵向磁场中矩形导体上电磁现象的分析

式中 $\alpha = \pm k(1 + j)$

用 $x = \pm \frac{d_2}{2}$ 时, $\dot{H}_m = \dot{H}_{m0}$ 的边缘条件求解系数 A_1 和 A_2, 将 $x = \pm \frac{d_2}{2}$ 代入式(98)

$x = \frac{d_2}{2}$ 时, $\dot{H}_m = \dot{H}_{m0} = A_1 e^{\alpha \frac{d_2}{2}} + A_2 e^{-\alpha \frac{d_2}{2}}$

$x = -\frac{d_2}{2}$ 时, $\dot{H}_m = \dot{H}_{m0} = A_1 e^{-\alpha \frac{d_2}{2}} + A_2 e^{\alpha \frac{d_2}{2}}$

因两者均等于 $\dot{H}_{m0}$, 所以有:

$$A_1 e^{\alpha \frac{d_2}{2}} + A_2 e^{-\alpha \frac{d_2}{2}} = A_1 e^{-\alpha \frac{d_2}{2}} + A_2 e^{\alpha \frac{d_2}{2}} \qquad (99)$$

为满足等式(99) 必须有:

$$A_1 = A_2 = A$$

所以, 式(98) 可以写成:

$$\dot{H}_m = A(e^{\alpha x} + e^{-\alpha x}) = 2A\left(\frac{e^{\alpha x} + e^{-\alpha x}}{2}\right) = 2A \operatorname{ch} \alpha x \qquad (100)$$

如果取时间座标 $t = 0$, 则有:

$$H_{m0} = 2A \operatorname{ch} \frac{\alpha d_2}{2}$$

汤景明: 男, 1936 年生, 研究员级高级工程师。

(收稿: 1997-02-25)

© 1994-2008 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

由此得出: $A = \dfrac{H_{m0}}{2\mathrm{ch}\dfrac{\alpha d_2}{2}}$ (101)

代入式(100):

$$\dot{H}_m = H_{m0}\frac{\mathrm{ch}\alpha x}{\mathrm{ch}\alpha\frac{d_2}{2}} \quad (102)$$

其模数形式为:

$$|\dot{H}_m| = H_m = H_{m0}\frac{|\mathrm{ch}\alpha x|}{\left|\mathrm{ch}\alpha\frac{d_2}{2}\right|}$$

$$= H_{m0}\sqrt{\frac{\mathrm{ch}\alpha x\,\mathrm{ch}^*\alpha x}{\mathrm{ch}\alpha\frac{d_2}{2}\mathrm{ch}^*\alpha\frac{d_2}{2}}}$$

$$= H_{m0}\sqrt{\frac{\mathrm{ch}2kx + \cos 2kx}{\mathrm{ch}kd_2 + \cos kd_2}} \quad (103)$$

式中: $\mathrm{ch}^*\alpha x$ 与 $\mathrm{ch}^*\alpha\frac{d_2}{2}$ 相应地为 $\mathrm{ch}\alpha x$ 和 $\mathrm{ch}\alpha\frac{d_2}{2}$ 的共轭复数。

已知 $\dot{E}_m = \frac{1}{\gamma}\frac{d\dot{H}_m}{dx}$

将式(102) 代入上式:

$$\dot{E}_m = \frac{\alpha}{\gamma}H_{m0}\frac{\mathrm{sh}\alpha x}{\mathrm{ch}\alpha\frac{d_2}{2}} \quad (104)$$

当 $x = \frac{d_2}{2}$ 时

$$\dot{E}_m = \dot{E}_{m0} = \frac{\alpha}{\gamma}H_{m0}\frac{\mathrm{sh}\alpha\frac{d_2}{2}}{\mathrm{ch}\alpha\frac{d_2}{2}}$$

代入式(104) 则有:

$$\dot{E}_m = \dot{E}_{m0}\frac{\mathrm{sh}\alpha x}{\mathrm{sh}\alpha\frac{d_2}{2}} \quad (105)$$

其模数形式为:

$$E_m = E_{m0}\sqrt{\frac{\mathrm{ch}\alpha kx - \cos 2kx}{\mathrm{ch}kd_2 - \cos kd_2}} \quad (106)$$

同样可有: $\delta_n = \delta_{n0}\sqrt{\frac{\mathrm{ch}\alpha kx - \cos 2kx}{\mathrm{ch}kd_2 - \cos kd_2}}$ (107)

下面分别对高、低频率时的 H 和 δ 值进行讨论。

a. 高频率时, 即当 $kd_2 \geq 4$ 时, 该时双曲线函数要比相应的三角函数大许多, 后者可略而不计。已知双曲线函数在此种情况下有:

$\mathrm{ch}kd_2 \approx \frac{1}{2}e^{kd_2}$ 和 $\mathrm{ch}kx \approx \frac{1}{2}e^{2kx}$, 所以得出:

$$H_m = H_{m0}e^{k\left(x-\frac{d_2}{2}\right)} = H_m e^{-x'} \quad (108)$$

$$\delta_n = \delta_{n0}e^{-kx'} \quad (109)$$

式中: $x' = \frac{d_2}{2} - x$, 即以两侧面为起点时“x”的座标值。

b. 低频率时, 即 $kd_2 \leq 1$, 该时有:

$$\mathrm{ch}kd_2 \approx 1 + \frac{(kd_2)^2}{2} + \cdots\cdots$$

$$\cos kd_2 \approx 1 - \frac{(kd_2)^2}{2} + \cdots\cdots$$

略去后面更高次的项, 将其代入式(103) 和式(107):

$$H_m \approx H_{m0} \quad (110)$$

$$\delta_n \approx \delta_{n0}\sqrt{\left(\frac{2kx}{kd_2}\right)^2} = \delta_{n0}\frac{2x}{d_2} \quad (111)$$

可根据式 103 和 107 绘制出 H 与 δ 在不同 kd 时沿导体截面分布的示意图(图 30)。

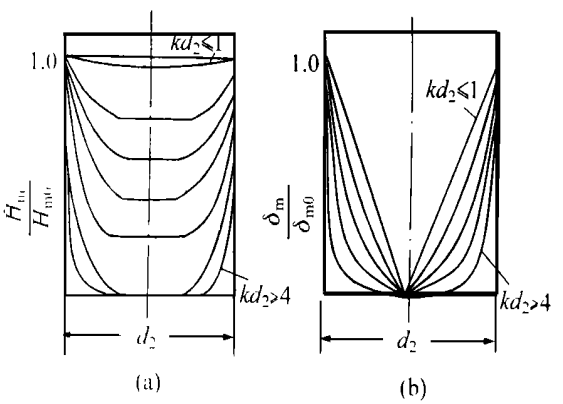


图 30 纵向磁场中矩形截面导体上 H 与 δ 沿截面的分布

从图 30 可看出, 纵向磁场中的矩形截面导体在高频状态下存在着明显的表面效应。随着频率的降低, 其磁场强度向内扩展, 并最终趋于均匀; 而电场强度和电流密度则随着频率下降也向内扩展, 但最终形成一条由表及里连接最大值和零值的直线。这说明, 在导体上电流和功率的分布不可能均匀, 且也存在着有效加热层的极限值。通过如圆柱形导体类似的推导可得出:

© 1994-2008 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

$$\frac{p_\xi}{p_0} = 1 - \frac{\mathrm{sh}k(d_2 - 2\xi) - \sin k(d_2 - 2\xi)}{\mathrm{sh}kd_2 - \sin kd_2} = 0.865 \quad (112)$$

求解此方程式可得到$\frac{\xi}{d_2}$与$\frac{\Delta}{d_2}$的关系曲线如图 31。从图上曲线看出，矩形截面导体上有效加热层的极限值为其厚度的 0.24 倍。

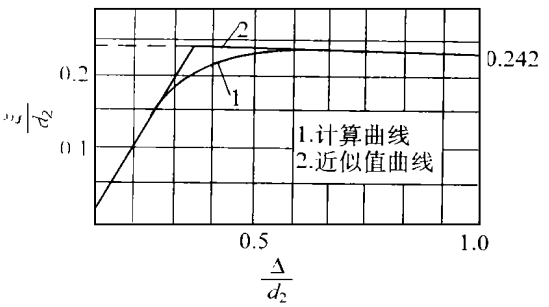


图 31　矩形截面导体有效加热层与频率的关系

② 纵向电场中的矩形截面导体 —— 汇流排的计算基础。

当矩形导体或汇流排接上交流电压时，该导体即处于纵向交变的电场之中。现取无限长导体中之一段“l”来进行其电磁现象的研究。绘出电磁现象分析图(图 32)。

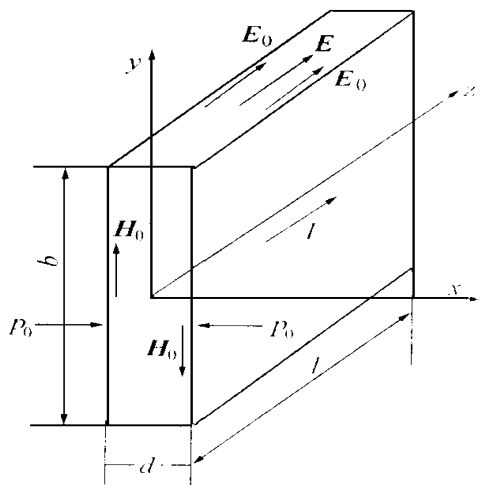


图 32　纵向电场中矩形导体上的电磁现象分析图

根据马克思威尔方程可写出：

$$\frac{\mathrm{d}^2\dot{E}}{\mathrm{d}x^2} = \mathrm{j}2k^2\dot{E}_m \quad (113)$$

式中 $2k = \omega\mu_0\mu\gamma$

按照纵向磁场中矩形截面导体电磁现象的推导方法，可得到下式：

$$\dot{E}_m = \dot{E}_{m0}\frac{\mathrm{ch}\alpha x}{\mathrm{ch}\alpha\frac{d}{2}} \quad (114)$$

$$\dot{H}_m = \dot{H}_{m0}\frac{\mathrm{sh}\alpha x}{\mathrm{sh}\alpha\frac{d}{2}} \quad (115)$$

其模数形式：

$$\delta_m = \delta_{m0}\sqrt{\frac{\mathrm{ch}2kx + \cos 2kx}{\mathrm{ch}kd + \cos kd}} \quad (116)$$

$$H_m = H_{m0}\sqrt{\frac{\mathrm{ch}2kx - \cos 2kx}{\mathrm{ch}kd - \cos kd}} \quad (117)$$

绘出其分布曲线于图 33。

从图 33 上可以看出，与纵向磁场时相反，纵向电场中的矩形截面导体在频率高时，同样有明显的表面效应，而当频率较低时，其磁场强度分布为由表及里的连接最大和零的直线，而电流密度则可趋于均匀。所以，当汇流排选择的厚度与频率相适应时可以充分地利用导电材料。

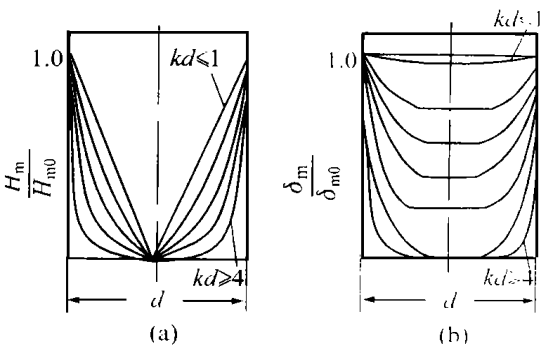


图 33　纵向磁场中矩形导体上 H 与 δ 沿截面的分布

③ 矩形截面炉料感应加热时的内阻抗

按照乌莫夫 — 波印亭定律：

$$p_0 = \frac{1}{2}\dot{E}_{m0}H_{m0}$$

将 $\dot{E}_{m0} = \frac{\alpha}{\gamma}H_{m0}\frac{\mathrm{sh}\alpha\frac{d_2}{2}}{\mathrm{ch}\alpha\frac{d_2}{2}}$ 代入上式

$$p_0 = \frac{1}{2}\frac{\alpha}{\gamma}H_{m0}\frac{\mathrm{sh}\alpha\frac{d_2}{2}}{\mathrm{ch}\alpha\frac{d_2}{2}} \cdot H_{m0}\frac{\mathrm{ch}^x\alpha\frac{d_2}{2}}{\mathrm{ch}^x\alpha\frac{d_2}{2}}$$

因为 $\alpha = k(1 + \mathrm{j})$

© 1994-2008 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

8 t 电渣炉的技术改造

我厂 8 t 电渣炉由某厂设计制造, 具有同轴导电、全液压传动及双臂交替的特点, 变压器容量 2×1 620 kVA (两台), 额定工作电流 18 kA。负荷试车过程中, 使用 Φ440/Φ480×1 750 结晶器, 在工作电流 10 kA, 炉口电压 42～44 V 时, 同轴导电系统的石墨电刷就发生打火, 电刷铜辫被烧断, 并且同轴导电水冷系统漏水严重, 隔离开关油缸漏油, 双臂交替时间较长等, 满足不了工艺要求, 设备不能正常运行。针对上述情况, 工厂组织有关人员对 8 t 电渣炉存在的问题进行了改造。满足了开发新产品调整产品结构的需要。

改造方案

(1) 增加电刷数量　原设计(每单臂) 具有 4 根导电柱, 4 个电刷滑套, 每个电刷滑套安装有 30 个石墨电刷。从理论计算看, 30 个石墨电刷的导电接触面积能够满足额定工作电流的要求, 但石墨电刷在实际滑动过程中, 由于弹簧压力、装配水平、导电柱表面缺陷等原因, 电刷与导电柱的接触面不能充分接触。从实际使用状况来看真正接触面积最高达到 50%～70% 左右。因此, 我们重新设计了电刷滑套, 每个电刷滑套的数量由 30 个增加到 48 个, 理论上增加导电接触面积 14 400 mm^2, 比原来导电面积增加了 60%。同时, 为使石墨电刷与同轴导电柱充分接触, 确保足够的导电面积, 还采取了以下措施:

①增加石墨电刷弹簧压力, 弹簧压力由 19.6 kPa 增加到 39 kPa。②采用人工抛光方法, 消除导电柱表面产生的缺陷。③新石墨电刷安装前自制专用模具进行研磨, 以获得与导电柱良好的接触。

(2) 上导电柱两端水密封的改进　上导电柱上下两端的绝缘密封部位, 原设计为"胶木+ 矩形聚四氟乙烯+ 矩形橡胶垫"三垫组合起支撑、绝缘、密封作用, 在隔离开关升起后(通电状态) 铜柱下端橡胶垫受压弹性变形, 铜柱上端密封间隙增大就严重漏水, 被迫停炉。为解决漏水问题, 我们把上导电柱上、下端的绝缘密封改为多功能的异形聚四氟乙烯绝缘密封垫, 在此垫上增加两个

所以 $p_0 = \frac{1}{2}\frac{\alpha}{\gamma}H_{m0}^2\frac{\mathrm{sh}kd_2 + j\sin kd_2}{\mathrm{ch}kd_2 + \cos kd_2}$

$$= \frac{1}{2}\frac{\rho_2}{\Delta_2}H_{m0}^2\left[\frac{\mathrm{sh}kd_2 - \sin kd_2}{\mathrm{ch}kd_2 + \cos kd_2} + j\frac{\mathrm{sh}kd_2 + \sin kd_2}{\mathrm{ch}kd_2 + \cos kd_2}\right]$$

$$= \frac{1}{2}\frac{\rho_2}{\Delta_2}H_{m0}^2[R(kd_2) + jX(kd_2)] \quad (118)$$

式中: $R(kd_2) = \frac{\mathrm{sh}kd_2 - \sin kd_2}{\mathrm{ch}kd_2 + \cos kd_2}$ (119)

$$X(kd_2) = \frac{\mathrm{sh}kd_2 + \sin kd_2}{\mathrm{ch}kd_2 + \cos kd_2} \quad (120)$$

炉料的阻抗则为:

$$\dot{Z} = \frac{\dot{P}_2}{I_2^2} = r_2 + jx_2 \quad (121)$$

$P_2 = p_0 \cdot 2b_2l_2$

将式(118) 代入上式:

$$P_2 = 2b_2l_2 \cdot \frac{1}{2}\frac{\rho_2}{\Delta_2}H_{m0}^2[R(kd_2) + jX(kd_2)]$$

已知　$I_2 = \frac{l_2H_{m0}}{\sqrt{2}}$

将 P_2 和 I_2 代入式(121) 整理后得出:

$$\dot{Z} = \frac{2b_2\rho_2}{l_2\Delta_2}[R(kd_2) + jX(kd_2)]$$

从而得出:

$$r_2 = \frac{2b_2\rho_2}{l_2\Delta_2}R(kd_2) \quad (122)$$

$$x_2 = \frac{2b_2\rho_2}{l_2\Delta_2}X(kd_2) \quad (123)$$

当矩形截面边比 $b_2/d_2 > 5$ 时, 上述公式能保证足够的计算精确度, 否则将带来很大的误差。当 $b_2/d_2 \simeq 3$ 时, 误差可大到 20%～25%。所以必须对式(122) 和式(123) 加以修正。考虑到厚度方向的磁场作用(即 d_2 不可忽略时), 给出阻抗函数 $G = f_1(d_2/\Delta_2; b_2/d_2)$ 和 $Q = f_2(d_2/\Delta_2; b_2/d_2)$。

—待续—

© 1994-2008 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net