

[文章编号] 1004-0609(2002)S1-0030-06

调幅交变磁场下圆柱形金属液内电磁力分布^①

雷作胜, 任忠鸣, 邓 康

(上海大学 上海市钢铁冶金新技术应用开发重点实验室, 上海 200072)

[摘 要] 从 Maxwell 方程出发, 推导并计算了连续交变磁场和调幅交变磁场作用下, 圆柱形金属液中电磁力密度在半径方向上的分布及其随时间的变化情况。发现在连续及调幅磁场情况下, 电磁力频率均以原输入电磁场频率的两倍变化, 且在调幅磁场的线性上升段和下降段, 电磁力幅值的变化近似为二次抛物线形, 在调幅磁场的恒值段则与连续施加时一样。这为合理设计电磁连铸时的调幅磁场打下基础。

[关键词] 调幅磁场; 电磁连铸; 电磁力

[中图分类号] TF1

[文献标识码] A

软接触结晶器电磁连铸技术是一项新的钢坯连铸技术设想。它将高频电磁场透过结构特殊的结晶器, 作用到结晶器内的液态金属上, 使铸坯的表面及内部质量都得到显著的改善^[1,2]。这项全新技术的提出, 使无缺陷铸坯的生产成为可能, 可以满足钢坯连铸连轧工艺对铸坯质量的要求, 成为目前连铸技术的研究热点之一。

目前关于电磁场改善铸坯表面质量机理的研究, 主要集中在电磁场对铸坯初始凝固行为的影响上。研究表明, 在该技术中, 电磁场透过结晶器壁作用在液态金属上, 使之与模壁的接触减少, 实现“软接触”的状态。这种状态的实现, 使初生坯壳和结晶器之间的保护渣道得以拓宽, 从而减小了因结晶器振动所导致的保护渣道内动态压力的变化^[3], 使钢液弯月面所受扰动减轻, 提高了连铸过程初始凝固过程的稳定性, 使铸坯表面振痕减轻, 表面裂纹的发生几率减小。为了更好地控制连铸坯的初始凝固行为, 在施加连续磁场的基础上, 李庭举等提出了在结晶器外施加间断磁场的连铸方法^[4,5], 并利用激光测位仪考察了间断磁场对连铸结晶器内弯月面波动行为的影响。同时, 针对间断磁场电磁力周期性变化的特点, 周月明等利用电磁力的振动代替结晶器的机械振动^[6], 提出了所谓无结晶器振动技术设想 (mold oscillation-less continuous casting process), 并利用高速摄像机直接观察了弯月面的波动行为。

显然, 由电磁场产生的电磁力在金属液中的分

布, 以及在施加间断磁场下电磁力在时域上的变化情况, 对于精确控制连铸坯的初始凝固行为, 具有极为重要的作用, 而弄清它们的规律, 具有很大的意义。到现在为止, 已系统研究过的间断磁场类型仅限于方波的间断磁场, 并且均关注的是在实验条件下结晶器内弯月面的波动行为^[4~6]。作者从 Maxwell 方程(组)出发, 在计算连续磁场中金属液内电磁力分布的基础上, 计算了包括方波磁场在内的三角波、锯齿波、梯形波和正弦波 5 种类型磁场(文中统称调幅磁场)作用下, 圆柱形金属液内电磁力的分布及其在时域上的变化规律, 为连铸过程中根据精确控制初始凝固的要求设计最佳的磁场打下基础。

1 连续交变磁场下的电磁力

计算依据的物理模型如图 1 所示。计算中采用众多热模拟实验均采用的液态金属 Sn, 其电阻率为 $0.200 \mu\Omega \cdot \text{m}$, 磁化率为 $-45 \times 10^{-11} \text{m} \cdot \text{ks}^{[7]}$, 因而可认为其磁导率等同于真空的磁导率, 计算过程中认为:

- 1) 螺旋管线圈为无限长直螺旋管。
- 2) 不考虑在电磁力作用下金属液形成的类“弯月面”的自由面。
- 3) 不考虑液态金属容器壁对磁场的屏蔽作用, 因为屏蔽作用仅改变磁场强度的大小, 并不影响其分布。

① [基金项目] 国家自然科学基金资助项目(59734080, 59974017)
[作者简介] 雷作胜(1975-), 男, 博士研究生。

[收稿日期] 2001-10-09; [修订日期] 2001-11-05

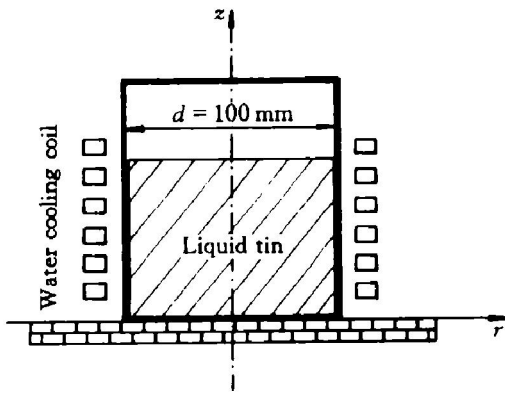


图 1 计算物理模型

Fig. 1 Physical model for computation

当水冷螺旋线圈中通以一定频率 ω 的交变电流时, 就会在液态金属的侧面产生一个大小为 $B_0 \cos \alpha$ 的磁场, 其中 B_0 在线圈中没有铁磁性物质的情况下正比于线圈中的最大电流 $I_{\max}$ 。同时, 液态金属内部磁感应强度的分布满足方程^[8]

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \frac{1}{\sigma \mu} \nabla^2 \mathbf{B} \quad (1)$$

由于本问题的对称性及长直螺旋管的特性, 可知 $\mathbf{B}$ 在径向及角向的分量均为 0, 即 $B_r = B_\theta = 0$, 令轴向分量 $B_z(r, t) = \text{Re}[B_z(r) \cdot \exp(j \alpha t)]$, 代入控制方程中, 分离变量后得到:

$$\frac{dB_z^2(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dB_z(r)}{dr} - j \sigma \mu \omega B_z(r) = 0 \quad (2)$$

此方程为零阶的标准 Kelvin 方程, 又称为变型的 Bessel 方程^[9]。加上定解条件

$$B|_{r=0} < \infty$$

和

$$B|_{r=R} = B_0$$

得

$$B_z(r) = B_0 \cdot \frac{J_0(\alpha r)}{J_0(\alpha R)} \quad (3)$$

综上所述, 在液态金属液内磁感应强度的分布为

$$\mathbf{B}(r, t) = \left\{ 0, 0, \text{Re} \left[B_0 \cdot \frac{J_0(\alpha r)}{J_0(\alpha R)} \cdot \exp(j \alpha t) \right] \right\} \quad (4)$$

式中 B_0 为与最大电流相对应的金属液侧面的磁感应强度, $\alpha = \sqrt{-j \sigma \mu \omega}$, $j = \sqrt{-1}$, R 为半径, $J_n(X)$ 为第一类的 n 阶 Bessel 函数, $\text{Re}(y)$ 为取复数 y 的实部。根据 Ampere 定律, 液态金属中相应的感生电流密度为

$$\mathbf{J}(r, t) = \frac{1}{\mu} \nabla \times \mathbf{B} =$$

$$\left\{ 0, \text{Re} \left[\frac{\alpha B_0 J_1(\alpha r)}{\mu J_0(\alpha R)} \exp(j \alpha t) \right], 0 \right\} \quad (5)$$

由交变的电磁场所产生 Lorentz 体积力密度 $\mathbf{F}$ 由电流密度和磁感应强度的叉积得到, 其只有径向的分量 F_r , 即

$$\mathbf{F} = \mathbf{J} \times \mathbf{B} = [F_r, 0, 0] = [F_{2\omega} + F_{\text{ave}}, 0, 0] \quad (6)$$

其中

$$F_{2\omega} = \frac{B_0^2 k C_1 C_2}{2 \mu C_0 C_0} \cos(2 \alpha t + \theta + \zeta),$$

$$F_{\text{ave}} = \frac{B_0^2 k C_1 C_2}{2 \mu C_0 C_0} \cos(\theta - \zeta) \quad (7)$$

式中

$$C_0 = \text{ber}_0^2(kR) + \text{bei}_0^2(kR)$$

$$C_1^2 = [\text{ber}_0(kR) \cdot \text{ber}_1(kr) + \text{bei}_0(kR) \cdot \text{bei}_1(kr)]^2 + [\text{ber}_0(kR) \cdot \text{ber}_1(kr) - \text{bei}_0(kR) \cdot \text{bei}_1(kr)]^2$$

$$C_2^2 = [\text{ber}_0(kr) \cdot \text{ber}_0(kR) + \text{bei}_0(kr) \cdot \text{bei}_0(kR)]^2 + [\text{ber}_0(kr) \cdot \text{bei}_0(kR) - \text{ber}_0(kr) \cdot \text{bei}_0(kR)]^2$$

$$\zeta = \cos^{-1} \{ [\text{ber}_0(kr) \cdot \text{ber}_0(kR) + \text{bei}_0(kr) \cdot \text{bei}_0(kR)] / C_2 \}$$

$$\theta = \cos^{-1} \{ [\text{ber}_0(kR) \cdot \text{ber}_1(kr) + \text{bei}_0(kR) \cdot \text{bei}_1(kr)] / C_1 \} - \pi/4$$

在上述诸式中, $\text{ber}_i(x)$ 和 $\text{bei}_i(x)$ 为 i 阶的 Kelvin 函数, $k = \sqrt{\sigma \mu \omega}$ 。电磁力密度与磁感应强度的平方成正比, 并且可以写成两部分之和, 一部分为时均部分 F_{ave} , 另一部分 $F_{2\omega}$ 则以原电磁场频率两倍的频率作正弦变化^[10], 图 2 所示为根据式(7)所计算的不同频率连续交变磁场下电磁力密度在半径方向的分布, 计算中均取 $B_0 = 0.008 \text{ T}$, $t = 0$, 电磁力密度为正值表示力的方向由外指向金属液内部。由图可知随着电磁场频率的增加, 金属液表面的电磁力增加, 而其对金属液内部的作用却相对减小, 这是因为随着频率的增加, 电磁场的集肤效应越来越明显(对于图中各频率, 液态 Sn 的集肤层厚度分别为 0.0798 m , 0.0252 m , 0.00798 m , 0.00252 m)。所以利用高频电磁场能更好地发挥电磁场的形状束功能。

图 3 所示为 $B_0 = 0.008 \text{ T}$, $r/R = 0.9$ 时, 在电磁场频率为 100 Hz 和 1000 Hz 时计算的电磁力密度随时间的变化情况。由图可知, 在各种频率的电磁场下, 电磁力密度均以磁场频率的两倍频率变化。

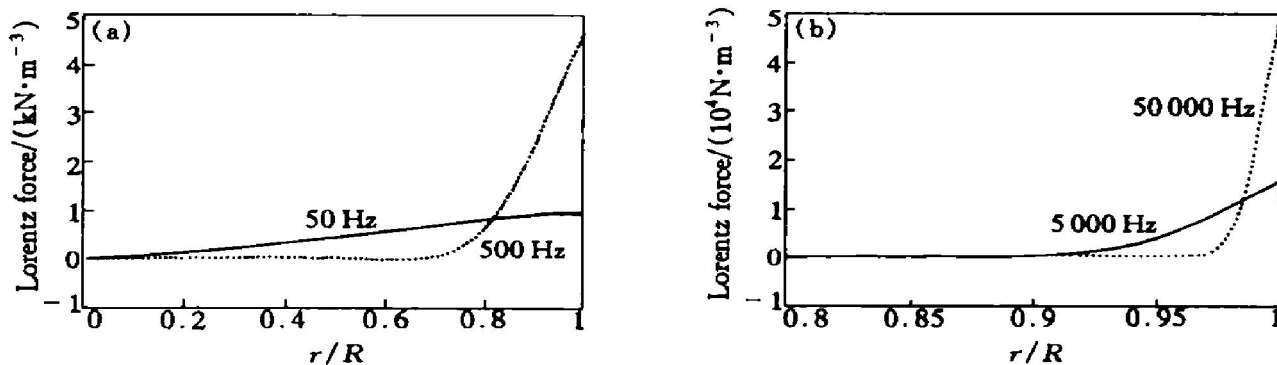


图 2 各种频率下电磁力在半径方向上的分布

Fig. 2 Distributions of electromagnetic force along with radius in several frequencies

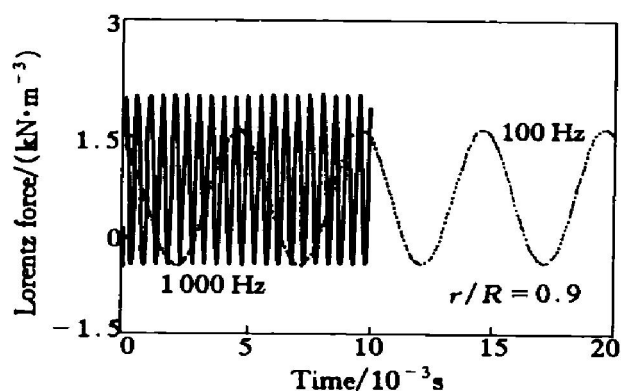


图 3 连续施加电磁场时电磁力随时间变化

Fig. 3 Electromagnetic force changes with time under continuous magnetic field

2 调幅磁场下电磁力

在施加连续的恒幅电磁场的基础上,人们提出了施加幅值随时间变化的调幅电磁场的构想,相当于一较高频率的磁场上(称为载波)附加一频率很低周期性调幅波(称为调制波)。仍取图 1 所示的物理系统,如果载波磁场可写为 $B_0 \cos \omega_0 t$, 调制波写为 $f(t)$ 的形式,则调幅磁场的数学描述为 $B_0 \cos \omega_0 t \cdot f(t)$, 其中 $f(t)$ 为一周期函数。

一般地,当 $f(t)$ 满足 Dirichlet 收敛定理时,周期为 $2l$ 的函数 $f(t)$ 可以写成 Fourier 级数的形式,将之代入 $B_0 \cos \omega_0 t \cdot f(t)$ 变换后可以得到调幅磁场的级数表现形式为

$$B(t) = B_0 \cos \omega_0 t \cdot f(t) = \frac{a_0 B_0}{2} \cos \omega_0 t + \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{a_n B_0}{2} \cos \left(\omega_0 + \frac{n\pi}{l} \right) t + \frac{a_n B_0}{2} \cos \left(\omega_0 - \frac{n\pi}{l} \right) t + \frac{b_n B_0}{2} \cos \left[\left(\omega_0 + \frac{n\pi}{l} \right) t + \frac{\pi}{2} \right] + \right.$$

$$\left. \frac{b_n B_0}{2} \cos \left[\left(\omega_0 - \frac{n\pi}{l} \right) t - \frac{\pi}{2} \right] \right] \quad (8)$$

式中

$$a_n = \frac{1}{l} \int_l f(t) \cdot \cos \frac{n\pi t}{l} dt$$

$$(n = 0, 1, 2, \dots)$$

$$b_n = \frac{1}{l} \int_l f(t) \cdot \sin \frac{n\pi t}{l} dt$$

$$(n = 1, 2, 3, \dots)$$

可以看出,调幅磁场除了幅值为 $a_0 B_0/2$ 的原有频率 ω_0 的谐波成分外,还有频率分别为 $\omega_0 + n\pi/l$, $\omega_0 - n\pi/l$ 的两个系列的谐波,且与原载波磁场同相位时幅值为 $a_n B_0/2$, 与原载波磁场相位相差 $+\pi/2$ 或 $-\pi/2$ 时幅值为 $b_n B_0/2$ 。不妨令 $\omega_{1n} = \omega_0 + n\pi/l$, $\omega_{2n} = \omega_0 - n\pi/l$, $B_{00} = a_0 B_0/2$, $B_{1n} = a_n B_0/2$, $B_{2n} = b_n B_0/2$, 则式(8)可以简写成

$$B(t) = B_{00} \cos \omega_0 t + \sum_{n=1}^{\infty} [B_{1n} \cos \omega_{1n} t + B_{1n} \cos \omega_{2n} t + B_{2n} \cos(\omega_{1n} t + \pi/2) + B_{2n} \cos(\omega_{2n} t - \pi/2)] \quad (9)$$

对于式(9)中的每一项,在液态金属内部,均满足方程(1),同理,对每一项按式(2)~(5)解出相应的磁感应强度的分布,叠加后即得到调幅磁场在液态金属内产生的磁感应强度的分布情况:

$$B_z(r, t) = Re \left\{ B_{00} \frac{J_0(\alpha_0 r)}{J_0(\alpha_0 R)} \exp(j \omega_0 t) + \sum_{n=1}^{\infty} \left[B_{1n} \frac{J_0(\alpha_{1n} r)}{J_0(\alpha_{1n} R)} \exp(j \omega_{1n} t) + B_{1n} \frac{J_0(\alpha_{2n} r)}{J_0(\alpha_{2n} R)} \exp(j \omega_{2n} t) + B_{2n} \frac{J_0(\alpha_{1n} r)}{J_0(\alpha_{1n} R)} \exp(j \omega_{1n} t + \frac{\pi}{2}) + B_{2n} \frac{J_0(\alpha_{2n} r)}{J_0(\alpha_{2n} R)} \exp(j \omega_{2n} t - \frac{\pi}{2}) \right] \right\} \quad (10)$$

式中 $\alpha_0 = \sqrt{-j\sigma\mu\omega_0}$, $\alpha_{1n} = \sqrt{-j\sigma\mu\omega_{1n}}$, $\alpha_{2n} = \sqrt{-j\sigma\mu\omega_{2n}}$, 其它符号的意义同前。

同样, 对应于式(10)中的每一项, 都会感应出一相应的电流密度, 叠加后就得调幅磁场作用下在液态金属中感生的电流密度:

$$J_{\theta}(r, t) = Re \left\{ \frac{\alpha_0 B_{00} J_1(\alpha_0 r)}{\mu J_0(\alpha_0 R)} \exp(j\omega_0 t) + \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{\alpha_{1n} B_{1n} J_1(\alpha_{1n} r)}{\mu J_0(\alpha_{1n} R)} \exp(j\omega_{1n} t) + \frac{\alpha_{2n} B_{1n} J_1(\alpha_{2n} r)}{\mu J_0(\alpha_{2n} R)} \exp(j\omega_{2n} t) + \frac{\alpha_{1n} B_{2n} J_1(\alpha_{1n} r)}{\mu J_0(\alpha_{1n} R)} \exp(j\omega_{1n} t + \frac{\pi}{2}) + \frac{\alpha_{2n} B_{2n} J_1(\alpha_{2n} r)}{\mu J_0(\alpha_{2n} R)} \exp(j\omega_{2n} t - \frac{\pi}{2}) \right] \right\} \quad (11)$$

最后得到调幅磁场在液态金属内产生的 Lorentz 力的分布为

$$\begin{aligned} \boldsymbol{F}(r, t) &= \boldsymbol{J} \times \boldsymbol{B} = \{F_r, 0, 0\} \\ &= \{J_{\theta}(r, t) \cdot B_z(r, t), 0, 0\} \end{aligned} \quad (12)$$

以上的分析对于任何波形、任何频率的调幅磁场均适用, 所以具有一定的普遍性。当采用较规则的调幅波形时, 式(10)和(11)中的待定系数可以很容易地求得。依据上面的推导, 分别计算了方波、三角波、锯齿波、梯形波和正弦波 5 种情况, 它们的相关特性列于表 1 中。

正弦波调幅磁场与其它波形有显著的区别, 它只包含频率为 ω_1 , ω_2 的两种谐波, 且其幅值均为 $B_0/2$ 。作者选择梯形波调幅磁场进行计算, 因为它既有三角波和锯齿波调幅磁场一样的线性上升和下降部分, 还有和矩形波一样的恒值部分。同前, 取 $B_0 = 0.008\text{ T}$, $r/R = 0.9$, 梯形波的特性如表 1 中

所示。计算过程是先根据式(10)计算出 0.9 倍半径处的磁感应强度大小, 再据式(11)算出该点处的电流密度, 即可以根据式(12)得到该点的电磁力密度。图 4 所示为载波磁场频率为 20 Hz 和 100 Hz 的梯形波调幅磁场下电磁力密度在调制波一个周期内的变化情况。由图可知, 在调幅磁场的恒值部分, 电磁力密度随时间的变化情况与连续磁场时一样。但在磁场的线性上升和下降部分, 电磁力密度的变化不再是线性的了, 其包络近似为二次抛物线。同样的计算表明, 在更高频率时的情况与图 4 中的规律完全一样。由图还可知道, 在高频载波磁场的作用下, 金属液中所受到的电磁力以两倍于其的频率的正值和负值间变化, 但正值的绝对值要大于负值的。对电磁连铸中金属液中说, 有意义的是电磁力在一个变化周期内的“平均作用效果”。设电磁力的变化周期为 T , 定义在交变磁场下一个周期的平均作用力 $\bar{F} = \frac{1}{T} \int_0^T F(r, t) dt$, 计算出的 5 种波形调幅磁场作用下液态金属中平均电磁力密度随时间的变化如图 5 所示。

调幅磁场在液态金属中产生电磁力的这种分布特性, 为正确设计电磁连铸中磁场施加方式提供了依据。比如, 在连铸结晶器振动过程中, 因为保护渣道内的压力导致初始凝固壳的周期性形变, 产生振痕^[11]。在电磁连铸中, 为消除或减轻振痕的产生, 可以通过调幅磁场电磁力的变化特性, 设计一特殊、合理且与结晶器振动周期相耦合的调幅磁场, 从而用电磁力来抵消保护渣道内的动态压力, 达到对初凝壳精确控制的目的。另外, 在最近提出的无结晶器振动技术中, 为了有效地拓宽保护渣道, 保证持续良好的润滑, 也必须依靠调幅磁场中浇注金属内电磁力的变化规律, 找到最佳的磁场施加方式。同时, 搞清调幅磁场下电磁力的变化规

表 1 五种调幅磁场及其数学特性

Table 1 Five kinds of amplitude modulated magnetic field and their mathematical feature

Parameter	Square wave	Triangle wave	Zigzag wave	Trapezoid wave	Sinusoidal wave
B_{00}	$\frac{B_0}{2}$	$\frac{B_0}{2}$	$\frac{B_0}{2}$	$\frac{2B_0}{3}$	$\frac{B_0}{2}$
B_{1n}	0	$-\frac{2B_0}{(2n-1)^2\pi^2}$ ($n=1, 2 \dots$)	0	$\frac{3B_0}{2(n\pi)^2} \left[(-1)^n \cos(\frac{1}{3}n\pi) - 1 \right]$	0
B_{2n}	$\frac{B_0}{(2n-1)\pi}$ ($n=1, 2 \dots$)	0	$\frac{B_0}{2n\pi}$ ($n=1, 2 \dots$)	0	0
ω_{1n}	$\omega_0 + (4n-2)\pi$	$\omega_0 + (4n-2)\pi$	$\omega_0 + 2n\pi$	$\omega_0 + 2n\pi$	$\omega_1 = \omega_0 + 2n\pi$
ω_{2n}	$\omega_0 - (4n-2)\pi$	$\omega_0 - (4n-2)\pi$	$\omega_0 - 2n\pi$	$\omega_0 - 2n\pi$	$\omega_2 = \omega_0 - 2n\pi$

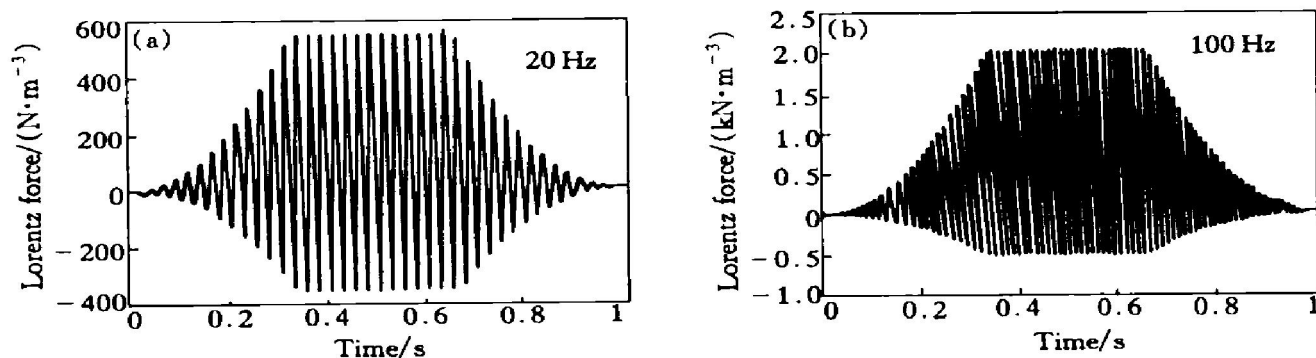


图 4 不同频率梯形波调幅磁场下电磁力在调制波一个周期内的变化

Fig. 4 Electromagnetic force change in a modulated wave cycle under different frequency trapezoid amplitude modulated magnetic field

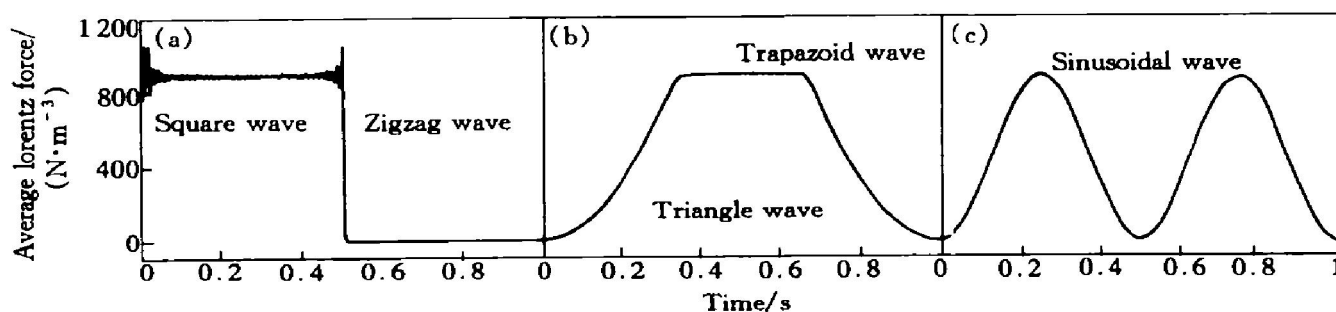


图 5 各种波形调幅磁场作用下金属液内平均电磁力随时间的变化

Fig. 5 Change of average electromagnetic force in molten metal with time under several kinds of amplitude modulated magnetic field

律, 也有助于深入理解电磁连铸结晶器内弯月面的波动情况, 从而更好控制弯月面的波动行为, 改善铸坯质量。这也是一个有待深入研究的问题。

3 结论

从 Maxwell 方程出发, 推导并计算了连续交变磁场和调幅交变磁场作用下, 圆柱形金属液中电磁力密度在半径方向上的分布及其随时间的变化情况。发现:

1) 在连续及调幅磁场情况下, 电磁力频率均以原输入电磁场载波频率的两倍变化。

2) 在调幅磁场的情况下, 平均电磁力的变化规律与输入的磁场的幅值频率变化相同, 但在调幅磁场幅值的一次上升段和下降段, 电磁力幅值的变化近似为二次抛物线形, 在调幅磁场在恒值段则与连续施加时一样。

[REFERENCES]

- [1] Asai Shigeo. The trend of electromagnetic processing of materials [J]. Tetsu-Hagane, (in Japanese), 1989, 75 (1): 32- 41
- [2] 任忠鸣, 董华锋, 邓 康, 等. 软接触结晶器电磁连铸技术基础研究 [J]. 金属学报, 1999, 35(8): 851- 855.
REN Zhong-ming, DONG Hua-feng, DENG Kang, et al. Study on initial solidification in soft contact electromagnetic continuous casting [J]. Acta Metall Sin, 1999, 35(8): 851- 855.
- [3] Toh Takehiko, Takeuchi Eiichi, Hojo Masatake, et al. Electromagnetic control of initial solidification in continuous casting of steel by low frequency alternating magnetic field [J]. ISIJ Inter, 1997, 37(11): 1112- 1119.
- [4] LI Ting-ju, Nayaga Shinji, Sassa Kensuke, et al. Study of meniscus behavior and surface properties during casting in a high-frequency magnetic field [J]. Metallurgical and Materials Transaction B, 1995, 26B(4): 353- 359.
- [5] Li Tingju, Sassa Kensuke, Asai Shigeo. Surface quality improvement of continuous cast metals by imposing intermittent high frequency magnetic field and synchronizing the field with Mold Oscillation [J]. ISIJ Inter, 1996, 36 (4): 410- 416.
- [6] ZHOU Yue-ming, Sassa Kensuke, Asai Shigeo. Evaluation of basic parameters in a mold oscillationless electromagnetic casting [J]. Tetsu-Hagane, (in Japanese), 2000, 86(7): 446- 451.

- [7] American Society For Metals. Metals Handbook (ninth edition, volume 2) [M]. Beijing: Mechanical Industry Press, 1994. 1033.
- [8] 张秋光. 场论(上册)[M]. 北京: 地质出版社, 1983. 386.
- ZHANG Qiur-guang. Field Theory (part one) [M]. Beijing: Geology Press, 1983. 386.
- [9] 王载舆. 数学物理方程及特殊函数[M]. 北京: 清华大学出版社, 1991. 195.
- WANG Zai-yu. Mathematical Physics Equation and Special Functions [M]. Beijing: Tsinghua University Press, 1991. 195.
- [10] Su Zhijian, Iwai Kazuhiko, Asai Shigeo. Characteristic of liquid metal motion driven by quasi-sinusoidal magnetic fields [J]. ISIJ Inter, 1999, 39(12): 1224 – 1230.
- [11] Takeuchi E, Brimacombe J K. The formation of oscillation marks in the continuous casting of steel slabs [J]. Metallurgical Transactions B, 1984, 15B(9): 493 – 509.

Distribution of electromagnetic force in cylinder shape liquid metal under amplitude modulated alternating magnetic field

LEI Zuosheng, REN Zhongming, DENG Kang

(Shanghai Enhanced Laboratory of Ferro-Metallurgy, Shanghai University, Shanghai 200072, China)

[Abstract] The distribution of electromagnetic force along with radius and time in cylinder shape liquid metal under continuous and amplitude modulated alternating magnetic field was deduced and calculated based on Maxwell equation. It is found that the frequency of electromagnetic force is the twice of the magnetic field under both continuous and amplitude modulated condition, and its amplitude changes in a square parabola type while amplitude of magnetic field changes in a linear type.

[Key words] amplitude modulated magnetic field; electromagnetic continuous casting; electromagnetic force

(编辑 吴家泉)