

# 交流电弧的外回路对弧柱特性的影响

荣 陞

(中国科学院力学研究所)

**提要** 本文研究了交流电弧的弧柱与外回路之间的耦合作用,以及电弧边界随时间的波动对电弧特性的影响。用数值方法给出了电弧的特性曲线。结果表明,当 $\omega\theta \leq 5$ 时外回路与弧柱间的耦合作用显著。弧电流在过零点后发生畸变,畸变大小与外回路阻抗及 $\omega\theta$ 值有关。电弧边界和热流势随时间波动较大,相对波动量可达50%以上。当 $\omega\theta \leq 1$ 时,本文从理论上证实存在熄弧峰值电压,与实验结果一致<sup>[1]</sup>。

## 前 言

交流电弧发生器经常与一些电阻性或电感性元件串联在一起,构成一个电回路。过去的理论分析工作在研究交流电弧动力特性时,不考虑外回路对弧柱特性的影响,即给定弧电流为余弦(或正弦)波形,然后寻求电弧特性<sup>[1-3]</sup>。在电弧频率 $\omega$ 较高,或电弧的热弛豫时间 $\theta$ 较长的情况下,弧电压随时间波动较小,而且在弧电压远远小于外回路电压时,可以略去回路中的弧电压。弧柱方程与电回路方程彼此独立,因此可以先给定弧电流,然后去解弧柱方程,得出电弧特性。但是在实际应用中常常会遇到频率较低或热弛豫时间较短( $\omega\theta$ 值小)的情况,这时由于电弧热弛豫时间比交流电弧的周期短,在每一个周期内,弧电压过零后,出现一个大的再燃峰值电压,在峰值电压附近,不能忽略回路中的弧电压,因此必须考虑外回路与弧柱间的耦合作用。同时,由于这时电弧边界随时间波动较大,常用的固定边界电弧模型不再适用,必须考虑电弧边界波动对电弧特性的影响。

本文研究了小 $\omega\theta$ 值的交流电弧弧柱与外回路的耦合作用,以及电弧边界的波动对电弧特性的影响。用数值方法求解弧柱方程、过渡区方程和电回路方程组成的非线性方程组,计算了不同参数时电阻限流和电感限流的外回路与弧柱的耦合作用,给出了交流电弧的特性曲线,讨论了各种参数对电弧特性的影响。

当外回路阻抗趋向无穷大时,外回路与弧柱间的耦合作用消失。本文的计算结果与未考虑耦合效应的理论<sup>[1]</sup>所得结果一致。

## 一、基本假定、方程和定解条件

### 1. 基本假定

- 1) 弧柱具有轴对称性质,其长度远远大于半径,略去电极区及轴向热传导的影响。
- 2) 略去电弧电流自身磁场对电弧的作用。
- 3) 略去辐射和对流传热

本文于1981年5月收到。

4) 电弧气体的导电率  $\sigma$  与其热流势  $s$  成线性关系 ( $\sigma = B(s - s_1)$ ), 热扩散系数  $\lambda$  为常数 ( $\lambda = K/mc_p$ ). 其中  $s_1$  为气体开始导电时的热流势,  $B$  与  $s_1$  都是与气体性质有关的常数,  $K, m, c_p$  分别为气体的热传导系数, 密度和定压比热. 也可以用实际的物性函数曲线  $\sigma(s), \lambda(s)$  代替这个假定, 这时本文的计算方法仍然有效.

## 2. 方程和定解条件

在电弧频率  $\omega$  较低或热弛豫时间  $\theta$  较短时, 弧电流和电弧的边界都是未知的, 弧柱区方程, 过渡区方程及电回路方程耦合在一起, 组成非线性方程组. 采用圆柱坐标  $[r, \varphi, z]$  (图 1),  $l$  为电弧长度,  $r_0(t)$  为电弧边界的径向坐标, 或称之为电弧半径. 根据假定 1),  $r_0(t)/l \ll 1$ .  $R_w$  为放电管半径. I 区为弧柱区, II 区是弧柱与放电管壁之间的环形区域, 称为过渡区.

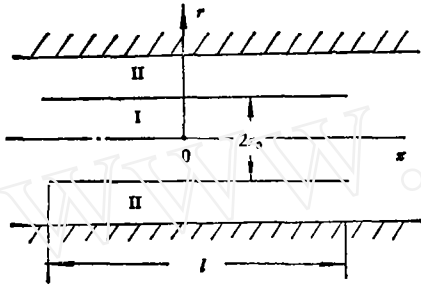


图 1 交流电弧示意图

### 1) 弧柱区方程及边界条件

能量方程<sup>[1]</sup>

$$\frac{\partial s}{\partial t} = \frac{\lambda}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial s}{\partial r} \right) + \sigma E^{*2} \quad 0 < r < r_0(t) \quad (1)$$

$$\text{欧姆定律} \quad E^* = I^*(z) / \left( 2\pi \int_0^{r_0(t)} \sigma r dr \right) \quad 0 < r < r_0(t) \quad (2)$$

$$\sigma-s \text{ 关系} \quad \sigma = B(s - s_1) \quad 0 < r < r_0(t) \quad (3)$$

$$\text{边界条件} \quad \left. \begin{aligned} r = r_0(t), \quad s = s_1 \\ r = 0, \quad \frac{\partial s}{\partial r} = 0 \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

### 2) 过渡区方程及边界条件

$$\text{能量方程} \quad \frac{\partial s}{\partial t} = \frac{\lambda}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial s}{\partial r} \right) \quad r_0(t) < r < R_w \quad (5)$$

$$\text{边界条件} \quad r = R_w, \quad s = s_2 \quad (6)$$

弧区与过渡区联结条件

$$r = r_0(t), \quad s = s_1, \quad \left( \frac{\partial s}{\partial r} \right)_{r_0^+} = \left( \frac{\partial s}{\partial r} \right)_{r_0^-} \quad (7)$$

下标  $r_0^+$  和  $r_0^-$  分别表示由大于  $r_0$  方向和小于  $r_0$  方向逼近  $r_0$  时的导数值.

### 3) 电回路方程

电回路中除电弧以外的部分称外回路. 若外回路由电阻  $R_0$  和电感  $L$  组成 (即  $R-L$  外回路), 则电回路方程为

$$\varepsilon_0^* \cos(\omega t + \varphi_0) = L \frac{dI^*(t)}{dt} + I^* R_0 + E^* l \quad (8.1)$$

若外回路只有电阻  $R_0$  ( $R$  外回路), 则电回路方程为

$$I^* = [\varepsilon_0^* \cos(\omega t + \varphi_0) - E^* l] / R_0 \quad (8.2)$$

其中  $E^*, I^*, \varepsilon_0^*$  分别表示电弧的电场强度, 总电流, 交流电源电压幅值,  $t$  为时间坐标.  $\varphi_0$  为电源电压与弧电流的初始相位差, 它由初始条件决定.  $s_2$  是管壁  $r = R_w$  处的热流

势, 它由壁温和气体性质决定.

#### 4) 初始条件

假定在初始时刻交流弧和一个电流为  $I^*(0)$  的直流电弧相接, 则

$$\varphi_0 = \text{tg}^{-1} \frac{\omega L}{R_0 + R_a} \quad (9)$$

其中

$$R_a = \frac{l}{2\pi \int_0^{r_0(0)} \sigma r dr}$$

为初始时刻电弧电阻. 当  $\omega\theta$  较小时, 直流弧很快地过渡为交流电弧.

在弧区 I 和过渡区 II 分别引进不同变换

$$x = r/r_0(t) \text{ 和 } y = \frac{R_w - r}{R_w - r_0(t)},$$

活动边界  $r_0(t)$  变为固定边界  $x = 1$  和  $y = 1$ . 再引进下列无量纲变量及参量:

$$\begin{aligned} U &= (s - s_1)/(s_1 - s_2), & V &= (s_1 - s)/(s_1 - s_2), & \rho &= r_0(t)/R_w, \\ I &= I^*/[(s_1 - s_2)R_w B^{\frac{1}{2}}], & \varepsilon_0 &= \varepsilon_0^* B^{\frac{1}{2}}, & E &= E^* B^{\frac{1}{2}} R_w, \\ RL &= l/R_w, & SRB &= \omega L(s_1 - s_2)R_w B, & WLR &= R_0/\omega L, \\ RB &= R_0(s_1 - s_2)R_w B, & \tau &= t/\theta (\theta = R_w^2/\lambda), \end{aligned}$$

式(1)~式(8)无量纲化后相应地变成

$$\rho^2 \frac{\partial U}{\partial \tau} = \frac{1}{x} \frac{\partial}{\partial x} \left( x \frac{\partial U}{\partial x} \right) + \rho^2 E^2 U + \frac{1}{2} \frac{d\rho^2}{d\tau} \left( x \frac{\partial U}{\partial x} \right) \quad 0 < x < 1 \quad (10)$$

$$E = I / \left( 2\pi \rho^2 \int_0^1 x U dx \right) \quad 0 < x < 1 \quad (11)$$

$$x = 1 \quad U = 0, \quad x = 0 \quad \frac{\partial U}{\partial x} = 0 \quad (12)$$

$$(1 - \rho)^2 \frac{\partial V}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} - \frac{1}{(1 - \rho)^{-1} - y} \frac{\partial V}{\partial y} - \frac{1}{2} \frac{1 - \rho}{\rho} \frac{d\rho^2}{d\tau} \left( y \frac{\partial V}{\partial y} \right) \quad 0 < y < 1 \quad (13)$$

$$y = 0 \quad V = 1, \quad y = 1 \quad V = 0 \quad (14)$$

$$\left( \frac{\partial U}{\partial x} \right)_{x=1} = \frac{\rho}{1 - \rho} \left( \frac{\partial V}{\partial y} \right)_{y=1} \quad (15)$$

$$\frac{dI}{d\tau} = \omega\theta \left[ \frac{\varepsilon_0 \cos(\omega\theta\tau + \varphi_0) - E \cdot RL}{SRB} - WLR \cdot I \right] \quad (R-L \text{ 外回路}) \quad (16.1)$$

$$\text{或 } I = (\varepsilon_0 \cos(\omega\theta\tau) - E \cdot RL) / RB \quad (R \text{ 外回路}) \quad (16.2)$$

初始时刻电弧满足以下关系<sup>[2]</sup>

$$\tau = 0 \quad \left. \begin{aligned} U &= U_d = \frac{I_d}{2\pi \varepsilon_d J_1(B_1)} J_0(\beta_1 x) \\ V &= V_d = \ln \left[ \frac{1 - (1 - \rho_d)y}{\rho_d} \right] / \ln \frac{1}{\rho_d} \end{aligned} \right\}$$

$$\left. \begin{aligned} I(0) &= I_d = 2\pi\rho_d / \left( \beta_1 \ln \frac{1}{\rho_d} \right) \\ E &= E_d = \beta_1 / \rho_d \\ \rho(0) &= \rho_d \\ \varepsilon_0 &= \frac{WLR \cdot I_d \cdot SRB + E_d \cdot RL}{\cos \varphi_0} \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

其中  $U$  或  $V$ ,  $\rho$ ,  $I$ ,  $\varepsilon_0$ ,  $E$ ,  $RL$ ,  $RB$ ,  $SRB$ ,  $WLR$ ,  $\tau$  分别表示热流势、电弧半径、弧电流、源电压幅值、电场强度、电弧长度、电阻和感抗(外回路)、电阻与感抗的比值以及时间坐标等的无量纲量。带有下标  $d$  的各量表示初始时刻直流电弧各无量纲物理量。 $J_0$  和  $J_1$  表示第一类零阶和一阶贝塞尔函数,  $\beta_1$  为  $J_0$  的第一个零点,  $\beta_1 = 2.40482$ 。为简单起见, 以下用到的各物理量均为相应的无量纲量。

## 二、数值方法和结论

上述偏微分方程初边值问题(10)–(17), 在给定初始电弧半径  $\rho_d$ 、外回路电阻  $RB$  和感抗  $SRB$ 、电弧参数  $\omega\theta$  值的条件下, 可以用数值方法求解。热流势  $U$  和  $V$  都是时间  $\tau$  与径向坐标  $x$  的函数, 弧电流  $I$ 、电场强度  $E$ 、电弧半径  $\rho$  都只是  $\tau$  的函数。

将空间区域  $0 \leq x \leq 1$  及  $0 \leq y \leq 1$  分别分成 16 个等步长的格子, 步长  $\Delta x = 1/16 = \Delta$ ,  $U(x, \tau)$ ,  $V(y, \tau)$  可以对空间坐标离散为  $U_i(\tau)$ ,  $V_j(\tau)$ , 带有下标  $i$  的量表示区间  $0 \leq x \leq 1$  中第  $i$  个格点处的  $U$  值, 带有下标  $j$  的量表示区间  $0 \leq y \leq 1$  中第  $j$  个格点处的  $V$  值。利用中心差分

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial U}{\partial x} \right)_i &= \frac{U_{i+1} - U_{i-1}}{2\Delta}, & \left( \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \right)_i &= \frac{U_{i+1} - 2U_i + U_{i-1}}{\Delta^2} \\ \left( \frac{\partial U}{\partial x} \right)_1 &= \frac{U_2 - U_1}{\Delta} \\ \left( \frac{\partial V}{\partial y} \right)_j &= \frac{V_{j+1} - V_{j-1}}{2\Delta}, & \left( \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} \right)_j &= \frac{V_{j+1} - 2V_j + V_{j-1}}{\Delta^2} \\ i &= 2, 3, \dots, 16 & j &= 2, 3, \dots, 16 \end{aligned}$$

将方程组及定解条件(10)–(17)对空间离散为

$$\left. \begin{aligned} \rho^2 \frac{dU_i}{d\tau} &= \frac{U_{i+1} - 2U_i + U_{i-1}}{\Delta^2} + \frac{U_{i+1} - U_{i-1}}{2\Delta \cdot x_i} + \rho^2 E^2 U_i + \frac{x_i}{4} \frac{U_{i+1} - U_{i-1}}{\Delta} \frac{d\rho^2}{d\tau} \\ E &= I / \left( 2\pi\rho^2 \int_0^1 xU dx \right) \\ U_1 &= U_2, \quad U_{17} = 0 \\ (1 - \rho)^2 \frac{dV_j}{d\tau} &= \frac{1 - \rho}{4\rho} \frac{V_{j+1} - V_{j-1}}{\Delta} y_j \frac{d\rho^2}{d\tau} + \frac{V_{j+1} - 2V_j + V_{j-1}}{\Delta^2} \\ &\quad + \frac{V_{j+1} - V_{j-1}}{2\Delta[(1 - \rho)^{-1} - y_j]} \\ V_1 &= 0, \quad V_{17} = 1 \\ \rho &= \frac{U_{16}}{U_{16} + V_2} \quad \text{或} \quad \frac{d\rho^2}{d\tau} = \frac{2\rho}{U_{16} + V_2} (1 - \rho) \frac{dU_{16}}{d\tau} - \frac{2\rho^2}{U_{16} + V_2} \frac{dV_2}{d\tau} \end{aligned} \right\}$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{dl}{d\tau} &= \omega\theta \left[ \frac{\varepsilon_0 \cos(\omega\theta\tau + \varphi_0) - E \cdot RL}{SRB} - WLR \cdot I \right] \quad (R-L \text{ 迴路}) \\ \text{或 } I &= (\varepsilon_0 \cos \omega\theta\tau - RL \cdot E) / RB \quad (R \text{ 迴路}) \\ x_i &= \Delta \cdot (i - 1), \quad y_j = 1 - \Delta \cdot (j - 1) \quad \begin{matrix} i = 2, 3, \dots, 16 \\ j = 2, 3, \dots, 16 \end{matrix} \\ \tau = 0 \quad U_i(0) &= \frac{I_d}{2\pi\rho_d J_1(\beta_1)} J_0(\beta x_i) \\ V_j(0) &= \ln \left( \frac{1 - (1 - \rho_d)y_j}{\rho_d} \right) / \ln \frac{1}{\rho_d} \\ I(0) &= 2\pi\rho_d / \left( \beta_1 \ln \frac{1}{\rho_d} \right) \\ E(0) &= \beta_1 / \rho_d \\ \rho(0) &= \rho_d \end{aligned} \right\} \quad (A)$$

问题(A)是以  $U_i(\tau), V_j(\tau), \rho^2, I, E$  为未知函数的常微分方程组初值问题。

交流电弧的各物理量随时间呈周期性变化,其值在峰值附近变化较慢(电压值除外),在零点附近变化很快,由于变化快慢差别较大,我们选择变步长的龙盖-库塔法将问题(A)对时间坐标  $\tau$  向前积分。计算过程中依据各物理量变化的快慢,自动调整时间步长  $\Delta\tau$ , 保证计算结果的稳定性和准确性(满足给定的误差要求),并且可以有效地利用计算机工作时间。

(A) 中的定积分  $\int_0^1 xUdx = \frac{1}{48} [4x_2U_2 + 2x_3U_3 + 4x_4U_4 + \dots + 2x_{15}U_{15} + 4x_{16}U_{16}]$  是采用复化辛卜生公式求积,整个计算中取相对误差为  $10^{-3}$ 。

为使交流电弧稳定,常在外回路中加电阻或电感元件,以限制电流无限增长,通常称之为电阻限流和电感限流。对这两种不同的回路情况,我们选择  $\rho_d = 0.8, RL = 10$ , 取不同的  $\omega\theta$  值及不同的  $RB$  值(电阻限流)或  $SRB$  (电感限流)值,用 FORTRAN 语言在 0-13 机上分别进行计算,使用的参数如下表:

表 1 电感限流回路参数值

$\omega\theta$	SRB
1	80, 40, 30, 20*
2	30
3	80 <sup>△</sup> , 20
5	80 <sup>△</sup> , 20

表 2 电阻限流回路参数值

$\omega\theta$	RB
1	80**, 100**, 120*, 400*, 700*
3	80, 40*, 20*
5	$\infty$ , 20
10	$\infty$ , 40 <sup>△</sup> , 20 <sup>△</sup>

部分计算结果曾于图 2—图 8 上,计算结果表明,小  $\omega\theta$  值的交流电弧具有以下特性:

1. 在每个周期内电弧边界和电弧热流势波动较大;弧电压波形在过零点后出现一个较大的峰值——再燃峰值电压。当  $\omega\theta \leq 5$  时,电弧的这些特性十分显著,随着  $\omega\theta$  的减小,电弧边界和热流势波动加剧,再燃峰值电压增高。

对上述特性我们给出以下物理解释: 电弧受热升温或放热降温有一个过程,称为热弛豫过程,这个过程长短用热弛豫时间  $\theta$  表示。当  $\omega\theta$  值较小时(如  $\omega\theta \leq 5$ ),表示电弧

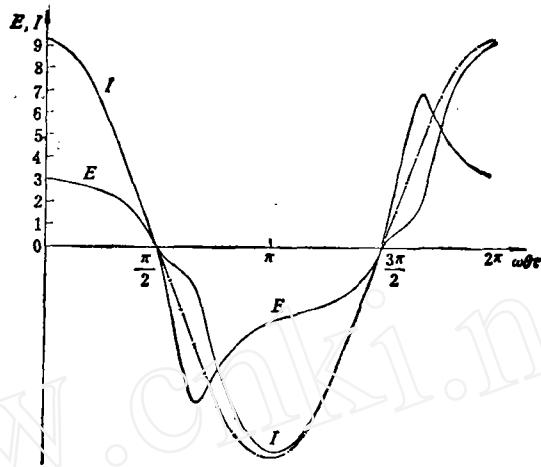


图2 弧电流和电压波形(电阻限流)

$$\rho_d = 0.8, RL = 10, \omega\theta = 5, RB = 20$$

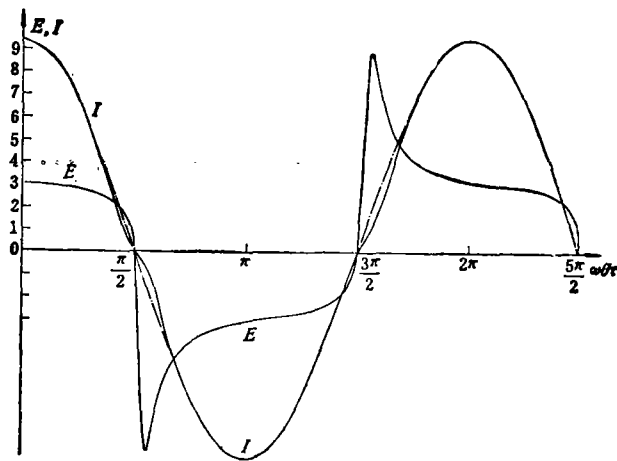


图3 弧电流和电压波形(电阻限流)

$$\rho_d = 0.8, RL = 10, \omega\theta = 3, RB = 80$$

的热弛豫时间  $\theta$  比电弧周期  $T$  为短, 电弧储存电能的能力较差<sup>[1]</sup>. 当电弧的电流(或电功率)下降时, 电弧的温度、热流势等随后会下降, 它们的变化滞后于电流(或电功率)的变化, 但滞后的时间较短. 当弧电流过零后(电功率、电流、电压同时过零点), 电弧温度、热流势等热性质很快会降低, 电导率减小, 弧柱急剧收缩, 电弧半径  $\rho$  减小, 同时弧电压增高, 出现较大的再燃峰值电压, 如图 2, 3, 4 所示. 当电流增至极大值时, 电弧很快被加热, 弧电压降低, 电导率增大, 弧柱向外扩张,  $\rho$  变大. 因此, 对于小  $\omega\theta$  电弧, 在每个周期内电弧边界, 热流势等性质波动较大, 如图 7 所示. 在  $\omega\theta = 3, \rho_d = 0.8, RL = 10, RB = 80$  时边界波动可达 50% 以上, 热流势波动达 75% 以上. 计算结果表明,  $\omega\theta \leq 5$  时, 固定边界电弧模型不适用, 必须采用本文的动边界模型. 随着  $\omega\theta$  值减小, 电弧性质和边界波动越大, 再燃峰值电压越高.

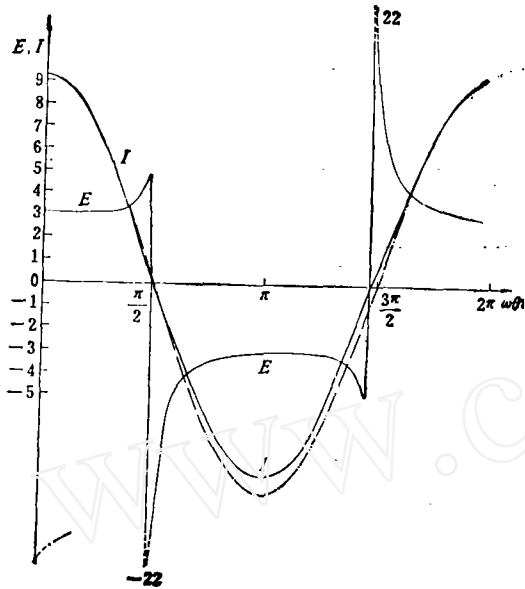


图 4 弧电流和电压波形(电感限流)  
 $\rho_d = 0.8, RL = 10, \omega\theta = 1, SRB = 40$

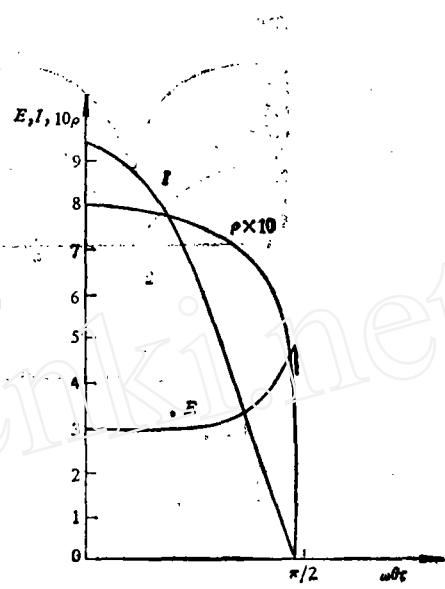


图 5 电弧中断前电流,电压和电弧半径波形(电压过零前熄灭)  
 $\rho_d = 0.8, RL = 10, \omega\theta = 1, RB = 100$

2. 弧电流波形和余弦波形(图 2,3,4,8 中波折线所示)相比,在零点附近差异较大,我们称弧电流与余弦波形差异为畸变,弧电流波形是畸变了余弦波形. 畸变大小与  $\omega\theta$  值及外回路阻抗  $SRB$  和  $RB$  的大小有关. 畸变太大会使电弧中断. 由于电流过零后出现大的再燃峰值电压,在电回路中不可忽略这个电压作用,因此弧电流比余弦波(没有耦合作用时)相应的数值为小,外回路与弧柱的耦合作用显著,如图 2 所示. 当  $\omega\theta$  减小时,再燃峰值电压增高,外回路与弧柱间的耦合作用增强,电流在过零点后畸变越大. 当外回路中阻抗  $SRB$  (或  $RB$ ) 增大时,弧电压在电回路中的比重下降,耦合作用减弱,弧电流接近余弦波形,如表 1、2 中带  $\Delta$  的几组参数计算所得结果. 在图 8 上画出了其中一组参数的电流,电压波形曲线. 当  $SRB$  (或  $RB$ ) 趋向无限大时,本解与没有考虑外回路与弧柱间耦合的解<sup>[2]</sup>一致. 当  $SRB$  (或  $RB$ ) 减小时,耦合作用增强,弧电流畸变加大,畸变过大会使电弧中断(熄灭),如图 6 所示. 表 1 和表 2 中带有 \* 的  $n$  组参数会使电弧在电流过零后中断. 外回路阻抗越大,中断时刻提前. 例如,  $\omega\theta = 3, RB = 40$  时中断时刻为  $\tau = 0.5955$ .  $\omega\theta = 3, RB = 20$  时中断时刻提前到  $\tau = 0.576$ .

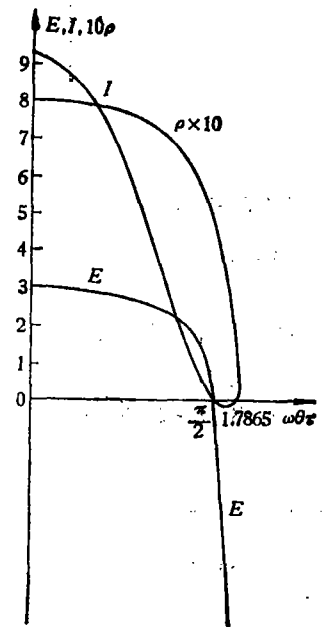


图 6 电弧中断前电流电压和热流势波形(电压过零后中断)  
 $\rho_d = 0.8, RL = 10, \omega\theta = 3, RB = 40$

3. 电感限流比电阻限流更容易稳定电弧. 上面已经说明,外回路参数  $SRB$  (或  $RB$ ) 减小,电流畸变加大,当减小

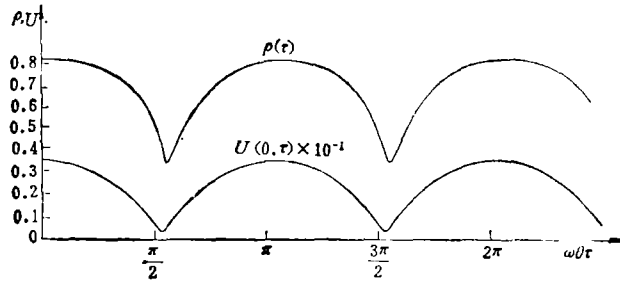


图7 电弧边界和中心热流势波形  
 $\rho_d = 0.8, RL = 10, \omega\theta = 3, KB = 80$

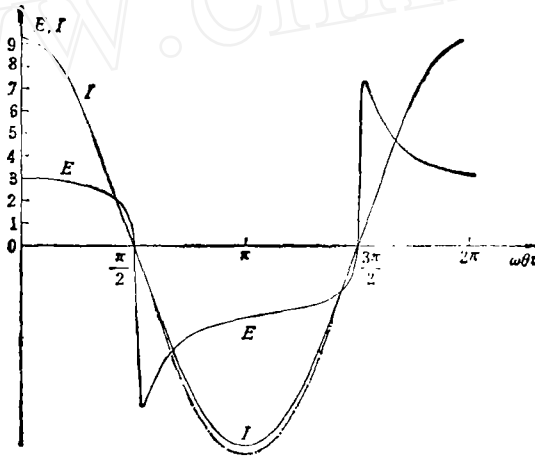


图8 弧电流电压波形(高感抗)  
 $\rho_d = 0.8, RL = 10, \omega\theta = 3, SRB = 80$

到某个临界值以后,电弧会中断,我们记这个临界值为  $SRB_{min}$  (或  $RB_{min}$ )。计算结果表明,在同样参数下,  $SRB_{min} > RB_{min}$ ,由此可知,电感限流比电阻限流更容易稳定电弧。

因为在电阻限流的回路中,弧电流与电源电压相位一致,电流过零后,源电压增长缓慢,弧电压很快增至峰值,回路中电流迅速减小。但是,在电感限流时,弧电流与源电压相位差为  $\pi/2$ ,弧电流过零时,源电压达到峰值,弧电流畸变会比一种情况为小。

4. 当  $\omega\theta \leq 1$  时,弧电压在过零前出现第二个峰值——熄弧峰值电压,如图4所示,熄弧峰值电压已在实验中观测到<sup>[2]</sup>,本文从理论上计算出熄弧峰值存在,与实验结果一致。在外回路阻抗小于临界值时,电弧会在其电压过零前中断。

本文曾得到潘良儒先生的指导,在此致谢。

### 参 考 文 献

- [1] 荣陞,轴向热传导对交流电弧性质的影响,力学学报,6(1981).
- [2] Phillips, R. L., ARL 64—150 (1964).
- [3] Phillips, R. L., *British J. Appl. Phys.*, 18(1967), 65—78.
- [4] Mecker, H., *Zei für Physik*, 158 (1960), 392—404.



## COUPLING EFFECTS BETWEEN AN A. C. ARC COLUMN AND EXTERNAL ELECTRIC CIRCUIT

Rong Sheng

(*Institute of Mechanics, Academia Sinica*)

### Abstract

In this paper both the coupling effects between external electric circuit and an A. C. arc column and the effect of moving boundary on the dynamic property of an A. C. arc are studied under assumption that the length of the arc column is much longer than its radius, and that energy transfer by radiation and convection is negligible. Electric circuit and energy equations for the arc column and the annular space between the arc column and wall of the discharge tube, are given and solved numerically. Curves of waveforms for the arc current, voltage, heat flux potential and the arc boundary are given. Computed results show that when the circular frequency  $\omega$  of an A. C. arc is low or time constant  $\theta$  is small, such that  $\omega\theta < 5$ , the coupling effects and the oscillation of the A. C. arc boundary appear to be important. The waveform of the arc voltage exhibits a rather high re-ignition peak immediately following the zero current passage. The arc current is no longer the usual cosine waveform, without coupling effects between the external circuit and arc column. It deviates from cosine waveform after current passes zero. The difference depends on the external circuit resistance and the value of the dimensionless parameter  $\omega\theta$ . It should be pointed out that second voltage peak-extinction peak voltage are given for  $\omega\theta \leq 1$  and agrees well with experiment result.