

焊接电子枪电子束会聚角的研究

林 达 周广德

(中国科学院电工研究所)

摘 要

在阳极孔的发散作用下, 电子束通过阳极孔后形成新的会聚半角 γ_0 。 γ_0 角直接影响电子光学系统的成象性能和电子束的穿透能力。本文导出了电子束热初速影响的 γ_0 角的精确表达式, 描述了用直边切割电子束测量 γ_0 角的实验方法。利用电子计算机计算的结果, 研究了内缩阴极电子枪对 γ_0 角和其它束参量的影响。给出了对这种电子枪的等效处理方法, 并提出了以 γ_0 角为设计基础的电子枪设计新概念, 获得了满意的实验结果。

一、序 言

电子束焊接电子枪不同于微波器件等强流电子光学器件的电子枪, 也不同于电子束管和电子显微镜之类的弱流电子光学器件的电子枪。

电子束焊接机的电子光学系统首先要保证在一定束功率下给出足够小的束斑。电子束斑尺寸要受到电子光学系统的几何参量和电参量的影响。所有这些影响均可归结为束斑尺寸对电子束会聚角的依赖关系^[1]。

电子束通过阳极孔时, 因受到阳极孔所造成的发散透镜作用, 电子束略有发散, 形成新的会聚半角 γ_0 。(若无此发散作用影响, 电子束的会聚半角为 θ)。电子束通过最小束截面后, 再以 γ_0 角射出。对于磁透镜来说, γ_0 角即是其入射角。电子束通过磁透镜后在工件上成象, 象方会聚角为 γ_i 。在深穿透焊接中, γ_0 角亦是影响穿透深度的重要因素之一^[2]。本研究还将表明, 即使 γ_0 一定时, 随工作距离的变化, γ_i 亦变化, 因而 γ_i 同样也影响穿透深度。

电子束会聚角对电子束束斑及活性区深度的影响, 成为对电子束穿透能力影响的综合因素。深入研究会聚半角 γ_0 的计算和测量方法以及电子枪几何参量对其影响, 对研究和改进电子束焊接电子枪来讲, 是至关重要的。

二、会聚半角 γ_0 的计算

在球面二极管电场的会聚作用下,可以形成半角为 θ 的锥形电子束。由于阳极孔处于等位面弯向孔内,形成一个发散透镜,使电子束略有发散。电子束通过阳极孔后,将不保持原来的会聚半角 θ ,而减小为半角 γ_0 。 γ_0 角是影响电子光学系统性能的重要参量。对于实际电子束来说, θ 角只是一个中间计算值,无法热测,能直接测量的将是由阳极孔出射的 γ_0 角。

阳极孔所造成的发散透镜的焦距 f_D (即 Davisson) 可由膜孔透镜焦长公式很容易地导出:

$$f_D = -\frac{4V_a}{E} \quad (1)$$

式中 V_a ——阳极电压; E ——阳极处的电场强度

沿球面二极管径向电位分布表达式^[3]:

$$V(\bar{r}) = V_a \left[\frac{-\alpha(\bar{r}_c/\bar{r})}{-\alpha(\bar{r}_c/\bar{r}_a)} \right]^3 \quad (2)$$

电场强度 E 梯度表达式:

$$E = \left. \frac{-dV(\bar{r})}{d\bar{r}} \right|_{\bar{r}=\bar{r}_a} \quad (3)$$

代入式 (1), 则得:

$$f_D = \frac{-3[-\alpha(\bar{r}_c/\bar{r}_a)]\bar{r}_a^2}{\bar{r}_c d[-\alpha(\bar{r}_c/\bar{r})]} \bigg|_{\bar{r}=\bar{r}_a} \quad (4)$$

式中 \bar{r}_c 、 \bar{r}_a 及 \bar{r} 分别为阴极、阳极及任一考查点处等位面的曲率半径。

为了求导数 $d[-\alpha(\bar{r}_c/\bar{r})]/d(\bar{r}_c/\bar{r})$, 利用 $(-\alpha)$ 的级数表达式^[3]:

$$\begin{aligned} -\alpha\left(\frac{\bar{r}_c}{\bar{r}}\right) = & \ln \frac{\bar{r}_c}{\bar{r}} + 0.3\left(\ln \frac{\bar{r}_c}{\bar{r}}\right)^2 + 0.075\left(\ln \frac{\bar{r}_c}{\bar{r}}\right)^3 + 0.01432\left(\ln \frac{\bar{r}_c}{\bar{r}}\right)^4 \\ & + 0.002161\left(\ln \frac{\bar{r}_c}{\bar{r}}\right)^5 + 0.0002679\left(\ln \frac{\bar{r}_c}{\bar{r}}\right)^6 + \dots \end{aligned} \quad (5)$$

代入式 (4), 最后可得 f_D 与 \bar{r}_c/\bar{r}_a 的关系:

$$\begin{aligned} f_D = & \frac{-3[-\alpha(\bar{r}_c/\bar{r}_a)]\bar{r}_a}{1 + 0.6\left(\ln \frac{\bar{r}_c}{\bar{r}_a}\right) + 0.225\left(\ln \frac{\bar{r}_c}{\bar{r}_a}\right)^2 + 0.05728\left(\ln \frac{\bar{r}_c}{\bar{r}_a}\right)^3} \\ & + 0.01081\left(\ln \frac{\bar{r}_c}{\bar{r}_a}\right)^4 + 0.001607\left(\ln \frac{\bar{r}_c}{\bar{r}_a}\right)^5 + \dots \end{aligned} \quad (6)$$

利用熟知的薄透镜公式 $1/a + 1/b = 1/f$, 可写出阳极透镜的象距表达式。此时 f 用前述焦长 f_D , 物距 a 即阳极的曲率半径 \bar{r}_a 。由于阳极孔是发散透镜, 成虚象, 故象距 b 及 f_D 均取负值, b 的表达式:

$$b = \frac{\bar{r}_a}{1 + \frac{\bar{r}_a}{f_D}} \quad (7)$$

由 γ_0 角的定义便可求得 γ_0 , 当 γ_0 很小时, 则:

$$\gamma_0 \approx \tan \gamma_0 = \frac{(r_e)_a}{b} = \frac{(r_e)_a}{\frac{\bar{r}_a}{1 + \frac{\bar{r}_a}{f_D}}} \quad (8)$$

式中 $(r_e)_a$ ——阳极孔处束半径。

Danielson^[4] 对 f_D 提出了一个修正值 Γ , 即 $f = f_D/\Gamma$, 对于低导电子枪, 通常 $\Gamma = 1.1$ 。

将经修正后的 f 值代入式 (8), 则:

$$\gamma_0 = \frac{(r_e)_a}{\frac{\bar{r}_a}{1 + \Gamma \frac{\bar{r}_a}{f_D}}} \quad (9)$$

式 (8) 及 (9) 中阳极处束半径 $(r_e)_a$ 是没有考虑热初度影响的值, 因此与 Danielson 所导出的关系式^[4]:

$$\gamma_0 = \left(-\Gamma \frac{\bar{r}_a}{f_D} - 1 \right) \theta \quad (10)$$

是一致的。即是说, 式 (10) 亦只能用于“非热电子”。实际上, 式 (9) 则不受此限。很明显, 只要将式中的 $(r_e)_a$ 换成考虑了热速度修正的束包络在阳极孔处的半径值 r_a 即可。 r_a 可由 Cutler^[5] 给出的修正方法求出, 式 (9) 即可写成:

$$\gamma_0 = \frac{r_a}{\frac{\bar{r}_a}{1 + \Gamma \frac{\bar{r}_a}{f_D}}} \quad (11)$$

为了计算 γ_0 , 可利用式 (6) 给出 \bar{r}_a/f_D 与 \bar{r}_c/\bar{r}_a 的关系式:

$$\begin{aligned} \frac{\bar{r}_a}{f_D} = & \frac{1 + 0.6 \left(\ln \frac{\bar{r}_c}{\bar{r}_a} \right) + 0.225 \left(\ln \frac{\bar{r}_c}{\bar{r}_a} \right)^2 + 0.05728 \left(\ln \frac{\bar{r}_c}{\bar{r}_a} \right)^3}{3[-\alpha(\bar{r}_c/\bar{r}_a)]} \\ & + \frac{0.01081 \left(\ln \frac{\bar{r}_c}{\bar{r}_a} \right)^4 + 0.001607 \left(\ln \frac{\bar{r}_c}{\bar{r}_a} \right)^5 + \dots}{\dots} \end{aligned} \quad (12)$$

将式(12)的计算结果列于表1, 则式(12)及表1可提供 γ_0 角的精确计算。

表1 按式(12)给出的 $-\bar{r}_a/f_D$ 值

\bar{r}_c/\bar{r}_a	$-\bar{r}_a/f_D$	r_c/r_a	$-r_a/f_D$	\bar{r}_c/\bar{r}_a	$-\bar{r}_a/f_D$	\bar{r}_c/\bar{r}_a	$-\bar{r}_a/f_D$
1.50	0.9303	1.85	0.6544	2.30	0.5172	3.20	0.4104
1.55	0.8692	1.90	0.6324	2.40	0.4986	3.40	0.3974
1.60	0.8188	1.95	0.6128	2.50	0.4825	3.60	0.3864
1.65	0.7758	2.00	0.5950	2.60	0.4684	4.00	0.3687
1.70	0.7390	2.05	0.5790	2.70	0.4559	4.50	0.3522
1.75	0.7070	2.15	0.5511	2.80	0.4448	5.50	0.3286
1.80	0.6791	2.25	0.5276	3.00	0.4259	7.00	0.3098

三、 γ_0 角 的 测 量

测量电子束参量的方法很多, 实用的方法有针孔法、扫描缝隙法、直边切割法和细丝切割法等。作者曾进行了双针孔及直边切割两种测量方法的研究。双针孔法可直接测量电子束径向各点的电流密度和束径, 只要孔足够小, 能获得满意的精度。但是双针孔法在测量时要保证电子束的扫描方向严格地与双针孔的连线重合, 这就增加了调整上的技术困难。

直边切割法则是一种较简便的方法。在测量 γ_0 角时, 电子束是散焦的(未经磁透镜聚焦), 电子束功率密度较低, 无须采用高速扫描。又因散焦束斑尺寸很大, 定位精度亦可要求低一些。

通常直边切割法是以矩形板切割电子束, 用法拉第筒接受通过板直边以外的那部分电子束束流。在本方法中, 则是直接测量矩形板上截获的电子束束流, 未被截获的部分, 由置于板下方的收集板收集接地。测量方法的原理示于图1。

分别测量电子束轴向两个不同位置处的束径, 设此两处的束半径分别为 r_{01} 及 r_{02} , 同时测出这两个位置间的轴向距离 l , 则可得到 γ_0 值, 即:

$$\gamma_0 \approx \tan \gamma_0 = \frac{r_{01} - r_{02}}{l} \quad (13)$$

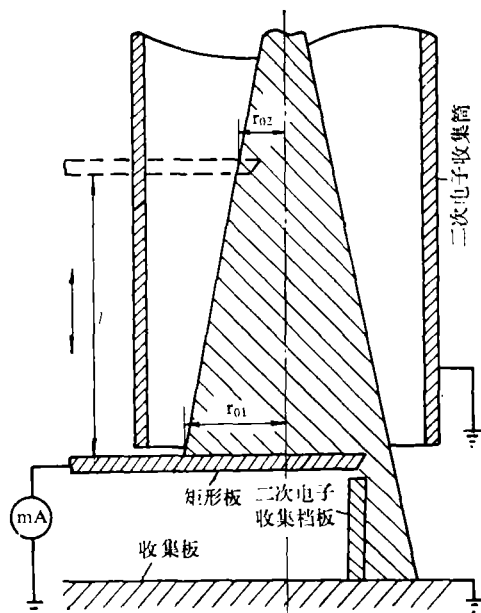


图1 γ_0 角测量装置原理图

沿图 2 所示方向移动矩形板, 板由束边缘以外移入, 至完全截断电子束时, 板上截获的电流值由零渐渐增至最大值。此电流可参考 Harker 所给出的积分式^[6]:

$$I(x) = 2 \int_{-r_0}^{x'} dx \int_0^{\sqrt{r_0^2 - x^2}} j(\rho) dy \quad (14)$$

式中 $j(\rho)$ ——电流密度, 是 x 及 y 的函数。

以 $\rho^2 = x^2 + y^2$ 代入式 (14) 得:

$$I(x) = 2 \int_{-r_0}^{x'} dx \int_{x'}^{r_0} \frac{j(\rho) \rho d\rho}{(\rho^2 - x^2)^{\frac{1}{2}}} \quad (15)$$

试验可规定电流密度 $j(\rho)$ 降到其最大值的某一百分数时作为电子束的外径, 也可直接规定 $I(x)$ 小到其最大值的某一百分数时作为电子束的外径。故无需求解积分方程式 (15), 只需要实测 $I(x)$ 即可。如前所述, 计算 γ_0 角是通过计算两个不同位置的束径之差而确定的, 因此, 只需知道束径的任何定义值即可。这里规定束边缘是在总束流值的 5% 处。

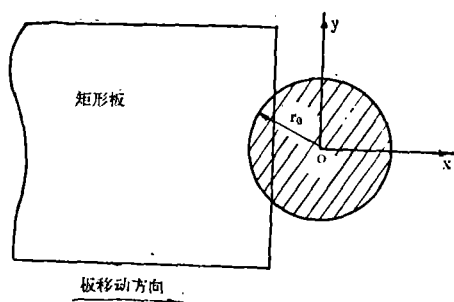


图 2 座标的选取

板上截获的束流变化曲线及由此而得到的束径如图 3 所示。板上截获全部束流时, 总电流为 I_2 , I_2 的半高处即为束中心处, 其位置为 x_0 , 由 x_0 到 $I_1 = I_0 \cdot 5\%$ 处的位置 x_1 的距离, 即分别是束半径 r_{01} 及 r_{02} 。

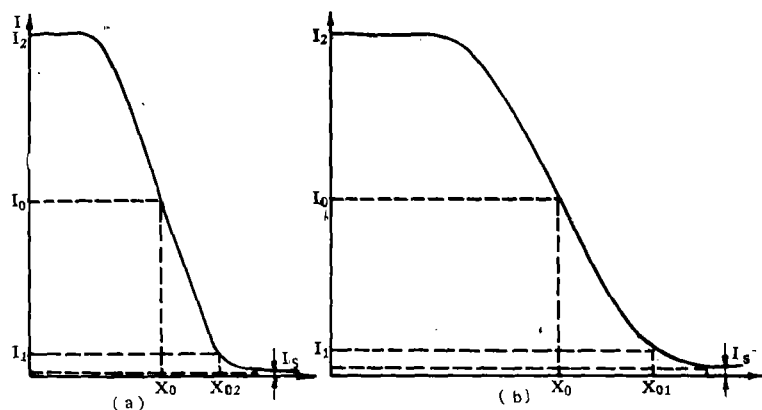


图 3 矩形板截获的束流变化曲线及测得的束径

(a) 上板处的束流变化曲线及束径

(b) 下板处的束流变化曲线及束径

测量误差主要来自二次电子, 电子束打在矩形板上产生的二次电子使测量所得的电流值偏小, 而电子束打在收集板上产生的二次电子的一部分落在矩形板上, 则使矩形板

所测得的初始电流值偏大。电子束完全未被矩形板截获时,矩形板上电流理应为零,但一部分由收集板反射的和二次电子会落在矩形板上,另外电子束的外部散射电子亦会有一部分落在矩形板上,使矩形板上接受了一初始电流,即图3中所示的 I_s 部分。为此,在 I_1 、 I_2 及 I_0 中应扣除 I_s 那一部分(在按图3确定 x_0 及 x_{01} 、 x_{02} 时,已将 I_s 扣除)。

为了防止二次电子造成的测量误差,在矩形板上设有二次电子收集筒,以收集二次电子,并将其接地。在收集板上则设有二次电子挡板,并将收集板置于远离矩形板处。

图3是在加速电压为45kV,束流为105mA下测得的一组曲线。不改变电子枪的电极形状,而通过改变阳极—阴极距离 d_{ac} 及阴极—聚束极距离 d_{cw} ,在保持导流系数不变的前提下,获得不同的 γ_0 值。用上述实验方法,可测得这些 γ_0 值。将所测得的 γ_0 值及由理论计算所得之值列于表2。由理论值及实测值间的误差可看出,测量 γ_0 角的这一方法是可行的,其测量结果是满意的。

表2 γ_0 角的计算值与测量值的比较

r_c/\bar{r}_a	理 论 计 算 值			实 测 值		相对误差 %
	θ rad	d_{ac} mm	γ_0 rad	d_{ac} mm	γ_0 rad	
2.1	0.0365	21.53	0.0148	21.52	0.0177	19.7
2.2	0.0394	20.77	0.0169	20.76	0.0182	7.7
2.4	0.0451	19.40	0.0220	19.40	0.0234	6.4
2.6	0.0507	18.21	0.0262	18.18	0.0269	2.7

电子束离开阳极孔进入漂移空间后,受热初速及空间电荷力作用,会进一步发散。显然,电子枪的会聚能力越弱,受这一发散作用影响越大。因此,对于 \bar{r}_c/\bar{r}_a 较小,亦即会聚能力较弱的电子枪来说,在漂移区用前述方法测量 γ_0 角就必然比在阳极孔处理论计算值偏大得多,产生较大的相对误差。不过,电子束焊接电子枪,尤其是导流系数较高的中压、低压型电子枪, \bar{r}_c/\bar{r}_a 值的实用范围均较该值高,故这一区域的较大测量误差并不影响此测量方法的应用价值。

四、阴极内缩对 γ_0 角的影响及工艺效果

理论的球面二极管的阴极和聚束极在同一球面上,而实际的焊接电子枪的阴极通常是内缩于聚束极孔内。在电极几何形状不变的前提下,改变阴极内缩尺寸,亦即改变阴极相对于聚束极的距离 d_{cw} ,电子枪特性将发生很大的变化。本文进行了计算机计算,计算是在加速电压为50kV,阳极与阴极距离 $d_{ac}=20\text{mm}$,阴极直径为3mm,阴极工作温度为2550°K,阴极内缩尺寸分别为 $d_{ac}=0$ 、0.2、0.4及0.6mm下进行的,所用的电

极几何形状见图 4。计算机计算所得到的电子束轨迹由图 5 给出。

阴极内缩时, 等位面弯向聚束极孔内部, 阴极前等位面更加弯曲, 其曲率半径减小。更加弯曲的等位面相当于 \bar{r}_c/\bar{r}_a 值大的球面二极管所产生的效果。也就是说, 在电子枪电极几何形状不变时, 阴极内缩, 相当于变成了一新的高 \bar{r}_c/\bar{r}_a 值的电子枪。在阴极尺寸不变的情况下, \bar{r}_c/\bar{r}_a 增加, \bar{r}_c 及 \bar{r}_a 则减小, 相当于电极几何尺寸减小。

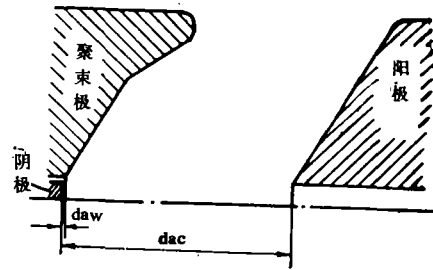


图 4 电子枪电极的几何形状

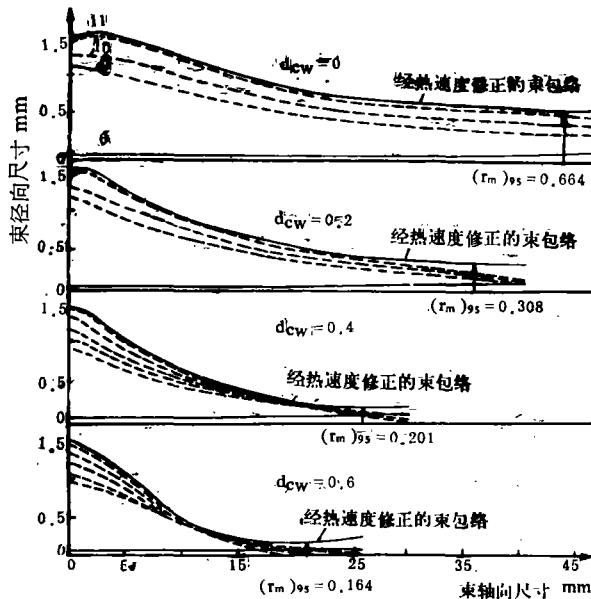


图 5 不同的 d_{cw} 下的电子束轨迹

更加弯曲的等位面, 使电子受到更大的会聚力, 电子束会聚半角 θ 及 γ_0 相应增大, 电子束的最小束斑(交叉点处的束斑)尺寸 $(r_m)_{95}$ 随之减小。

阴极内缩, 相对地提高了聚束极的屏蔽作用, 阴极前电场减弱, 电子枪处于空间电荷限制下, 电流密度降低, 电流下降, 导流系数亦随之下降。

按照上述物理概念, 对内缩阴极电子枪作了如下等效处理: 以计算机计算的电子束束流值和最小束斑尺寸为基础, 利用 Herrmann 所给出的曲线^[7], 查得相应的球面二极管的曲率半径之比 \bar{r}_c/\bar{r}_a , 并把对应于这一 \bar{r}_c/\bar{r}_a 值的球面二极管作为内缩阴极电子枪的等效电子枪。由此还可求得内缩阴极电子枪 γ_0 角的计算值。把用计算机对不同的 d_{cw} 所算得的电子束束流值 I 及最小束截面半径值 $(r_m)_{95}$ 及按上述等效处理方法得到的等效电子枪参量列于表 3。

表 3 内缩阴极电子枪及其等效电子枪参量

计算机计算的结果	d_{cw} mm	0	0.2	0.4	0.6
	I mA	160.1	122.2	98.8	70.7
	$(r_m)_{95}$	0.664	0.308	0.201	0.164
等效电子枪参量	$P \times 10^{-8}$ P	1.43	1.09	0.88	0.63
	PV/T ($\times 10^{-6}$)	0.28	0.21	0.17	0.12
	r_c/r_a	1.95	2.60	3.20	3.90
	γ_0 rad	0.0124	0.0261	0.0352	0.0419
温度限制下的电流密度	j_i A/cm ²	2.27			
空间电荷限制下的电流密度	j_s A/cm ²	2.42	1.79	1.45	1.04
空间电荷限制下的电子束流	I_s mA	160.5*	126.5	102.7	73.5

* 此种情况下束流为温度限制下的值

表 3 还给出了温度限制和空间电荷限制下的电流密度 j_i 和 j_s 。计算表明, 除 $d_{cw}=0$ 的电子枪工作在温度限制下外, 其余各电子枪均工作在空间电荷限制下。按照各电子枪工作状态计算出相应的束流, 亦列于表 3。

将导流系数 P 、阴极—阳极曲率半径之比 r_c/r_a 及会聚半角 γ_0 随阴极内缩量 d_{cw} 的变化关系用曲线绘出, 如图 6。这是一个很有用的曲线, 对于任何电极形状的电子枪均可绘出类似的曲线。由此曲线可插值得到任意内缩量下电子枪的主要束参量, 以满足所需的电子枪特性。

通过计算, 给出了不同工作距离 (用象距 b 表示) 下工件上束斑尺寸 d (工件上束直径) 随 d_{cw} 变化的关系, 这是在磁透镜几何参量为 $S=45\text{mm}$ 、 $D=75\text{mm}$ 及物距 $a=350\text{mm}$ 的条件下得到的, 如图 7 所示。

由图 6 可知, 当阴极与聚束极孔处于同一平面时 (即 $d_{cw}=0$), 导流系数最高, 电子枪能给出最大的束功率。此时电子束会聚半角 γ_0 很小, 电子束所受到的会聚力最小, 交叉点处的束斑最大。随着阴极内缩量 d_{cw} 的增大, 导流系数下降, 电子束功率随之降低。此时 γ_0 值却随 d_{cw} 增加而增大, 即电子束受到更大的会聚力, 交叉点处束斑尺寸随之减小。

图 8 表明, 随着 d_{cw} 增加, 工件上所能得到的束斑尺寸 d 的变化不是单调的, 而在某一 d_{cw} 下出现一最小值。不过, 对于不同的 b 值, d 的最小值的数值及出现的位置都不同。

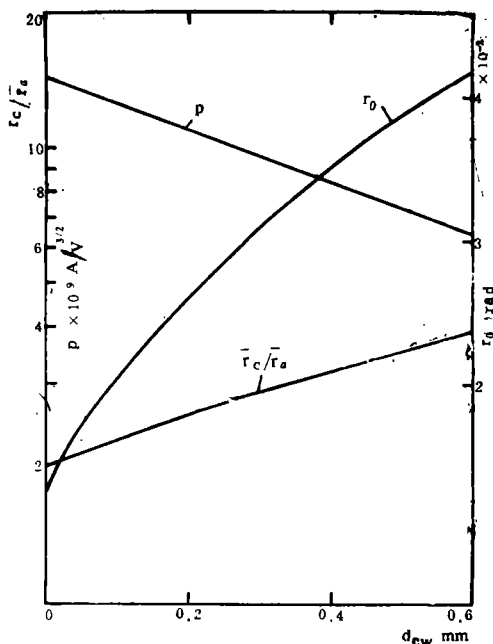


图6 导流系数 P 、曲率半径之比 r_c/r_a 及会聚半角 γ_0 随阴极内缩量 d_{cw} 的变化关系

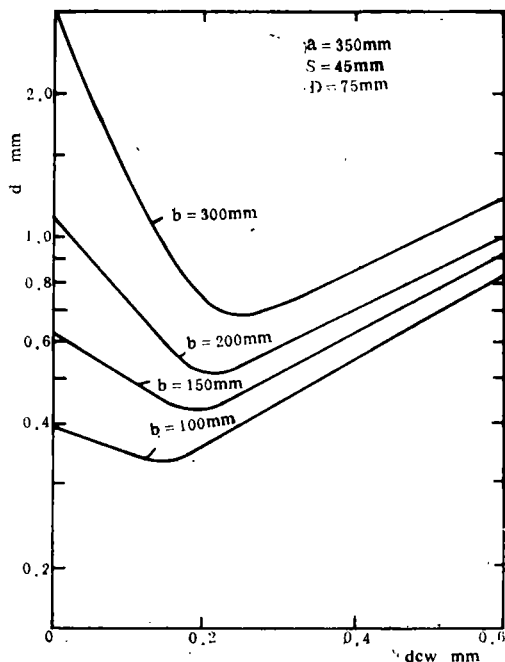


图7 在不同的工作距离（以象距 b 表示）下，工件上束径 d 随阴极内缩量 d_{cw} 的变化

工件上的束斑尺寸小，意味着电子束功率密度高。正因如此，近年来，焊接电子枪的设计者都采用了将电子枪与整个电子光学系统的成像性能统一考虑，以获得尽可能小的 d 值的办法。值得注意的是，小的 d 值并不是电子枪具有深穿透能力的唯一因素，另一同等重要的因素则是会聚半角 γ_0 。尽可能小的 γ_0 角意味着在电子束较宽的射程内均有较高功率密度，这就能保证电子束具有足够大的活性区，使电子束的能量更多地用于向材料深部的穿透，减少了向周围的散失。Friedel 的研究表明了这一点，他指出，随着 γ_0 角的减小，穿透深度增加^[2]。

本文从另一方面进行的实验研究亦表明了这一点。用同一电子枪，亦即 γ_0 不变，只改变工作距离（以象距 b 表示），即改变象方会聚半角 γ_i ，进行深穿透焊接，将实验结果用横坐标 b 和纵坐标 h （穿透深度）画成曲线。可以看到 h 在 $b = 150\text{mm}$ 处有一最大值（图8）。在同一图中，还画出了 γ_i 及 d 随 b 变化的两曲线。可看出，随着 b 值的减小， d 是单调下降的，亦即工件表面束功率密度随 b 的减小而增大。 γ_i 角则相反， b 减小， γ_i 就增大，电子束活性区减小。

h 的曲线出现一最大值正是 d 与 γ_i 的共同作用结果。这说明，小的 d 值，或者说高的功率密度，只有在较小的会聚角下，对提高电子束的穿透深度才是有意义的。会聚角增大时，电子束的活性区随之减小，造成电子束的穿透能力下降，以致最后束斑尺寸的减小不足以克服这一影响。

目前普遍采用的设计原理中，对 γ_0 的选取都是基于获得尽可能小的束斑这一概念。

如上所述,为了提高电子束的穿透能力,还必须考虑活性区的影响。因此,提出了以会聚半角 γ_0 为基础的这一新概念。即在设计电子枪时,在满足所需的束功率和在较大的工作距离的变化范围内能给出较小的 d 值的前提下,选择尽可能小的 γ_0 值。

利用图6及图7所给出的数据,选择阴极内缩量 $d_{cw}=0.2\text{mm}$,此时 γ_0 值仅约 $2.6\times 10^{-2}\text{rad}$,电子束有较大的活性区。在 b 的较宽变化范围内, d 值变化亦不大。在 50kV 下,电子枪大约能给出 $120\sim 130\text{mA}$ 束流。图9(图版35)给出了这种电子枪试验的焊缝宏观断面照片。实验是在低真空中(真空度为 $3\sim 4\times 10^{-2}$ 托)下进行的。被焊材料是厚 30.5mm 不锈钢。可以看出在 b 由 100mm 至 300mm 的宽度变化范围内,均具较好的穿透能力,可将该板焊透。焊缝深宽比可达 $20:1$ 以上(图10)(图版35)。

图8中还画出了不同 b 值下同样熔深为 30.5mm 时的能量输入值 q 的变化曲线,在 $b=150\text{mm}$ 处, q 有一最小值,这恰与相同能量输入下 h 的变化规律相同。当 b 值较大时,工件上束斑尺寸较大,电子束功率密度低,由图9(a)可看出, $b=300\text{mm}$ 时,焊缝最宽。 b 值降低,束功率密度提高,焊缝变细。当 b 值很小时,焊缝宽度并无明显变化,但穿透深度却降低了,这正反映了因会聚角增大而造成的能量损失。

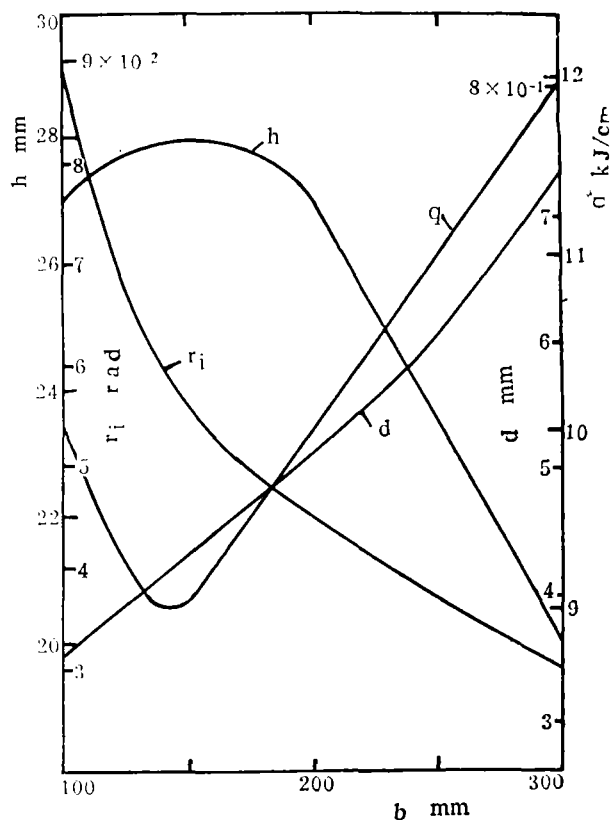


图8 工件上束斑尺寸 d 、象方会聚角 r_i 、穿透深度 h (在输入线能量相同的情况下)及获得同一穿透深度时所需的线能量 q 随工作距离(以象距 b 表示)的变化

五、结 论

电子枪的会聚角 γ_0 不仅影响电子光学系统的成象特性,还直接影响电子束功率密度,也直接影响电子束的穿透能力。因此,对 γ_0 角的计算与测量的研究,是研究、设计和改进焊接电子枪特有的重要工作。

本文导出的 γ_0 角计算公式是直接由该角定义得到的,物理概念较清晰。此式还考虑了热初速的影响,更接近真实情况。所给出的 $-r_a/f_D$ 的表达式及相应的表格,可作为

γ_0 角的精确计算用。

介绍了用矩形板直边切割电子束的 γ_0 角测量方法简单易行, 其测量精度可满足工程计算的需要。

将内缩阴极内缩量 d_{ew} 的增加对 γ_0 角和电子束的其它参量的影响, 归结为 \bar{r}_c/\bar{r}_a 值的提高。利用这一等效处理方法, 可将典型的球面二极管理论用于内缩阴极电子枪的计算。本文尚未能对任何几何参量的内缩阴极电子枪给出定量规律。

提出了以 γ_0 角为基础的电子枪设计概念。用此法设计的电子枪具有良好的深穿透能力, 获得了满意的实验结果。

(1982年2月18日收到)

参 考 文 献

- (1) 周广德, 林达, 焊接学报, 2 (1981), №4, P161.
- (2) Friedel K.P., Electron and Ion Beam Science and Technology, 7th Int. Conf., Ed.R.Bakish, (1976), P49.
- (3) Septier A., Focusing of Charged Particles, Vol. II, Academic Press, New York, (1967), P32.
- (4) Danielson W.E. et al., Bell Syst. Techn.J., 35 (1956), №2, P375.
- (5) Cutler C.C. et al., Proc. I.R.E., 43 (1955), №3, P307.
- (6) Harker K.J., J.Appl.Phys., 28 (1957), №11, P1354.
- (7) Herrmann G., J.Appl. Phys., 28 (1957), №4, P474.

在本研究工作中, 得到了中国科学院计算中心邵毓华、施惠清二同志在计算机计算中的协助, 还得到了本研究组伍松荫、郭彭琴、刘振舟及何丽民同志在实验中的协助, 特致以谢意。

STUDY ON THE CONVERGENT ANGLE OF ELECTRON BEAM WELDING GUN

Lin Da Zhou Guangde

(Institute of Electrical Engineering, Academia Sinica)

Abstract

After electron beam passing through the anode hole, a new half convergent angle γ_0 will be formed under divergent effect of the anode hole. The angle γ_0 will influence the performance of image formation of electron optical system and the electron beam penetration ability directly. In this paper, an accurate expression of γ_0 has been derived, which has been taken into account of the effect of thermo-electronic velocity. An experimental method for measuring the angle γ_0 with a rectangular plate edge crossing the beam is described. Using the numerical solution by the computer, the influence of the cathode shrunk distance to the Wehnelt hole on the angle γ_0 and other beam parameters have been studied. An equivalent treating method of the gun has been given. Besides, we also provide the advanced gun design concept based on the angle γ_0 . Satisfying experimental results have been achieved.