電子ビーム穴あけの初期溶融層形成*

宮崎俊行** 吉岡俊朗*** 金釜憲夫† 木村達夫††

Molten Layer Formation at Initial Stage of Electron Beam Drilling

Toshiyuki MIYAZAKI, Shunro YOSHIOKA, Norio KANEKAMA and Tatsuo KIMURA

Electron beam drilling is done by sequent removal of molten material. Quantitative measurement of molten layer produced in materials has not been carried out. In the present paper, the temperature rises due to electron penetration into materials are obtained and are compared with those due to a surface heat source. The temperature rise distribution must be obtained from the solution involving electron penetration during a short heating time; however, for a long heating time, it can be obtained from the solution for a surface heat source. The molten layer remaining at the hole bottom in iron is measured. The layer thickness does not hold constant; it increases and decreases intermittently. This fact indicates that some quantity of molten layer is required for producing a hole by the ejection of molten metal. The critical quantity depends on the kind of metals.

Key words: electron beam drilling, material removal, electron penetration, surface heat source, temperature rise distribution, molten material, initial stage, molten layer

1. 緒 論

電子ビーム穴あけ加工は、材料の照射ビーム吸収による温度上昇→溶融の発生→溶融部からの溶融体除去→穴の形成という過程で行われる。このうち、特に、穴の大きさについては比較的多くの研究がある¹⁾。また、溶融体除去について、筆者らは加工中に発生する溶融飛散体を捕獲し、さらに、その穴周辺に再凝固している部分の体積を測定した²⁾。その結果、飛散溶融体の大きさ及びその量、さらに、この飛散による除去量と再凝固量との割合等を明らかにした。しかし、この前段階である溶融層の形成から溶融体除去が生ずるまでについては、調べられていない。この領域についての検討は、加工機構の考察、さらには焼入れや溶融改質と除去加工の境界領域に関連するため重要である。

ここでは、熱伝導の面から試料内部の温度分布について、熱源の形態（内部熱源と表面熱源）の効果を検討し、さらに加工のごく初期の加工部を観察し、穴の形成と溶融層の関係について検討した結果を報告する。

2. 加工初期の試料中の温度分布

後に実験結果でも述べるように、加工初期においては、加工は徐々に進行するのではなく、ある瞬間に溶融除去が発生し、加工穴が形成されることが観察される。それゆえ、その時までの試料中の温度上昇を求め、溶融層との関係を求める。さらに、電子ビーム加工では、電子は試料中へ侵入するが、これを考慮した場合の試料内熱源と純粹に表面から加熱が進む表面熱源とを比較検討する。なお、ここでは試料寸法として半無限体を考える。

2.1 電子の侵入を考慮した内部熱源の場合

ここで、 T は上昇温度で、試料の初期温度を 0 とする。 $\kappa, \rho, c, \lambda, P, t$ は温度拡散率、密度、比熱、熱伝導率、単位体積当たりのパワー密度、時間を表す。又、ビームのパワー密度は軸対称であるとし、半径、深さ方向をそれぞれ r, z で表す。このとき、基礎方程式、境界および初期条件は次式で与えられる。

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + \frac{P}{\rho c} \quad (1)$$

$$\frac{\partial T}{\partial z} = 0 \quad : z = 0 \quad (2)$$

$$T = 0 \quad : t = 0 \quad (3)$$

式(2)は、入射パワーに比較して、輻射による損失が小さいために成り立つ条件である。

* 原稿受付 昭和 60 年 12 月 12 日、昭和 59 年度精機学会秋季大会学術講演会（昭和 59 年 10 月 3 日）にて発表

** 正 会 員 職業訓練大学校（相模原市相原 1960）

*** 正 会 員 千葉工業大学（習志野市津田沼 2-17-1）

† 正 会 員 理化学研究所（和光市広沢 2-1）

†† 正 会 員 オリジン電気(株)（東京都豊島区高田 1-18-1）

ビーム軸に直角方向のビームパワー密度分布 (単位体積当たり) P_i は, 本実験に用いたビームでは厳密にはガウス分布ではないが, ここでは第一次近似として, ガウス分布とし, 試料内での単位深さ当たりの発熱量を $f(z/R_p)$ とする. このとき, P_i は,

$$P_i = \frac{Q}{\pi r_0^2 R_p} f\left(\frac{z}{R_p}\right) e^{-(r/r_0)^2} \quad (4)$$

与えられる. ここで, Q , r_0 , R_p は全パワー, パワー密度が中心の $1/e$ となる半径, 電子の侵入深さである. $f(z/R_p)$ については, 実験的, 理論的研究がある^{3)~5)}. ここでは, Kanaya らの式⁵⁾を用いる. このとき, $f(z/R_p)$ は, $y = z/R_p$ とおくと

$$f(y) = \frac{1}{(1-y)^{2/5}} \exp\left(-\frac{\gamma y}{1-y}\right) \left(\frac{\gamma}{1-y} + \frac{3}{5}\right) + \frac{E_B}{E_0} \frac{6 \times 1.9}{5} \frac{\gamma}{(1-y)^2} \exp\left(-\frac{1.9\gamma y}{1-y}\right) \times \left(\frac{1}{2^{5/6}} - (1-y)^{5/6}\right) \quad (5)$$

ここで, γ , E_B , E_0 は原子番号によって定まる定数, 平均後方散乱エネルギー, 入射エネルギーである. 式 (1)~(4) の解は次のように与えられる (付記参照).

$$T = \frac{Q}{2\pi^{3/2}\lambda r_0} \int_0^1 \int_0^{\frac{2\sqrt{\kappa t}}{r_0}} f(y) \frac{1}{1+\eta^2} \exp\left\{-\frac{\left(\frac{r}{r_0}\right)^2}{1+\eta^2}\right\} \times \left\{ \exp\left\{-\frac{\left(\frac{z}{r_0} + \frac{R_p}{r_0} y\right)^2}{\eta^2}\right\} + \exp\left\{-\frac{\left(\frac{z}{r_0} - \frac{R_p}{r_0} y\right)^2}{\eta^2}\right\} \right\} dy d\eta \quad (6)$$

2.2 表面熱源の場合

前項と同じ記号を用いる. ただし, パワー密度 P_s (単位面積当たり) は

$$P_s = \frac{Q}{\pi r_0^2} e^{-(r/r_0)^2} \quad (7)$$

与えられる. このとき, 基礎方程式, 境界条件は,

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \quad (8)$$

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial z} = P_s \quad : z=0 \quad (9)$$

となる. 但し, 初期条件は式 (3) である. この式に対する解は, Pittaway によって, $z=0$ および $r=0$ の場合に求められ, 各種条件に対する計算が行われている⁶⁾が, 試料内の分布を求めるためには, 任意の r, z に対する式が必要である. 式 (3), (7)~(9) に対する解は次のようになる (付記参照).

$$T = \frac{Q}{\pi^{3/2}\lambda r_0} \int_0^{\frac{2\sqrt{\kappa t}}{r_0}} \frac{1}{1+\eta^2} \exp\left\{-\frac{\left(\frac{r}{r_0}\right)^2}{1+\eta^2} - \frac{\left(\frac{z}{r_0}\right)^2}{\eta^2}\right\} d\eta \quad (10)$$

2.3 計算結果

図 1, 2 にビーム中心軸上 ($r=0$) の無次元化上昇温度を, 100 keV 電子について侵入深さ R_p とビーム半径 r_0 の比を変えた場合の結果を示す. $2\sqrt{\kappa t}/r_0 \ll 1$ の場合, 侵入の効果は大きい, $2\sqrt{\kappa t}/r_0$ が大きくなると差は小さくなる. しかし, これは R_p/r_0 によっても異なる. $2\sqrt{\kappa t}/r_0 = 0.1$ を例にとると, $R_p/r_0 = 1/10$ では温度分布にあまり差はないが, $R_p/r_0 = 1/3$ では大きな差が生じていることが分かる. しかし, $2\sqrt{\kappa t}/r_0$ が大きくなると (たとえば 1), 両者の差は小さくなる.

本実験条件の例について求めた等温面 (修正融点) の例が図 3 である. これより, 本研究の実験条件では, 表面熱源の式で十分であると思われるが, R_p/r_0 の値が大きくなるような条件, たとえば, 高電圧 (R_p が大きい) で微細なビーム (r_0 が小さい), 密度の小さい材料 (R_p が大きい) の加工の場合などでは式 (6) を用いなければならないことがわかる.

3. 実験および検討

3.1 実験方法

実験は加速電圧を 100 kV (一定) とし, ビーム電流およびパルス幅を変化させて行った. また, パルスはすべて一発である. 試料は軟鋼, アルミニウム, 銅を用いた.

加工を行った試料は, 表面加工部を SEM で観察した. 次に加工部の縦断面をとり, エッチングを行った. 軟鋼にはナイタールを用いた. 銅にはアンモニア水, クロム酸系溶液, 塩化第二鉄系溶液, アルミニウムには苛性ソーダ溶液, 硫酸, 硝酸などを試みた. 軟鋼については溶融層厚さが測定できた. 銅, アルミニウムについては, 溶融層の部分が不明りょうで, 測定が困難であったため測定していない.

3.2 溶融層形成と除去の発生

加工穴の深さは, マクロ的に観察すれば, ほぼ加工時間 (ビームパルス幅) に比例する⁷⁾⁸⁾. さらに, その深さを試料材質から整理すると, 融解に要するエネルギーで表すことが出来る⁸⁾. すなわち, 穴の形成は溶融体除去によって進行することは明らかである. 飛散除去された溶融体を調べた結果, 飛散除去される溶融体の大きさは軟鋼について 0.8 mm 程度の穴径の場合, 平均直径が 0.15 mm 程度であった. すなわち, この除去が生ずるには, ある溶融層厚さが必要であり, そこ

Fig. 1 Comparison of temperature rises at $r=0$ due to penetration of electrons ($R_p/r_0=1/10$) and due to absorption at surface for copper
Solid lines ; heat source due to penetration of electrons,
Dashed lines ; surface heat source

Fig. 2 Comparison of temperature rises at $r=0$ due to penetration of electrons ($R_p/r_0=1/3$) and due to absorption at surface for copper
Solid lines ; heat source due to penetration of electrons,
Dashed lines ; surface heat source

から1個の飛散粒子が生ずるとして、その熔融層の厚さ δ を求めると、 $\delta = 2d^3/(3D^2) \approx 3.5 \mu\text{m}$ となる。ここで、 d, D は飛散熔融体の直径、穴の直径である。も

Fig. 3 Isothermal planes (Temperature rise of 2115 K) for iron under the conditions of 100 kV, 30 mA, $r_0=0.25$ mm and heating times of 20, 30, 50 μs

Solid lines ; heat source due to penetration of electrons,
Dashed lines ; surface heat source

Fig. 4 An example of drilled hole in copper by a beam of 100 kV, 14 mA, $r_0=0.25$ mm, duration of 200 μs

ちろん1回の除去での飛散粒子の発生は1個であるとは考えられないから、すなわち、熔融体内部の気泡の形成による除去では熔融体飛散は複数個の粒子となて行われるものと考えられるから⁷⁾、 δ は上述の値よりは大きくなる。以上の事実より、熔融体飛散により穴が形成されるのは、熔融した表層が順次除去されていくためではなく、ある程度の厚さの熔融層が形成されて初めて除去が発生するためであることが分かる。

上述の現象を明確に示した実験結果が図4である。これは、電流 14 mA ($r_0=0.25$ mm) のパルスビーム (幅 200 μs) を銅に照射した場合である。除去が生じて穴があいている。しかし、図示はしていないが、幅 100 μs のパルスビームでは熔融層だけ観察される。すなわち、パルス幅 100 μs と 200 μs との間のある瞬間において除去が生じていることを示す。さらに、幅 100 μs のビームの場合は、肉眼により熔融体飛散は観察できなかったが、図4の場合は飛散を認めることが出来た。

3.3 熔融層厚さ

各種パルス幅ビームを照射した試料を切断し、そこに残留する熔融層を観察したものが図5である。なお、

Fig. 5 Remaining molten layer for iron by beams of 100 kV, 30 mA, $r_0=0.25$ mm

層の厚さは溶融層全体にわたって、一定ではないが、大きな差もない。それゆえ、ここでは穴の中心の厚さを示してある。実験条件は、ビーム電流 30 mA ($r_0=0.25$ mm)、試料材質は軟鋼である。図中の黒丸は実測値であり、各点を破線で結んであるが、この線には物理的意味はない。すなわち、溶融体除去により穴は深くなっているのであるから、さらに多くのパルス幅について実験を行えば、さらに凹凸の激しいグラフが得られるものと考えられる。それゆえ、破線は、単に点存在するデータを分かりやすくするためにつないだものである。

この図より明らかなように、残留する溶融層の厚さは一定値ではなく、たとえば、40 μ s では約 15 μ m である。しかし、それ以前には 20~30 μ m の溶融層が存在していた訳であるから、30~40 μ s の間で溶融体が除去されたことを示している。これ以後も、同じ過程を繰り返しているはずであるが、間隔を大きくとり過ぎたため、明確には観察できない。また、70 μ s 以後を考えると、120 μ s で約 25 μ m の溶融層があり、それ以外では 10~15 μ m 程度である。さらに、穴深さはパルス幅と共に増加していく^{7,8)}。それゆえ、ある厚さの溶融層（たとえば、30 μ s における 30 μ m 程度と推定される）が形成されると除去が生じ、これを繰り返していることは明らかである。

次に、式 (6) および (10) を用いて、溶融層厚さを求めた。その場合、融解熱 L_m 、融点 T_m 、比熱 c を用いて、修正融点 $T_m' = T_m + L_m/c$ となった点が溶融したと仮定した。その結果を表 1 に示す。実験値と計算値は比較的良好一致を示している。

3.1 節で述べたように銅、アルミニウムについては、溶融層を明確には観察できなかったが、穴の存在は確認できた。その結果、表 1 と同じ条件では、60 μ s 以下

Table 1 Thickness of molten layer at the initial stage of drilling of iron

Pulse duration μ s	20	30	40	50
Eq. (6) μ m	13	20	26	32
Eq. (10) μ m	12	19	25	31
Experimental μ m	23	30	15	23

Experimental conditions; 100 kV, 30 mA, $r_0=0.25$ mm

Table 2 Experimental hole depth and calculated thickness of molten layer at the initial stage of drilling of copper and aluminum

	Copper	Aluminum
Experimental hole depth μ m	30	70
Thickness of molten layer μ m		
Eq. (6)	46	86
Eq. (10)	46	82

Experimental conditions; 100 kV, 30 mA, $r_0=0.25$ mm, duration of 60 μ s

のパルス幅では穴はあかず、60 μ s で初めて穴が存在した。それゆえ、60 μ s における溶融層厚さを計算した。結果を表 2 に示す。これらの厚さの溶融層が存在して初めて溶融体除去が発生することになる。

以上の結果より、溶融体除去により穴があくためには、同一ビーム条件（加速電圧、ビーム電流、ビーム径）でも、試料材質によって異なった厚さの溶融層の存在が必要であることが分かる。

4. 結 言

電子ビーム穴あけ加工の初期現象に関して、電子の材料中への侵入を考慮した内部熱源の場合と表面熱源とした場合の温度分布の差を求め、次に溶融層の存在と穴の発生について定量的に検討した。その結果、次の結論を得た。

- (1) 試料の温度分布は、短いビーム照射時間では、表面熱源と内部熱源では差を生ずる。高パワー密度ビームの場合は、内部熱源であるとしなければならない。
- (2) 本実験でのビーム条件(100 kV, 30 mA, ビーム径 0.5 mm, パワー密度 1.5×10^6 W/cm²)程度では表面熱源と考えてもよい。
- (3) 穴があくためには、ある程度の厚さの溶融層が形成される必要がある。この厚さは、材料によって異なる。

[付 記]

2 章で用いた温度分布式の導出過程を簡単に述べる。順序は、2 章と逆になるが、まず式 (10) を求める。

また、ここでは方程式から直接求めず、Carslaw らの式を積分して求める方法を採用した。

無限体中に点熱源 $\phi(t)$ があるとき、そこから R の距離の点の時間 t 後の温度上昇 $T'(R, t)$ は

$$T'(R, t) = \frac{1}{8(\pi\kappa)^{3/2}} \int_0^t \phi(t') e^{-\frac{R^2}{4\kappa(t-t')}} \frac{dt'}{(t-t')^{3/2}} \quad (A1)$$

で与えられる⁹⁾。一方、本論文で取り扱っているビームのパワー分布はガウス分布であり、かつ、試料は半無限体を考えているから、ビーム中心軸を z 軸とする円柱座標をとると、ビームは面 $z=0$ 上に

$$\phi(t)\rho c = \frac{Q}{\pi r_0^2} e^{-(r/r_0)^2} r dr d\theta \quad (A2)$$

で分布する。それゆえ、点 (r, z) における温度上昇は、 $T(r, z, t)$

$$= \frac{1}{4(\pi\kappa)^{3/2}} \frac{Q}{\pi r_0^2 \rho c} \times \int_0^t \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \exp\left\{-\left(\frac{r'}{r_0}\right)^2 - \frac{r^2 + z^2 + r'^2 - 2rr' \cos \theta}{4\kappa(t-t')}\right\} \times \frac{r'}{(t-t')^{3/2}} dt' dr' d\theta \quad (A3)$$

で与えられる。式 (A3) を r, θ について積分し、 t に関する積分を無次元化すると最終的に式 (10) を得る。

次に、電子が材料中へ侵入する場合を考える。この場合は、無限体中に面 $z=0$ を考え、それに対称に熱源が分布していると考えれば、温度上昇は $z=0$ に対称になり、式 (2) は満足される。このとき熱源は、

$$\phi(t)\rho c = \frac{Q}{\pi r_0^2 R_p} f\left(\frac{z}{R_p}\right) e^{-(r/r_0)^2} r dr d\theta \quad (A4)$$

であり、かつ、 $f(z/R_p) = f(-z/R_p)$ 、 $|z| > R_p$ では $f(z/R_p) = 0$ である。式 (1)~(4) の解は、式 (A1) を用いて次のようになる。

$$T = \frac{Q}{8\pi^{5/2} r_0^2 \rho c R_p} \int_0^t \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \int_{-R_p}^{R_p} f\left(\frac{z'}{R_p}\right) \times \exp\left\{-\left(\frac{r'}{r_0}\right)^2 - \frac{r^2 + r'^2 - 2rr' \cos \theta - (z - z')^2}{4\kappa(t-t')}\right\} \times \frac{r'}{(t-t')^{3/2}} dt' dr' d\theta dz' \quad (A5)$$

ここで、 z' に関する積分範囲は電子の侵入深さ R_p (現在は面 $z=0$ に対称に考えているから $-R_p \sim R_p$) となる。 r, θ について積分し、 $f(z/R_p)$ が面 $z=0$ について対称であることを考慮すると、最終的に式 (6) を得る。

参 考 文 献

- 1) 例えば、G. Pahlitzsch und A. Visser: Strahldivergenz und Elektronenstreuung als Ursache für das Aufheizen der Randzonen bei der Elektronenstrahlbearbeitung, VDI, 109, 26, (1967) 1197.
- 2) 宮崎俊行, 吉岡俊朗, 金釜憲夫, 木村達夫: 電子ビーム穴あけの熔融除去, 精密工学会誌, 52, 8 (1986) 1342.
- 3) V. E. Cosslett and R. N. Thomas: Multiple Scattering of 5-30 keV Electrons in Evaporated Metal Films II: Range-energy Relations, Brit. J. Appl. Phys., 15, (1964) 1283.
- 4) R. Shimizu, T. Ikuta and K. Murata: The Monte Carlo Technique as Applied to the Fundamentals of EPMA and SEM, J. Appl. Phys., 43, (1972) 4233.
- 5) K. Kanaya and S. Okayama: Penetration and Energy-loss Theory of Electrons in Solid Targets, J. Phys. D, Appl. Phys., 5, 1, (1972) 43.
- 6) L. G. Pittaway: The Temperature Distributions in Thin Foil and Semi-infinite Targets Bombarded by an Electron Beam, Proc. E. B. Symp. 5th Ann. Meetings, March 28-29, Alloyd Electronics Corp., (1963) 88.
- 7) 宮崎俊行: 単一パルス高パワー密度電子ビームによる金属の穴あけ加工, 精密機械, 40, 11 (1974) 1012.
- 8) 宮崎俊行, 吉岡俊朗, 木村達夫: 金属の穴あけ特性——電子ビームによる穴あけ加工, 精密機械, 43, 9 (1977) 1093.
- 9) H. S. Carslaw and J. C. Jaeger: Conduction of Heat in Solids, 2nd ed., Oxford, (1965) 261.

(p.104 より続く)

〔海外統計編〕 国際比較を前提としているため、国内統計編の数値と対比できる資料の収集が望ましいわけだが、資料の整備方法が国によって異なるので、鋳造品と鍛造品について国別に生産量ないしは出荷量、工場数、従業員数、輸出量などの統計数値を収録している。海外主要国統計を手はじめに、国別では米国、西独、英国、フランス、イタリア、メキシコ、ブラジル、フィリピン、韓国、台湾などの諸統計表が示されている。

〔参考統計編〕 主として経営面から素形材、同関連産業の動向を把握するために役立つ参考資料として各業種の経営指標、原価指標、輸入動向の諸統計が収録されている。

また機械統計年報、工業統計表の二大統計年報の数値と対比させるため、素形材産業全般にわたって従業員規模別工場数、従業員数、付加価値額、出荷額などの時系列推移と労働者の労働統計資料も収められている。

このほか、付録として国内素形材関係団体名簿、海外素形材関連団体名簿も収録されている。なお、同センターではこの年鑑を実費 (1冊 7000 円、送料共) で頒布するほか、海外向け PR 用として “Annual Statistics of Materials Process Industries Japan 1985” と題する英文素形材年鑑 (3000 円) も同時に発行している。

(服部 敏夫)