

J A E R I - M
93-243

電子ビーム加熱蒸発面の温度分布

1993年12月

大場 弘則・柴田 猛順

JAERI-Mレポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。

入手の間合わせは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11 茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこみください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11 茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費領布をおこなっております。

JAERI-M reports are issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Information Division Department of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokaimura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-11, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1993

編集兼発行 日本原子力研究所
印刷 ニッセイエプロ株式会社

電子ビーム加熱蒸発面の温度分布

日本原子力研究所東海研究所燃料研究部

大場 弘則・柴田 猛順

(1993年11月26日受理)

電子ビーム加熱で銅を蒸発させた時の蒸発面温度分布測定をCCD（電荷結合素子）カメラを用いて試みた。蒸発面を 562 ± 5 nmの単色フィルターを通してCCDカメラで撮影録画し、画像処理を行って表面からの放射強度分布を測定した。温度分布を放射強度分布からプランクの式を用いて算出した。電子ビーム入力4.5 kWの時、最高温度は2040 Kに達し、中心から半径方向に向かうにしたがって急激に低下し、るつぼ壁面付近では融点に近くなっていることがわかった。また、温度分布から飽和蒸気圧のデータを用いて蒸発速度分布を算出し、水晶振動子膜厚計位置での蒸着速度を推定したところ実測値とほぼ一致した。

目 次

1. はじめに	1
2. 実 験	1
3. 測定結果	2
3.1 放射強度分布	2
3.2 表面温度分布	2
4. 考 察	4
4.1 測定誤差について	4
4.2 蒸発面温度分布と蒸着速度測定値との比較	4
4.3 蒸着速度からの推定蒸発面温度との比較	5
4.4 今後の改良点	6
5. おわりに	6
参考文献	7

Contents

1. Introduction	1
2. Experiments	1
3. Experimental Results	2
3.1 Radiation Intensity Profiles	2
3.2 Surface Temperature Profiles	2
4. Discussion	4
4.1 Uncertainties of Measurement	4
4.2 Estimation of the Deposition Rates from the Temperature Profiles	4
4.3 Comparison with the Surface Temperatures Estimated from the Deposition Rates	5
4.4 Future Plans	6
5. Conclusion	6
References	7

1. はじめに

電子ビーム加熱蒸発源は蒸気圧の低いウラン等の高融点金属でも容易に原子を蒸発できるので、原子法レーザー同位体分離用の原子蒸気生成に用いられる。水冷銅るつぼ内の金属は電子ビーム加熱により、液化され、その液体表面より金属原子が蒸発する。しかし、水冷銅るつぼ内での液体金属の対流による熱損失が大きいと、原子蒸発に必要なエネルギーコストが高い。特に、原子法レーザーウラン濃縮では、全エネルギーコストの大部分をウラン蒸発に要するエネルギーが占めるので効率の良いウラン蒸発法の開発が求められている¹⁾。るつぼ内の液体金属表面の温度分布を測定し、液体金属の伝熱、流動過程を解明することができれば、効率の良い蒸発法の開発に役立つと考えられる。

我々はこれまで、電子ビーム加熱で生成した原子ビーム特性を測定し、蒸発面温度との関係を調べてきた^{2, 3, 4, 5)}。しかし、これまでに報告した蒸発面温度は水晶振動子膜厚計で測定した蒸着速度と蒸気圧のデータを用いて推定した値である。直接、表面温度を測定し、これまでの推定が妥当であるかどうか調べる必要もある。

しかしながら、これまでに蒸発を伴った電子ビーム加熱面温度分布の報告例は極めて少なく、我々は、森岡等の報告⁶⁾以外知らない。森岡等は電子ビーム加熱によるニッケル蒸発時のビームスポット近辺の5点の温度測定を報告している。しかし、この報告は彼等の「研究紹介」の一部であるため、温度測定の実験条件、測定法等が記載されていない。ここでは、電子ビーム加熱蒸発面を単色フィルターを通してCCD（電荷結合素子）カメラで撮影録画し、画像処理を行って蒸発面温度分布の測定を試みた。結果の一部を既に速報として報告しているが⁷⁾、ここではその詳細について述べる。

2. 実験

測定系概略をFig. 1に示す。水冷銅るつぼ（日本真空技術（株）製磁場偏向型電子銃EGK-35、上面径50mm、深さ26mm）内に入れた銅を電子ビーム加熱（加速電圧10kV、最大出力5kW）で蒸発させた。蒸発面を石英窓と透過波長が 562 ± 5 nmの単色フィルターを通してモノクロCCDカメラで撮影録画した。蒸発面からの光を直接石英窓に通すと、蒸発原子が窓に蒸着し、数秒で蒸発面からの光が透過しなくなってしまう。このため二枚のミラーにより窓への蒸着を防いだ。録画画像の信号を画像処理装置（浜松ホトニクス社製DVS-3000）に接続して蒸発面からの発光強度の2次元分布を表示させた。撮影は一定の電子ビーム入力で蒸発させながらカメラレンズの絞りを $f = 3.3$ から $f = 22$ まで段階的に変えて行った。このとき絞り値を最も大きくしてもCCDが飽和する領域があれば、光吸収フィルターも用いてCCDが飽和しなくなるまで撮影してビデオに録画した。るつぼ表面各点の放射強度はCCDが飽和していないところでは

1. はじめに

電子ビーム加熱蒸発源は蒸気圧の低いウラン等の高融点金属でも容易に原子を蒸発できるので、原子法レーザー同位体分離用の原子蒸気生成に用いられる。水冷銅るつぼ内の金属は電子ビーム加熱により、液化され、その液体表面より金属原子が蒸発する。しかし、水冷銅るつぼ内での液体金属の対流による熱損失が大きいと、原子蒸発に必要なエネルギーコストが高い。特に、原子法レーザーウラン濃縮では、全エネルギーコストの大部分をウラン蒸発に要するエネルギーが占めるので効率の良いウラン蒸発法の開発が求められている¹⁾。るつぼ内の液体金属表面の温度分布を測定し、液体金属の伝熱、流動過程を解明することができれば、効率の良い蒸発法の開発に役立つと考えられる。

我々はこれまで、電子ビーム加熱で生成した原子ビーム特性を測定し、蒸発面温度との関係を調べてきた^{2, 3, 4, 5)}。しかし、これまでに報告した蒸発面温度は水晶振動子膜厚計で測定した蒸着速度と蒸気圧のデータを用いて推定した値である。直接、表面温度を測定し、これまでの推定が妥当であるかどうか調べる必要もある。

しかしながら、これまでに蒸発を伴った電子ビーム加熱面温度分布の報告例は極めて少なく、我々は、森岡等の報告⁶⁾以外知らない。森岡等は電子ビーム加熱によるニッケル蒸発時のビームスポット近辺の5点の温度測定を報告している。しかし、この報告は彼等の「研究紹介」の一部であるため、温度測定の実験条件、測定法等が記載されていない。ここでは、電子ビーム加熱蒸発面を単色フィルターを通してCCD（電荷結合素子）カメラで撮影録画し、画像処理を行って蒸発面温度分布の測定を試みた。結果の一部を既に速報として報告しているが⁷⁾、ここではその詳細について述べる。

2. 実験

測定系概略をFig. 1に示す。水冷銅るつぼ（日本真空技術（株）製磁場偏向型電子銃EGK-35、上面径50mm、深さ26mm）内に入れた銅を電子ビーム加熱（加速電圧10kV、最大出力5kW）で蒸発させた。蒸発面を石英窓と透過波長が 562 ± 5 nmの単色フィルターを通してモノクロCCDカメラで撮影録画した。蒸発面からの光を直接石英窓に通すと、蒸発原子が窓に蒸着し、数秒で蒸発面からの光が透過しなくなってしまう。このため二枚のミラーにより窓への蒸着を防いだ。録画画像の信号を画像処理装置（浜松ホトニクス社製DVS-3000）に接続して蒸発面からの発光強度の2次元分布を表示させた。撮影は一定の電子ビーム入力で蒸発させながらカメラレンズの絞りを $f = 3.3$ から $f = 22$ まで段階的に変えて行った。このとき絞り値を最も大きくしてもCCDが飽和する領域があれば、光吸収フィルターも用いてCCDが飽和しなくなるまで撮影してビデオに録画した。るつぼ表面各点の放射強度はCCDが飽和していないところでは

$1/f^2$ に比例し、また光吸収フィルターを用いたときにはその透過率 t にも比例する。したがって、るつぼ表面の放射強度分布は画像処理出力値に f^2/t をかけて求めることができる。蒸発面の撮影と同時に蒸発面から425mm上方に設けた水晶振動子膜厚計で蒸着速度を測定した。撮影は電子ビーム入力2~4.5kWの範囲で行った。

温度算出は銅の融点を基準点として行った。電子ビームを瞬間的に切ると、液体銅が凝固するところで放射強度が数秒間一定となる。これは融点での放射強度を示している。次節で詳述するように、画像処理を行って求めた加熱蒸発中の放射強度分布と融点での放射強度の比から、プランクの式を用いてるつぼ内表面温度分布を算出した。ミラーの反射率が蒸着で変化しても温度分布を算出できるように、蒸発面の録画終了後、毎回電子ビームを瞬間的に切った直後の液面も撮影録画し、画像処理を行って融点での放射強度を求めた。

3. 測定結果

3.1 放射強度分布

Fig. 2は測定した画像信号の1例で、電子ビーム入力4.5kW、レンズ絞り値 $f = 5.6$ と $f = 2.2$ のときのものである。 $f = 5.6$ では中心付近の放射強度が大きくCCDが飽和している。Fig. 3は各絞り値での録画画像から求めた放射強度分布である。なお、電子ビーム偏向磁場に平行な方向をX、垂直な方向をYとし、Y方向については蒸発面法線方向から 40° の角度で観測しているので、真上から観測した状態に補正している。Fig. 3より中心部の放射強度は周辺部の約300倍であることがわかる。るつぼ壁面付近の放射強度は、酸化物と思われる放射率の大きい部分が存在するので算出しなかった。

Fig. 4にカメラレンズ絞り値を $f = 3.3$ にして、電子ビーム入力4.5kWの定常運転から瞬間的に電子ビームを切った直後のるつぼ表面の撮影画像の1例を示す。図の矢印で示した部分の放射強度は一定で、その領域は縮小し数秒で消失した。これは銅が凝固するため、このときの放射強度は融点(1356K)での液体銅からのものである。瞬間的に電子ビームを切った直後のるつぼ表面(融点)からの放射強度分布をFig. 3に点線で示した。Fig. 5は各電子ビーム入力時、定常運転から瞬間的に切った直後に観察される放射強度平坦部長さの時間変化を示したものである。低い電子ビーム入力時の方がより早い時間で平坦部が消失しているのがわかる。

3.2 表面温度分布

絶対温度 T の黒体放射のうちで、振動数が ν と $\nu + d\nu$ の間にある放射強度 E_ν (ν , T) $d\nu$ は次のプランクの式で表される。

$1/f^2$ に比例し、また光吸収フィルターを用いたときにはその透過率 t にも比例する。したがって、るつぼ表面の放射強度分布は画像処理出力値に f^2/t をかけて求めることができる。蒸発面の撮影と同時に蒸発面から425mm上方に設けた水晶振動子膜厚計で蒸着速度を測定した。撮影は電子ビーム入力2~4.5kWの範囲で行った。

温度算出は銅の融点を基準点として行った。電子ビームを瞬間的に切ると、液体銅が凝固するところで放射強度が数秒間一定となる。これは融点での放射強度を示している。次節で詳述するように、画像処理を行って求めた加熱蒸発中の放射強度分布と融点での放射強度の比から、プランクの式を用いてるつぼ内表面温度分布を算出した。ミラーの反射率が蒸着で変化しても温度分布を算出できるように、蒸発面の録画終了後、毎回電子ビームを瞬間的に切った直後の液面も撮影録画し、画像処理を行って融点での放射強度を求めた。

3. 測定結果

3.1 放射強度分布

Fig. 2は測定した画像信号の1例で、電子ビーム入力4.5kW、レンズ絞り値 $f = 5.6$ と $f = 2.2$ のときのものである。 $f = 5.6$ では中心付近の放射強度が大きくCCDが飽和している。Fig. 3は各絞り値での録画画像から求めた放射強度分布である。なお、電子ビーム偏向磁場に平行な方向をX、垂直な方向をYとし、Y方向については蒸発面法線方向から 40° の角度で観測しているので、真上から観測した状態に補正している。Fig. 3より中心部の放射強度は周辺部の約300倍であることがわかる。るつぼ壁面付近の放射強度は、酸化物と思われる放射率の大きい部分が存在するので算出しなかった。

Fig. 4にカメラレンズ絞り値を $f = 3.3$ にして、電子ビーム入力4.5kWの定常運転から瞬間的に電子ビームを切った直後のるつぼ表面の撮影画像の1例を示す。図の矢印で示した部分の放射強度は一定で、その領域は縮小し数秒で消失した。これは銅が凝固するため、このときの放射強度は融点(1356K)での液体銅からのものである。瞬間的に電子ビームを切った直後のるつぼ表面(融点)からの放射強度分布をFig. 3に点線で示した。Fig. 5は各電子ビーム入力時、定常運転から瞬間的に切った直後に観察される放射強度平坦部長さの時間変化を示したものである。低い電子ビーム入力時の方がより早い時間で平坦部が消失しているのがわかる。

3.2 表面温度分布

絶対温度 T の黒体放射のうちで、振動数が ν と $\nu + d\nu$ の間にある放射強度 E 。 (ν, T) $d\nu$ は次のプランクの式で表される。

$$E_b(\nu, T) d\nu = \frac{8\pi h \nu^3}{c^2} \left\{ \exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1 \right\}^{-1} d\nu \quad \dots (1)$$

ここで、 c は真空中の光の速度、 h はプランク定数、 k はボルツマン定数である。可視波長域で3000 K以下の温度範囲では $h\nu \gg kT$ なので、次のウィーンの式で表せる。

$$E_b(\nu, T) d\nu = \frac{8\pi h \nu^3}{c^2} \left\{ \exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) \right\}^{-1} d\nu \quad \dots (2)$$

電子ビーム加熱時の液体銅表面の放射率 ϵ は1ではないので、真の放射強度 $E(\nu, T) d\nu$ は次式となる。

$$E(\nu, T) d\nu = \epsilon(\nu, T) E_b(\nu, T) d\nu \quad \dots (3)$$

Dokko等⁸⁾は液体銅の放射率を1376~1687 Kの範囲で測定し、 $\epsilon = 0.112$ で温度にほとんど依存しないと述べている。ここでの測定温度でも放射率は変化しないとした。このとき、CCDカメラで検出したFig. 3の各位置での放射強度 $L(\nu, T)$ と融点 T_m の放射強度 $L_m(\nu, T_m)$ の比は、各点の放射強度 $E(\nu, T) d\nu$ と融点 T_m の放射強度 $E_m(\nu, T_m) d\nu$ の比に等しいので、表面温度 T は次式のように算出できる。

$$\begin{aligned} \frac{L(\nu, T)}{L_m(\nu, T_m)} &= \frac{E(\nu, T)}{E_m(\nu, T_m)} \\ &= \frac{E_b(\nu, T)}{E_{mb}(\nu, T_m)} \\ &= \exp\left\{ \frac{h\nu}{k} \left(\frac{1}{T_m} - \frac{1}{T} \right) \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} T &= \left[\frac{1}{T_m} - \left(\frac{k}{h\nu} \right) \ln \left\{ \frac{L(\nu, T)}{L_m(\nu, T_m)} \right\} \right]^{-1} \\ &= \left[\frac{1}{T_m} - \left(\frac{k\lambda}{ch} \right) \ln \left\{ \frac{L(\lambda, T)}{L_m(\lambda, T_m)} \right\} \right]^{-1} \quad \dots (4) \end{aligned}$$

ここで、 λ は光の波長で、フィルターの透過波長562 nmである。電子ビーム入力4.5 kWの時、最も放射強度の高いところは融点の放射強度の564倍なので、温度は2040 Kと求まる。算出した各電子ビーム入力時の温度分布をFig. 6に示す。

温度分布形状は電子ビーム入力にあまり依存せず、中心からるつぼ半径方向に向って急激な勾配があり、3 kW以上ではるつぼ壁面付近では融点に近いことがわかった。Fig. 6のように高温部の広がりX方向のほうがY方向より大きい。ビームスポットは目視観察では円形と思われた⁹⁾が、本測定で楕円形であることがわかった。これは、電子銃フィ

ラメントがX方向に長く、これが蒸発面に投影されているためと考えられる。また、Fig. 6のY方向では電子ビーム入力増加に伴い、ビームスポット位置が中心からフィラメント側と反対の向きに移動している。これは、電子ビーム電流を大きくすることでビーム軌道が変化するためと考えられる。Fig. 7には各電子ビーム入力時の蒸発面の最高温度を示した。液体金属の対流熱損失がなければ最高温度と電子ビーム入力は比例するはずであるが、対流熱損失のため電子ビーム入力を増加しても最高温度が飽和する傾向にあることがわかる。

4. 考 察

4. 1 測定誤差について

表面温度測定誤差を推定してみる。系統的なものとして単色フィルターの透過波長のずれがあると思われる。透過波長が3 nmずれていたとしても算出温度に与える系統誤差は式(4)より2000 K近辺で約±6 Kである。また、融点では放射強度が小さいため、その読み値の誤差が大きく10%程度ある。このため2000 K近辺で温度測定に±17 K程度の誤差を与える。合わせて約±20 Kの測定誤差があると考えられる。

4. 2 蒸発面温度分布と蒸着速度測定値との比較

ここで求めた蒸発面温度分布から蒸発速度を推定し、水晶振動子膜厚計で測定した蒸着速度と比較してみる。表面温度Tの単位面積当たりの蒸発速度 γ は飽和蒸気圧 $p(T)$ を用いて(5)式で、るつぼ全体からの蒸発速度 Γ は(6)式で計算できる¹⁰⁾。

$$\gamma = \frac{mN\bar{v}}{4} = p(T) \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}} \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$\Gamma = \int \gamma dS \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここで、mは蒸発原子の質量、Nは飽和蒸気圧での原子密度、 \bar{v} は平均速度、kはボルツマン定数、dSはるつぼ表面の微小面積である。一方、電子ビーム加熱で生成した原子蒸気が真空容器内に広がっていくときの角度分布は $\cos^n \theta$ で表せる¹¹⁾ので、るつぼからの距離hでの蒸着速度Jは、付着率が1.0のとき、

$$J = \frac{(n+1)\Gamma}{2\pi\rho h^2} \quad \dots\dots\dots (7)$$

と表せる。ここで、 ρ は蒸着物質の密度、nは蒸発角度分布の指数である。

ラメントがX方向に長く、これが蒸発面に投影されているためと考えられる。また、Fig. 6のY方向では電子ビーム入力増加に伴い、ビームスポット位置が中心からフィラメント側と反対の向きに移動している。これは、電子ビーム電流を大きくすることでビーム軌道が変化するためと考えられる。Fig. 7には各電子ビーム入力時の蒸発面の最高温度を示した。液体金属の対流熱損失がなければ最高温度と電子ビーム入力は比例するはずであるが、対流熱損失のため電子ビーム入力を増加しても最高温度が飽和する傾向にあることがわかる。

4. 考 察

4. 1 測定誤差について

表面温度測定誤差を推定してみる。系統的なものとして単色フィルターの透過波長のずれがあると思われる。透過波長が3 nmずれていたとしても算出温度に与える系統誤差は式(4)より2000 K近辺で約±6 Kである。また、融点では放射強度が小さいため、その読み値の誤差が大きく10%程度ある。このため2000 K近辺で温度測定に±17 K程度の誤差を与える。合わせて約±20 Kの測定誤差があると考えられる。

4. 2 蒸発面温度分布と蒸着速度測定値との比較

ここで求めた蒸発面温度分布から蒸発速度を推定し、水晶振動子膜厚計で測定した蒸着速度と比較してみる。表面温度Tの単位面積当たりの蒸発速度 γ は飽和蒸気圧 $p(T)$ を用いて(5)式で、るつぼ全体からの蒸発速度 Γ は(6)式で計算できる¹⁰⁾。

$$\gamma = \frac{mN\bar{v}}{4} = p(T) \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}} \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$\Gamma = \int \gamma dS \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここで、mは蒸発原子の質量、Nは飽和蒸気圧での原子密度、 \bar{v} は平均速度、kはボルツマン定数、dSはるつぼ表面の微小面積である。一方、電子ビーム加熱で生成した原子蒸気が真空容器内に広がっていくときの角度分布は $\cos^n \theta$ で表せる¹¹⁾ので、るつぼからの距離hでの蒸着速度Jは、付着率が1.0のとき、

$$J = \frac{(n+1)\Gamma}{2\pi\rho h^2} \quad \dots\dots\dots (7)$$

と表せる。ここで、 ρ は蒸着物質の密度、nは蒸発角度分布の指数である。

Fig. 8は電子ビーム入力4.5kWのとき、銅の飽和蒸気圧のデータ¹²⁾と測定した温度分布から(5)式を用いて求めた蒸発速度分布である。蒸発速度分布はFig. 8の点線で示すようにガウス分布でよく近似できている。このとき $\Gamma = \pi r_x r_y \gamma_c$ なので、るつぼ全体からの蒸発速度 $1.1 \times 10^{-2} \text{ g/s}$ が求まる。ここで、 r_x 、 r_y はそれぞれ蒸発速度分布最大値の $1/e$ となるX方向、Y方向での半径、 γ_c は分布中心での単位面積当たりの蒸発速度である。

我々は n の値が電子ビーム入力の増加に伴い1~4.5と変化することを、蒸発角度分布の測定、モンテカルロシミュレーション計算を行って、蒸発面でのクヌーセン数で決まることを明らかにしている¹³⁾。ここで求めた蒸発速度から n を推定してみる。蒸発面でのクヌーセン数 Kn は蒸発面での原子の平均自由行程 λ_s とスポット径 D の比で次式で表せる。

$$Kn = \frac{\lambda_s}{D} \\ = \frac{1}{\sqrt{2\pi} d_s^2 N_0 D} \dots\dots\dots (8)$$

ここで、 d_s は蒸発原子の直径、 N_0 は蒸発面温度と平衡状態にある原子密度である。Cu₂の分光データ¹⁴⁾より求まるCu₂の原子間距離は0.44nmである。ここでは、蒸発原子の原子直径はCu₂の原子間距離程度と考えた。Fig. 8より、蒸発速度分布最大値の $1/e$ となる幅を求めると8mm×5mmの楕円となる。蒸発がこの楕円から一様に生じるとしたときの表面温度は2040Kで、このときの飽和蒸気圧より原子密度は $1.6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ である。8mm×5mmの楕円を直径6.3mmのスポット径で近似して、(8)式からクヌーセン数を求めると 1.2×10^{-2} となる。このときの n の値は文献12)を参考にして $n = 4.5$ 程度と推定される。

以上の $\Gamma = 1.1 \times 10^{-2} \text{ g/s}$ 、 $n = 4.5$ の値を(7)式に代入して水晶振動子膜厚計の位置での蒸着速度を算出すると5.7nm/sとなる。水晶振動子膜厚計で測定した蒸着速度は4.5~6.0nm/sなので推定値とほぼ一致する。同様にして電子ビーム入力2~4kWでの膜厚計で測定した蒸着速度と温度分布から推定した蒸着速度を比較するとFig. 9に示すようにほぼ一致した。

4.3 蒸着速度からの推定蒸発面温度との比較

「はじめに」で述べたように、我々は本装置でガドリニウムを蒸発させた時に、目視観察で推定したビームスポット径と水晶振動子膜厚計で測定した蒸着速度から、蒸発面温度 T_0 を次のようにして推定してきた^{9, 15, 16)}。蒸発面温度 T_0 のビームスポットからの蒸発速度 Γ は(5)、(6)式より

$$\Gamma = p(T_0) \sqrt{\frac{m}{2\pi k T_0} \frac{\pi d^2}{4}} \quad \dots\dots\dots (9)$$

である。ここでdはビームスポット径で、本装置では目視観察で7mmとしていた。電子銃によるスポット蒸発では $\cos^n \theta$ の角度分布で $n=2\sim 4$ と言われていたので、 $n=3$ として、高さhでの蒸着速度Jは(7)式より

$$J = \frac{(n+1)\Gamma}{2\pi\rho h^2} = \frac{d^2}{2\rho h^2} p(T_0) \sqrt{\frac{m}{2\pi k T_0}}$$

となる。上式を用いて、測定された蒸着速度に等しくなる T_0 を推定蒸発面温度としてきた。今回は銅を蒸発させているが、この推定による蒸発面温度と本測定結果の比較も行ってみる。Fig. 10には電子ビーム入力4.5kW、3kWの時に測定した表面温度分布と蒸着速度から推定した表面温度を示す。推定温度と測定温度とは大きくずれていないことが確認できた。これまでの推定法はほぼ妥当であったと言える。

4. 4 今後の改良点

上記のようにCCDカメラを用いて簡単に蒸発面温度分布を測定できることがわかった。しかし、本測定では融点での放射強度を基準にしているが、合金からの蒸発の場合融点は一定でないので、基準の放射強度が得られない。このため、今後、二波長を用いた測定、参照光源等を用いて実験を行う予定である。また、本測定結果とシミュレーション結果と比較し、蒸発部の伝熱、液体金属流動の解明に役立てる予定である。

5. おわりに

電子ビーム加熱蒸発面の温度分布を単色フィルターを通してCCDカメラで撮影録画し、画像処理を行って測定することができた。また、測定した温度分布より飽和蒸気圧のデータを用いて、水晶振動子膜厚計の位置での蒸着速度を推定したところ実験値とほぼ一致した。

$$\Gamma = p(T_0) \sqrt{\frac{m}{2\pi k T_0} \frac{\pi d^2}{4}} \quad \dots\dots\dots (9)$$

である。ここでdはビームスポット径で、本装置では目視観察で7mmとしていた。電子銃によるスポット蒸発では $\cos^n \theta$ の角度分布で $n=2\sim 4$ と言われていたので、 $n=3$ として、高さhでの蒸着速度Jは(7)式より

$$J = \frac{(n+1)\Gamma}{2\pi\rho h^2} = \frac{d^2}{2\rho h^2} p(T_0) \sqrt{\frac{m}{2\pi k T_0}}$$

となる。上式を用いて、測定された蒸着速度に等しくなる T_0 を推定蒸発面温度としてきた。今回は銅を蒸発させているが、この推定による蒸発面温度と本測定結果の比較も行ってみる。Fig. 10には電子ビーム入力が4.5kW、3kWの時に測定した表面温度分布と蒸着速度から推定した表面温度を示す。推定温度と測定温度とは大きくずれていないことが確認できた。これまでの推定法はほぼ妥当であったと言える。

4. 4 今後の改良点

上記のようにCCDカメラを用いて簡単に蒸発面温度分布を測定できることがわかった。しかし、本測定では融点での放射強度を基準にしているが、合金からの蒸発の場合融点は一定でないので、基準の放射強度が得られない。このため、今後、二波長を用いた測定、参照光源等を用いて実験を行う予定である。また、本測定結果とシミュレーション結果と比較し、蒸発部の伝熱、液体金属流動の解明に役立てる予定である。

5. おわりに

電子ビーム加熱蒸発面の温度分布を単色フィルターを通してCCDカメラで撮影録画し、画像処理を行って測定することができた。また、測定した温度分布より飽和蒸気圧のデータを用いて、水晶振動子膜厚計の位置での蒸着速度を推定したところ実験値とほぼ一致した。

参考文献

- 1) 柴是行: 日本原子力学会誌、28 (1986) 129.
- 2) 西村昭彦、有沢孝、大場弘則、小倉浩一、柴田猛順: 真空、34 (1991) 639.
- 3) A. Nishimura, H. Ohba and T. Shibata: J. Nucl. Sci. Technol., 29 (1992) 1054.
- 4) A. Nishimura, T. Arisawa, H. Ohba and T. Shibata: J. Vac. Sci. Technol. A, 11 (1993) 1516.
- 5) H. Ohba, A. Nishimura and T. Shibata: to be published in Jpn. J. Appl. Phys., 32 (1993).
- 6) 森岡昇、浜田博義、新井昇、佐藤康彦、金井英次、藤田尚徳: 応用物理、58 (1989) 249.
- 7) 大場弘則、小倉浩一、柴田猛順: 真空、36 (1993) 203.
- 8) W. Dokko and R. G. Bautista: Metall. Trans. B, 10B (1979) 450.
- 9) 大場弘則、有沢孝、西村昭彦、小倉浩一、柴田猛順: 真空、35 (1992) 282.
- 10) 熊谷寛夫、富永五郎編著: "真空の物理と応用" (裳華房, 東京, 1981) p55.
- 11) S. Schiller, U. Heisig and S. Panzer: "Electron Beam Technology", (Wiley, New York, 1982) p. 175.
- 12) "Smithells Metals Reference Book", 6th ed., ed. by E. A. Brandes, (Butterworths, London, 1983) p. 8-55.
- 13) A. Nishimura, H. Kaburaki, H. Ohba and T. Shibata: J. Nucl. Sci. Technol., 30 (1993) 270.
- 14) D. R. Preuss, S. A. Pace and J. L. Gole: J. Chem. Phys., 71 (1979) 3553.
- 15) 西村昭彦、有沢孝、大場弘則、小倉浩一、柴田猛順: 真空、35 (1992) 305.
- 16) 小倉浩一、柴田猛順: 日本原子力研究所 研究報告書, JAERI-M 93-098 (1993)

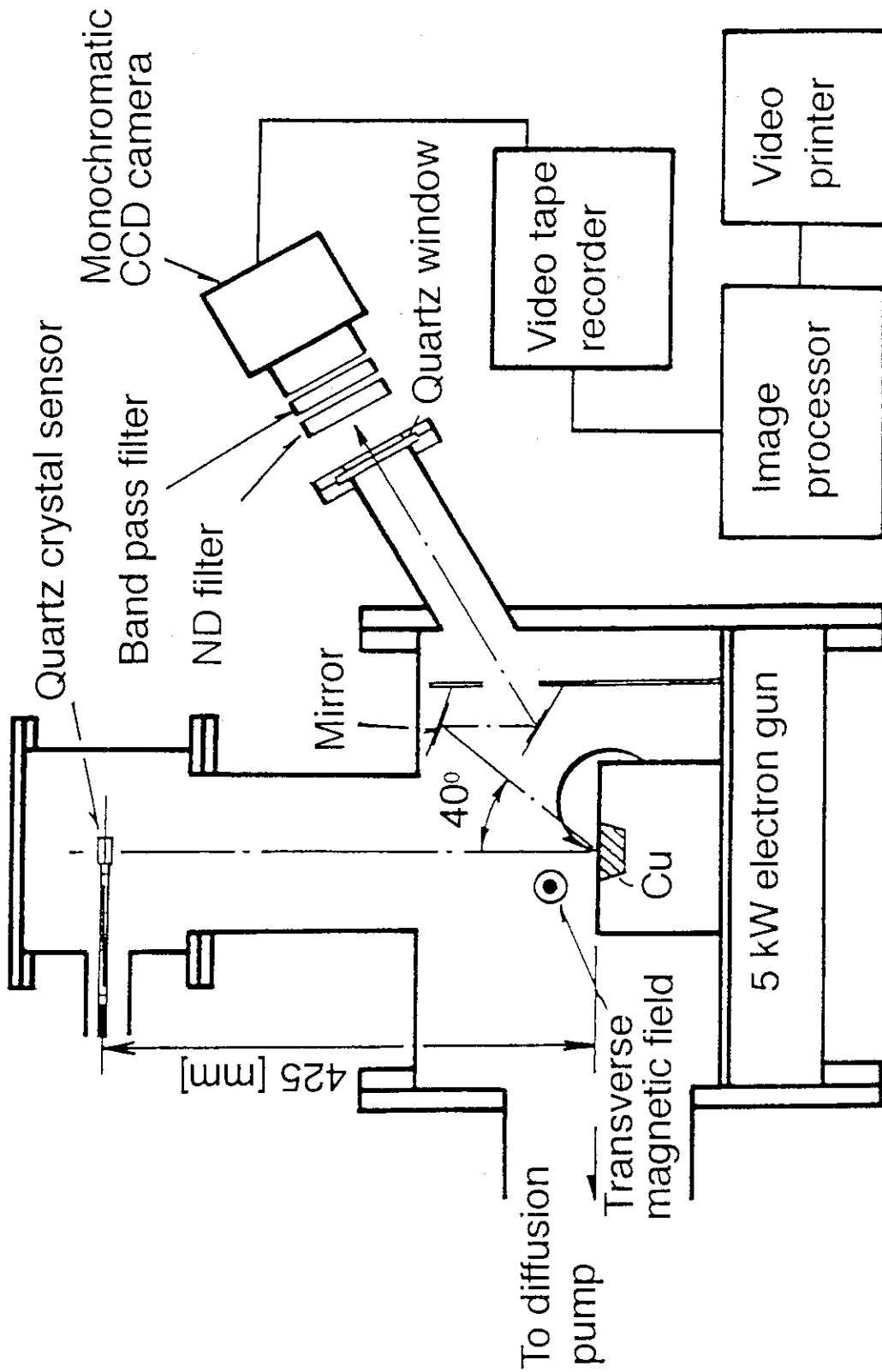


Fig.1. Schematic diagram of experimental apparatus.

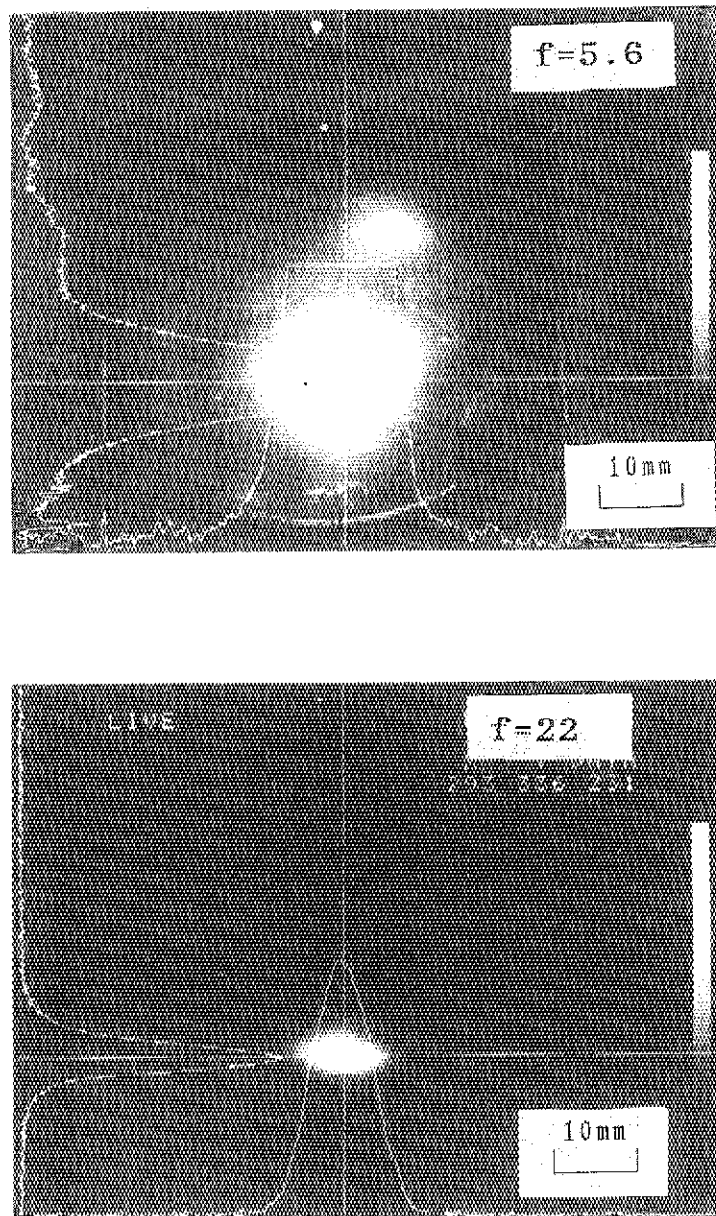


Fig.2. Examples of image signals of the evaporation surface at an electron beam power of 4.5 kW.

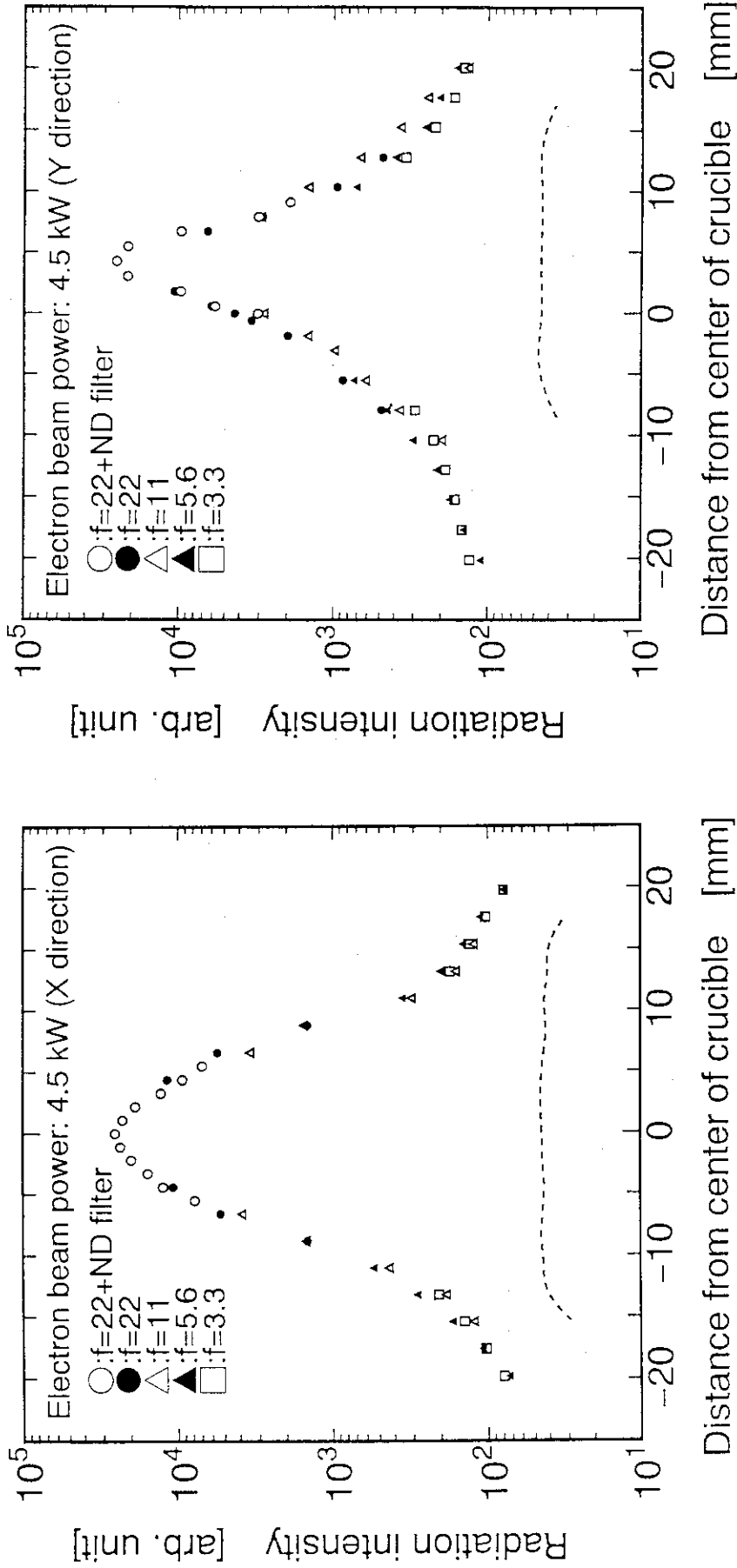


Fig.3. Radiation intensity of the evaporation surface calculated from the image signals. Dashed line denotes the radiation intensity just after the electron beam power of 4.5 kW was turned off.

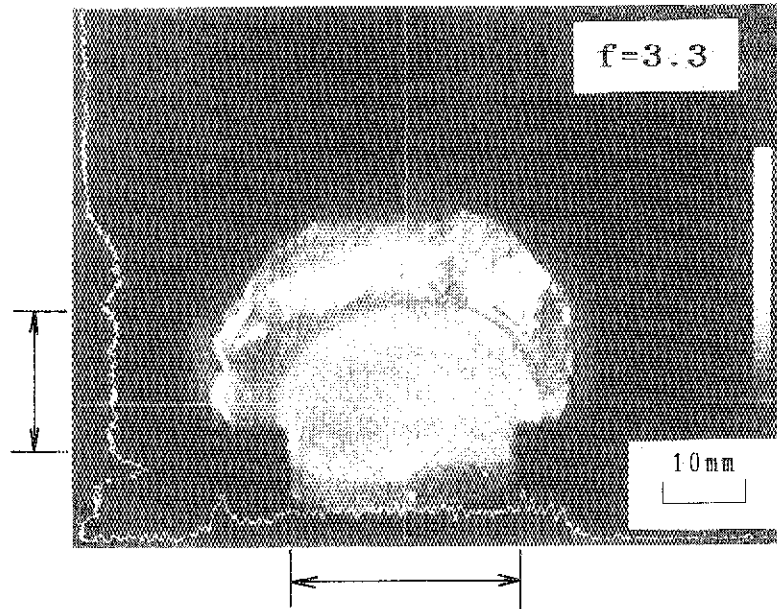


Fig.4. An example of the image signal of the surface just after the electron beam power of 4.5 kW was turned off.

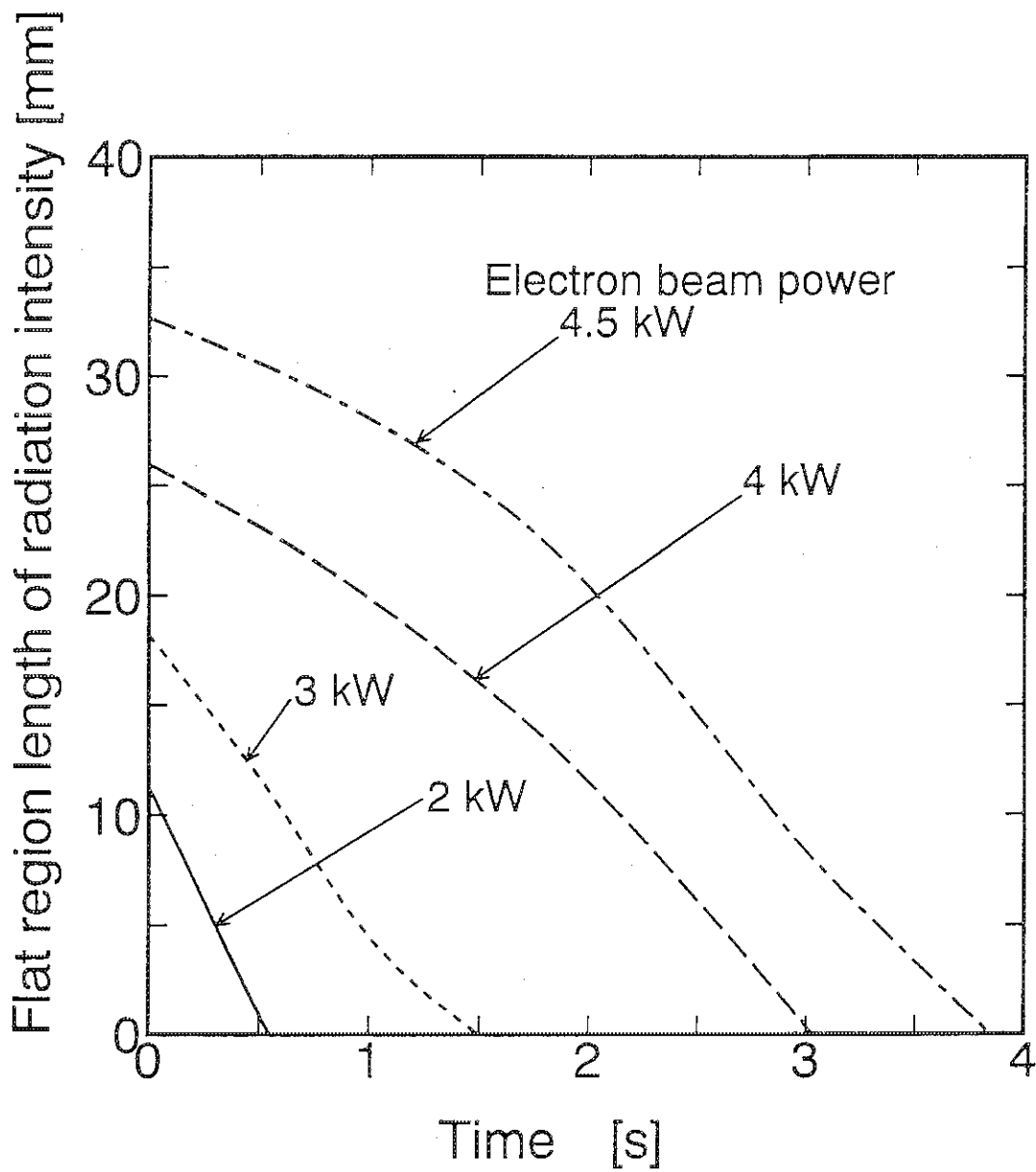


Fig.5. Time variation of flat region of radiation intensity, which was observed just after the electron beam power was turned off.

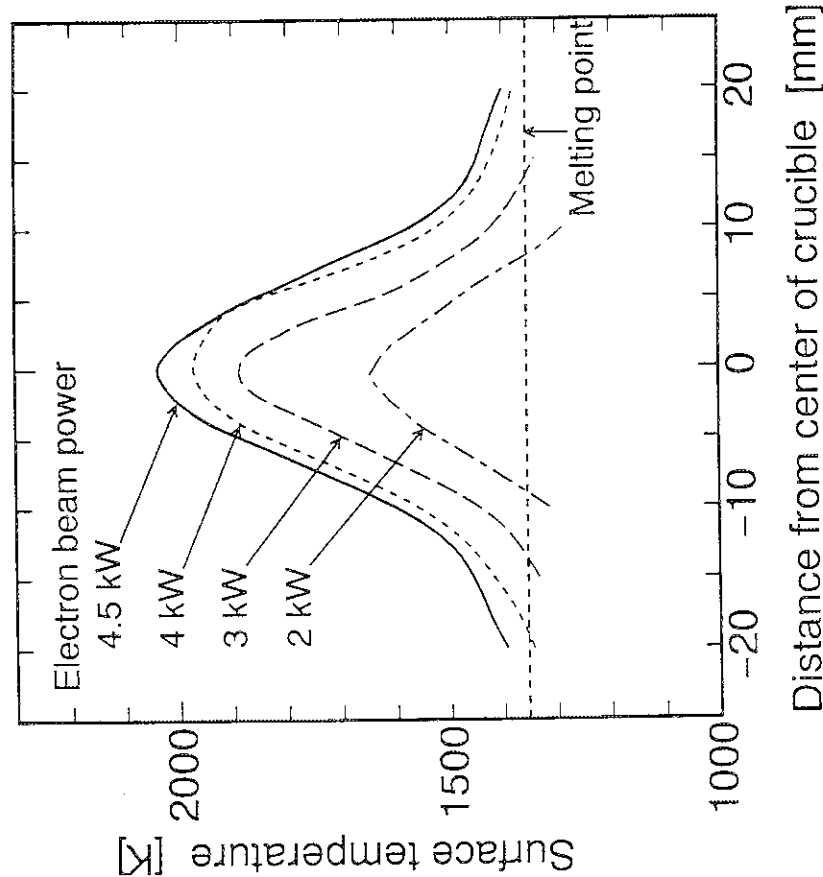
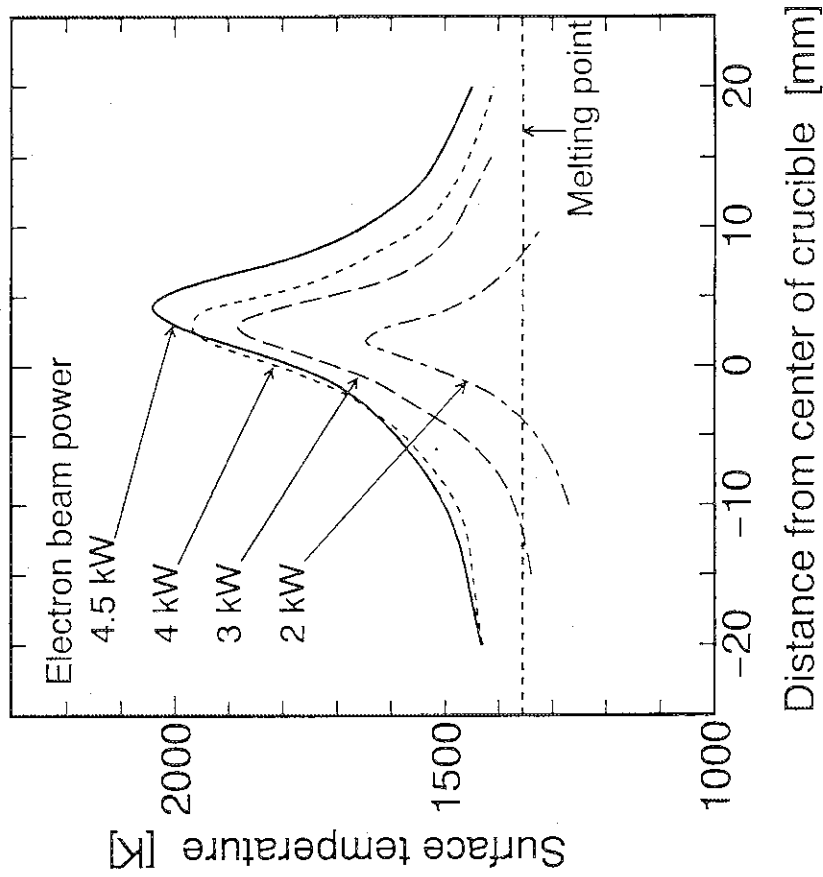


Fig.6. Temperature profiles of the evaporation surface.

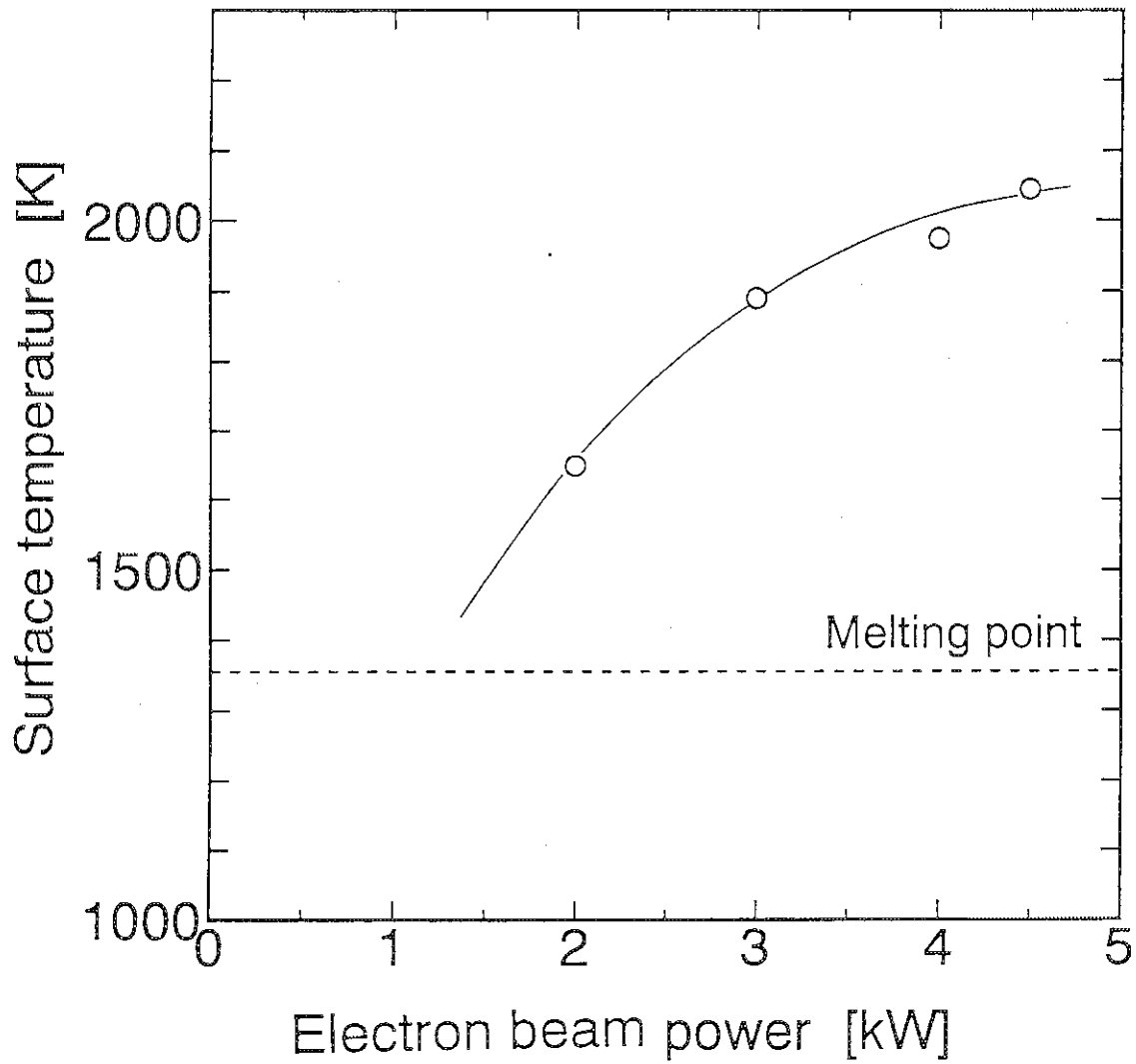


Fig.7. Maximum temperature of the evaporation surface as a function of electron beam power.

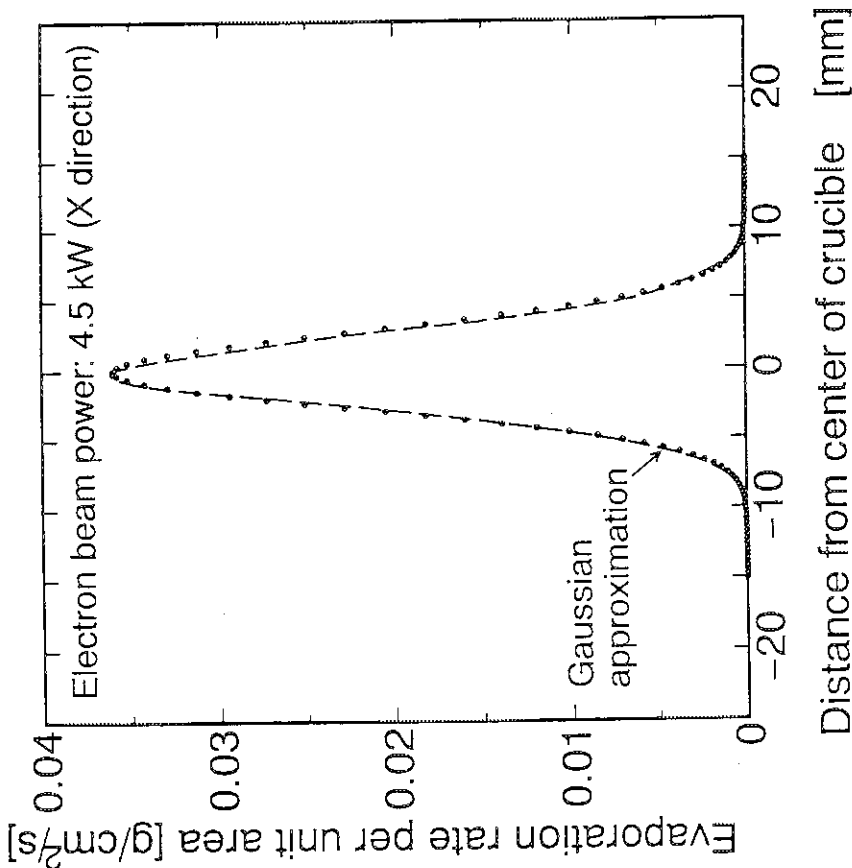
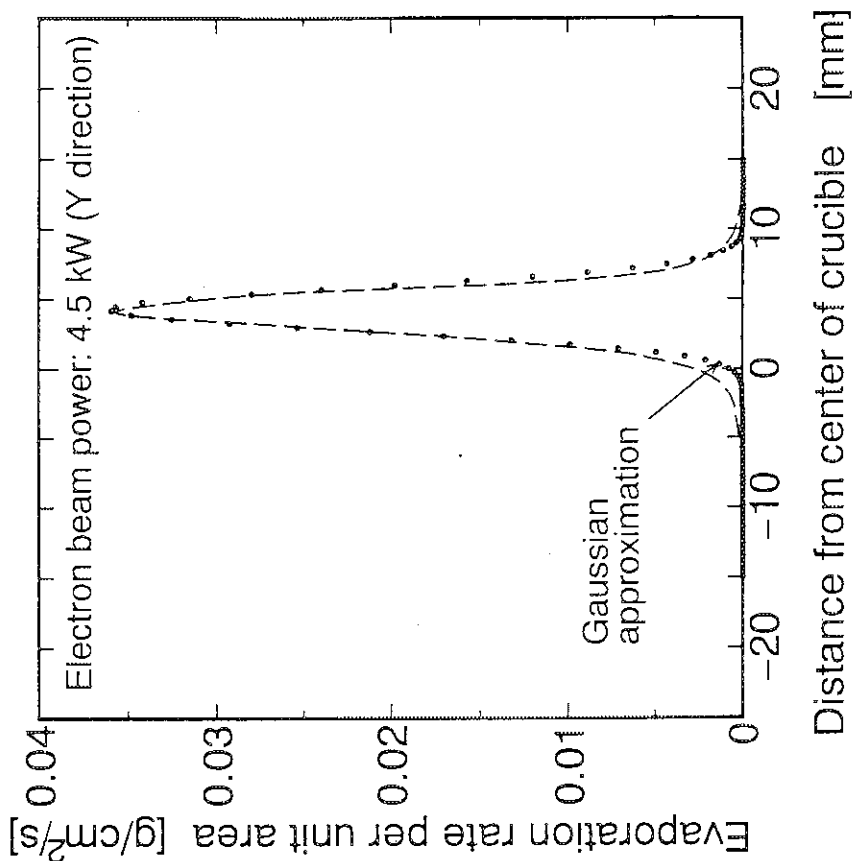


Fig.8. Evaporation rate profile at the electron beam power of 4.5 kW.
 Closed circle plots denote the rate distribution approximated as
 Gaussian distribution.

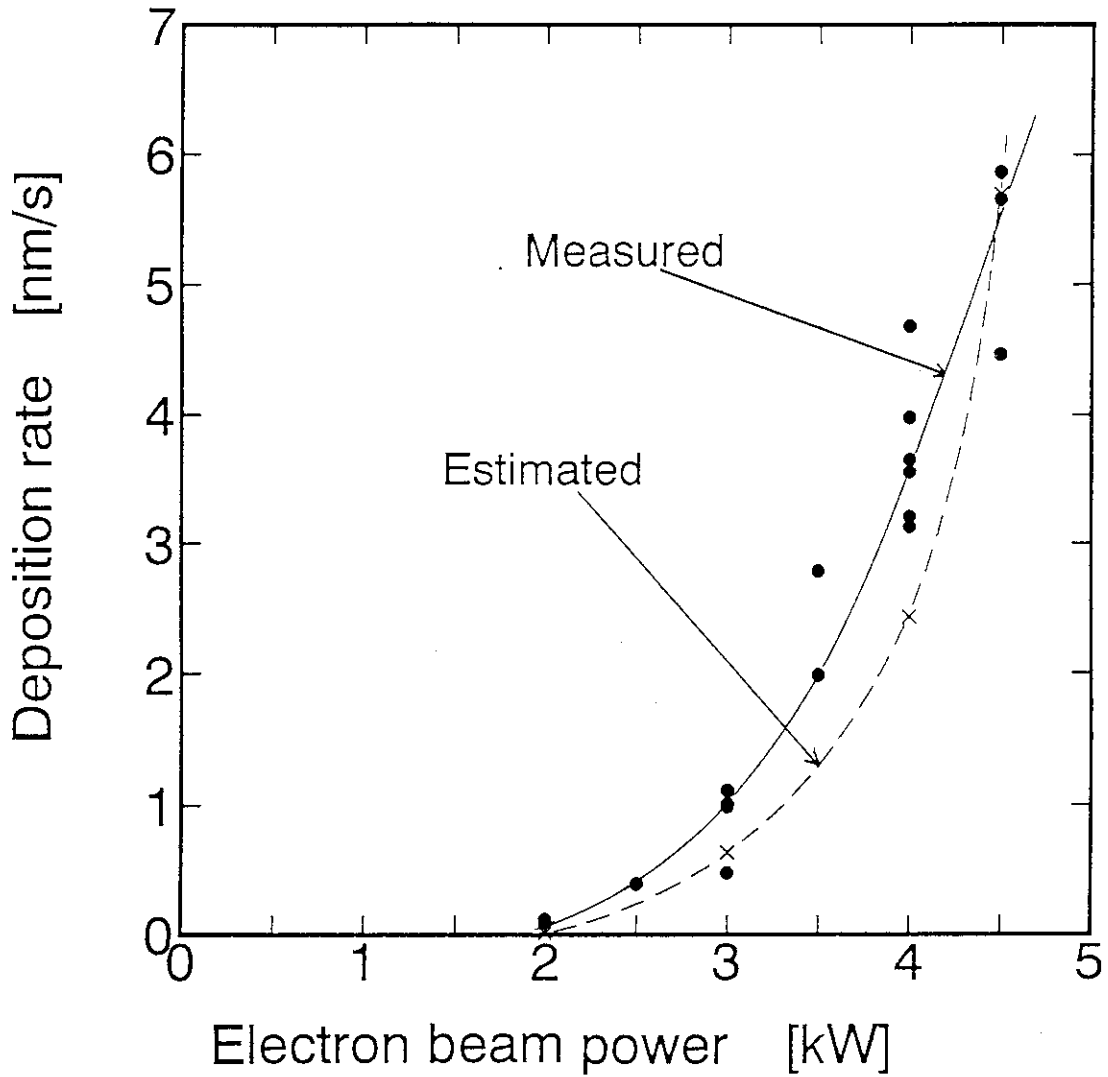


Fig.9. Deposition rate measured with quartz crystal sensor as a function of electron beam power. Dashed line denotes the deposition rate estimated from the measured temperature profiles.

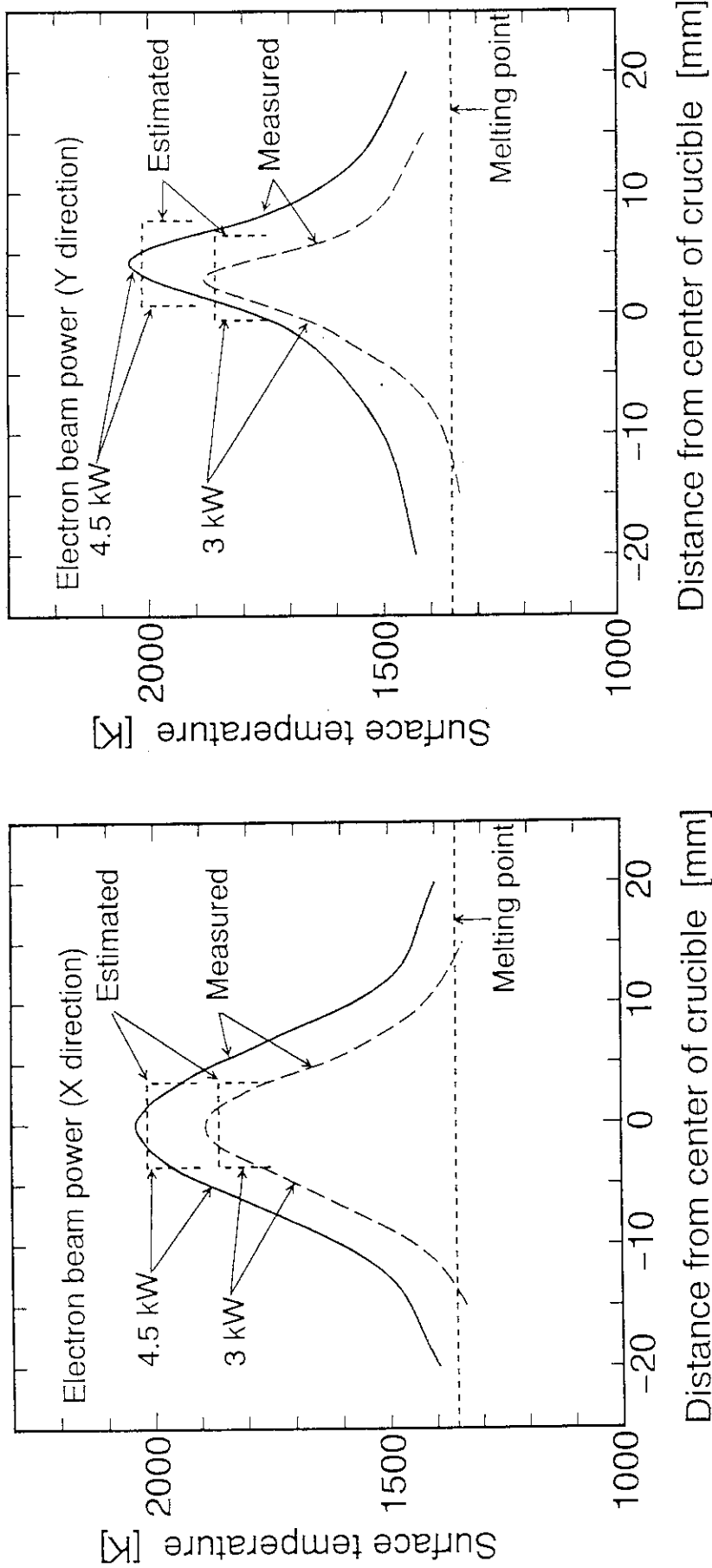


Fig.10. Comparison of the measured temperature profiles with the surface temperatures which is estimated from deposition rates measured by the quartz crystal sensor.