

熔接中 移動하는 熱源에 依한 溫度分布에 關한 研究

王 之 錫*

A Study on the Distribution of Temperature by Moving Heat Source during Welding

Jeeseok Wang

Abstract

A method of calculation of temperature distribution during welding was studied and compared with the existing formulas and experimental results.

In contrast to the existing formulas which are founded on the suppositions that the heat source is a point and that the dimensions of welded pieces are infinite, we tried to make the distribution of calorific density of heat source approach reality more closely, so we considered it as a normal distribution of Gauss, and we presented the formulas for calculation of temperature during welding. We also used the principle of superposition for the temperature calculations of finite welded pieces.

We compared the formulas presented in this paper with the existing formulas by calculations for the welding of various materials, and considerable differences around the heat source were convinced.

The thermal cycles of various points were traced through the welding experiments for the mild steel, and they were compared with the results of calculations.

1. 序 論

熔接中에는 常溫에서부터 材料의 氣化溫度까지 極甚한 溫度變化가 일어난다. 이 溫度變化中에 熔湯이나 熱影響部에 여러가지 物理的 또는 化學的 現象이 發生하는데, 相變化, 材料의 收縮膨脹, 熱應力の 發生, 局部塑性變形, 母材의 熔融, 再結晶, 各種 化學反應 등이 그것이다. 이

러한 現象들을 研究하는데는 材料內 各點의 순간순간의 溫度 및 溫度變化率을 正確히 把握하는 것이 대단히 重要하다. 따라서 熔接中의 溫度分布에 關한 研究는 많이 發表되어 있으며 그中에서 Rosenthal과 Rykalin의 研究가 가장 잘 알려져 있다^{1,4,5}). 이들의 研究에서는 熱源을 點이라고 보았고 또한 材料의 크기를 無限大라 看做하여, 熱源을 原點으로 하고 熱源의 進行方向을 x 軸으로 取하는 移動座標系를 利用하여 熱傳

*正會員, 韓國海洋大學

導에 관한 定常狀態의 微分方程式을 세우고 이것을 풀어 熔接中の 溫度分布式을 誘導하였다.

熱源을 點이라고 假定할 境遇 熱源에서 멀리 떨어진 部分의 溫度分布計算은 그 誤差가 적을 것이나, 위에서 列擧한 여러가지 物理的, 化學的 現象들이 일어나고 있는 熱源近方에서는 상당한 誤差가 생길 것이 豫想된다. 따라서 이들의 式으로 計算한다면 熔湯의 溫度를 推定할 수 없고 熱影響部의 幅이를 알 수 없다.

熔接에 基因한 殘留應力과 變形에 重要한 役割을 하는 것은 熔着部와 熱影響部이다. 實際로 熔接中에 생기는 塑性變形은 이 部分에 集中되어 있고 이 部分의 舉動은 熔接아아크의 電流, 電壓, 熔接方法, 速度, 熱源強度, 電極의 直徑, 아아크의 길이 等의 影響을 받는다. 本論文에서는 이러한 點을 考慮하여 實際에 좀 더 가깝게 하기 爲하여 熱源密度(單位時間當 單位面積當 材料가 받아드리는 熱量)의 分布를 Gauss의 正分布라 보고 計算式을 誘導하였으며, 또한 重疊法을 씀으로써 有限한 크기의 材料를 熔接할 때의 溫度分布와 熔接初期와 末期같은 過渡期의 溫度分布를 計算할 수 있음을 보였다.

本論文에서 提示한 計算式에 依하여 求한 熔接中の 溫度分布와 既存計算式에 依하여 求한 溫度分布가 어떻게 다른가 比較하기 爲하여, 熱傳導係數가 아주 낮은 티타늄($\lambda=0.04\text{cal/cm}^\circ\text{C/sec}$), 熱傳導係數가 普通인 軟鋼($\lambda=0.11\text{cal/cm}^\circ\text{C/sec}$), 熱傳導係數가 매우 큰 알루미늄($\lambda=0.57\text{cal/cm}^\circ\text{C/sec}$)의 境遇, 熔接中の 溫度分布를 各各 計算하여 檢討하였다. 또한 軟鋼을 實際로 熔接하며 材料의 熱履歷曲線을 測定에 依하여 求하고 計算에 依하여 求한 熱履歷曲線과 比較하였다.

2. 既存計算式

一定한 速度로 熔接할 때, 熱源을 原點으로 取하고 熱源의 進行方向을 x 軸으로 잡으며, 熱源을 지나고 熱源의 進行方向과 垂直한 直線을 y 軸으로 하는 移動直角座標系로써 熱傳導에 관한 方程式을 세우면 定常熱傳導方程式을 얻게 된다.

材料의 크기를 無限大로 看做하고 이것을 풀면, 熔接中の 溫度分布計算式으로 가장 많이 쓰이는 Rosenthal의 式을 求할 수 있다¹⁾. 이 式은 위에서 말한 바와 같이 定常狀態의 熱傳導方程式의 解이므로 熔接初期와 末期같은 過渡期에는 適用할 수가 없다. 그러므로 Rykalin은 熔接始作時와 終了時의 過渡期에 適用할 수 있도록 factor를 定하였다.

熔接中の 溫度分布는 얇은 板을 熔接할 때에는 2次元溫度分布式을 쓰고 材料의 두께가 클 때에는 3次元溫度分布式을 쓴다. 이들 計算式들은 다음과 같다. 溫度를 $\theta(^{\circ}\text{C})$ 라 하면, 2次元溫度分布式은

$$\theta(x, y) = \frac{Q}{2\pi\lambda\delta} \text{EXP}\left(-\frac{v}{2a}x\right) K_0(\mu r) \dots (1)$$

이고, 3次元溫度分布式은

$$\theta(x, y, z) = \frac{Q}{2\pi\lambda} \frac{\text{EXP}\left\{-\frac{v}{2a}(r+x)\right\}}{r} \dots (2)$$

이다. 여기서

- Q : 熱源強度(cal/sec)
- λ : 熱傳導係數(cal/cm $^\circ\text{C}$ /sec)
- δ : 材料의 두께(cm)
- v : 熔接速度(cm/sec)
- a : 熱擴散係數(cm 2 /sec)
- $a = \frac{\lambda}{rc}$, $\mu = \sqrt{\left(\frac{v}{2a}\right)^2 + \frac{b}{a}}$ $b = \frac{2\alpha}{rc\delta}$
- r : 材料의 比重量(g/cm 3)
- c : 比熱(cal/g/ $^\circ\text{C}$)
- α : 熱傳達係數(cal/cm 2 /sec/ $^\circ\text{C}$)
- $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ (2次元)
- $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ (3次元)

$K_0(\mu r)$ 는 0(零)次 第2種의 Bessel函數로서 다음과 같이 計算된다²⁾.

$$K_0(\mu r) = \int_0^\infty e^{-\mu r \cos hp} dp$$

3. 熱源密度의 分布

아아크熔接이나 가스熔接에 있어서 材料가 받

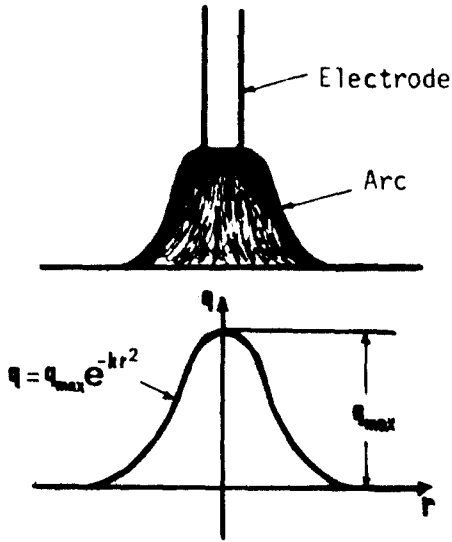


Fig. 1. Arc and calorific density

은 熱量은 Fig. 1에서 보는 바와 같이 아아크의 中心部에서 가장 強烈하고 外部로 갈수록 急激히 弱화된다. 따라서 熱源密度(單位時間當 單位面積當 材料가 받은 熱量)의 分布를 Gauss의 正常分布라고 본다면 다음 式과 같이 表示할 수 있다^{3, 8)}.

$$q = q_{max} e^{-kr^2} \dots\dots\dots(3)$$

여기서

q : 아아크 中心으로부터 거리 r 인 點의 熱源密度(cal/cm²/sec)

q_{max} : 熱源密度의 最大値로 아아크 中心點의 熱源密度(cal/cm²/sec)

r : 아아크 中心으로부터의 거리(cm)

e : 自然對數

k : 熱源의 集中係數(1/cm²)

熱源強度(單位時間當 材料가 받아 들이는 熱量) Q (cal/sec)는 다음과 같이 計算된다.

$$Q = \int_0^{\infty} q 2\pi r dr = \int_0^{\infty} q_{max} e^{-kr^2} 2\pi r dr = \frac{\pi q_{max}}{k} \dots\dots\dots(4)$$

따라서

$$q_{max} = \frac{kQ}{\pi} \dots\dots\dots(5)$$

가 되고 式 (5)를 式 (3)에 代入함으로서

$$q = \frac{kQ}{\pi} e^{-kr^2} \dots\dots\dots(6)$$

이 된다.

熱源의 集中係數 k 는 熱源密度分布를 特定짓는 數值이다. 集中係數가 큰 熱源은 작은 熱源보다 熱源密度가 中心點部附近에 더 많이 集中되어 있다. 아아크熔接의 熱源은 가스熔接의 그것보다 熱源密度가 한 點에 더 많이 集中되어 있고 따라서 아아크熱源의 集中係數가 가스熱源의 그것보다 크다. 電子비임(electron beam)熔接의 境遇에는 集中係數가 아아크熔接의 그것보다 훨씬 크다. 熱源의 集中係數는 熔接電流, 電壓, 電極의 種類, 電極의 直徑 등에 따라 달라진다.

아아크熔接의 境遇에 있어서 熱源의 集中係數는 式 (5)로부터 求할 수 있다.

$$k = \frac{\pi q_{max}}{Q} = \frac{\pi q_{max}}{0.24\eta IV} \dots\dots\dots(7)$$

여기서 η 는 熱效率이고 I 는 熔接電流, V 는 熔接電壓이다.

아아크熔接의 境遇 熱源密度分布의 몇가지 例를 Fig. 2 및 Fig. 3에 나타내었다¹⁾. Fig. 2에서 보는 바와 같이, 一定한 熔接電流($I=150A$)下에서 熔接電壓을 높여 아아크의 길이를 길게 하면 最大熱源密度(q_{max})는 減少하고 反對로 熔接電壓을 낮추어 아아크의 길이를 짧게 하면 最大熱源密度는 增加한다. 또한 熔接電壓을 一定히 하고 ($V=38volts$) 아아크의 길이를 짧게 하여 熔接電流를 增加시키면 最大熱源密度는 增加한다.

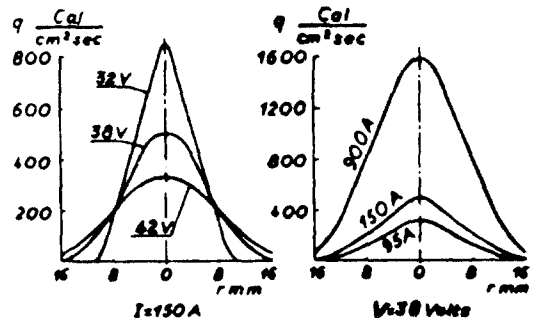


Fig. 2. Influence of current and voltage on calorific density in case of carbon electrode

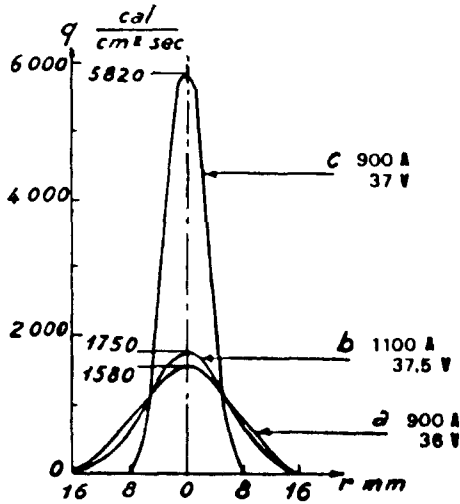


Fig. 3. Distribution of calorific density in case of carbon electrode (a), metal electrode (b), and submerged arc (c).

Fig. 3에서 보는 바와 같이 서브머지드 용접 (submerged welding)의 경우에는 餘他の 境遇보다 熱源이 훨씬 더 集中되어 있다.

4. 2次元 溫度分布

比較的 얇은 板을 熔接할 때는 板의 兩側에서 對流와 輻射에 依하여 損失되는 熱量을 無視할 수가 없으므로 이 熱量을 Newton의 熱傳達係數 $\alpha(\text{cal}/\text{cm}^2/\text{sec}/^\circ\text{C})$ 로써 考慮하고, 板의 全두께에 걸쳐서 溫度가 같다고 볼 수 있으므로 2次元 熱傳導 解析에 依하여 溫度分布計算式을 求할

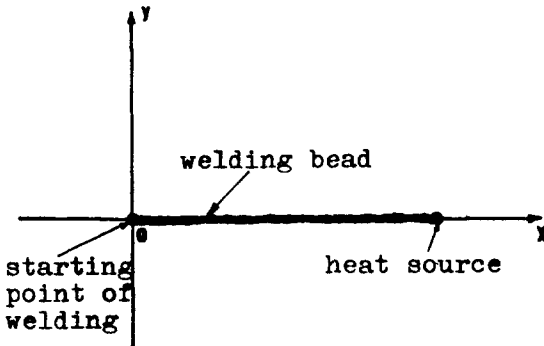


Fig. 4. Bi-dimensional coordinates system.

수 있다.

Fig. 4에 보이는 바와 같이 熔接始作點을 原點으로 하고 熱源의 進行方向을 x軸으로 取하며, 原點을 지나고 x軸에 垂直한 線을 y軸으로 잡는 固定直角座標系를 써서 2次元非定常 熱傳導方程式을 表示하면 다음과 같다.

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} - \frac{b}{a} \theta + \frac{kQ}{\pi \lambda \delta} e^{-k\{(x-vt)^2 + y^2\}} = \frac{1}{a} \frac{\partial \theta}{\partial t} \dots \dots \dots (8)$$

여기서 θ 는 熔接이 始作되고 tsec後의 時點에 있어서 點 (x, y)의 溫度이다.

式 (8)에 있어서 左邊의 第3項은 板의 兩側에서 對流와 輻射에 依하여 損失되는 熱量에 基因하고 第4項은 熱源密度分布가 正常分布인 熱源으로부터 材料가 받은 熱量에 基因한다. 이 非定常 熱傳導方程式의 解는 다음과 같다.

$$\theta(x, y, t) = \frac{kQ}{\pi r c \delta} \int_0^t \frac{\text{EXP}\{-b(t-\tau)\}}{4ka(t-\tau)+1} \text{EXP}\left[-\frac{k\{(x-v\tau)^2 + y^2\}}{4ka(t-\tau)+1}\right] d\tau \dots \dots \dots (9)$$

熔接이 끝난 後의 溫度分布는 式 (9)에서 積分上限值를 熔接終了時로 하면 된다. 따라서 熔接이 始作되고 t_e sec後에 熔接이 끝나게 된다면 $t_e = H_s/v$ 가 되며(여기서 H_s 는 熔接할 길이), 式 (9)는 다음과 같이 된다.

$$\theta(x, y, t) = \frac{kQ}{\pi r c \delta} I_t(x, y, t) \dots \dots \dots (10)$$

여기서

$$I_t(x, y, t) = \int_0^{t_0} \frac{\text{EXP}\{-b(t-\tau)\}}{4ka(t-\tau)+1} \text{EXP}\left[-\frac{k\{(x-v\tau)^2 + y^2\}}{4ka(t-\tau)+1}\right] d\tau$$

$$t_0 = \inf(t, t_e)$$

Rosenthal의 式에서와 같이 熱源을 原點으로 하고 熱源의 進行方向을 x軸으로 取하는 移動直角座標系를 써서 溫度分布를 表示하려면, 式 (9)에서 x代身에 $x+vt$ 를 代入하면 된다.

$$\theta(x, y, t) = \frac{kQ}{\pi r c \delta} \int_0^t \frac{\text{EXP}\{-b(t-\tau)\}}{4ka(t-\tau)+1}$$

$$\text{EXP} \left[-\frac{k\{(x+vt-v\tau)^2+y^2\}}{4ka(t-\tau)+1} \right] d\tau \dots (11)$$

熔接이 始作되고 充分한 時間이 지나면, 移動直角座標系로 表示해서 定常狀態에 이르게 되므로 式 (11)에서 $t \rightarrow \infty$ 로 놓으면

$$\theta(x, y) = \frac{kQ}{\pi r c \delta} \int_0^\infty \frac{\text{EXP}(-bw)}{4kaw+1} \text{EXP} \left[-\frac{k\{(x+vw)^2+y^2\}}{4kaw+1} \right] dw \dots (12)$$

가 된다. 여기서 $t-\tau=w$ 의 變數變換을 하였다.

Rosenthal이 假定한 바와 같이 熱源을 點이라고 看做하면 그의 式에 到達하는데 이를 보이면 다음과 같다. 熱源을 點이라 하였으므로 $k \rightarrow \infty$ 이고 式 (12)는

$$\theta(x, y) = \frac{Q}{4\pi\lambda\delta} \text{EXP} \left(-\frac{v}{2a}x \right) \int_0^\infty \frac{\text{EXP} \left\{ -\left(b + \frac{v^2}{4a} \right) w \right\}}{w} \text{EXP} \left(-\frac{x^2+y^2}{4aw} \right) dw \dots (13)$$

式 (13)에서

$$p = \ln w + \ln \sqrt{\frac{4ab+v^2}{x^2+y^2}}$$

의 變數變換을 하면

$$\theta(x, y) = \frac{Q}{2\pi\lambda\delta} \text{EXP} \left(-\frac{v}{2a}x \right) \int_0^\infty e^{-\mu r \cos \lambda p} dp \dots (13)'$$

여기서

$$\mu = \sqrt{\left(\frac{v}{2a} \right)^2 + \frac{b}{a}}, \quad r = \sqrt{x^2+y^2}$$

이다. 式 (13)'는 바로 Rosenthal의 式이다.

5. 重 疊

前節에서 誘導한 式들은 熔接材料가 無限히 넓다고 看做하고 誘導한 것들이다. 一般的인 熔接의 境遇 그 溫度分布를 볼 때, 熱源에서 멀어짐에 따라 溫度가 急激히 떨어지는 것을 勘案한다면 熔接材料가 充分히 넓을 境遇에는 式 (10),

(11), (12), (13) 및 (13)'를 그대로 溫度計算에 適用할 수 있다. 그런데 實際로는 無限대로 看做하기에는 充分히 넓지 아니한 材料를 熔接할 境遇가 종종 있는데 管의 縱方向熔接이 그 一例이다. 그러므로 이 境遇를 爲하여 重疊法을 利用하므로서 有限한 크기인 熔接材料의 境界條件을 滿足시키는 方法을 提示한다.

Fig. 5에 보이는 바와 같이 幅이 H_y 이고 길이가 無限大인 材料를 가장자리 A—A에서부터 距離 S_i 인 線을 熔接할 境遇를 생각한다. 前述한 바와 같이 熔接始作點을 原點으로 하고 熔接線을 x 軸으로 取하는 固定直角座標系를 利用한다.

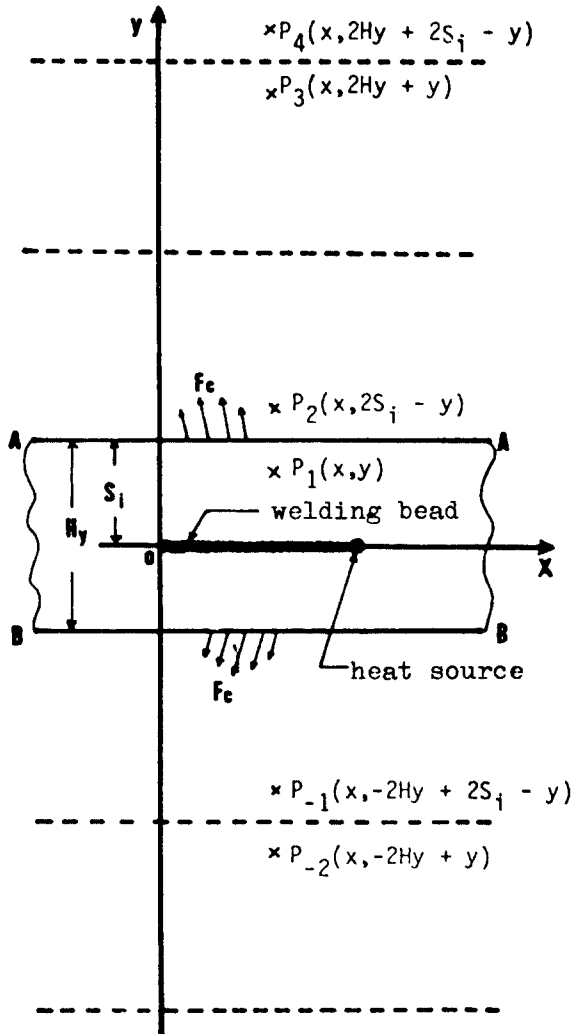


Fig. 5. Superposition in direction y.

만약 材料가 無限히 넓다면, 溫度分布는 式 (10) 으로 주어진다. 이 境遇에 熱流束 F_c 가 두 가장자리 A-A와 B-B를 通하여 흐른다. 幅이 H_y 인 材料에서 가장자리 A-A와 B-B의 境界條件을 滿足시키기 爲하여서는 이들 가장자리에 크기가 같고 方向이 反對인 熱流束 $-F_c$ 를 加하여야 한다. 그러던 양쪽 가장자리를 通하여 흐르는 熱流束은 없어지고 이 때의 溫度分布는 幅이 H_y 이고 길이가 無限大인 材料의 그것이 된다. 가장자리에 $-F_c$ 의 熱流束을 加한다는 것은 材料의 넓이를 無限大라 놓고 求한 解를 가장자리를 對稱으로 하여 重疊시키는 것과 같다.

$$\theta(x, y, t) = \frac{kQ}{\pi r c \delta} \sum_{j=1}^3 I_j(x, y, t) \dots\dots(14)$$

여기서 $y_1 = -2H_y + 2S_y - y$, $y_2 = y$, $y_3 = 2S_y - y$ 또한 Fig. 6과 같이 길이를 無限大로 看做하기에는 充分히 길지 아니한 材料를 熔接할 때는 x 方向으로도 重疊시켜야 한다. 따라서 Fig. 6과 같이 길이가 H_x 이고 幅이 H_y 인 材料를 길이 方向으로 가장자리로부터 S_x 인 곳을 熔接할 때의 溫度分布는 다음 式과 같이 된다.

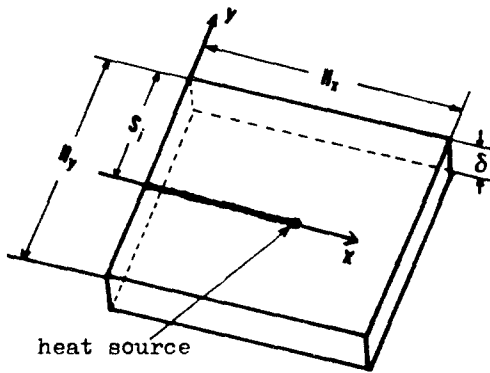


Fig. 6. Coordinates system for a thin plate

$$\theta(x, y, t) = \frac{kQ}{\pi r c \delta} \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 I_i(x_i, y_j, t) \dots(15)$$

여기서 $x_1 = -x$, $x_2 = x$, $x_3 = 2H_x - x$

6. 三次元 溫度分布

熔接中の 溫度分布에 關한 二次元解析은 材料의 두께 方向에 있어서 溫度가 一定하다는데 그

基礎를 두고 있다. 實際로 얇은 板을 熔接할 때는 兩側面의 溫度差가 僅少하므로 二次元解析을 適用할 수가 있다. 그러나 두꺼운 板을 熔接할 때는 兩側面의 溫度差를 無視할 수가 없고 三次元解析을 하지 않으면 안된다.

二次元解析의 境遇와 마찬가지로 熔接始作點을 原點으로 하고 熱源의 進行方向을 x 軸으로 잡는 固定直角座標系를 利用하여 三次元非定常 熱傳導方程式을 表示하면 다음과 같다. (Fig. 7 參照)

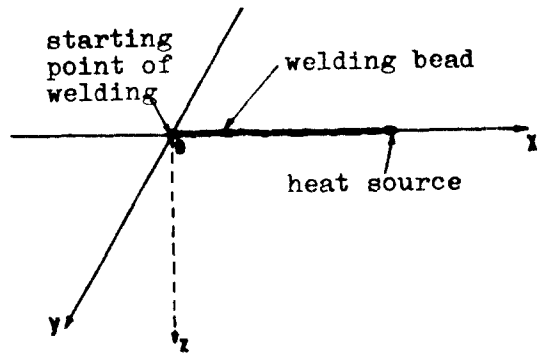


Fig. 7. Tri-dimensiona coordinates system.

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} + \frac{kQ}{\pi \lambda} c - k \{ (x-vt)^2 + y^2 + z^2 \} = \frac{1}{a} \cdot \frac{\partial \theta}{\partial t} \dots\dots(16)$$

式 (16)의 解는 다음과 같다.

$$\theta(x, y, z, t) = \frac{2k\sqrt{k}Q}{\pi\sqrt{\pi}rc} \int_0^t \frac{1}{\{4ka(t-\tau)+1\}^{1.5}} \text{EXP}\left[-\frac{k\{(x-v\tau)^2+y^2+z^2\}}{4ka(t-\tau)+1}\right] d\tau \dots\dots(17)$$

이 境遇에도 熔接이 끝난 後의 溫度分布는 式 (17)에서 積分上界限值를 熔接終了時로 하면 된다. 따라서 熔接이 始作되고 t_s sec後에 熔接이 끝나게 된다면 $t_s = H_x/v$ 가 되며 (H_x 는 熔接할 길이) 式 (17)은 다음과 같이 된다.

$$\theta(x, y, z, t) = \frac{2k\sqrt{k}Q}{\pi\sqrt{\pi}rc} J_1(x, y, z, t) \dots(18)$$

여기서

$$J_i(x, y, z, t) = \int_0^{t_0} \frac{1}{\{4ka(t-\tau)+1\}^{1.5}} \text{EXP} \left[-\frac{k\{(x-v\tau)^2+y^2+z^2\}}{4ka(t-\tau)+1} \right] d\tau$$

$$t_0 = \inf(t, t_e)$$

熔接이 始作되고 充分한 時間이 지나면, 移動直角座標系로 表示해서 定常狀態에 到達하게 되므로 式 (17)에서 x 代身에 $x+vt$ 를 代入하고 $t \rightarrow \infty$ 로 놓으면

$$\theta(x, y, z) = \frac{2k\sqrt{k}Q}{\pi\sqrt{\pi}\tau c} \int_0^\infty \frac{1}{(4kaw+1)^{1.5}} \text{EXP} \left[-\frac{k\{(x+vw)^2+y^2+z^2\}}{4kaw+1} \right] dw \dots\dots (19)$$

Rosenthal이 假定한 바와 같이 熱源을 點이라고 看做하면 $k \rightarrow \infty$ 이고 式 (19)는

$$\theta(x, y, z) = \frac{Q}{4\sqrt{a}\pi\sqrt{\pi}\lambda} \text{EXP} \left(-\frac{v}{2a}x \right) \int_0^\infty \frac{1}{w^{1.5}} \text{EXP} \left\{ -\left(\frac{r^2}{4aw} + \frac{v^2w}{4a} \right) \right\} dw \dots\dots (20)$$

여기서 $r = \sqrt{x^2+y^2+z^2}$ 이다. 式 (20)에서

$$u = -\frac{r}{4\sqrt{a}} \cdot \frac{2}{\sqrt{v}}$$

의 變數變換을 하면

$$\theta(x, y, z) = \frac{Q}{2\pi\lambda} \frac{\text{EXP} \left\{ -\frac{v}{2a}(r+x) \right\}}{r} \dots\dots (20)'$$

式 (20)'는 三次元 溫度分布式에 關한 Rosenthal의 式과 同一하다.

式 (18), (19), (20) 및 (20)'는 材料의 크기가 無限大일 때의 解인데 材料의 크기가 그리 크지 아니할 때는 二次元解析의 境遇와 마찬가지로 重疊시키면 된다. 따라서 Fig. 8에 보이는 바와 같이 길이 H_x 이고 幅이 H_y 이며 두께가 H_z 인 材料를 가장자리로부터 S_z 인 곳을 길이 方向으로 熔接할 때 材料의 溫度分布는 다음과 같이 된다.

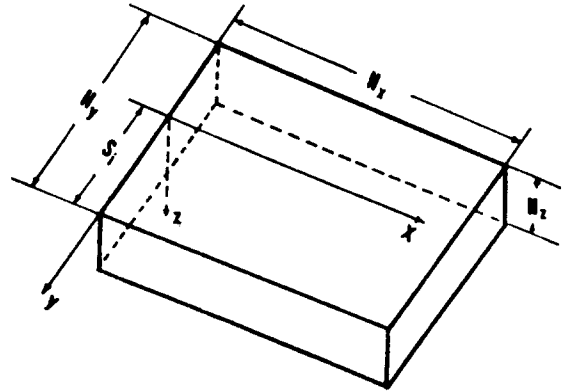


Fig. 8. Coordinates system for a thick plate.

$$\theta(x, y, z, t) = \frac{2k\sqrt{k}Q}{\pi\sqrt{\pi}\tau c} \sum_{i=1}^8 \sum_{j=1}^8 \sum_{m=1}^8 J_t(x_i, y_j, z_m, t) \dots\dots (21)$$

여기서 $z_1 = z, z_2 = 2H_z - z, z_3 = 2H_z + z$

7. 既存計算式과의 比較

本研究에서 提示한 計算式으로 求한 熔接中の 溫度分布와 既存計算式에 依한 그것을 比較해 보기 爲하여, 熱傳導係數가 매우 작은 티타늄 ($\lambda = 0.04 \text{ cal/cm}^\circ\text{C/sec}$), 熱傳導係數가 普通인 軟鋼 ($\lambda = 0.1 \text{ cal/cm}^\circ\text{C/sec}$), 熱傳導係數가 매우 큰 알루미늄 ($\lambda = 0.57 \text{ cal/cm}^\circ\text{C/sec}$)에 對하여 各各 熔接中の 溫度分布를 計算하여 曲線을 그렸다. 材料의 크기는 Fig. 9에 보이는 바와 같이 길이 240mm, 幅 140mm, 두께가 5mm와 30mm이고 熔接線의 位置는 幅의 中央에서 길이 方向이며 熔接速度는 5mm/sec 이다. 두께가 5mm인 材料의 溫度分布는 二次元計算式을 利用하여 求했고, 두께 30mm인 材料의 그것은 三次元計算式을 利用하였다. Table 1은 計算에 使用된 材料들의 物性值와 熔接파라미터를 나타낸다.

두께가 5mm인 材料에 對하여, 熔接이 始作되고 32sec가 되는 時點 ($t = 32 \text{ sec}$), 다시 말하면 熱源이 熔接始作點으로부터 160mm 進行했을 때의 溫度分布曲線을 Fig. 10, 11, 12에 나타내었다. 移動直角座標系로 나타내어 x 軸에 平行이

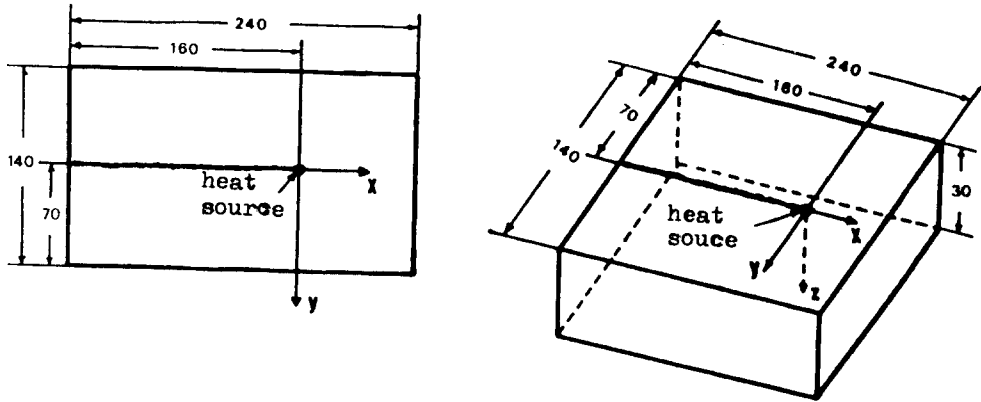


Fig. 9. Dimensions of welded pieces and coordinates system.

Table 1. Material Properties and Welding Parameters

Term	Symbol	Unit	Titanium	Steel	Aluminum
Thermal Conductivity	λ	cal/cm/°C/sec	0.04	0.1	0.57
Specific Weight	γ	g/cm ³	4.5	7.8	2.7
Specific Heat	c	cal/g/°C	0.135	0.15	0.21
Coefficient of Heat Transfer	α	cal/cm ² /°C/sec	0.001	0.001	0.001
Welding Speed	v	cm/sec	0.5	0.5	0.5
Intensity of Heat Source	Bi- Tri- Q	cal/sec	650	1200	750
			950	1850	1850
Concentration factor of Heat Source	k	1/cm ²	1.5	1.5	1.5
Length of Welded Piece	H_x	cm	24	24	24
Width of Welded Piece	H_y	cm	14	14	14
Thickness of Welded Piece	Bi- Tri- δ	cm	0.5	0.5	0.5
			H_x	3	3
Situation of Welding Bead	S_i	cm	7	7	7

고 $y=0\text{mm}$, $y=10\text{mm}$, $y=20\text{mm}$, $y=30\text{mm}$ 인 직선에 따라서 온도분포곡선을 上圖에 보였고, y 軸에 平行이고 $x=-5\text{mm}$, $x=-55\text{mm}$, $x=-105\text{mm}$ 인 직선에 따라서 온도분포곡선을 下圖에 各各 보였다.

두께가 30mm인 材料에 對하여도, 熔接이 始作되고 32sec가 되는 時點($t=32\text{sec}$)에서의 온도분포곡선을 Fig. 13, 14, 15에 나타내었다. 이 境遇에도 移動直角座標系로 나타내어 x 軸에 平行이고 $y=0\text{mm}$ 이며 $z=0\text{mm}$, $z=10\text{mm}$, $z=20\text{mm}$ 인 직선에 따라서 온도분포곡선을 上圖에 보였고, y 軸에 平行이고 $z=0\text{mm}$ 이며 $x=-5\text{mm}$, $x=-55\text{mm}$, $x=-105\text{mm}$ 인 직선에 따라서 온도분포곡선을 下圖에 表示하였다.

各溫度分포曲線에서 明白한 바와 같이 두 計算式은 差異가 있는데 熱源近方에서 그 差異가 甚하다. 이것은 熱源密度의 分포를 正常分포라고 본 것(本研究)과 熱源을 點이라고 看做한 것(既存式)의 差에 基因한다. 熱源近方에서의 온도分포差는 티타늄의 境遇 가장 크고 알루미늄의 境遇 가장 적다. 또한 熱源에서 떨어진 部分에 重疊한 것(本研究)과 안한 것(既存式)에 基因하는 온도差異를 볼 수 있는데 이것은 알루미늄의 境遇 가장 크고 티타늄의 境遇 가장 적으며 두께 5mm의 材料보다는 두께 30mm의 材料에 더 크다. 왜냐하면 두께 5mm의 材料는 二次元計算式을 適用하였고 따라서 두께方向의 重疊은 없었으며 두께 30mm의 材料는 三次元計算式을 適用하였

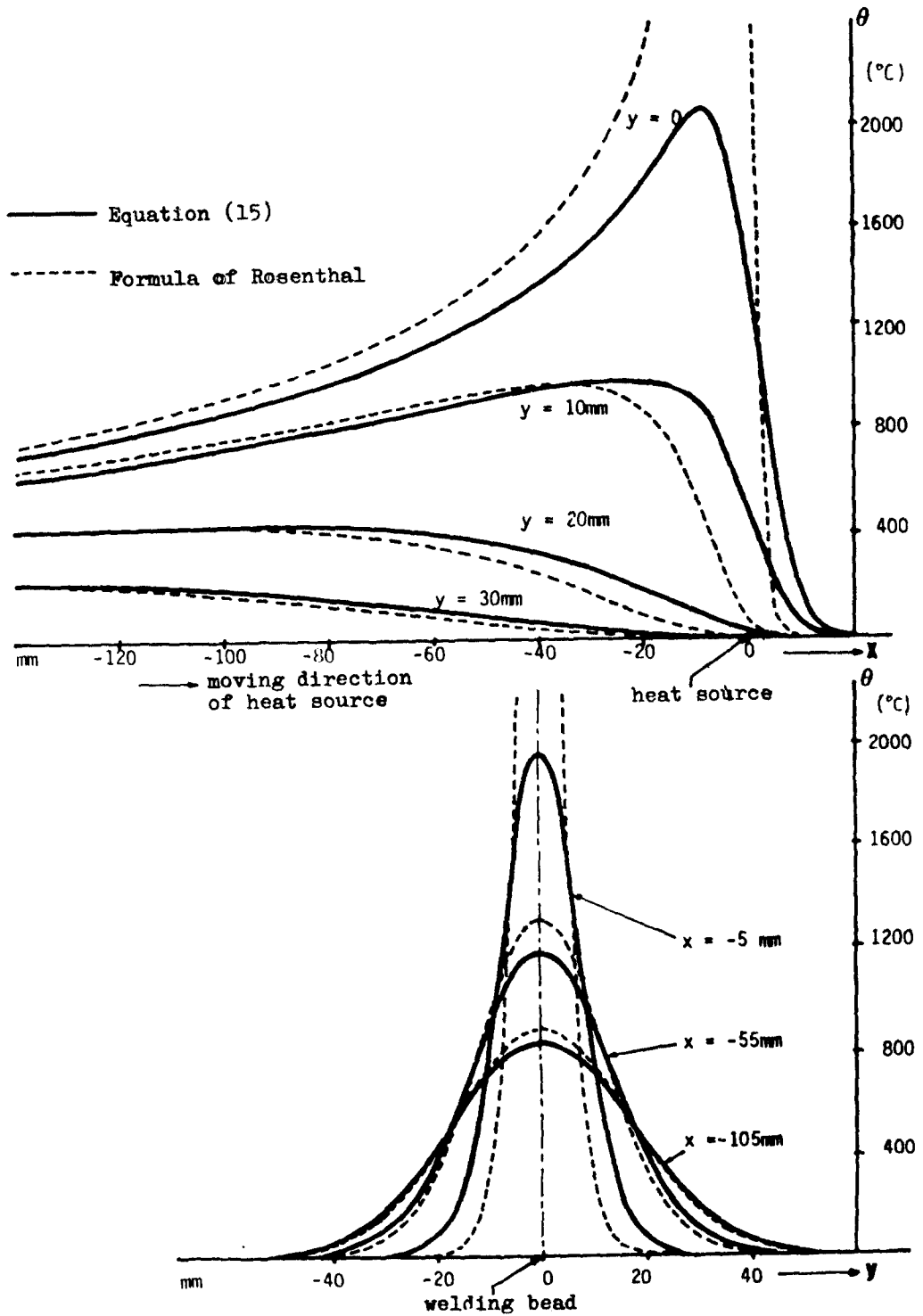


Fig.10. Temperature distribution in welding of titanium (thin plate, bi-dimensional analysis)

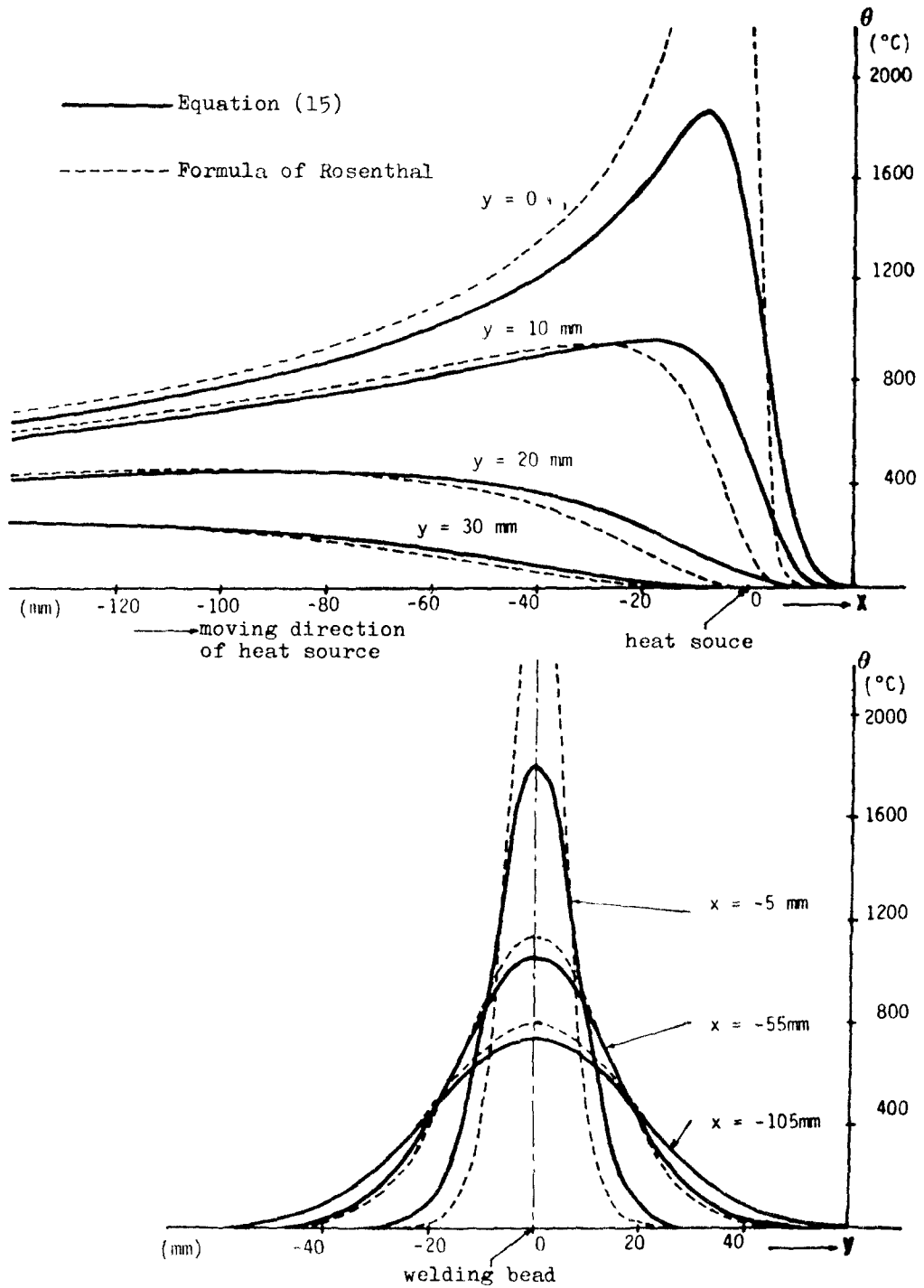


Fig.11. Temperature distribution in welding of steel (thin plate, bi-dimensional analysis)

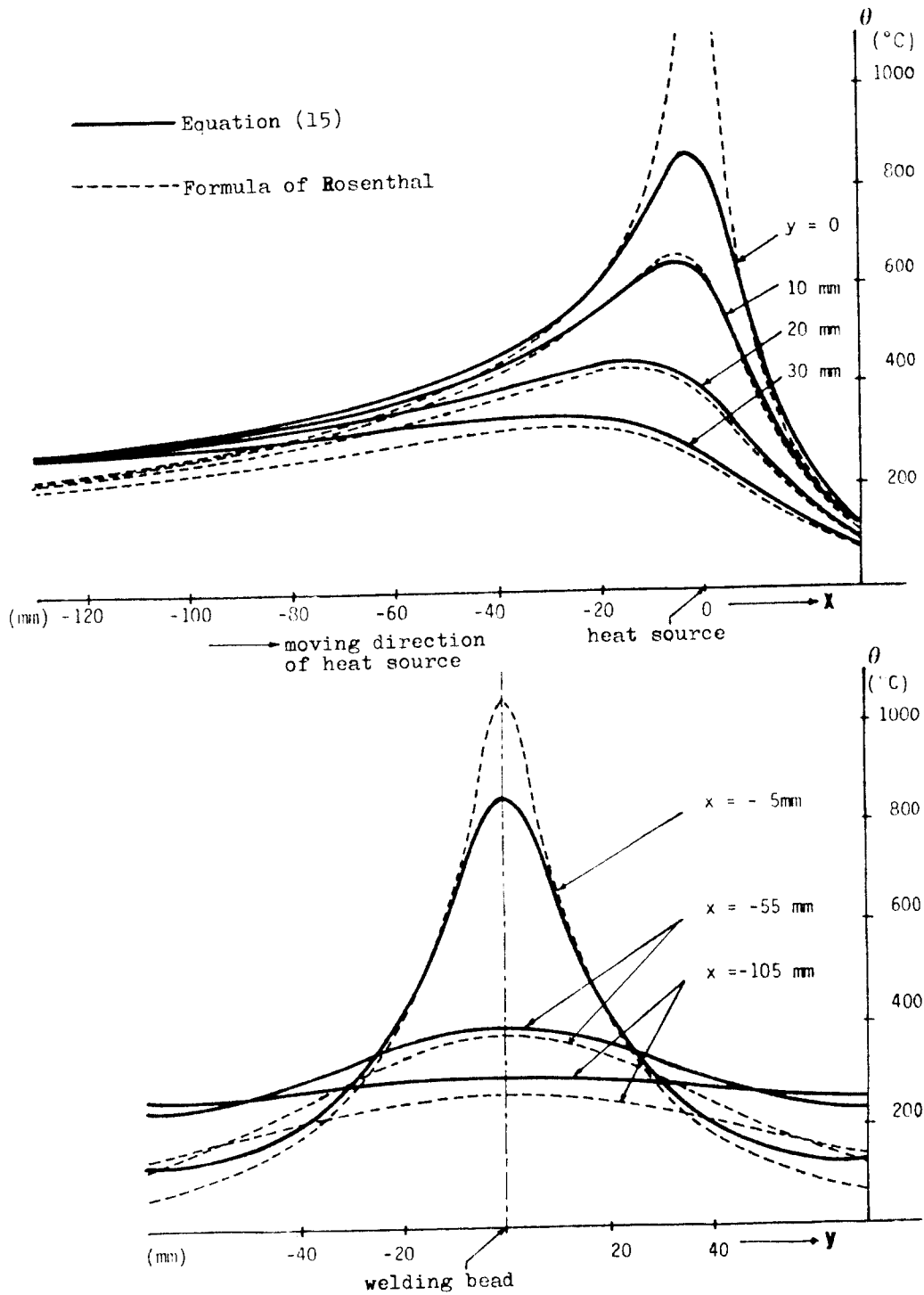


Fig.12. Temperature distribution in welding of aluminium (thin plate, bi-dimensional analysis)

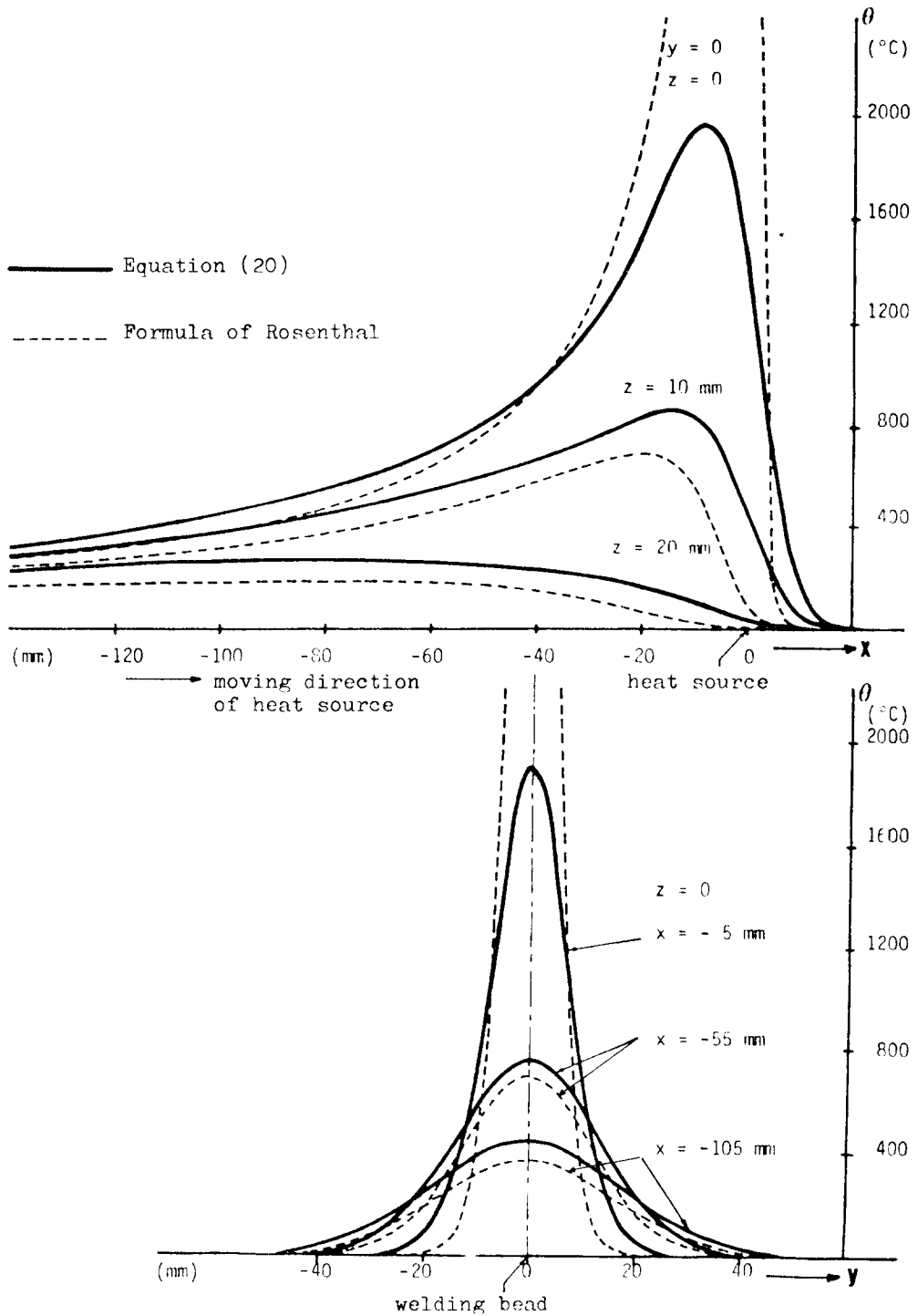


Fig.13. Temperature distribution in welding of titanium (thick plate, tri-dimensional analysis)

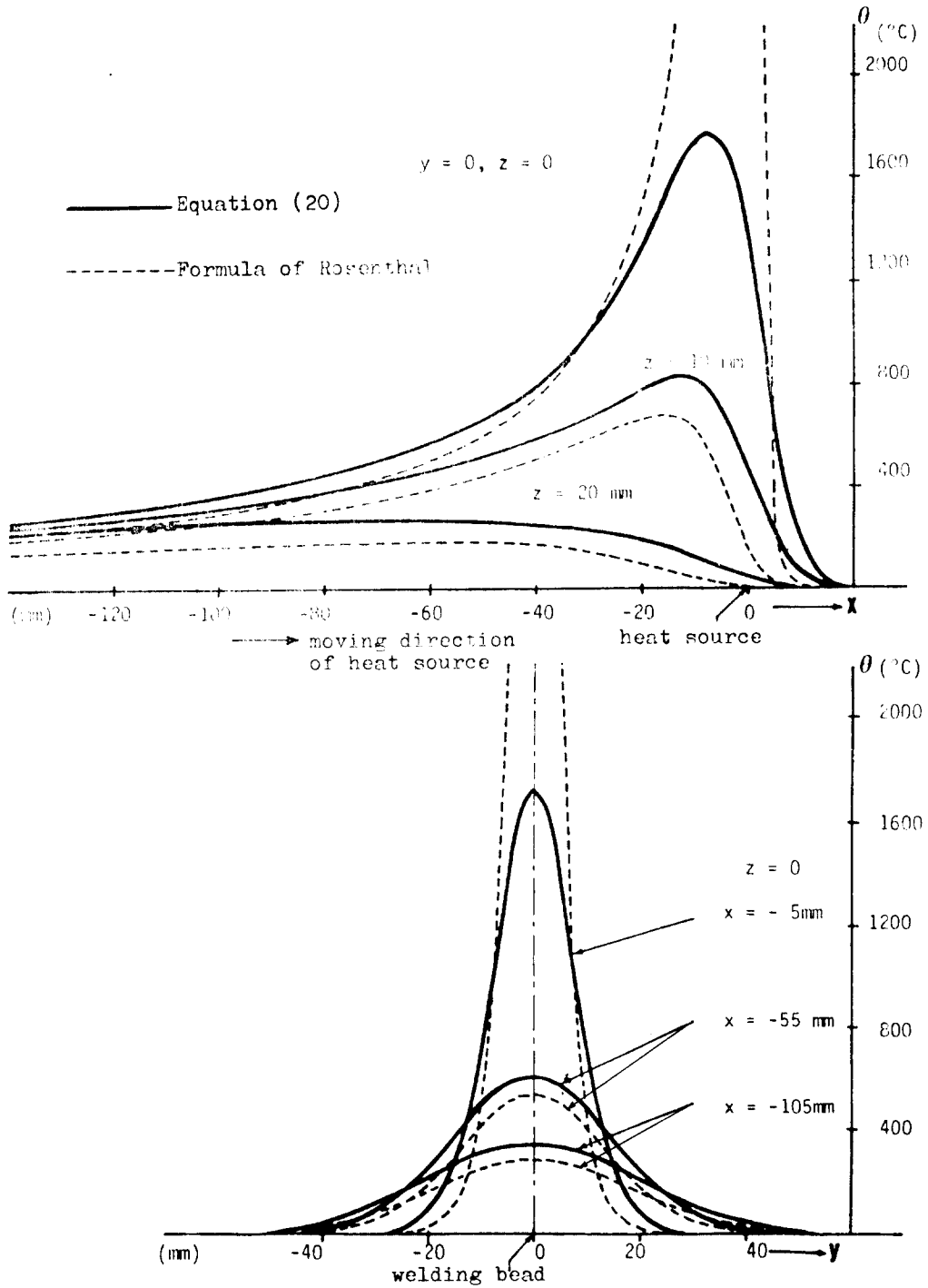


Fig. 14. Temperature distribution in welding of steel (thick plate, tri-dimensional analysis)

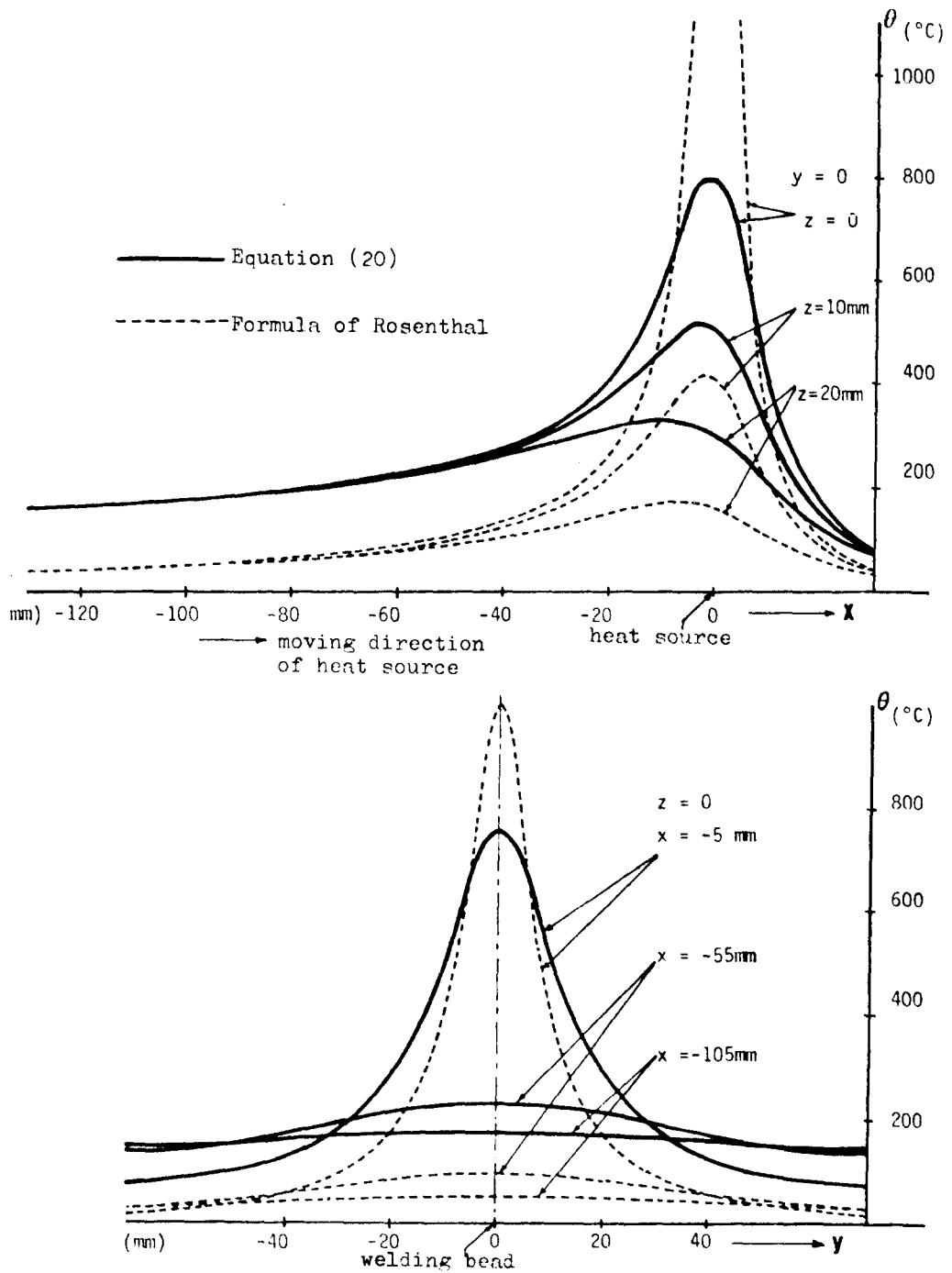


Fig. 15. Temperature distribution in welding of aluminium (thick plate, tri-dimensional analysis)

Table 2. Material Properties of Samples and Welding Parameters

Term	Symbol	Unit	properties
Thermal Conductivity	λ	cal/cm/°C/sec	0.1
Specific Weight	γ	g/cm ³	7.8
Specific Heat	c	cal/g/°C	0.15
Coefficient of Heat Transfer	α	cal/cm ² /°C/sec	0.001
Concentration factor of Heat Source	k	1/cm ²	1.4
Welding Speed	v	cm/sec	0.12, 0.15
Welding Current	I	ampere	60, 85
Welding Voltage	V	volt	10, 12
Intensity of Heat Source	Q	cal/sec	101, 171
Length of Samples	H_x	cm	20
Width of Samples	H_y	cm	7.5, 10
Thickness of Samples	δ, H_z	cm	0.5, 2.5

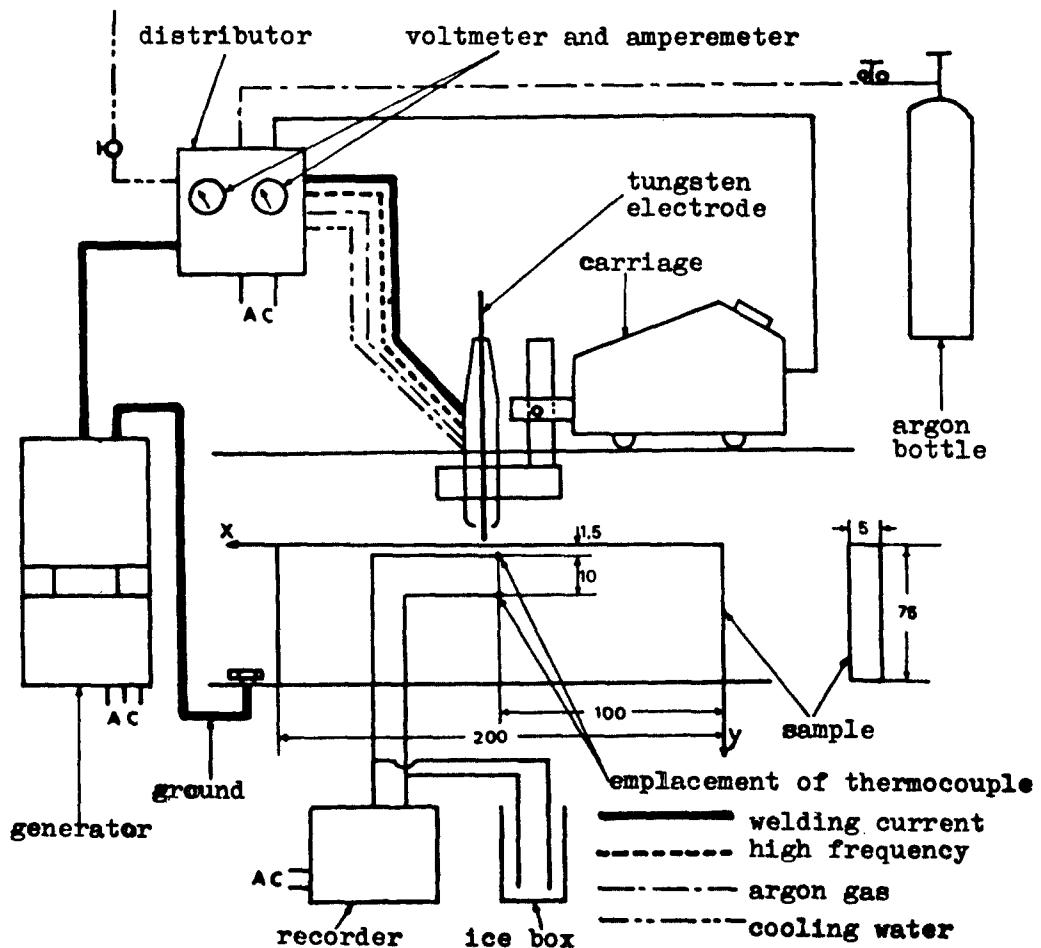


Fig. 16. Schematic diagram of experimental device

는데 두께 30mm는 無限大로 看做하기에 너무 작기 때문이다.

8. 實 驗

本研究의 實驗으로서 熔接에 의한 熱履歷曲線들을 測定에 依하여 求하고 計算結果와 比較하였다. 材料는 두께 5mm 및 25mm의 軟鋼板이며 材料의 物性值 및 熔接파라미터는 Table 2와 같다.

使用된 溫度計는 保護皮膜이 입혀진 直徑 1mm의 크롬멜-알루미늄 熱電帶溫度計이고 測定前에 標準溫度計와 맞추어 確認하였다. 熔接方法으로는 TIG熔接(Tungsten Inert Gas Welding)을 行하였고 Fig. 16은 實驗裝置系統圖와 두께 5mm 試片의 座標系 및 熱電帶溫度計의 位置를 보인다. 試片을 垂直으로 세워놓고 試片의 가장자리에서 아아크를 發生시키며 一定速度로 移動하고, 가장자리로부터 各各 1.5mm, 11.5mm 떨어진 點들의 熱履歷曲線들을 그렸다. 두께 25mm의 試片은 水平으로 눕혀놓고, 上面에서 幅의 中央에 아아크를 發生시키며 길이 方向으로 一定速度로 移動하고, 熔接線下 上面으로부터 1mm 떨어진 點 즉 座標系를 Fig. 8과 같이 取하여 $x=100\text{mm}$, $y=0\text{mm}$, $z=1\text{mm}$ 인 點과 $x=$

100mm , $y=1.5\text{mm}$, $z=11\text{mm}$ 인 點의 熱履歷曲線들을 그렸다.

Fig. 17은 實驗裝置의 配置圖이다. x 軸方向으로 一定한 速度로 움직이는 移動車에 텅스텐 電極이 裝置되어 있다. 아아크는 高周波에 依하여 點火되고 아아크의 發生時 텅스텐 電極은 물로 冷却되며 電極과 熔湯周圍에 아르곤가스가 흘러 酸化를 防止한다. 아아크가 一定速度로 試片위를 移動할 때 熱電帶가 附着되어 있는 點들의 溫度를 記錄裝置로 記錄하여 熱履歷曲線들을 求하였다.

Fig. 18은 두께 5mm 試片에 對하여 熱履歷曲線들의 計算値와 實測値를 나타내고 Fig. 19는 두께 25mm 試片의 그것들을 보인다. 計算値는 두께 5mm 試片에 對하여서는 二次元計算式을, 두께 25mm 試片에 對하여서는 三次元計算式을 썼다. Fig. 18 및 Fig. 19에서 보는 바와 같이 Rosenthal의 式은 熱源近處에서 相當한 誤差를 보이고 있으며 實際보다 높게 計算되고 있음을 볼 수 있다. 왜냐하면 이 式에서는 熱源을 點이라고 看做하였기 때문이다. 그리고 두께 25mm 試片의 境遇, 比較的 오랜 時間이 지난後($t=100\sim 115\text{sec}$), Rosenthal의 式은 重疊하지 않음으로 因한 誤差가 發生하여 實際보다 낮게 計算되고 있음을 볼 수 있다.

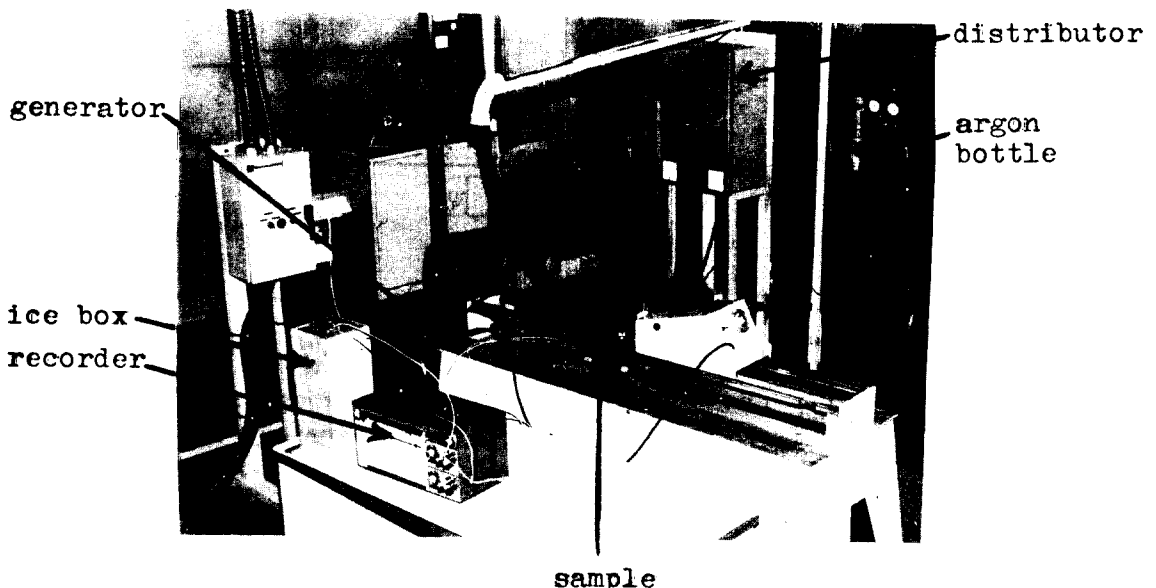


Fig. 17. Arrangement of experimental device

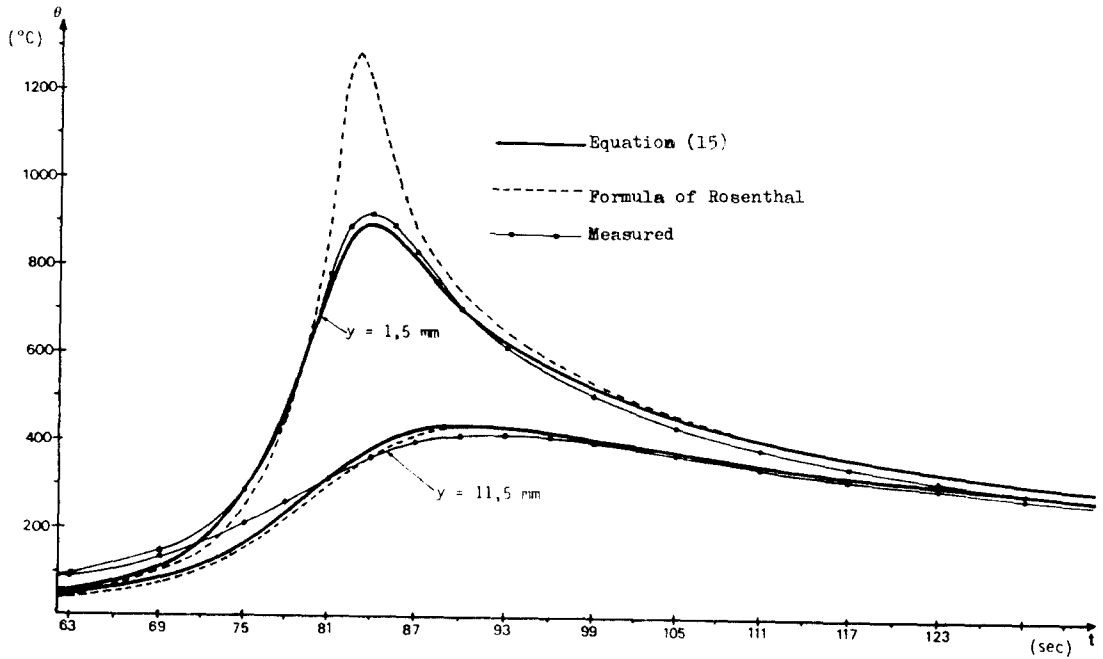


Fig. 18. Comparison of thermal cycles measured and calculated (sample of 5mm thickness)

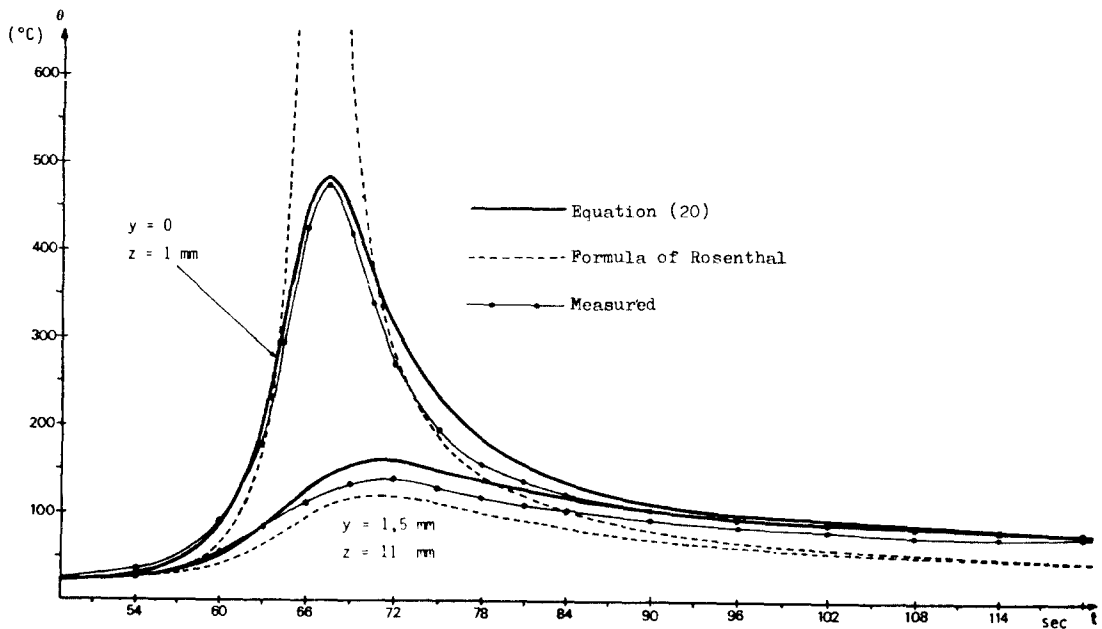


Fig. 19. Comparison of thermal cycles measured and calculated (sample of 25mm thickness)

9. 結 論

本研究에서는 熔接中の 溫度分布計算을 爲하여 非定常熱傳導問題를 解析的으로 取扱하였으며 實驗을 通하여 그 正確性을 檢討하여 다음과 같은 結果를 얻었다.

(1) 熱源密度的 分布를 正常分布라 看做하고 計算式을 誘導하였으며 重疊의 原理를 利用하여 材料의 크기가 無限大로 看做하기에 充分하지 못한 境遇의 溫度分布計算式을 提示하였다.

(2) 既存計算式에서는 熱源을 點이라고 보았기 때문에 熱源近方에서 實際보다 높게 計算되어 原點(熱源, $x=0, y=0, z=0$)에서는 無限大가 되나, 熱源密度的 分布를 正常分布라고 看做한 本研究에서는 熱源近方의 溫度를 比較的 正確하게 計算할 수 있다.

(3) 熱源을 點이라고 看做한 計算式과 熱源密度的 分布를 正常分布라고 看做한 計算式은 熱源近方에서 큰 差를 나타내고 이 差異는 熱傳導係數가 작을수록 크다.

(4) 重疊을 한 計算式과 아니한 計算式의 差

는 熱傳導係數가 클수록, 熱源에서 멀리 떨어진 수로 크다.

參 考 文 獻

- 1) N. N Rykalin, "Calcul des processus thermiques de soudage" Soudage Techniques Connexes (15), Janv. Fev., 1961 p.5-p.38
- 2) A. N. Tikhonov and A. A. Samarski, "Equations of mathematical physics", Translated by A. R. M. Robson, P. Basu, Pergamon Press, Ltd, 1963.
- 3) A. Kaufmann, "Cours Moderne de Calcul des Probabilités", Editions Albin Michel, Paris, 1965.
- 4) Lambert Tall, "Residual Stress of Welded Plates—A Theoretical Study", Welding Journal, vol. 43, No.1 (Jan), 1964, p.10s-p.23s.
- 5) Takashi Iwaki, Koichi Masubuchi, "Thermo-elasto-plastic Analysis of Orthotropic Plate by Finite Element Method" Journal of the Society of Naval Architects of Japan, vol. 130, 1971, p.193-p.202.