

〈論 文〉

垂直平板의 自然对流境界層에서의 流速의 Laser-Doppler
流速計에 의한 測定*

李 澤 植* · 李 正 培***

(1979年 2月 20日 接受)

Measurement of Velocity Profiles in the Laminar Free Convection
Boundary Layer on A Uniformly Heated Vertical Flat Plate by
A Laser-Doppler Velocimeter

Taik Sik Lee and Jeong Bae Lee

Abstract

The velocity profiles in the laminar free convection boundary layer on a uniformly heated vertical plate are measured by a Laser Doppler Velocimeter for air in the range of modified Grashof number $Gr_x^* = 1.172 \times 10^9$.

The fringe mode, forward scatter type of the LDV system is used and the small magnesium oxide particles are used for the scattering particles.

The analytical non-dimensionalized velocity profiles are obtained by use of an analog computer for the comparison with the experimental results.

The experimental results are in good agreement with the analytical solution obtained with an aid of the analog computer.

記 号

B 収斂렌즈面에서의 레이저 비임의 지름(1/e点)
 C_1, C_2 式(6)에서 定義된 常数
 D_F 프린지의 間隔
 D_F' 프린지面과 xy 平面과 만나서 이루는 交線들의 間隔
 F 式(5)에서 定義된 無次元流動函數, 収斂렌즈의 焦点距離
 f 散乱光強度變化的 周波數
 g 重力加速度
 Gr_x^* 修正된 Grashof 數, $g\beta q x^4 / (k\nu^2)$
 h_m 測定體積의 y 方向寸數
 k 流體의 熱傳導率
 l_m 測定體積의 x 方向寸數
 m 流體의 屈折率

Pr Prandtl 數
 q 垂直平面에서의 熱流束
 T 散乱光強度變化的 週期, 境界層內的 流體溫度
 T_w 境界層밖의 流體溫度
 u x 方向의 流體速度
 v y 方向의 流體速度
 w_m 測定體積의 z 方向寸數
 希臘文字
 α 熱擴散率
 β 流體의 體積膨脹係數
 γ 角度 zOz' (또는 角度 yOy')
 ζ x 軸과 xy 平面上的 速度 v , 또는 v_x 가 이루는 角度
 η 式(5)에서 定義된 無次元座標
 θ 式(5)에서 定義된 無次元溫度
 θ 레이저 비임의 交叉角度
 λ 레이저光의 眞空中에서의 波長
 ν 流體의 動粘性係數

* 1978年度 秋季學術大會(1978. 11. 25)에서 發表

** 서울大學校 工科學科 機械工學科

*** 서울大學校 大學院 機械工學科

1. 緒論

一般的으로 自然對流를 포함하여 境界層問題에 있어서 支配方程式은 非線型이기 때문에 嚴密解를 얻을 수 있는 것은 幾何學的의 形狀이 簡單한 경우에 限定되며 複雜한 系에 대하여는 實驗的으로 經驗式에 의하여 解決하는 경우가 많다. 이러한 경우에 境界層內의 流体速度가 自然對流인 경우 低速이기 때문에 流速測定이 大단히 어렵다.

低速流動의 流速測定에 대하여 Rose¹⁾, Martino & McNall²⁾은 熱線風速計를 이용하는 方法을 研究하였고 한편 流動方向으로 一定한 距離를 두어 나란히 2個의 프로우브(probe)를 설치하고 첫번째 프로우브의 上流에 熱펄스(thermal pulse)를 發生하는 모하나의 兪然프로우브를 두어서 熱펄스가 流体流動에 실려서 下流로 流体와 같은 速度로 운반하게 하여 2個의 프로우브에 차례로 感知되게 하여 그 感知되는 時間差를 測定함으로써 直接 流速을 測定하는 方法이 Bauer³⁾에 의하여 提示되었다. 또한 Kim⁴⁾은 石英纖維의 디플렉션(deflection)을 이용하여 低速流速을 측정하는 方法을 提示하였다. 그러나 이러한 方法들은 流動속에 프로우브를 插入하게 되므로 流動을 攪亂시키기가 쉽고 操作이 복잡하다.

本 研究에서는 低速流動을 測定하는데 레이저도플러流速計(Laser Doppler Velocimeter, LDV)를 이용하였다. LDV에 의한 流速測定은 레이저의 空間可干涉性(coherent)과 單色性(monochromatic)을 이용한 것으로 流動中에 프로우브를 插入하지 않으므로 流動을 攪亂시키지 않고, 流速을 絶對測定하기 때문에 較正의 필요가 없고, 레이저光束을 렌즈를 이용하여 取鏡시킴으로서 光束의 交叉部의 크기를 大단히 작게 할 수 있어서 空間分解能이 높은 測定이 可能하며, 應答이 빨라서 變動流動의 實時間測定이 可能하며 信號處理가 簡單하다는 등의 利點이 있다. 그러나 光을 入射시키고 觀測하는 窓이 필요하고, 散亂粒子가 필요하며, 光學系의 調整이 복잡하고 散亂粒子에 따라서는 散亂光이 弱하여 S/N比가 좋지 않고 또 粒子의 數에 따라서는 信號處理가 어렵다는 缺點이 있다. 그러나 從來의 다른 手段으로서의 不可能한 測定을 可能하게 할 수 있다. 레이저에 의한 流体流動測定은 1964年 Yeh와 Cummins⁵⁾에 의하여 처음으로 이루어진 以來 여러가지 方式의 레이저도플러流速計가 開發되고 있다.

이 論文에서는 均一하게 加熱된 垂直平板물레의 自然對流 層流境界層內의 空氣流動의 速度分布를 Ne-He 레이저도플러流速計를 이용하여 測定하고 이를 아날로그 컴퓨터(analog computer)에 의한 解와 比較하였다.

2. 解析解

重力場에서의 均一하게 加熱된 垂直平板물레의 空氣의 境界層에 관한 2次元 層流定常流動에 있어서의 連續, 運動量 및 에너지方程式은 다음과 같다.

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \tag{1}$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + g \frac{(T - T_\infty)}{T_\infty} \tag{2}$$

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \tag{3}$$

그리고 境界條件은 다음과 같다.

$$x \geq 0, y = 0 \text{ 에서 } u = v = 0, T = T_w, -k \frac{\partial T}{\partial y} = q_w \tag{4a}$$

$$x \geq 0, y = \infty \text{ 에서 } u = 0, T = T_\infty, \frac{\partial u}{\partial y} = 0, \frac{\partial T}{\partial y} = 0 \tag{4b}$$

流動函數 ψ 를 導入하면 連續方程式은 생략할 수 있으며 Sparrow와 Gregg⁶⁾에 의하면 相似性變換을 다음과 같이 한다.

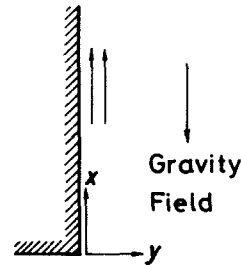


Fig. 1 Coordinate System

$$\eta = C_1 \frac{y}{x^{1/5}}, F(\eta) = \frac{x}{C_2 x^{4/5}}, \theta = \frac{C_1(T_\infty - T)}{x^{1/5} q/k} \tag{5}$$

여기서

$$C_1 = \left(\frac{g\beta q}{5k\nu^2} \right)^{1/5}, C_2 = \left(\frac{5^4 g\beta \nu^3}{k} \right)^{1/5} \tag{6}$$

이며 $\beta = 1/T_\infty$ 는 體積膨脹係數이다. 式(5)를 사용하면 速度成分들은 다음과 같이 된다.

$$u = C_1 C_2 x^{3/5} F'(\eta), v = \frac{C_2}{5x^{1/5}} \left[\eta F'(\eta) - 4F(\eta) \right] \tag{7}$$

式(2), (3) 및 境界條件(4)는 다음과 같이 된다.

$$F'' - 3F'^2 + 4FF'' - \theta = 0 \tag{8}$$

$$\theta'' + Pr(4\theta'F - \theta F') = 0 \quad (9)$$

$$\eta = 0 \text{에서 } F=0, F'=0, \theta'=1 \quad (10a)$$

$$\eta = \infty \text{에서 } F' = 0, \theta = 0 \quad (10b)$$

式(8) 및 (9)와 境界條件(10)에 대하여 $Pr=0.71$ (空氣)일 때 아날로그 컴퓨터(HITACHI 200X)를 이용하여 해를 구하였다. 이 常微分方程式을 푸는데 있어서 $\eta = 0$ 일때의 境界條件이 3개밖에 주어지지 않으므로

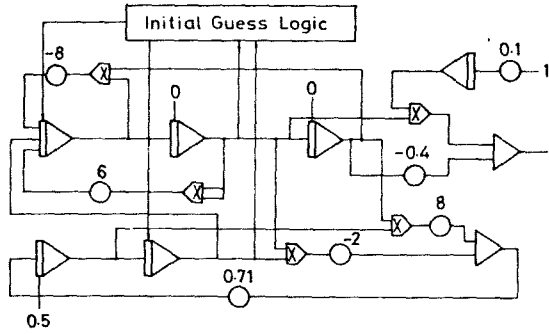


Fig. 2 Block diagram of analog computation logic

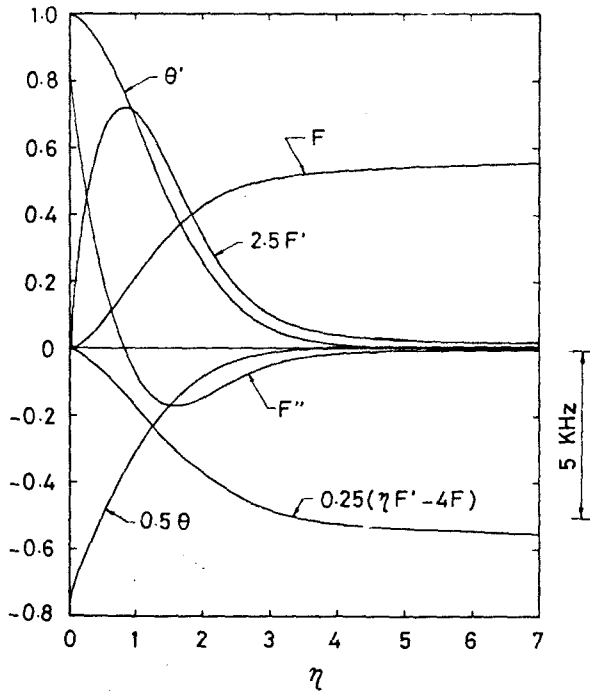


Fig. 3 Dimensionless velocity profiles, temperature profile and other functions by analog computer

$\eta = \infty$ 에서 $F' = 0, \theta = 0$ 을 만족시킬 수 있도록 $F''(0)$ 및 $\theta(0)$ 을 가정할 수 있는 論理回路를 構成하였다. 이 回路는 게이트(gate), 플립플롭(flip flop), 콤파레이터(comparator) 및 時計로 構成되며 $\eta = M(M \gg 1)$ 에서의 F' 및 θ 를 入力로 하여 주어진 基準值 δ ($\delta \ll 1$)에 대하여 $F'(\infty) - F'(M) < \delta$ 및 $\theta(\infty) - \theta(M) < \delta$ 의 滿足(否)을 判斷하고 이들 條件이 滿足되지 않을 때에는 $F''(0)$ 및 $\theta(0)$ 을 다시 가정하여 積分回路를 作動시킨다. 이와같은 過程은 주어진 條件이 만족될 때까지 反復되며 이들 條件이 만족되면 $F''(0)$ 및 $\theta(0)$ 은 保存되고 이들 初期值에 대해 積分計算을 行한다. 이 論理回路에서 얻어진 $F''(0)$ 및 $\theta(0)$ 의 값은 각각 0.844 및 -1.508 이었다. Fig. 2에 아날로그 論理回路의 블록線圖를 표시한다. Fig. 3에 Pr 數 0.71에 대한 無次元 速度分布와 溫度分布를 표시한다.

3. LDV의 프린지 모우드의 原理

LDV의 프린지 모우드의 光에테로다인(heterodyne)에 의한 것과 프린지(fringe)에 의한 散亂光의 強度變化를 이용하는 것이 있다. 前者는 粒子의 移動에 의하여 도플러시프트(Doppler shift)를 받은 散亂光과 도플러시프트를 받지 않은 원래의 光과의 비이브信號(beat signal)를 檢出하는 方式이며 後者は 2개의 레이저 光을 交叉시켜서 그 交叉部에 프린지를 생기게 하여 粒子가 프린지의 밝은 부분과 어두운 부분을 通過할 때의 散亂光의 強度變化의 率은 粒子速度에 比例하고 프린지의 間隔에 逆比例한다.

光学系의 配置는 散亂光을 받는 位置에 의하여 前方散亂型(forward scattered type)과 後方散亂型(back scattered type)으로 分類되고 또 光檢出의 方法에 의하여 프린지모우드(fringe mode 또는 dual beam mode) 參照비임모우드(reference beam mode), 그리고 對稱비임모우드(symmetric beam mode)로 分類된다.⁷⁾

이 論文에서는 前方散亂型의 프린지모우드를 사용하였다. 이에 對한 光学系의 配置가 Fig. 4에 表示되어 있다. 레이저光은 35mW He-Ne 가스레이저發生器부터

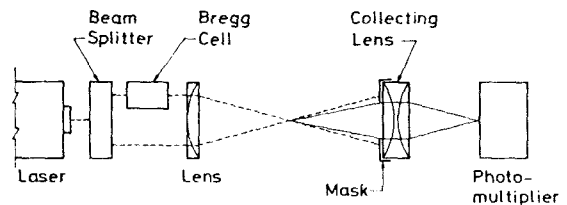


Fig. 4 Laser optics showing the dual beam mode

나온 波長 6328Å의 레이저光이고 이는 360°회轉이 가능한 비임스플리터(beam splitter)에 의하여 平行한 2개의 비임으로 分離된다. 한 비임은 周波數偏倚(frequency shift)를 줄 수 있도록 Bregg Cell을 통과시킨다. 2개의 비임은 렌즈(lens)를 통과시켜 交叉시켜서 流体流動中の 한 點에 프린지를 形成하게 한다. 流体와 함께 運動하는 粒子에 의하여 散亂된 散亂光을 集光렌즈(collecting lens)를 통해 光電子增幅管(photomultiplier) 또는 光檢知器(photodetector)의 핀홀(pin hole)에 正確히 보이게 하고 光電子增幅管의 光電交換素子에 의해 散亂光의 強度變化에 對應되는 週期를 가지는 電氣的 信號를 얻는다.

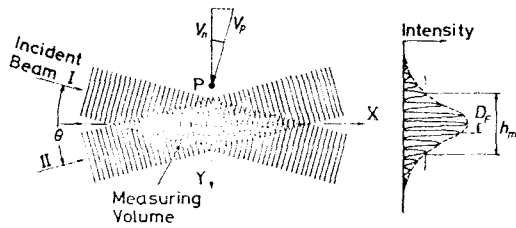


Fig. 5 Principle of velocity measurement by LDV (Fringe mode or Dual beam mode)

Fig. 5는 프린지모우드의 경우의 비임들의 交叉部를 表示한다. 2개의 干涉性의 光비임을 交叉시키면 비임의 交叉部에 Fig. 5와 같이 프린지가 생긴다. 入射光 断面의 빛의 強度는 가우스(Gaussian) 分布를 하고 있기 때문에 入射光의 지름을 빛의 強度가 中心에서의 빛의 強度의 1/e이 되는 面의 지름으로 定義하면 測定體積(measuring volume)의 x, y 및 z(紙面に 垂直) 方向의 지수 l_m , w_m , 및 h_m 은 각각 다음과 같이 표시할 수 있다.

$$\begin{aligned} l_m &= 4\lambda F / (\pi B \sin \frac{\theta}{2}) \\ w_m &= 4\lambda F / (\pi B \cos \frac{\theta}{2}) \\ h_m &= 4\lambda F / (\pi B) \end{aligned} \quad (11)$$

여기서 F 는 렌즈의 焦點距離, B 는 렌즈面에서의 레이저비임의 지름(1/e)點이다. 粒子가 速度 v_p 로 프린지를 통과하는 경우 프린지에 垂直인 方向의 速度成分을 v_n , 프린지의 間隔을 D_F 라고 하면 散亂光의 強度變化에 대한 週期 T 와 周波數 f 는 다음式 (12)로 주어진다.

$$T = \frac{D_F}{v_n} = \frac{1}{f} \quad (12)$$

비임의 交叉角도를 θ , 레이저光의 眞空中에서의 波長을 λ , 레이저가 통과하는 流体의 屈折率을 m 이라고 하면 프린지의 間隔 D_F 는 다음과 같이 주어진다.

$$D_F = \frac{\lambda}{2m \sin(\theta/2)} \quad (13)$$

式 (12)와 (13)으로부터 다음과 같이 v_n 이 구해진다.

$$v_n = \frac{D_F}{T} = \frac{\lambda}{2m \sin(\theta/2)} \cdot \frac{1}{T} = \frac{\lambda f}{2m \sin(\theta/2)} \quad (14)$$

式 (14)에서 θ , λ 및 m 이 決定되면 光電子增幅管으로 f 또는 T 를 읽음으로서 流速 v_n 이 구해진다.

4. 實驗裝置

4.1 實驗模型

垂直平板의 實驗模型이 Fig. 6에 표시되어 있다. 平板은 200mm × 100mm × 2mm 치수의 스테인리스鋼板이며 板의 뒷面에는 加熱코일로 0.2mm 지름의 에나멜線을 1mm 間隔으로 配列하였다. 直流通電力供給器에 의하여 電力을 供給함으로써 一定한 熱流束을 유지할 수 있게 하였다. 平板의 表面溫度를 測定하기 위하여 9개의 IC 熱電對를 붙였다. 平板의 뒷面은 斷熱시켰다. 이 實驗模型

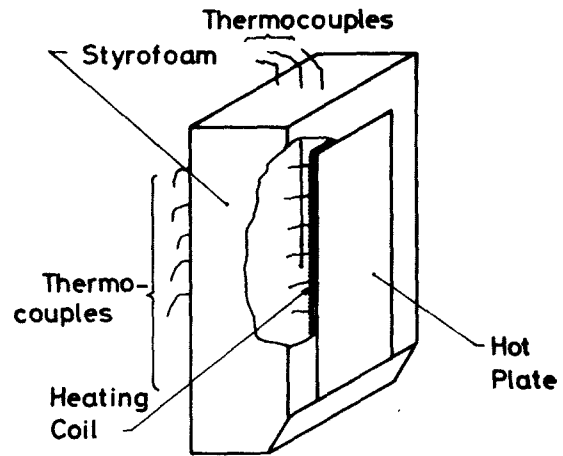


Fig. 6 Hot Plate Assembly

을 100cm × 80cm × 100cm의 아아크릴箱子 안에 있는 支持台에 固定시키고 箱子全體를 3次元移送이 可能한 移送裝置 위에 固定시켰다. 아아크릴箱子의 壁中 레이저光이 통과하는 部分은 유리窓을 두어 레이저光의 減衰를 적게 하였다.

4.2 레이저도플러流速計와 信號處理裝置

사용한 레이저도플러流速計는 KANOMAX-27 series이며 光電子增幅管以後의 信號處理裝置의 配列은 Fig. 7과 같다. 하이패스필터(high pass filter)는 入力信號中 低周波雜音(pedestal)을 除去하는 필터이며 相關器(correlator) (SAI-42A)는 入力되는 信號의 自己相關(autocorrelation)을 구하여 光電子增幅管의 出力信號

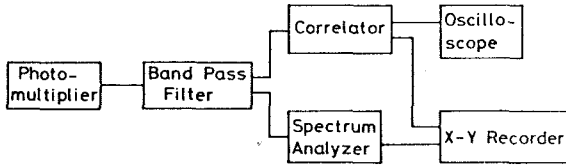


Fig. 7 Signal process system

의 週期를 測定하는데 사용되며 周波數分析器(spectrum analyzer) (TKAEDA RIKEN TR 4120)는 필터를 통한 信號의 分析으로 光電子增幅管出力信號의 周波數를 읽기 위한 裝置이다.

散亂粒子로서는 마그네슘의 粉末을 燃燒시켜 지름이 約 0.1~0.8 μm 程度인 酸化마그네슘의 煙氣를 만들어 實驗模型이 들어있는 아아크릴箱子속에 供給하였다.

5. 實驗方法

實驗模型을 3次元移送裝置위에 固定시키고 平板이 垂直이 되게 한다음 定電力供給器로서 平板의 加熱을 시작한다.

한편 마그네슘을 燃燒시켜 酸化마그네슘의 煙氣를 아아크릴箱子속에 投入한 다음 箱子를 密封한다. 電力供給開始 2時間後 定常狀態가 된 다음에 레이저發生器의 스위치를 넣어서 레이저를 發生시킨다. 약 10分後에 光電子增幅管 및 信號處理機器들의 電源스위치를 넣는다. 이리하여 相關器의 경우 光電子增幅管의 出力을 相關器에 入力시키고 解析모우드 CORR AUTO에 대하여 操作을 한다.⁸⁾ 이 相關器로부터의 出力은 오실로스코프에 觀察하여 滿足할만한 結果가 얻어지면 X-Y 레코오더에 記錄하여 自己相關을 얻게하고 이로부터 光電子增幅管出力信號의 週期 즉 散亂光의 強度變化의 週期를 구함으로서 式(14)에 의하여 流速을 계산한다. 한편 周波數分析器에 入力되어 分析된 信號는 周波數分析器의 掃引時間(sweep time)을 充分히 크게하여 X-Y 레코오더에 記錄하여 光電子增幅管出力信號의 周波數 즉 散亂光의 強度變化의 周波數를 읽어서 式(14)에 의하여 流速을 계산한다. 이리하여 2가지 方法으로 流速을 구하여 比較할 수 있다. 여기서는 相關器를 主로 사용하였다. 한 점에 대한 測定이 끝나면 3次元移送裝置에 의하여 다음의 測定점으로 移送시켜 위의 操作을 反復하였다.

레이저빔을 平板에 平行한 水平(z軸) 方向으로 入射하여 流速을 測定한다면 2個의 레이저빔이 有限한 角度를 가지고 交叉하기 때문에 平板에 가까운 곳에서는 레이저빔中의 하나가 平板에 의하여 遮斷되어서 重力(x軸) 方向의 速度成分을 除外한 다른 方向의 速度

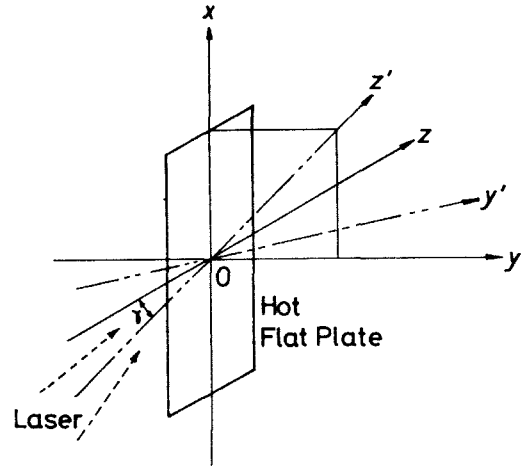


Fig. 8 Direction of laser incidence

成分을 測定할 수 없다. 여기서 Fig. 8 과 같이 레이저 光의 入射方向을 平板의 方向과 偏倚시켜서 測定하였다. Fig. 8에서 x軸은 平板의 上下方向이며 重力과 反對方向이고 y軸은 平板에 垂直인 方向이며 z軸은 平板에 平行한 水平方向이다. 또 座標系 xy'z'는 座標系 xyz를 x軸을 中心으로 反時計方向으로 γ만큼 回轉시킨 것이다.

레이저빔을 z'軸 方向으로 入射시키고 비임스플리터를 回轉시키면서 xy'平面內의 x軸과 ±45° 되는 方向에 대하여 測定하고 式(19) 및 (20)에 의하여 x와 y 方向의 速度成分 u와 v를 계산하였다. 비임스플리터를 z'軸을 中心으로 x軸에 대하여 ±45°回轉시켰을 때 攄린지面과 xy'平面이 만나서 이루는 交線들의 間隔을 D', 測定되는 信號의 週期 및 速度를 각각 T 및 v_n라고 하면 다음과 같이 주어진다.

$$D' = D_f \sec 45^\circ \cos \zeta \quad (15)$$

$$v'_n = D' / T = D_f \sec 45^\circ \cos \zeta / T = \sec 45^\circ \cos \zeta / (2 T m \sin \frac{\theta}{2}) \quad (16)$$

여기서 $\zeta = \tan^{-1}(\cos \gamma)$ 이며 γ는 角度 zoz' (또는 角度 yoy')이다. 以上과같이 비임스플리터를 ±45° 回轉시키면서 測定한 값에 대하여 式(16)으로 계산한 것을 각각 v₊ 및 v₋라고 하면 이때 얻어지는 v₊ 및 v₋는 x軸과 的 角度가 ±ζ 되는 方向의 速度로서 xy'平面上의 速度成分들이다. 따라서 x와 y의 方向 速度成分 u와 v는 다음과 같이 구해진다.

$$V = \sqrt{v_+^2 + v_-^2 + 2v_+ v_- \cos 2\zeta} \quad (17)$$

$$\phi = \cos^{-1} \left(\frac{V^2 + v_+^2 - v_-^2}{2Vv_+} \right) \quad (18)$$

$$u = V \sin(90^\circ + \phi - \zeta) \quad (19)$$

$$v = V \cos(90^\circ + \phi - \zeta) \quad (20)$$

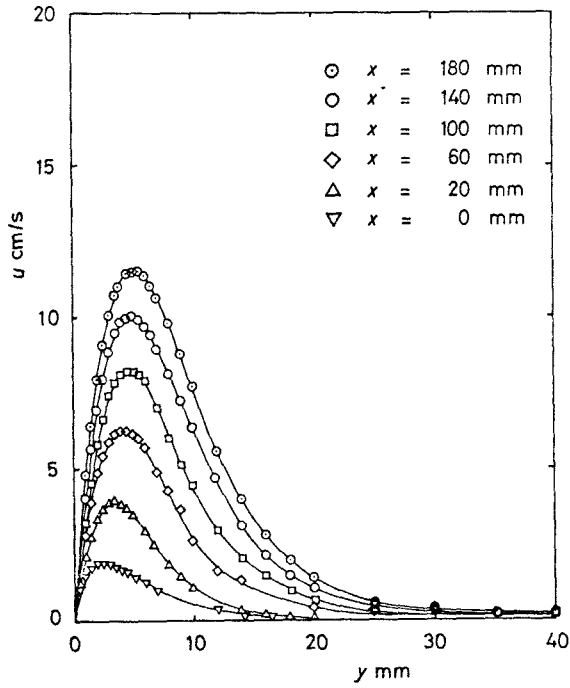


Fig. 9 Velocity profiles of x -directional velocity component ($q=41.88 \text{ W/m}^2$)

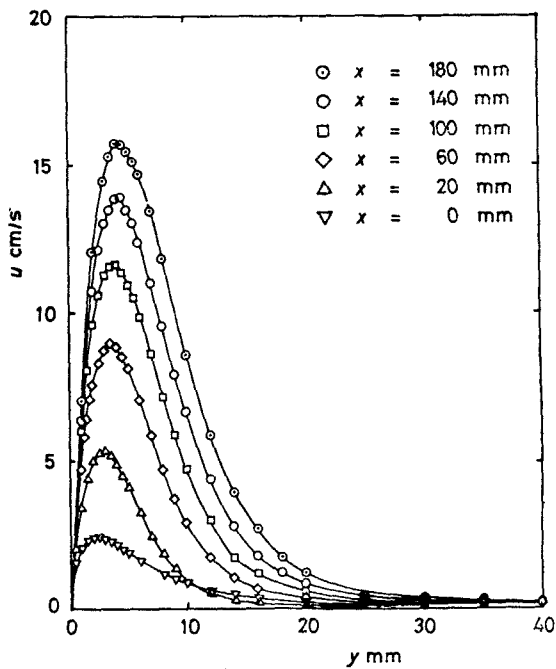


Fig. 10 Velocity profiles of x -directional velocity component ($q=85.85 \text{ W/m}^2$)

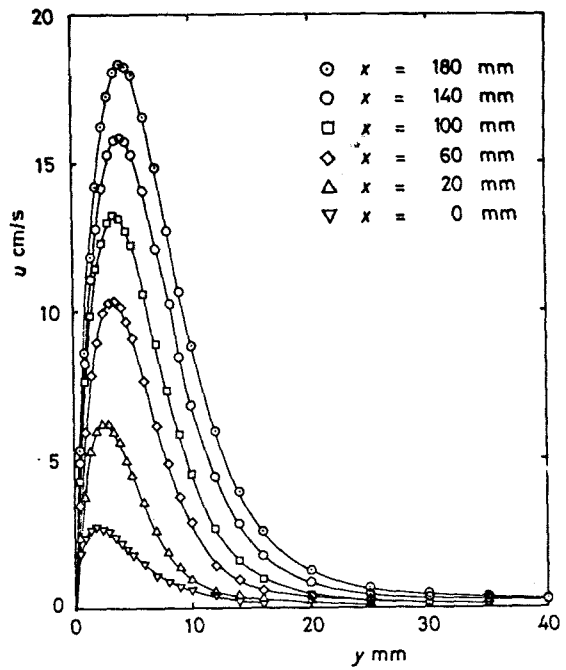


Fig. 11 Velocity profiles of x -directional velocity component ($q=119.39 \text{ W/m}^2$)

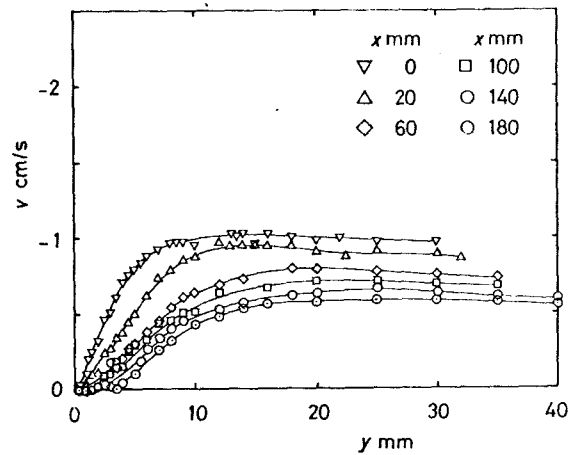


Fig. 12 Velocity profiles of y -directional velocity component ($q=85.85 \text{ W/m}^2$)

6. 實驗結果 및 檢討

垂直平板둘레의 層流自然對流境界層內的 流速의 LDV에 의한 測定結果가 Fig. 9—Fig. 12에 표시되어 있다. Fig. 9—Fig. 11은 平板후터의 熱流束이 각각 41.88 W/m^2 , 85.85 W/m^2 및 119.39 W/m^2 인 경우의 x 方向의 速

度 u 의 分布를 나타내고 Fig.12은 熱流束이 85.85W/m^2 일 때의 y 方向의 速度 v 의 分布를 나타낸 것이다.

Fig. 13과 Fig.14는 각각 u 와 v 의 LDV에 의한 流速測定值를 無次元化한 速度의 無次元座標 η 에 대한 分布를 표시한 것이며 比較를 위하여 앞에서 구한 아날로그 컴퓨터에 의한 解를 添加하였다. 大體로 實驗值과 理論值가 잘 一致하고 있으나 Fig. 13에서 無次元流

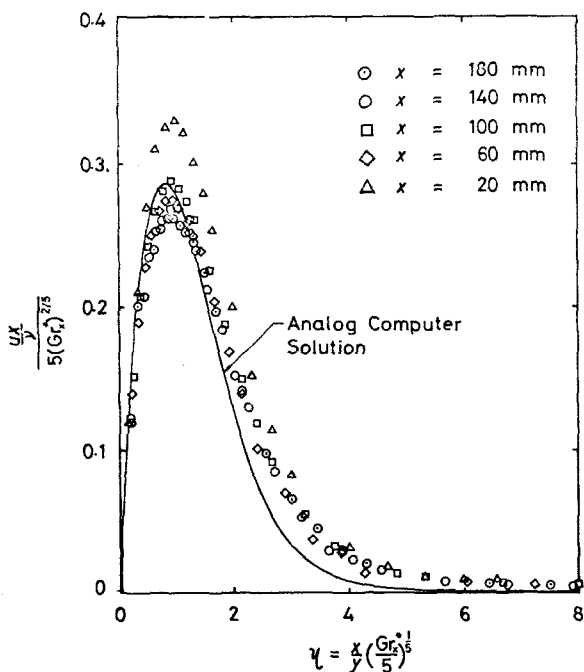


Fig. 13 Dimensionless velocity profiles of x-directional component velocity

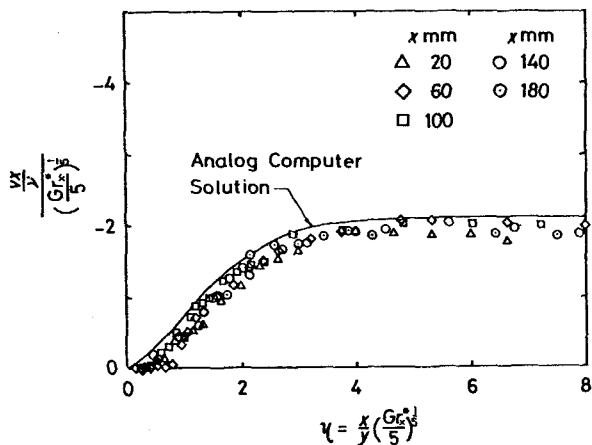


Fig. 14 Dimensionless velocity profile of y-directional velocity component

速 $(ux/v)/5 (Gr_x^*)^{2/5}$ 가 最大인 η 에 대하여 $x \approx 0$ 즉 平板의 先端에 가까운 곳에서는 實驗值가 理論值보다 크고 先端부터 먼 곳에서는 實驗值가 理論值보다 약간 작다. Fig. 14에서는 大體로 實驗值가 理論值보다 약간 작게 나타나 있고 平板의 先端에 가까운 곳에서는 實驗值가 理論值보다 작고 先端부터 멀어질수록 理論值에 接近하고 있다.

實驗值와 理論值의 差異는 實驗模型의 不完全性, 移送裝置에 의한 레이저빔交叉部位置의 誤差의 不確實性, 散亂粒子의 運動과 流体流動의 不一致 등을 고려할 수 있다. 散亂粒子는 지름 $0.1 \sim 1 \mu\text{m}$ 의 MgO 粒子이며 重力場의 流動中에 놓인 球에 대한 抗力과 重力에 대한 힘의 平衡을 생각하였을 때 終局速度가 거의 無視될 수 있어서 큰 影響이 없는 것으로 생각되며 實驗平板模型에 있어서 平板의 先端이 尖銳하지 않고 또 理論的인 것以外的 熱放出이 있어서 實驗模型의 不完全性이 문제가 될 수 있으며 한편 레이저빔交叉部의 座標의 誤差의 不確實性이 문제일 것으로 사료된다.

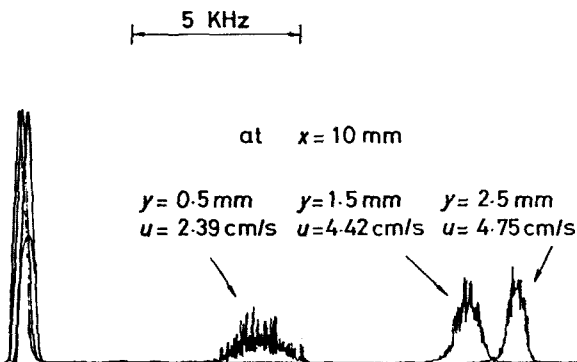


Fig. 15 Spectrum of photomultiplier output signal

Fig. 15는 周波數의 信號를 X-Y 레코오더에 記錄한 것으로 $x=10\text{mm}$ 에서 각각 $y=0.5\text{mm}$, 1.5mm , 2.5mm 인 곳의 點에 對應하는 스펙트럼(spectrum) 分布를 나타낸 것이다. 이것으로 구한 周波數가 相関器에 의하여 얻어진 週期의 逆數 즉 周波數와 一致됨을 確認하였다. u 가 最大에 가까운 곳, 즉 $y=2.5\text{mm}$ 인 곳에서 보다 壁面에 가까운 곳, 즉 $y=0.5\text{mm}$ 인 곳에서 스펙트럼의 밴드(band) 幅이 擴張됨을 볼 수 있다. 이는 $y=2.5\text{mm}$ 인 곳보다 $y=0.5\text{mm}$ 인 곳에서 速度變化率 du/dy 가 더 크다는 것을 暗示해 주고 있다. 따라서 스펙트럼밴드 幅이 擴張되어 있는 程度로 du/dy 의 크기를 判斷할 수 있다. 이리하여 LDV에 의하여 加熱된 垂直平板물레의 自然對流境界層內의 空氣의 低速流動의 速度分布를 比較的 正確하게 測定할 수 있다.

7. 結 論

均一하게 加熱된 半無限垂直平板둘레의 自然對流層流 境界層內的 低速인 空氣流動의 速度分布를 레이저도플러 流速計를 사용하여 測定하였으며 이를 아날로그 컴퓨터로 구한 理論解와 比較하였다.

(1) 아날로그 컴퓨터로 境界層型的 問題에 대한 理論解를 구할 수 있었다.

(2) 低速流動速度를 LDV의 프린지모우드를 利用하여 測定하였다.

(3) 無次元速度分布에 대한 아날로그 컴퓨터에 의한 解와 LDV에 의한 實驗值가 比較的 一致하였다.

追記 이 研究는 1978年度 現代그루움의 研究活動費의 支援에 의하여 이루어 졌으며 現代그루움에 感謝한다.

參 考 文 獻

1. W.G. Rose, Some Corrections to the Linearized Response of a Constant Temperature Hot Wire Anemometer Operated in a Low Speed Flow, *Trans. ASME*, Vol. 84, p. 554 (1962).
2. F. S. Martino & P. E. McNall, A Thermister Anemometer for the Measurement of A Very Low Air Velocities, *Revised Sci Instru*, Vol. 42, No. 5 (1971).
3. A. B. Bauer, Direct Measurement of Velocity by Hot Wire Anemometry, *AIAA J.*, Vol. 3, No. 6, p. 1189 (1965).
4. Sung Soo Kim, An Experimental Study of Natural Convection in Air Between a Vertical Isothermal Flat Plate And a Parallel Insulated Flat Plate, *MS Thesis*, Oregon State University (1971).
5. Y. Yeh & H. Cummins, Localized Fluid Flow Measurements with a He-Ne Laser Spectrometer, *Appl. Phys. Letters*, Vol. 4, p. 176 (1964).
6. E. M. Sparrow & J. L. Gregg, Laminar Free Convection from a Vertical Flat Plate, *Trans. ASME*, Vol. 75, p. 435 (1956).
7. R. J. Goldstein & D. K. Kreid, *Measurements in Heat Transfer*, 2nd ed. Chap. 13. The Laser Doppler Anemometer, (ed. Eckert & Goldstein), McGraw-Hill (1976).
8. Correlation and Probability Analyzer SAI-42A Instruction Manual, Saicor Co.