熱平板に関する実験¹⁾

川 原 琢 磨²⁾

An Experiment on the Heated Plate

By Takuma KAWAHARA

Abstract

The author states here some results on the measurement of the relative wind velocity and temperature distribution in the boundary layer on the heated plate, and it is found that there is probably a thin layer of convection just on the plate, when the temperature gradient becomes larger.

本実験は等温流に於ける境界層と熱移譲を伴う場合のそれとを対比し、特に温度場が境界層におよぼす影響を見んとし、昭和 18 年、著者が大阪大学在任中実施したものである。当時は更に詳細なる実験を遂行した上で発表する予定であつたが、実験設備其他を焼失し、其後色々な事情のもとに研究が困難となつたので、既に過去のものに属するが、将来この方面の研究をされる方々のために、ここに報告する次第である。

〔A〕 実験方法

- (a) 風洞：大阪大学工学部航空教室 1 米小風洞。
- (b) 熱平板：長さ 1 米、銅板被覆、電熱器封入、適当な小孔を表面に配置して静圧孔とす。
- (c) 加熱法：抵抗器を使用して電圧を落し、板内の電熱器に接続す。
- (d) 測定法：
 - (i) 流速測定：微小なピトー管を作製し、これを使用して全圧を、板上の小孔にて静圧を測定す。Göttingen 型のマノメーターに接続して動圧を測定す。ピトー管は 1mm のネジの先に一定方向を保つように取付け、マイクロメーターにより上下に移動出来るようにした。読取は 1/100 mm² まで出来る。
 - (ii) 零点測定：ピトー管と平板との間に電圧を與え、両者が接触した瞬間に電流が流れるから、電流計のフレによつて零点の位置を知り得た。
 - (iii) 板面温度測定：平板が純銅被覆なる故、コンスタンタンの針を板上に接触させて熱電対の高温部として発生する電流を測定する。
 - (iv) 境界層内の温度測定：微小なる銅-コンスタンタンの熱電対を作り、発生電流の測定に依る。

(e) 実験期間：昭和 18 年 4 月より 7 月の間

〔B〕 実験および実験結果

- (i) 実験第一：平板を俯角 0.5° に取付けたので、前縁は圧力勾配を伴い、流れは乱流状態となつた。従つて測定は圧力勾配が流れの方向に一定となつた領域中の三個所で行つた。風速約 25m/sec、板面温度は二様に変えた。
- (ii) 実験第二：実験第一と同様なるも砂紙を前縁に貼付して強制的に乱流を発生せしめ、放熱量の変化を見んと試みた。板面温度は約 10°C 置に 4 種類とつた。
- (iii) 実験第三：実験第二と全く同様なるも砂紙には更に細いものを使用した。粗度の影響を見んと欲したからである。
- (iv) 実験第四：層流状態の研究を行うために、板を俯角 3° とし、熱線風速計を使用し流速変動を陰極線オッシログラフで観測し、層流状態を示す部分について測定を行つた。流速約 29 m/sec、板面温度は約 10°C 置に 4 種類とつた。
- (v) 実験結果の図示：実験結果の一部が図示された。

〔C〕 実験結果に対する検討

- (a) 実験第一の流速分布より明かに観取されることは 0.3mm 附近で流速勾配が急激に変化するの、これは層流底層の存在を示すものと考えられる。即ち等温流に於ては層流底層の存在は実験的に検証される。その上方の乱流領域も亦判然と認められる。又温度分布と流速分布との相似は可成り明瞭である。
- (b) 実験第二、第三で粗度の境界層におよぼす影

響を見んとしたが、本実験の程度では決定的結論を得るに至らなかった。粗度の影響に関する実験的理論的研究は今後の問題である。

(c) 流速分布より推定される摩擦力については、板面温度上昇と共に同一場所に於ける $\bar{u}/u_0$ が減少し、摩擦力の減少を見る。これは層流に対して著者が理論的に論じた結果と一致する。細砂紙貼付の実験では、

第1図 低温時に於ける気温分布

第2図 低温時に於ける流速分布

むしろ摩擦力が増大する傾向を示している。これは強制乱流が実験第一で生ずる乱流とその機構を異にするものと考えられる。

(d) 流速分布はピトー管により読取られたものより算出するので、密度に対しては温度補正の要がある。これを行つて流速分布が求められ、それらの結果が図示された。図より観取されることは、板面に近付く ($z \rightarrow 0$) に従つて平均流速は消失すべきも ($\bar{u} \rightarrow 0$)、温度勾配が大きい場合には、 $\bar{u} \rightarrow 0$ とならないで、大体 $\frac{\bar{u}}{U_0} = 0.2$ 程度の一定値を示すことである。この範囲は丁度層流部に相当する。こゝでは平均流速は小さいため

第3図 高温時に於ける気温分布

第4図 高温時に於ける流速分布

自然対流が生じ得るのではないか。等温流の場合ではこの部分は層流底層であるが、加熱体直ぐ近くでは温度の勾配が非常に大きいために重力の影響を受けて、主流と垂直な向の速度変動が生じ、従つて連続性を充すために主流方向の変動 u' が発生する。微細ピトー管で測定される動圧 $\frac{1}{2}\rho\bar{u}^2$ は、流速を平均流速 $\bar{u}$ と変動量 u' とに分けると $z \rightarrow 0$ のとき $\bar{u} \rightarrow 0$ であるが、 $\bar{u}^2$ は消失しないので結局

$$\frac{1}{2}\rho\bar{u}^2 \sim \frac{1}{2}\rho(\bar{u}^2 + \overline{u'^2}) \sim \frac{1}{2}\rho\bar{u}^2$$

となつて、 $\sqrt{\bar{u}^2}$ が板面附近でも消失しなくなつたものとする。即ち層の安定度が影響する薄層の存在が推定される。若しかゝる層が存在すれば、熱移譲はこの層に支配されると考えられるので、この層の究明こそは熱移譲に関する諸問題の解決の鍵を與えるものと信ずる。

(e) 実験第一の測定結果より放熱量を算出した結果は次の通りであつた。

前縁よりの 距離 x m	放熱量 Q Kcal/m.h.	温度差 $^{\circ}\text{C}$	放熱係数 α Kcal/m ² .h. $^{\circ}\text{C}$
0.185	635.6	44.9	76.5
0.397	936.0	55.3	42.6
0.606	1143.8	55.3	34.3

実験第二、第三の結果より $x=0.606$ m の場所に於ける放熱量をそれぞれ算出したに細かい砂紙貼付の場合は $Q=1409.8$ Kcal/m.h. で、粗な時には $Q=1490$ Kcal/m.h. を得た。これは明かに強制乱流が強いとき放熱量の増すことを示している。

註： 1) 昭和 24 年 8 月 17 日原稿受理
2) 正會員 三重大学

波長の長い音波の反射率¹⁾

鬼 頭 史 城²⁾

On Rate of Reflection of Sound Wave of Long Wave-length

By Fumiki Kuro

Abstract

Assuming the wave length of sound wave (emitted from a point source) to be very long, the rate of reflection of the wave impinging upon solid body (ellipsoid, circular cylinder, etc.) has been calculated approximately. It is based on the theory of impulsive generation of fluid motion, treated in Hydrodynamics.

(1.) 與えられた 1 点 P に音源があるとする。その前方に固体がおかれてあるとき、音源 P から來た音波はこれに當つて反射せられる。その反射波の大きさを求めることは理論音響学の 1 つの課題である。波長と物体のさむわしたと同程度の寸法をもっている場合はことに複雑である。

もし音波の波長が頗る長いときには、この反射の問題は非圧縮性の流体に関する下の問題と略近似的におなじになる。

即ち非圧縮性流体の中に 1 個の固体がおかれてあり、その外部のある 1 点 P に衝撃的圧力を加えたとき、流体中にいかなる運動がおこるかという問題である。

流体の圧力を p とし、 p は微小時間 τ の間においてのみ強烈な値をもつものとするとき衝撃量 ω は

$$\omega = \int_0^{\tau} p dt$$

によつて定義せられる。流体力学の教えるところによれば、始め静止していた流体がこの衝撃によつて運動をしだしたとすればその流速 u, v, w は

$$\rho u = \partial \omega / \partial x, \quad \rho v = \partial \omega / \partial y, \quad \rho w = \partial \omega / \partial z$$

によつて與えられる。衝撃量 ω は流体内において、ラプラスの方程式 $\nabla^2 \omega = 0$ を満足すると共に、自由表面上においては $\omega = 0$ 、固体と流体との境界面上においては $\partial \omega / \partial n$ (法線方向の微係数) $= 0$ とならなくてはならない。無限に四方にひろがつた流体の中に單純な点衝撃が加えられたとき、これは $\omega_1 = m/R$ によつて表わされる。ここに R は衝撃中心の点 P と空間の任意の 1 点 (x, y, z) との距離である。もしこの場合に