5. 結 語

以上ほぼ大気圧の下で膜状復水について行つた実験より平均熱貫流率, 蒸気側および水側の熱伝達率を求め, 蒸気中の含有空気の影響をしらべて見た. 蒸気側の熱伝達率は実際に使用されている復水膜の熱抵抗をも含めたものであり, したがつて純粹に蒸気中に含まれている空気の影響を取り出したとは言えないが空気含有率がいかにかに諸伝熱率に影響するかと言うことに対する設計の目安になるものと思う.

注:一

(1) 昭和 24 年 9 月 11 日連合講演會において講演, 原稿受付 昭和

25 年 10 月 23 日.

(2) 正員, 東京大学第一工学部.

(3) 正員, 東京大学第一工学部.

(4) 大橋 剛, 宮沢清人, 大橋広次, 学生員, 東京大学第一工学部.

(5) E. Langen; Der. Einfluß des Luftgehaltes auf der Wärmeübergang bei Kondensierenden Dampf., Forschung, 1931 (第2巻) 359~369 頁

(6) 山中, 機械学会論文集, 7 巻 28 号, II—23 頁 (昭 16).

(7) 詳細は山中, 機械学会論文集, 7 巻 26 号 (昭16) を参照されたい.

(8) (9) 山中, 機械学会論文集, 7 巻 28 号 (昭16).

(10) この場合, 復水管外表面を基準として平面壁とされているから, この実験の場合, 結果の α_w に 1.15 を掛けた値が真の α_w である.

(11) 山中, 機械学会論文集, 7 巻 27 号, II—8 頁 (昭 16).

(12) W.Nusselt; Z.VDI, 60 巻 (1916) 541, 569 頁.

膜状復水に及ぼす空気混入の影響 (第1報)⁽¹⁾

岡 崎 卓 郎⁽²⁾

On the Effect of the Air on Film Condensation (1st Report)

by Takurō OKAZAKI

The effect of the air contained in nearly saturated steam condensing on a vertical wall was analytically deduced from the equation of molecular and convective diffusion.

は し が き

蒸気が復水管や蒸発器の管の表面で復水する場合に空気が少しでも混つていると, 表面では水だけが復水するから空気の含有率が増して著しく熱伝達を害する. 水膜表面の近くで空気含有率が無限遠の何倍になるかを求めるのが本論文の目的である. この第1報で述べるのと同じ趣旨の方法で多くの場合についてこの倍率を求めることができ, それは第2報以下に発表する予定であるが, この第1報では垂直壁で膜状復水が行われており蒸気はほとんど飽和しており, かつ自然対流のみが行われ, また空気含有率がきわめて少い場合について述べる.

1. 拡散の方程式

蒸気中に含有される空気の濃度を σ とすれば定常の場合に次の式が成立つ.

$$\boldsymbol{w} \cdot \nabla \sigma = K \Delta \sigma \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここで $\boldsymbol{w}$ は速度ベクトル, K は拡散係数である. もしも $\boldsymbol{w}$ が場所の かん数 としてわかつていならば, 境界条件がわかれば σ が求められる. $\boldsymbol{w}$ の分布は空

気含有率がきわめて小さい場合には飽和蒸気が復水している場合のものを使つてもよい.

2. 水膜表面の条件

飽和蒸気が復水している場合には下向きに x 軸, 壁面に直角に y 軸, 速度の x, y 方向成分をそれぞれ u, v と取れば, 水膜表面を示すものに添字 1 をつけると, Nusselt⁽³⁾ に従つて

$$y_1 = \sqrt{\frac{4\nu\lambda'}{r\rho'g}}(T_\infty - T_0)$$

$$u_1 = \frac{g}{2\nu'} y_1^2$$

$$v_1 = -\frac{\lambda'}{r\rho g y_1}(T_\infty - T_0)$$

ここで λ, ν, ρ はそれぞれ熱伝導率, 動粘性係数, 密度であり, ダッシをつけたものは水, つけないものは蒸気に関するものであり, T_0 は壁の表面の温度, T_∞ は蒸気の温度——一様である——とする.

さらに空気が水膜中に入らない条件として $y=y_1$ で

$$\sigma v = K \frac{\partial \sigma}{\partial y}$$

3. 蒸気の中の流れ

Pohlhausen⁽⁴⁾ 等にならつて

$$\xi = Cx^{-\frac{1}{4}}y, \quad u = 4\nu C^2 x^{-\frac{1}{2}}\xi',$$

$$v = -\nu Cx^{-\frac{1}{4}}(3\xi - \xi\xi'), \quad C = \sqrt{\frac{g\beta T_\infty}{4\nu^2}}$$

とおけば速度分布は温度一様であるから

$$\xi''' + 3\xi\xi'' - 2\xi'^2 = 0 \quad \dots\dots\dots(2)$$

を解けばわかる。βは蒸気の膨脹係数であり、ξはξのみのかん数であつてξにつけたダッシュはξに関する微分を意味する。

空気含有率の分布は(1)式のσがξのみのかん数であるとして

$$\sigma'' + 3S_c \cdot \xi \sigma' = 0 \quad \dots\dots\dots(3)$$

となる。ここで $S_c \equiv \nu/K$ である。

2で述べた境界条件を書き直せば

$$\left. \begin{aligned} \xi_1 &= \sqrt{\frac{\beta\nu\lambda'}{\rho'r\nu^2} (T_\infty - T_0) T_\infty} \\ \xi_1' &= \sqrt{\frac{\lambda'}{4r\rho'\nu\beta} \cdot \frac{T_\infty - T_0}{T_\infty}} \\ 3\xi_1 - \xi_1\xi_1' &= \frac{\lambda'(T_\infty - T_0)}{r\rho\nu\xi_1} \\ \sigma_1(3\xi_1 - \xi_1\xi_1') &= -\frac{1}{S_c} - \sigma_1' \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots(4)$$

となる。さらに無限遠で $u=0$ であるから

$$\xi = \infty \text{ で } \xi' = 0 \quad \dots\dots\dots(5)$$

4. 空気含有率の倍率

(2) 式を解くのに $X = \sqrt{\xi_1'}(\xi - \xi_1)$, $Z = \xi/\sqrt{\xi_1'}$ と変数を変え、また以後 X で微分したものにダッシュをつけ、 $\sigma(\xi) \equiv S(X)$ とおき、 $X=0$ のとき添字 0 をつけると

$$Z''' + 3ZZ'' - 2Z'^2 = 0 \quad \dots\dots\dots(6)$$

$$S'' + 3S_c \cdot ZS' = 0 \quad \dots\dots\dots(7)$$

境界条件は $X=0$ で $Z'=1$, $Z=Z_0$

$$\frac{3S_c \cdot Z_0}{1 + \frac{\rho}{2\rho'}} S_0 + S_0' = 0$$

ただし

$$3Z_0 = (1 + \frac{2\rho'}{\rho}) \sqrt{\frac{\lambda'(T_\infty - T_0)}{2r\rho'\nu}}$$

$X = \infty$ で $Z' = 0$

まず(7)式から

$$S' = S_0' e^{-3S_c \int_0^X Z dX}$$

$$S = S_0 \left[1 - \frac{3S_c \cdot Z_0}{1 + \frac{\rho}{2\rho'}} \int_0^X e^{-3S_c \cdot \int_0^X Z dX} dX \right]$$

.....(8)

前に述べた空気含有率の倍率 M は $M \equiv S_0/S_\infty$ であるから

$$M = \frac{1}{1 - \frac{3S_c \cdot Z_0}{1 + \frac{\rho}{2\rho'}} \int_0^\infty e^{-3S_c \cdot \int_0^X Z dX} dX} \quad \dots\dots\dots(9)$$

このことから M は S_c , ρ/ρ' , および Z_0 のみのかん数となり簡単にして

$$M = M(S_c, \rho/\rho', \lambda'\{(T_\infty - T_0)/r\mu\}) \quad \dots\dots\dots(10)$$

μ は蒸気の粘性係数である。

5. Z の近似解法

(6) は境界層の微分方程式に相当するものであるが境界層の運動量方程式に相当するものとして

$$Z_0'' + 3Z_0 + 5 \int_0^\infty Z'^2 dX = 0 \quad \dots\dots\dots(11)$$

いま、 $Z' = e^{-\tau X}$ とおけば境界条件はすべて満足させることができるから、これを(11)に入れて γ と Z_0 との関係を求めると

$$\gamma^2 - 3Z_0\gamma - 2 \cdot 5 = 0 \quad \dots\dots\dots(12)$$

となる。一方(6)式を $X=0$ で満足させるためには

$$\gamma^2 - 3Z_0\gamma - 2 = 0 \quad \dots\dots\dots(13)$$

となるから $3Z_0$ が非常に大きいときは $Z' = e^{-3Z_0 X}$ とおいてかなり正しい解になることがわかる。

$$\int_0^X Z dX \doteq \left(Z_0 + \frac{1}{3Z_0} \right) X - \frac{1}{(3Z_0)^2} + \frac{e^{-3Z_0 X}}{(3Z_0)^2} \dots\dots\dots(14)$$

いま $J(a, b, c) \equiv \int_0^\infty e^{-aX - be^{-cX}} dX$

$a, b, c > 0$ とおけば、部分積分により

$$J(a, b, c) = \frac{e^{-b}}{a} + \frac{bc}{a} J(a+c, b, c) \quad \dots\dots\dots(15)$$

という漸化式を作ることができ $\lim_{n \rightarrow \infty} J(a+nc, b, c)$ が 0

になることを考えて

$$J(a, b, c) = e^{-b} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(bc)^n}{\prod_{j=0}^n (a+jc)} \quad \dots\dots\dots(16)$$

これを利用すれば

$$\begin{aligned} & 3S_c \cdot Z_0 \int_0^\infty e^{-3S_c \cdot \int_0^X Z dX} dX \\ &= 1 - \left(-\frac{1}{3} + \frac{S_c}{1+S_c} \right) \frac{1}{Z_0^2} + O\left(\frac{1}{Z_0^4} \right) \dots\dots\dots(17) \end{aligned}$$

となり

$$M \doteq \frac{1}{\frac{\rho}{2\rho'} + \frac{1+4S_c}{3(1+S_c)} \cdot \frac{1}{Z_0^2}} \quad \dots\dots\dots(18)$$

として實際上十分高い精度を持つ。

6. 実 例

$T_\infty = 100^\circ\text{C}$, $T_0 = 90^\circ\text{C}$ とすれば $Z_0^2 = 9\,960$ となり Z_0 は十分大きく $M \doteq 4\,600$ となる。しかし蒸気

側がこのような流れの条件にあることはほとんどなく、多くの場合もつとはげしいかく乱を受けているから空気含有率の倍率はこんなに大きくなることはなく、これは最悪の極限とし考えるべきものであろう。

7. む す び

空気含有率は水膜表面において空気含有率が十分小さいとき倍になる。

$$M = \frac{2\rho'}{\rho} \cdot \frac{1}{1 + \frac{3(1+4S_c)}{1+S_c} \cdot \frac{r\mu}{\lambda'(T_\infty - T_0)}} \quad \dots\dots\dots(19)$$

すなわち低温、低圧になるほどその害が甚しく、蒸気と壁との温度差が余り大きくないときは、その温度差が大きい方が害が大きい。

注：一

- (1) 昭和 25 年 9 月 18 日 機械学会講演会(東京)において講演, 原稿受付 昭和 25 年 9 月 20 日.
- (2) 正員, 東京大学第一工学部.
- (3) W.Nusselt, Die Oberflächenkondensation des Wasserdampfes Z.VDI., Bd. 60(1916) S. 541/546, 569/575.
- (4) E. Schmidt u. W.Beckmann, Das Temperatur und Geschwindigkeitsfeld von einer Wärme abgebenden senkrechten Platte bei natürlicher Konvektion. Forschung, Bd.1 (1930) S. 341, 391.

水の沸騰について(水平伝熱面における気ほうの発生)⁽¹⁾

山縣 清⁽²⁾, 平野富士夫⁽³⁾, 西川兼康⁽⁴⁾, 松岡久光⁽⁵⁾

Investigation of Boiling of Water (Generation of Vapour Bubbles on the Horizontal Heating Surface)

by Kiyoshi YAMAGATA, Fujio HIRANO, Kaneyasu NISHIKAWA and Hisamitsu MATUOKA

In order to investigate the mechanism of bubble formation in nuclear boiling, we have taken many photographs of bubbles on a horizontal heated plate by using the lens system and optical box of oscillograph, and at the same time we have measured by thermocouples the temperature of a heated flat plate and the temperature distribution from the surface of plate to the water level.

The conclusions are shown as follows:

(1) The type of bubbles are classified into four i. e. sphere type, bell type, couple type and tandem type. (The former two are simple bubbles and the latter two multiple bubbles)

In case of distilled water, the rate of generating simple bubble decreases with increase of heat flux, and in case of city water, it is about 100% independent of heat flux.

(2) The duration of adhesion of bubble to a surface is almost proportional to the cubic root of diameter of bubble leaving the heating surface.

1. 緒 言

沸騰液体の熱伝達は、熱工学の分野において最も研究の遅れておる部門であつて、これまで多くの人々によつて行われた研究結果も非常にまちまちであり、設計に利用できるほど系統づけられていないのである。沸騰現象の研究の困難な理由は、流体力学的運動、熱伝達、表面現象、液体から気体への相変換等を包括する複雑な現象である上に、再起性のない点にある。本研究の目的は要するに、沸騰の場合の熱伝達係数 α を求めることである。そのためにまず水の沸騰に関する伝熱機構を明らかにし、現象の各段階における主要因子をおさえ、各段階における熱伝達係数の値を測定し、ひいては実際の蒸気ボイラの条件における相似則を確立せんとするものである。本報告は、水の核沸騰領域

に主眼を置き、主として常圧において水平伝熱面より発生する気ほうの性格について吟味したものである。

2. 沸騰の様相とその性格

ガラス容器に常温の水をいれて、下から電熱器で加熱するとまず水の密度の相違による自由対流が起る。しかしてこの場合には、水の自由表面からの蒸発は無視し得る程度で、この段階において α に影響を及ぼすものは液体の温度と液体の流動状態で、この三者が互に三角関係にあり、この関係は流体力学的に原理的には解くことができる。加熱の程度が増すと水の自由表面からの蒸発が盛になつて来て、これが液体の流動状態および液体の温度に影響を及ぼし、間接的に α と関係をもつようになる。次の段階においては、この自由表面からの蒸発のみでは与えられた熱負荷をまかない