

沸騰バーンアウト の水力学的研究

研究報告 No. 17

1961年3月

日本原子力研究所

Japan Atomic Energy Research Institute

日本原子力研究所研究報告No. 17 昭和 36 年 3 月 31 日発行 編集兼発行 日本原子力研究所図書館 茨城県
那珂郡東海村 (電) 東海 2211 印刷所 株式会社三秀舎 東京都千代田区神田美土代町16 (電)(231)1882~4

沸騰バーンアウトの水力学的研究

要 旨

沸騰伝熱中に伝熱負荷が大きくなると、急に熱伝達率が悪くなり、加熱面が融断する。この現象がバーンアウトである。この現象をプール沸騰と強制対流沸騰の場合に分けて水力学的に究明した。

プール沸騰では加熱面上に出る蒸気と同量の液体が入ってきて両流体間には相互に流動抵抗が生ずる。そしてこの抵抗に打ち勝つに必要な力が流体に与えられる限界において、気液の相互交換流動の限界になることを半理論的考察により示し、それを空気と水とを使って実験することにより、この流量限界を確めるとともに、この限界がバーンアウト現象に密接な関係のあることを示した。

また強制対流中の管内での沸騰中に、熱負荷を増加して加熱面より発生する蒸気と同量の液が相互の流動抵抗により加熱面に達しなくなる場合にもバーンアウトが起こると考えて半理論的考察をおこない、 $q_{B.O.} = U_m \gamma \rho \left(\frac{\lambda}{8} \right) (1 - A_v)$ なる式を導いた。

この式をもとに各種の状態について式をたて、この式といままでおこなわれた多くの水の強制対流中のバーンアウトの実験と比較しよく合致した。

昭和 36 年 1 月

日本原子力研究所 機械装置研究室

鳥 飼 欣 一

Hydrodynamic Study of Burn-out in Boiling

Abstract

The burn-out mechanism, by which a heating surface is melted down in the high heat flux as the heat transfer coefficient is suddenly decreased, is investigated in this report, on the base of the hydrodynamic aspects stated in the following.

A completely vaporized area is created, when bubbles in boiling grow from the nucleates of bubbles on the heating surface, the bubbles are detached from the surface, and the growth of the bubbles ends. And a fluid flow resistance between the fluids occurs, when the vapor rises in the area and the liquid of the same flow-rate with that of the vapor comes down.

When the force, which is necessary to overcome the fluid flow resistance, is not given to the fluids, there will be a limit to the flow rate.

In pool-boiling, a semi-theoretical analysis was made on the matters stated above, and, also, an experiment was made on the counter flow between air and water. In consequence, it was recognized that there are limits in the flow rate and that the calculated limit values would be the same with the heat-flux in burn-out.

In forced circulation boiling, a semi-theoretical analysis was made and the equation of the maximum heat flux, $q_{B.O.} = u_m \gamma \rho (\lambda/8) (1 - A_v)$, was obtained, under the assumption that burn-out will mostly occur when the flow-rate of the liquid coming to the heating surfaces is less than that of the vapor going out of the surface when forced circulation in boiling makes a kind of turbulent diffusion.

Maximum heat-flux equations for the various conditions of the flow and heating surface were introduced, based on the above equation. They are found to be in good agreement with the data of many experiments on the forced circulation boiling of water.

Jan. 1961

KINICHI TORIKAI

目 次

はしがき	1
1. バーンアウト現象	2
1.1 核沸騰より膜沸騰への移行	2
1.2 伝熱表面温度と極大伝熱負荷	3
1.3 膜沸騰より核沸騰への移行	3
1.4 気泡の合体と極大伝熱負荷	6
2. プール沸騰のバーンアウト	8
2.1 プール沸騰の流体の状態	8
2.2 気液交換の半理論的考察	8
2.3 水空気交換流動実験	13
3. 強制対流沸騰のバーンアウト	17
3.1 強制対流中のバーンアウト現象	17
3.2 乱流中の物質移動	20
3.3 沸騰中の流動抵抗	21
3.4 飽和の場合の極大伝熱負荷	26
3.5 不飽和の場合の極大伝熱負荷	28
3.6 実験と理論との比較	29
むすび	34

Contents

Introduction

1. Burn Out Phenomenon	2
1.1 Transition from Nucleate Boiling to Film Boiling.....	2
1.2 Temperature of Heating Surface and Max. Heat Flux	3
1.3 Transition from Film Boiling to Nucleate Boiling.....	3
1.4 Collaboration of Bubbles and Max. Heat Flux	6
2. Burn Out in Pool Boiling	8
2.1 Conditions of Fluids in Pool Boiling.....	8
2.2 Semi Theoretical Analysis for Counter Flow between Vapor and Liquid.....	8
2.3 Experiment of Counter Flow between Air and Water	13
3. Burn Out in Circulation Boiling	17
3.1 Observation of Burn Out in Circulation Boiling.....	17
3.2 Mass Transfer in Turbulent Flow.....	20
3.3 Fluid Flow Resistance in Circulation Boiling.....	21
3.4 Max. Heat Flux in Saturation.....	26
3.5 Max. Heat Flux in Subcooling.....	28
3.6 Comparison between Experiments and Analysis.....	29
conclusion	

Figure Contents

Fig. 1.1 Relation between heat flux and superheating of wall in boiling.....	2
Fig. 1.2(a) Heat transmission in forced circulation boiling	3
(b) Effect of roughness of surface for heat transmission in boiling	4
Fig. 1.3 Representation of the problem of a flat spheroid.....	4
Fig. 1.4 Heat flux and thickness of vapor in film boiling of a flat spheroid	5
Fig. 1.5 Diagram of contacting bubbles in nucleate boiling	6
Fig. 1.6 Effect of contact angle for diameter of a bubble.....	7
Fig. 2.1 Diagram of liquid and vapor counter flow in boiling.....	8
Fig. 2.2 Relation between M and Av in H_2O	12
Fig. 2.3 Kinds of external force of fluid.....	12

Fig. 2.4	Schematic diagram of the experiment of water and air counter flow.....	13
Fig. 2.5	Results of experiment of water and air counter flow.....	14
Fig. 2.6	Diagram of correlation between max. heat flux and pressure.....	16
Fig. 3.1	Flow Diagram of experimental apparatus for burn out in forced circulation boiling.....	17
Fig. 3.2	Test sections for burn out test	18
Fig. 3.3	Photographies in nearly burn out.....	19
Fig. 3.4	Diagram of correlation between max. heat flux and flow rate	20
Fig. 3.5	Schematic diagram of experimental apparatus for measurment of fluid flow resistance in boiling.....	24
Fig. 3.6	The test section for measurment of pressure drop.....	24
Fig. 3.7	Pressure drop in boiling and not boiling.....	25
Fig. 3.8	Frictional pressure drop ratio of in boiling to not boiling for length of tube.....	25
Fig. 3.9	Frictional pressure drop ratio of in boiling to not boiling for steam quality.....	26
Fig. 3.10	Frictional pressure drop ratio of in boiling to not boiling for void.....	26
Fig. 3.11	Fluid friction factor of in boiling and not boiling.....	26
Fig. 3.12	Distribution of void in tube.....	28
Fig. 3.13	Diagram of correlation between max. heat flux and entrance flow rate at 2,000 psia and 100°F subcooling.....	30
Fig. 3.14	Diagram of correlation between max. heat flux and entrance flow rate at 2,000 psia and 20°F subcooling.....	31
Fig. 3.15	Diagram of correlation between max. heat flux and entrance flow rate at 100 psi.....	32
Fig. 3.16	Diagram of correlation between max. heat flux and entrance flow rate at 2,000 psia and saturation.....	33
Fig. 3.17	Prediction of correlation between max. heat flux and flow rate in saturation boiling.....	33

記号:

- A_e (無次元): 液体の流体内に占める体積割合
 A_v (無次元): 気体の流体内に占める体積割合 (ボイド)
 A_o (m^2): 管内全断面積
 A_{vw} (無次元): 加熱壁表面上の気体の体積割合
 ΔA_v (無次元): $A_{vw} - A_v$
 a (m): 比例係数
 a_e (m^2): 管内液体部断面積
 a_v (m^2): 管内気体部断面積

 b (無次元): 比例常数

 c (m/sec): 波の移動速度
 c_p ($kcal/kg$): 液体の定圧比熱

 D (m): 膜沸騰時の水滴の直径
 d (m): 管の水力学的相当直径 (内径)
 d_o (m): 管の外径
 d_e (m): 液流の有効水力学的直径
 d_v (m): 蒸気流の有効水力学的直径
 F (kg): 気泡成長による周囲流体の慣性力
 f (個/sec): 加熱面よりの泡の発生数 (1点より)

 G ($kg/m^2 \cdot sec$): 壁面に対する乱流による質量移動量
 G_e ($kg/m^2 \cdot sec$): 壁面に対する乱流による液体の質量移動量
 G_v ($kg/m^2 \cdot sec$): 壁面に対する蒸気の質量移動量
 G_o ($kg/m^2 \cdot sec$): 乱流拡散の理論が成立する場合の平均の質量移動量

 g (m/sec^2): 重力の加速度
 g_c (m/sec^2): 重力単位への換算係数の逆数
 g_e (kg/sec): 管内液体流量
 g_o (kg/sec): 管内流量
 g_r (kg/sec): 管内蒸気流量

 h (m): 考えている点間の高さ

 Δi_{th} ($kcal/kg$): 加熱管の入口の流体中の液体のエンタルピーとパーンアウト点の液体のエンタルピーの差
 k_d (無次元): 加熱壁面より泡が離脱することにより流体内に生ずる乱れの機械的エネルギーに対する係数

 k_g (無次元): 気泡の成長により流体内に生ずる乱れの機械的エネルギーに対する係数
 k_i ($kcal/kg/m^2$): ΔP_{tot} よりエンタルピーに変換する係数
 k_e (m^2): 液体の抵抗係数 (同下)
 k_v (m^2): 蒸気の抵抗係数 (気液境界面に垂直に作用する y 方向成分で全流体単位体積について)
 k_s ($kcal/m \cdot sec \cdot ^\circ C/m^2$): テスト管材の熱伝導率
 k_y (m): 乱流における混合距離

 L (m): 伝熱がおこなわれている管の長さ
 L_{2-1} (m): 2の断面と1の断面の距離
 L'_{2-1} (m): 2の断面と1の断面間の高さの差
 L_x ($kg \cdot m/sec^2 \cdot kg$): 液体の単位質量に働く外力 (x 方向成分) (C.G.S. 単位)
 L_y ($kg \cdot m/sec^2 \cdot kg$): 同上 (y 方向成分) (C.G.S. 単位)
 L_z ($kg \cdot m/sec^2 \cdot kg$): 同上 (z 方向成分) (C.G.S. 単位)
 l (m): 液体が飽和に達した点よりパーンアウトする点までの加熱管の長さ
 l_o (m): 加熱管の入口よりパーンアウト点までの長さ
 l_c (m): 乱流における液体の混合距離
 l_v (m): 乱流における蒸気の混合距離

 n (個/ m^3): 粒化したと考えられる流体の粒の数
 n_o (無次元): 比例常数
 n_b (個/ m^2): 単位面積あたり気泡発生箇所数

 P' (kg/m^2): 流体の圧力
 P_o (kg/m^2): 液体のみの場合の流体の圧力
 P'_o (kg/m^2): ρ なる流体の場合の圧力
 P_b (kg/m^2): 沸騰中の流体の圧力 (流体摩擦のみによる)
 ΔP_G (kg/m^2): 成長力の気泡内圧力と、表面張力のみによる気泡内圧力の差
 ΔP_{tot} (kg/m^2): 全流動抵抗による圧力降下
 ΔP_d (kg/m^2): 水滴端部の静圧と外部静圧の差

 p (kg/cm^2): 流体の静圧
 p_e ($kg \cdot m/sec^2/m^2$): 液の静圧 (C.G.S. 単位)
 p_v ($kg \cdot m/sec^2/m^2$): 蒸気の静圧 (C.G.S. 単位)
 Δp ($kg \cdot m/sec^2/m^2$): 管内流動抵抗による圧力降下 (C.G.S. 単位)
 Δp_f ($kg \cdot m/sec^2/m^2$): 管内流動まきつ抵抗による圧力降下 (単位管長について) (C.G.S. 単位)

単位)

q (kcal/m²·sec) : 伝熱負荷

$q_{B.O.}$ (kcal/m²·sec) : 極大伝熱負荷

r (m) : 気泡半径

r_0 (m) : 気泡成長終了時の半径

r_d (m) : 気泡が壁面より離脱するときの半径

S (無次元) : 管内蒸気流速に対する液体流速の比

T_{sat} (°C) : 飽和温度

T_w (°C) : 管内壁の温度

T_{wo} (°C) : 管外壁の温度

ΔT_{sub} (°C) : パーンアウト点における液体の不飽和度

ΔT_{subi} (°C) : 伝熱面入口における液体の不飽和度

ΔT_{sup} (°C) : 液体の過熱度, または過熱壁表面温度と飽和温度の差

$\Delta T_{supB.O.}$ (°C) : パーンアウト点における壁表面温度と飽和温度の差

t (sec) : 時間

t_0 (sec) : 気泡発生より成長終了時までの平均時間

u (m/sec) : 流速

u_m (m/sec) : 管内平均流速

u_{m0} (m/sec) : 液体に換算した場合の管内平均流速

u_0 (m/sec) : 管軸上の平均速度

u' (m/sec) : 管軸方向の乱流変動速度成分

u (m/sec) : 管軸方向のある位置における平均流速

V (m/sec) : 液と蒸気の y 方向平均相対速度
($=v_{ye} + v_{yv}$)

V_0 (無次元) : 管内断面平均蒸気ボイド

\bar{V}_{2-1} (無次元) : 2 と 1 の断面平均蒸気ボイド

V_x (kg·m/sec²·kg) : 蒸気の単位質量に働く外力 (C. G.S. 単位) (x 方向成分)

V_y (kg·m/sec²·kg) : 同上 (y 方向成分)

V_z (kg·m/sec²·kg) : 同上 (z 方向成分)

v (m/sec) : y 方向速度

v_{v0} (m/sec) : 膜沸騰中の膜面内における蒸気流速

v' (m/sec) : 壁面に垂直方向の乱流変動速度成分

v'_0 (m/sec) : 乱流拡散理論が 2 相流に成立する場

合の垂直方向成分 (変動速度の)

v'_e (m/sec) : 液体の壁面に垂直方向の乱流変動速度成分

v'_v (m/sec) : 蒸気の壁面に垂直方向の乱流変動速度成分

W (kg·m/m³) : 流体内の単位体積中に有する乱れ機械的エネルギー

W_d (kg·m/sec·m³) : 気泡が壁面より離脱するとき、単位時間に単位体積の流体に与える乱れ機械的エネルギー

W'_d (kg·m/m³) : 気泡が壁面より離脱するとき、単位体積中に生ずる機械的エネルギー

W'_v (kg·m/sec·m³) : 気泡成長により、単位時間に単位体積の流体に与える乱れ機械的エネルギー

W''_d (kg·m/m³) : 気泡成長により単位体積の流体に生ずる乱れ機械的エネルギー

W''_v (kg·m/m³) : 乱流により (沸騰のない場合の 2 相流において) 生ずる乱れ機械的エネルギー

w (1/sec) : ($=C/\kappa=C\lambda_w/2\pi$)

w' (m/sec) : 管の円周方向の乱流変動速度成分

w_d (m/sec) : 気泡が離脱する直前の気泡周囲の流体の平均流速

x (無次元) : 蒸気流量の全流量に対する割合

$$\left(= \frac{g_v}{g_e + g_v} \right)$$

x_{th} (無次元) : 蒸気流量の全流量に対する理論割合

x_0 (m) : 境界面中心線上の距離

y (m) : 管壁に垂直方向の長さ (壁面基準)

γ (kcal/kg) : 潜熱

δ_e (m) : 膜沸騰中の水滴の高さ

δ_v (m) : 膜沸騰中の膜面間蒸気部厚さ (平均)

δ_{v0} (m) : 膜沸騰中の水滴端部の膜面間蒸気部の厚さ

ϵ (無次元) : 蒸気発生割合の理論値に対する補正値

η (無次元) : 膜沸騰流動抵抗の係数

η_0 (m) : 境界面 (気泡の) 乱れの波の振幅
 κ (1/m) : $(=2\pi/\lambda_m)$
 λ (無次元) : 流体摩擦係数
 λ_b (無次元) : 沸騰がある場合の流体摩擦係数
 λ_0 (無次元) : 沸騰がない場合の流体摩擦係数
 λ_e (無次元) : 気液境界面に平行に作用する y 方向成分液体摩擦係数
 λ_v (無次元) : 気液境界面に平行に作用する y 方向成分蒸気摩擦係数
 λ_{e0} (kcal/m · sec · °C/m²) : 液体の熱伝導率
 λ_{v0} (kcal/m · sec · °C/m²) : 蒸気の熱伝導率
 λ_m (m) : 波長
 μ (kg · m/sec) : 粘性係数 (C.G.S. 単位)
 ν_e (m²/sec) : 液体の動粘性係数
 ν_v (m²/sec) : 蒸気の動粘性係数
 ξ (無次元) : ひろがり管圧力損失係数
 π (無次元) : 円周率

ρ (kg/m³) : 密度または比重
 $\bar{\rho}$ (kg/m³) : 乱流拡散理論が 2 相流において成立する場合の平均密度
 ρ_e (kg/m³) : 液体の密度または比重
 ρ_v (kg/m³) : 蒸気の密度または比重
 ρ_2 (kg/m³) : 2 の管断面の比重
 ρ_1 (kg/m³) : 1 の管断面の比重
 σ_0 (kg/m) : 表面張力
 σ (kg · m/sec² · m) : 表面張力 (C.G.S. 単位)
 τ (kg · m/sec² · m²) : 流体摩擦による軸方向の壁面に平行な面のせん断力 (C.G.S. 単位)
 τ' (kg/m²) : 同上 (ただし重力単位)
 τ_0 (kg · m/sec² · m²) : 乱流拡散理論が 2 相流において成立する場合の平均せん断力 (C.G.S. 単位)
 τ'_0 (kg/m²) : 壁に働くせん断力
 τ_e (kg · m/sec² · m²) : 液体間のせん断力 (C.G.S. 単位)
 τ_v (kg · m/sec² · m²) : 蒸気間のせん断力 (C.G.S. 単位)

特に示すもの以外は重力単位で表示する

現象のほてじがき

沸騰伝熱に関する諸問題のうち、熱負荷が大きくなって核沸騰から膜沸騰に移行する際に最大の熱負荷があることは、すでに抜山¹⁾以来わかっていることであるが、これが現今では原子炉ならびにロケットの伝熱負荷の増大によって、工業上の大きな問題となって来た。

これまでの蒸気カンや熱交換などでは、沸騰伝熱の最高値が問題となるようなことはほとんどなく、わずかに水銀ボイラーで水銀蒸発管の急な赤熱現象がみられ、これが核沸騰域より膜沸騰域にうつったのが見られた程度であった。

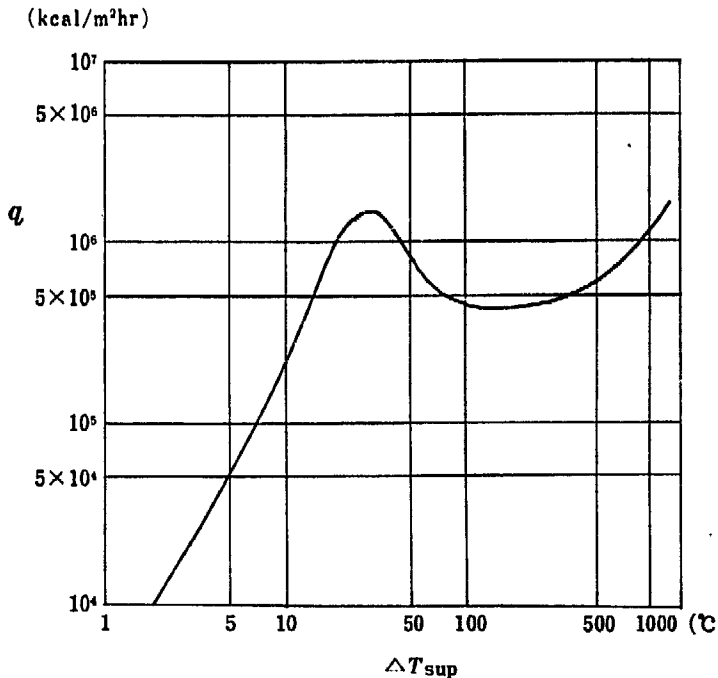
ここ10年来急にこの最高熱負荷に関しての実験的研究が盛んにおこなわれるようになったが、理論的研究はいまだしである。

そこで本論文においては、第1章で核沸騰域の極限の最高熱負荷における現象をみ、それから第2章で液が流れず停滞している場合、発生蒸気と加熱表面へ到達する液との関係をみて、ついで第3章で強制対流の場合にも拡張してその原因を追究した。

第1章 バーンアウト現象

1.1 核沸騰より膜沸騰への移行

固体加熱面より液体に伝熱する際に、固体加熱面が液体の飽和温度以上である場合には通常沸騰現象がみられ、固体伝熱面が低伝熱負荷で飽和温度に近いときには核沸騰をしており、このときの熱伝達率は非常に良好（水で大略 $10^6 \text{ kcal/m}^2\text{hr}^\circ\text{C}$ ）であって、固体伝熱面の温度も飽和温度よりわずかに高い程度である。ところが故山¹⁾によれば（第1.1図参照）伝熱負荷が上昇してある値に達すると極大値となり、固体伝熱表面は蒸気の膜で覆われて膜沸騰となり、それから先は急に熱伝達率（水で大略 $10^3 \text{ kcal/m}^2\text{hr}^\circ\text{C}$ ）が悪くなって、それまでの固体伝熱面の温度では液体に伝熱しえなくなり、ために固体伝熱面の温度は与えられた伝熱負荷になるまで上昇する。この上昇した温度が固体の融点以上であれば、いわゆるバーンアウトとなり融断する。この極大伝熱負荷は水冷で大略 $10^6 \text{ (kcal/m}^2\text{hr)}$ の程度で、通常みられる工業上の水によ



1 atm, 静止水, 白金線の場合

第1.1図

沸騰伝熱負荷 q と伝熱面過熱度 ΔT_{sup} との関係

る伝熱面としてはきわめて大きな値である。近時問題となったロケットなどの伝熱の問題のうち、特に水冷却式動力用原子炉においては、最大出力または燃料棒全表面積が、主としてこの極大熱負荷によって決められるので重要な問題である。（これについては多くの報告がなされているが、筆者²⁾らも検討した。）したがってこの極大伝熱負荷については多くの研究があるが、

- 1) 実験者により相当の差異があること。
- 2) 同じ実験をしても測定値がばらつく、すなわち再現性に乏しい。
- 3) なにが極大熱負荷を支配しているかがはっきりしない。

という結果がでている。特に3)項は、沸騰伝熱の極大値が出る原因が不明であることをいっているわけで、事実、強制対流している場合には実験は数多くあるが、理論的に扱ったものはほとんどない。わずかに GRIFFITH³⁾ のものがあるが、これはいろいろの実験値を単に結びつけたものであり、また、理論式をもとにして次元解析を ZENKEVICH⁴⁾ がおこなっているが、結局これも実験式を示すに過ぎない。よってこの場合のバーンアウトを起こす原因については、理論的根拠がきわめて薄弱である。

また液体が静止している場合の沸騰の場合には、前者より実験はもちろん、相当理論的解析もおこなわれており、これらの理論および実験の値は、だいたいにおいてある範囲におさまりその傾向も似ているが、それでも相当の差異があるとともに、理論的根拠は相当に異なっていて、まだ定説というものはない。

（ここでいう原因とは、固体伝熱面に蒸気に覆われて水が伝熱面に接触しえなくなることの原因をいうのであって、伝熱面が蒸気に覆われること自体が不明というのではない。）

この原因について、二つの大きな疑問が出される。すなわち

- 1) 固体伝熱面がある温度に達すると、膜沸騰に移行するか。
- 2) 伝熱面外の液体と蒸気の干渉により、あ

る伝熱負荷に達すると膜沸騰に移行するのか。である。後者 2) はさらに二つの疑問が出される。すなわち

- 1) 伝熱表面上での液体と蒸気の干渉によるのか。
- 2) 伝熱面より少し離れたところでの液体と蒸気の干渉によるのか。

である。これら沸騰伝熱の基本となる事柄について考察してみる。

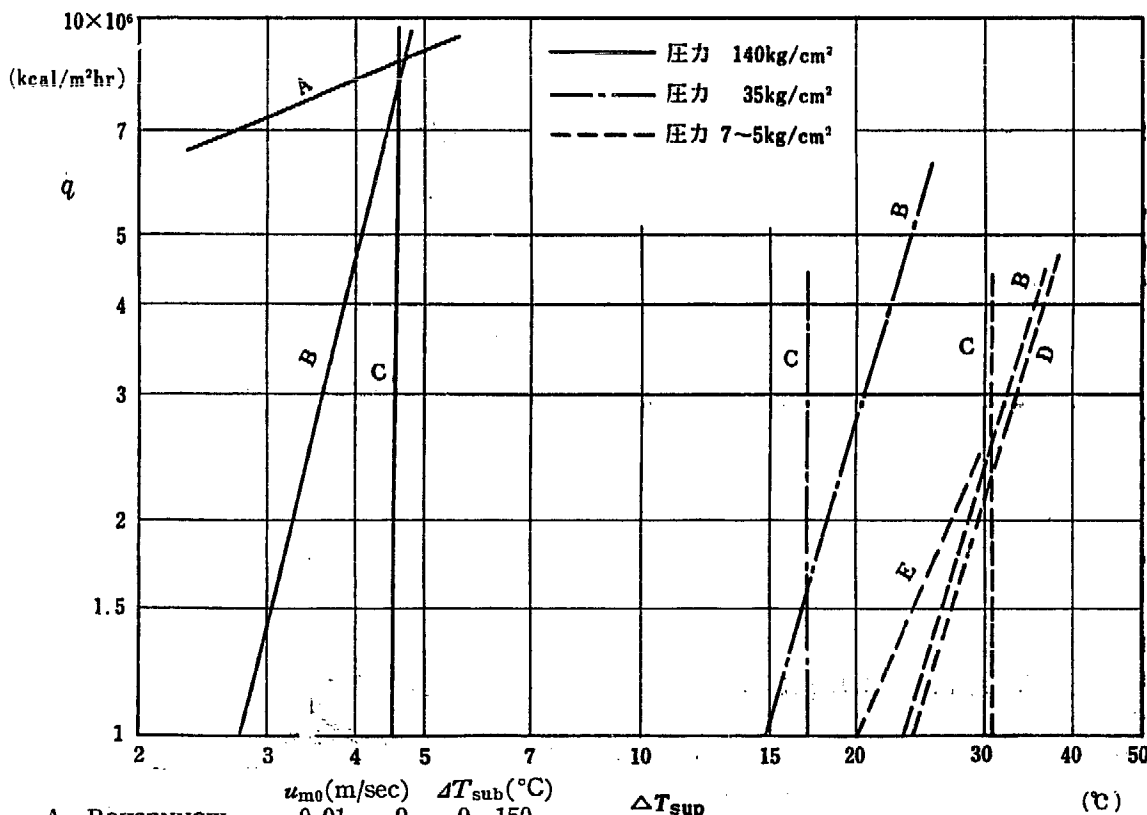
1.2 伝熱表面温度と極大熱負荷

核沸騰域において、不飽和液の強制対流による表面沸騰伝熱に関する実験(この条件は $\Delta T_{sub}=0$, $u_m=0$ も含んで考えられる。)は数多くあるが⁹⁾⁻¹⁴⁾, ROHSENOW⁹⁾⁻¹⁰⁾ら少数を除いて、伝熱量 q は流速 u_m および不飽和度 ΔT_{sub} には無関係に、液の種類(含有ガスも成分と考える)、表面状態および圧力により決まるようである。また ROHSENOW からも流速 u_m の影響は沸騰のない場合の強制対流による伝熱量がさらに q に付加される程度で大きな値ではなく、また、筆者らの研究¹⁵⁾による γ 線によっても、変化がみられない。第 1.2 図に q と ΔT_{sub} などの関係を示す。

このことから、伝熱面の温度が極大熱負荷に重要な影響を与えると一応考えられるが、上述と同じく不飽和液で強制対流による実験で、核沸騰より膜沸騰に移る際の極大熱負荷を求めた多くの結果は、いずれも流速 u_m , 不飽和温度 ΔT_{sub} に関係し、かつほとんど表面状態に関係しないようである。(第 3.13~16 図参照) このことから、核沸騰伝熱量は伝熱表面の温度や表面状況によって変化するが、核沸騰伝熱の極大熱負荷の値は、伝熱面の状況のみには関係しないことがわかる。すなわち極大熱負荷が生ずることは伝熱面外の液と蒸気の干渉の仕方が熱負荷などによって変化をし、その結果、伝熱量に限界を生じさせると考えられる。しかし、それぞれの流体などの状態により、極大伝熱負荷の絶対値は相互に異なるが、ある状態一つに関しては極大伝熱負荷の伝熱面の温度により、核沸騰域と膜沸騰域が区別されるものである。これは伝熱面温度が核沸騰中の伝熱量を決めるからである。

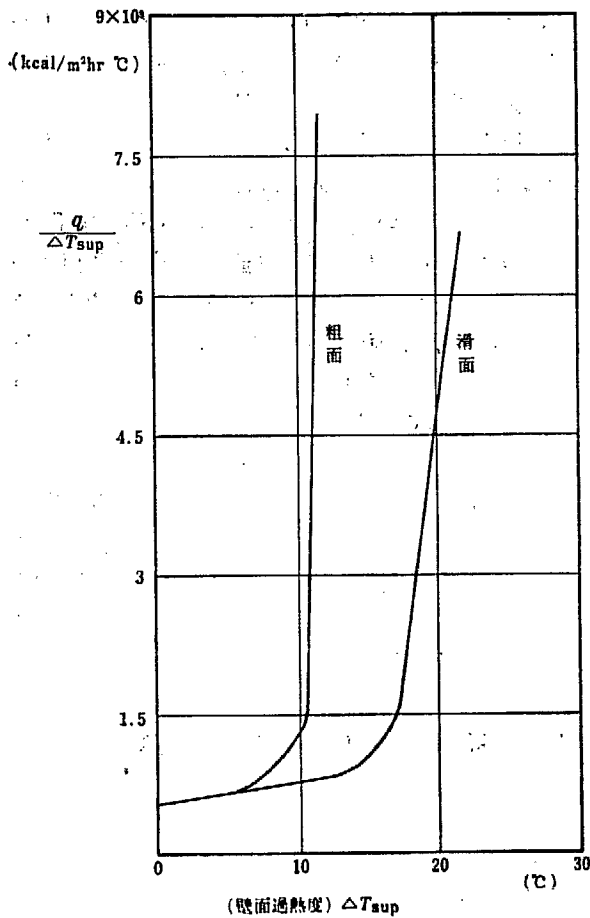
1.3 膜沸騰より核沸騰への移行

伝熱面上がまったく蒸気で覆われている場合は膜沸



	u_m (m/sec)	ΔT_{sub} (°C)
A: ROHSENOW	0.01 ~ 9	0 ~ 150
B: JENS & LOTTES	—	—
C: BUCHBERG	1.5 ~ 9	0 ~ 80
D: McADAMS	0.3 ~ 3.6	0 ~ 83
E: KRUSHILIN	0 ~ 10	0 ~ 140

第 1.2 図 (a)
核沸騰強制対流熱伝達



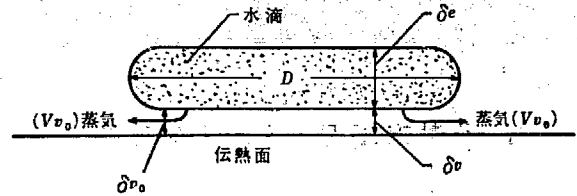
第 1.2 図 (b)

面の粗さが核沸騰に及ぼす影響 (水, 1 atm)

騰と称せられているが、この状態は伝熱面の過熱度が大きく、静止液沸騰の場合伝熱面の温度を下げていくと、すなわち伝熱負荷を下げていくと、そのときの伝熱面などの状態での極大熱負荷のときの温度より下がることなく、それまでに核沸騰状態に移ることが抜山¹⁾の研究以来一般によく知られているところであり、最近の BERENSON¹⁶⁾の研究によっても明らかである。(強制対流の場合に膜沸騰より核沸騰への移行を特に実験したものは見あたらないが、一般にプール沸騰の実験といっても、実際は自然対流が存在しているのであり、厳密にはすべて対流伝熱といわねばならないから、一般に上述のことは成立すると考えられる。) このこととは、核沸騰より膜沸騰に移行する際の極大伝熱負荷の伝熱面の温度が、逆に膜沸騰に移行する際にも、沸騰状態の境界の最下限の温度と同じになることを意味する。すなわち核沸騰域と膜沸騰域が実験条件により異なりはするが、伝熱面の温度の上昇下降ともに同一温度で区画されることがわかる。そこでこの膜沸騰より核沸騰への移行はどのような過程でお

こなわれるかを考察してみた。まず無限水平平面上向沸騰の際に水滴が膜沸騰している場合について考えてみる。

BORISHANSKII¹⁷⁾によれば、第 1.3 図に示すように水滴と伝熱面との間隔は一様で、伝熱面に向い合



第 1.3 図
水滴膜沸騰の状態

た水面の温度は飽和温度であると、水滴と伝熱面の間隔 δ_v と伝熱量 q は次式で表わされる。

$$\delta_v = \frac{1}{\eta} \left[\frac{\lambda_{v0} D \cdot \Delta T_{sup}}{\gamma + C_p \Delta T_{sub}} \right]^{1/2} \{ g \delta_e (\rho_e - \rho_v) \rho_v \}^{-1/4} \quad (1.3-1)$$

ただし、 $\eta \approx 0.9$ (実験の結果)

$$q = \lambda_{v0} \frac{\Delta T_{sup}}{\delta_v} \quad (1.3-2)$$

この式は水滴表面よりの蒸気の発生による反動力はきわめて小であり、蒸気が水滴と伝熱面間を流れる場合に生ずる流体摩擦抵抗により(それも層流である)水滴を持ち上げているということから算出されたものである。また、(1.3-1)式および(1.3-2)式は、実験に合致することが確かめられている。この q と δ_v の値は、1 atm の水の場合を例にとると、第 1.4 図のようになる。しかし実際は、水滴面には各所に同じ圧力がかかるのではなく、中心部より端部にむかって漸次圧力が少なくなり、端部においては、流体の出口圧力損失が流体の動圧より上まわる圧力だけがかかるわけである。(蒸気が、水滴と伝熱面の間を通過して、水滴端部に出ると流路がひろがって、ベルヌイの定理より、運動エネルギーが圧力のエネルギーに変化し、外部の蒸気圧より出口圧力損失がなければ、端部では動圧だけ静圧は低くなっている。) この上まわった圧力 ΔP_d は

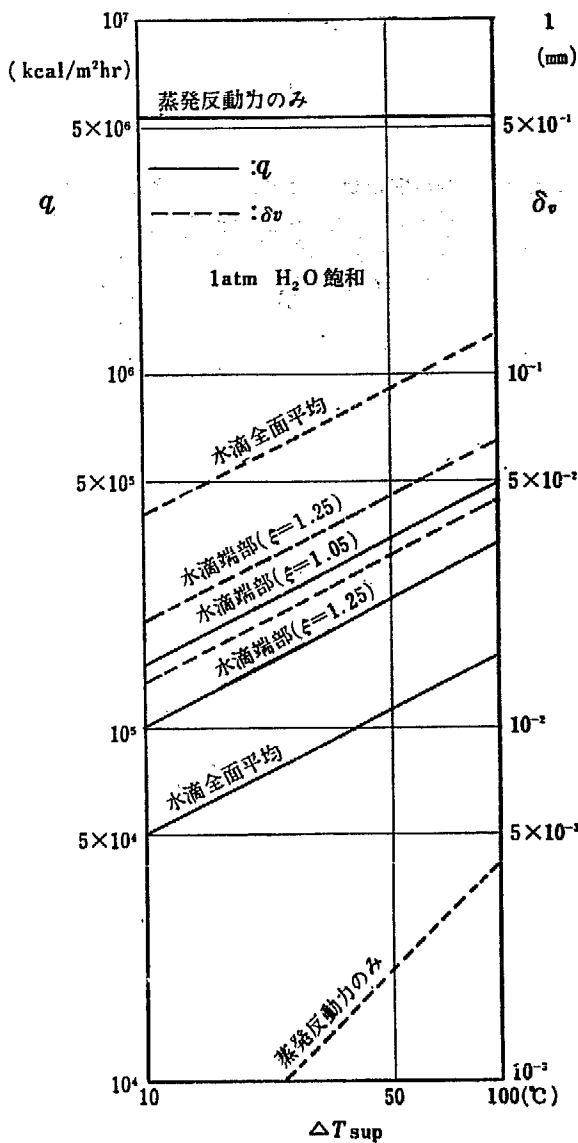
$$\Delta P_d = (\xi - 1) \frac{v_{v0}^2}{2g} \rho_v \quad (1.3-3)$$

また、

$$\Delta P_d = \delta_e (\rho_e - \rho_v) \quad (1.3-4)$$

$$v_{v0} = \frac{qD}{4 \rho_v \delta_{v0} (\gamma + C_p \Delta T_{sub})} \quad (1.3-5)$$

であるから、(1.3-1)式~(1.3-5)式より



第 1.4 図

水滴膜沸騰時の伝熱負荷と蒸気膜厚

$$\delta_{v0} = \frac{\eta}{4} \left(\frac{\xi - 1}{2} \right)^{1/2} \left(\frac{\lambda_{v0} D \Delta T_{sup}}{\gamma + C_p \Delta T_{sub}} \right)^{1/2} \{g \delta_e (\rho_e - \rho_v) \rho_v\}^{-1/4} \dots (1.3-6)$$

平均として伝熱量は q であるが、端部での伝熱量 q_0 は

$$q_0 = \lambda_{v0} \frac{\Delta T_{sup}}{\delta_{v0}} = \frac{4}{\eta} \left(\frac{2}{\xi - 1} \right)^{1/2} \left\{ \frac{\lambda_{v0} \Delta T_{sup} (\gamma + C_p \Delta T_{sub})}{D} \right\}^{1/2} \{g \delta_e (\rho_e - \rho_v) \rho_v\}^{1/4} \dots (1.3-7)$$

ただし、LAMB¹⁹⁾ によって示された上が液で下が気体の境界面の安定限界の最大波長から、 D の最大値を求めると

$$D = \pi \left(\frac{\sigma}{\rho_e - \rho_v} \right)^{1/2} \dots (1.3-8)$$

(1.3-7) 式より q_0 と δ_{v0} の値は、1 atm の水の場合を例にとると、第 1.4 図のようになる。($\xi = 1.05$ の場合) (ただし、 q_0 の値は ξ により大きく変化するが、 ξ の値は管のひろがりの場合には多くの研究¹⁹⁾⁻²²⁾ があり、いまの場合のようにひろがり角 90° 付近ではおおよそ

$$\xi \approx 1.2 \sim 0.9$$

の値であって、管壁の粗さ、ひろがり、管の形などにより異なっている。) $\xi = 1$ の場合は (1.3-7) 式より $q_0 = \infty$ となるが、実際は液滴面より蒸発する蒸気の反動力があり、それよりそれと q_0 との関係は (1.3-9) 式で示される。

$$\frac{q_0^2}{g \gamma^2 \rho_v} = (\rho_e - \rho_v) \delta_e \dots (1.3-9)$$

したがって

$$q_0 = \{g \delta_e (\rho_e - \rho_v) \rho_v\}^{1/2} \gamma \dots (1.3-10)$$

$$\delta_{v0} = \lambda_{v0} \frac{\Delta T_{sup}}{q_0} \dots (1.3-11)$$

q_0 の値は、 ΔT_{sup} によらず一定値をとる。1 atm の飽和水の場合について δ_e と q_0 の関係をみると第 1.4 図のようになる。したがって水滴が film boiling をしているとき、水滴の端部においては、 $\xi = 1$ となる場合は、微小の水滴境界面の振動などにより十分ありうるはずであるから、この場合は蒸発の際の反動力によってのみ、水滴境界面を支えることになるから、伝熱負荷はそこだけ局部的に (1.3-10) 式で示される q_0 の値となる。したがって、平均の伝熱負荷 q が q_0 より低ければ (一般に低温で熱ふく射を考えないときは、膜沸騰の q は (1.3-1) 式および (1.3-2) 式で表わされ、(1.3-10) 式で表わされる q_0 と比較すると $q < q_0$ である。) 水滴端部は蒸気の反動力では水滴の重力を支えきれず、伝熱面に接触するはずである。そうすると、そこでは核沸騰となるわけであるが、核沸騰の ΔT_{sup} と q との関係はすでに述べたように、わずかの ΔT_{sup} に対して大きな q を与え、伝熱面の ΔT_{sup} が極大熱負荷 $q_{B.0}$ に相当する $\Delta T_{supB.0}$ 以上であると、このときの q_0 は $q_{B.0}$ より大となるから核沸騰もできず膜沸騰となる。したがって、 $\Delta T_{sup} > \Delta T_{supB.0}$ であるかぎり、 $q < q_{B.0}$ でも核沸騰にはならない。

以上水滴について述べたが、一般に上向水平膜沸騰において、伝熱面が蒸気の膜で覆われ、その膜の厚みが蒸気の発生により時間とともに増加していくが、

液と蒸気の境界面に生じた擾乱が、共振的に拡大していく半波長を径とする気泡が蒸気膜面上に生じて、そこから蒸気は上部に逃げ去って、膜の厚みは減少する。このことを繰り返していることは、すでに ZUBER²³⁾らにより知られているところであるが、この気泡が膜面上にふくれ上るときの泡の頂上の膜面からの高さが d_e であって、気泡群に囲まれた膜の区域が水滴に相当し、また、気泡発生縁が水滴の端部に相当するものと考えられる。もちろん水滴の径 D とは異なり、 q の算出にあたっては、少しく大きい値となる D が考慮されねばならない。よって一般の膜沸騰の場合も $4T_{sup} > 4T_{supB.O.}$ があるかぎり、膜沸騰をなすものと思われる。また $4T_{sup} < 4T_{supB.O.}$ となると、水滴の端部または蒸気膜上気泡発生部の縁が前述のように核沸騰となり、それを持続し、かつ伝熱量急増によって伝熱面の温度は q に相当する温度に下がり、ために側の蒸気膜にあたる伝熱面の温度も下がると同時に、膜は気泡状となり、全面核沸騰に移るとされる。したがって膜沸騰より核沸騰になる原因も、核沸騰で極大熱負荷を生ずることが結局の原因となっていると考えられる。

1.4 気泡の合体と極大熱負荷

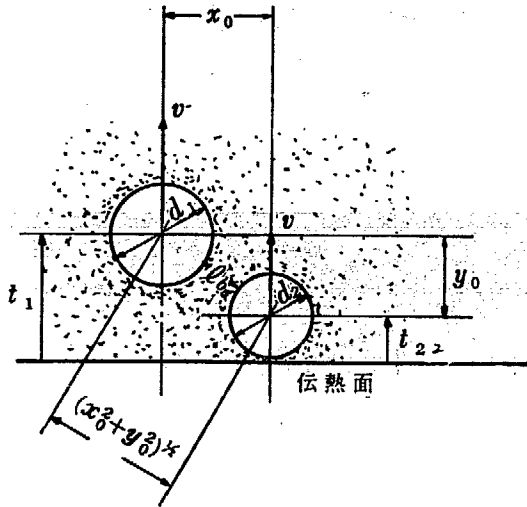
気泡が合体する条件はまだはっきり定量的には調べられていないが、少なくとも気泡同志の接触が必要である。この気泡の接触がもっとも起こりやすい状態を考えてみる。

いま、上向無限平面の核沸騰伝熱がおこなわれているとし、気泡は伝熱面上も含めて球であり、成長しつづけてある大きさに気泡が達すると伝熱面より離れ、それ以後も成長しながら浮力により上昇するとする。二つの気泡を考え第 1.5 図に示すように、その伝熱面に平行な水平方向の距離を x_0 、垂直 y 方向の距離を y_0 とし、気泡の直径を d_1, d_2 とすると、両気泡の最短距離 l_b は

$$l_b = (x_0^2 + y_0^2)^{1/2} - \frac{(d_1 + d_2)}{2} \dots \dots \dots (1.4-1)$$

気泡は発泡点より垂直に v なる速度で(漸次加速されるが、終速があるとする)上昇するとし、二つの気泡のうち発泡の早いほうの発泡開始より時間 t を測かるとすると、

$$l_b = \left\{ x_0^2 + \left(\int_{t_2}^{t_1} v dt \right)^2 \right\}^{1/2} - \frac{(d_1 + d_2)}{2} \dots \dots \dots (1.4-2)$$



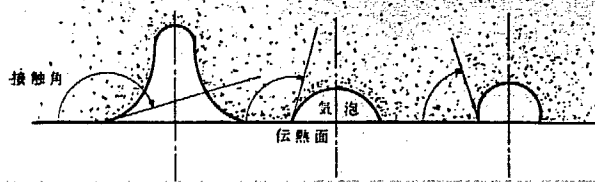
第 1.5 図
気泡接近の状態

x_0 を適当にとると、 l_b が 0 なる場合があるが、もっとも x_0 が大きくて、 $l_b = 0$ となる場合の気泡の伝熱面からの位置 y を調べてみる。

$t_1 = t_2$ ならば、 d_1 と d_2 は時間とともに気泡の成長で大となるから、 y が無限に大きいところにある。わずかに t_1 が t_2 より大ならば、 y は相当大きな値のところとなる。そして t_1 と t_2 の大きさが開くにつれて y の値は小さくなっていく。そして遂には遅い発泡のものが、伝熱面上に付着している場合がありえ、極限として、 $x_0 = 0$ すなわち同一発泡点で前後の気泡が接触する t_1 と t_2 があり、そのときの t_1 と t_2 の差より大きいと、気泡は接触しなくなると考えられる。したがって、かような気泡を上向無限平面よりアトランダムに漸次多数発生させると、気泡の接触が最初に起こる確率は、上昇速度と生長速度に関係するが、伝熱面上 $y = 0$ で接触が起こるとはかぎらない。

以上の仮定では、伝熱面上で気泡は球としたが、固体面に対して、液が濡れやすい性質を持つならば、この仮定で気泡の接触を論ずるのは、だいたいさしつかえないと思うが、液の固体面を濡らしにくい場合には、事情が異なる。

第 1.6 図に示すように、液体と固体の接触面が 90° より大であると、(1.4-2) 式の d_1 と d_2 が伝熱面上にあるときのみ大であると同じ効果を持つ。したがって、伝熱面上で気泡は接触しやすくなる。また、伝熱面を上向無限平面と仮定したが、実際は有限であり、このほか下向、横向、凸曲面、凹曲面などあって、おのおのについては気泡の接触もどこでよく起こるか、それぞれの条件で異なってくる。このほか伝熱面の固



第 1.6 図
気泡径と接触角の関係

体の熱容量も考慮されねばならない。例えば次のようなことがある。径が 1 mm の白金線が、外に伝熱しないと、表面熱負荷が極大熱負荷に近い。10⁶ kcal/m²hr の場合、膜沸騰に完全になるであろう温度上昇度 100°C だけ上昇するには、6.2×10⁻² sec を要し径が 0.01 mm では 6.2×10⁻⁴ sec しか要しない。

ふつうの核沸騰の気泡は、同一好発泡点よりだいたい 10⁻² sec 程度ごとに発泡、だいたい 10⁻³ sec 程度伝熱面上に気泡が付着していることが、高速度映画など^{24),25)}によりいわれているから、核沸騰でも 0.01 mm くらいに細い白金線に、一つの気泡が線の断面の全周に付着していると、気泡合体をしなくても、膜沸騰になる可能性もある。また、逆に気泡合体しても、熱容量が大きければ膜沸騰になる前に、合体泡は伝熱面を離脱することもありうる。

したがって、気泡合体により伝熱面が蒸気で覆われ、それが持続することによって、極大熱負荷が生ずるとはかぎらない。それゆえ、こういう考え方のほかに蒸発量に見合った液量が伝熱面に達しなくなると、気泡の合体など詳細はどうであっても、伝熱面は必然的に

蒸気に覆われるということも考えられる。

以上のような不明確な点があるので、極大熱負荷を生ずることについての原因が、いろいろな観点からいままで論ぜられてきた。これらの考え方は三つに大別されるようである。すなわち

1) 気泡が伝熱面上に互に接触して合体しあうような状態になった場合、伝熱負荷が極大になる^{26),27)}。

2) 気泡が沸騰によるはげしい攪乱の結果、合体離散があるが、気液境界面の安定限界の大きさの気泡が、ちょうど全伝熱面をうめるまで生じ、それがそのときの決まった上昇速度をもつので伝熱負荷の極限となる²⁸⁾。

3) 気泡と液の運動に関係した式をもとに、適当な無次元数を案出することによって極大熱負荷を論ずる^{29),40)}。

そのほか以上の考え方を混ぜたものもある^{29),30)}

3) 項は極大熱負荷の値自体を問題にするにはよいが、この現象の物理的理論づけにはならない。1) と 2) はいずれも現実に核沸騰の伝熱量が多くなると、それに似たような現象が観察されるが、これが直ちに極大熱負荷になると考えることも少し飛躍がある。しかもこの考え方は、プール沸騰についてであって、この考え方によって強制対流中における極大熱負荷を定量的に扱うことは、ZUBER³³⁾が一応おこなっているが、十分納得できるものではない。そこで筆者は、プール飽和沸騰の場合と、強制対流中の場合の両者について、次章以下に述べるように、いままでのとは少し異なった考え方をしてみた。

第2章 プール沸騰のバーンアウト

2.1 プール沸騰の流体の状態

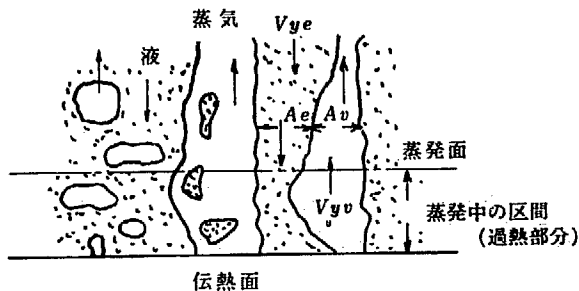
静止液中での沸騰中の液体と発生する蒸気の流動と温度の様子は通常の伝熱の場合と異なって、常に変動している。すなわち伝熱面上に気泡核を生じてそこから蒸気は成長発生するとみられているから、もちろん伝熱面上だけでなくその近傍の液体は過熱状態となり、そこでも蒸気は発生しているわけである。

そのような過熱状態にある液体も、伝熱面を離れるに従って急に過熱状態が減じ、わずかの過熱度しか持たなくなる。しかし、理論的にはいつまでも過熱度を液が飽和温度以上に達しているならば持っているわけであるが、蒸気の発生は漸次伝熱面を離れるに従い無視できる量になるとみられる。

また、液が飽和でない場合は、伝熱面上より少し離れたところでは液は過熱状態から飽和状態になるはずである。

そこで液が飽和であっても、また不飽和であっても、實際上蒸発が完了したとみなしうる位置が考えられる。この位置をつなげていくと一つの面が伝熱面より少し離れたところにある。この面はもちろん振動的状態でその位置は定まっているわけではないが、平均として伝熱面にやや平行な面として扱えるのではないかと思われる。このことから、いま液体が伝熱面上で飽和温度とみなせ、また発生蒸気が同じく液体と同一温度であるとし、気泡の成長が液体内では無視しえて、蒸気は伝熱面より発生するとすると、蒸気と液体が伝熱面に対し互に反対方向に流れる問題³¹⁾として考えることができる(第2.1図参照)。

蒸発によって蒸気が連続的に発生すると、そのため



第2.1図
沸騰中の液蒸気の流れ状態

液体が同量その加熱面方向に向かうはずであり、蒸気と液体とはすれ違うわけで、粘性流体である以上、また加速減速状態が存する以上、そこに流動抵抗が生ずる。この抵抗は発生する蒸気量、いいかえると蒸発面の熱負荷が増えると、大きくなると考えられる。その際この流動抵抗に打ち勝つに必要な力が流体に与えられねばならない。したがって流量増加に限度がでてくるかもしれないので、ほかに burn out を起こす原因があってもその伝熱負荷に余裕がある場合であると、この流量限界によって burn out は起こりうると考えられる。

2.2 気液交換の半理論的考察

いま事柄を簡易化して考察を進めるために、加熱面は無限平面で液蒸気ともに飽和温度にあるとする。実際の蒸発蒸気は、低熱負荷では液が蒸気より多量のため気泡であるが、高熱負荷では複雑な形をとり、蒸気が多量になってくると、遂には液が滴状化するまでになると考えられる。そこでそれらの状態をまず一括して気泡とか液滴とかに区別せず取り扱ってみる(第2.1図参照)。ここで蒸気と液体とは逆方向に進み、それぞれの進行方向を正にとる。したがって蒸気と液体とは正負逆方向にとったことになる。

加熱面より出ていく発生蒸気とそれに見合う加熱面に入ってくる液体の交換流動が、どこでも平均として定常であるとする、連続の法則から(無限平面として扱っているから、加熱面に平行な断面の全面積についてみると、液滴または気泡であっても、総流量としては連続となる。)

$$q = v_{ye} \rho_e \gamma A_e = v_{yv} \rho_v \gamma A_v, \quad A_e + A_v = 1 \quad \dots\dots\dots (2.2-1)$$

液体と蒸気について、それぞれ C.G.S. 単位で運動方程式をたてると

$$\begin{cases} \frac{Dv_{xe}}{Dt} = L_x - \frac{1}{\rho_e} \frac{\partial P_e}{\partial x} + \frac{v_e}{3} \frac{\partial \theta_e}{\partial x} + \nu_e \nabla^2 v_{xe} \\ \frac{Dv_{ye}}{Dt} = L_y - \frac{1}{\rho_e} \frac{\partial P_e}{\partial y} + \frac{v_e}{3} \frac{\partial \theta_e}{\partial y} + \nu_e \nabla^2 v_{ye} \\ \frac{Dv_{ze}}{Dt} = L_z - \frac{1}{\rho_e} \frac{\partial P_e}{\partial z} + \frac{v_e}{3} \frac{\partial \theta_e}{\partial z} + \nu_e \nabla^2 v_{ze} \end{cases} \quad \dots\dots\dots (2.2-2)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{Dv_{xv}}{Dt} &= V_x - \frac{1}{\rho_v} \frac{\partial P_v}{\partial x} + \frac{v_v}{3} \frac{\partial \theta_v}{\partial x} + \nu_v \Delta^2 v_{xv} \\ \frac{Dv_{yv}}{Dt} &= V_y - \frac{1}{\rho_v} \frac{\partial P_v}{\partial y} + \frac{v_v}{3} \frac{\partial \theta_v}{\partial y} + \nu_v \Delta^2 v_{yv} \\ \frac{Dv_{zv}}{Dt} &= V_z - \frac{1}{\rho_v} \frac{\partial P_v}{\partial z} + \frac{v_v}{3} \frac{\partial \theta_v}{\partial z} + \nu_v \Delta^2 v_{zv} \\ &\dots\dots\dots(2.2-3) \end{aligned} \right.$$

ただし, $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + v_x \frac{\partial}{\partial x} + v_y \frac{\partial}{\partial y} + v_z \frac{\partial}{\partial z}$

$$\theta = \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z}$$

$$\nu^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

v_x, v_y, v_z は x, y, z 方向の速度成分を示し, この章においては添字 e, v はそれぞれ液体, 気体を意味する。

いま加熱面を水平上向無限平面とし, 時間的平均として定常であるとして取り扱うと, この加熱面に対する流体の運動は, y 方向のみについて考えればよく

また, $\left(\frac{v_e}{3} \frac{\partial \theta_e}{\partial y} + \nu_e \nu^2 v_{ye} \right)$ および $\left(\frac{v_v}{3} \frac{\partial \theta_v}{\partial y} \right.$

$\left. + \nu_v \nu^2 v_{yv} \right)$ の項を液と蒸気の境界面に垂直方向に作用する流動抵抗と, 平行に作用する流動抵抗とに分けて取り扱い, 外力は重力によるものとすれば (表面張力については後述する), (2.2-2) 式と (2.2-3) (2.2-4) 式と (2.2-5) 式となる。

$$\begin{aligned} \frac{Dv_{ye}}{Dt} &= g \left(1 - \frac{\rho_v}{\rho_e} \right) - \frac{1}{\rho_e} \frac{\partial P_e}{\partial y} \\ &\quad - k_v \frac{V^2}{2} \frac{\rho_v}{A_e \rho_e} - \lambda_e \frac{v_e^2}{2 d_e} \frac{1}{\rho_e} \\ &\dots\dots\dots(2.2-4) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{Dv_{yv}}{Dt} &= g \left(\frac{\rho_e}{\rho_v} - 1 \right) - \frac{1}{\rho_v} \frac{\partial P_v}{\partial y} \\ &\quad - k_e \frac{V^2}{2} \frac{\rho_e}{A_v \rho_v} - \lambda_v \frac{v_v^2}{2 d_v} \frac{1}{\rho_v} \\ &\dots\dots\dots(2.2-5) \end{aligned}$$

液の蒸気に対する流動抵抗と, 蒸気が液に対する流動抵抗とは互いに作用し合うものであるから, 等しくなければならぬ。したがって

$$\left. \begin{aligned} k_v \frac{V^2}{2 A_e} \rho_v A_e &= k_e \frac{V^2}{2 A_v} \rho_e A_v \\ \frac{d_e}{4} \left(\frac{\lambda_e}{d_e} \frac{v_e^2}{2} \rho_e \right) &= \frac{d_v}{4} \left(\frac{\lambda_v}{d_v} \frac{v_v^2}{2} \rho_v \right) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(2.2-6)$$

(2.2-6) 式より

$$\left. \begin{aligned} k_v \rho_v A_e &= k_e \rho_e A_v \\ v_e &= V \frac{1 - \sqrt{(\lambda_e \rho_e) / (\lambda_v \rho_v)}}{1 - (\lambda_e \rho_e) / (\lambda_v \rho_v)} = V \alpha \\ v_v &= V \frac{1 - \sqrt{(\lambda_e \rho_e) / (\lambda_v \rho_v)}}{1 - (\lambda_e \rho_e) / (\lambda_v \rho_v)} \\ \sqrt{(\lambda_e \rho_e) / (\lambda_v \rho_v)} &= V \alpha \beta \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(2.2-7)$$

(2.2-1) 式を (2.2-4) 式および (2.2-5) 式に代入すると

$$\begin{aligned} \frac{DA_v}{Dt} &= \frac{\gamma \rho_e A_e^2}{q_0} \frac{Dv_{ye}}{Dt} \\ &= \frac{\gamma \rho_v A_v^2}{q_0} \frac{Dv_{yv}}{Dt} \dots\dots\dots(2.2-8) \end{aligned}$$

液および蒸気の静圧は, 加熱面に平行な同一断面においては表面張力の影響がなければ等しい。また, 表面張力が影響しても, 平均として同一相内では $\frac{\partial p_e}{\partial y}$

または $\frac{\partial p_v}{\partial y}$ の絶対値は等しいと考えられるので

$$\frac{\partial p_e}{\partial y} = \frac{-\partial p_v}{\partial y} = \frac{\partial p}{\partial y} \dots\dots\dots(2.2-9)$$

いま自由表面で加熱面に向かうわずかの速度が液に与えられたとすると, 液蒸気の2相混合流が停滞しないためには (また逆流しないためには)

$$\frac{Dv_{ye}}{Dt} \geq 0, \quad \frac{Dv_{yv}}{Dt} \geq 0 \dots\dots\dots(2.2-10)$$

噴流などにより液に高速が与えられると上式は成立せず, より大きな流動抵抗に打ち勝つことができるが, ここでは取り扱わない。(2.2-9) 式および (2.2-10) 式を (2.2-4) 式および (2.2-5) 式に代入すれば

$$\begin{aligned} \frac{V^2}{2 \rho_e} \left(\frac{\lambda_e}{d_e} \alpha^2 + \frac{k_v}{A_e} \rho_v \right) &\leq g \left(1 - \frac{\rho_v}{\rho_e} \right) \\ &\quad - \frac{1}{\rho_e} \frac{\partial p}{\partial y} \\ \frac{V^2}{2 \rho_v} \left(\frac{\lambda_v}{d_v} \alpha^2 \beta^2 + \frac{k_e}{A_v} \rho_e \right) &\leq g \left(\frac{\rho_e}{\rho_v} - 1 \right) \\ &\quad + \frac{1}{\rho_v} \frac{\partial p}{\partial y} \dots\dots\dots(2.2-11) \end{aligned}$$

(2.2-11) 式は (2.2-8) 式よりみて, 上下の2式は同じ式であるから, 液が加熱面に向かって流れる y 方向を正にとれば, (2.2-11) 式より

$$\frac{\partial p}{\partial y} = g(\rho_e - \rho_v)(A_e - A_v) \dots\dots\dots(2.2-12)$$

$$\left. \begin{aligned}
 V^2 &\leq \left\{ 4g(\rho_e - \rho_v)A_v \left/ \left(\frac{\lambda_e}{d_e} a^2 \right. \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. \left. + \frac{k_v}{A_e} \rho_v \right) \right\} \\
 \text{また, } V^2 &\leq \left\{ 4g(\rho_e - \rho_v)A_e \left/ \left(\frac{\lambda_v}{d_v} a^2 \beta^2 \right. \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. \left. + \frac{k_e}{A_v} \rho_e \right) \right\} \\
 &\dots\dots\dots(2.2-13)
 \end{aligned} \right\}$$

(2.2-13) 式で d_e および d_v は加熱面と平行な断面をとり、そこにおける気液の有効水力学的直径であるから、加熱面と平行な断面においての両流体の境界面の形と寸法により決まるものである。噴流とか滴下などによって液滴をつくれれば、人為的にこの d_e と d_v の値を決めることもできるが、自然対流であると、気液境界面に生じた攪乱が共振的に拡大されていくところの d_e または d_v をもつものすなわちその波長をもつものにより、境界面の形はつくられ、いいかえると境界面の安定性の問題として考えられる。また、 λ_e , λ_v , k_e および k_v は、流体の攪乱が大きいから、管内の流動の乱流域と同様に、流動抵抗はレイノルズ数にほとんど関係なく、作用する流体の形と単位質量中に存在する流体の分布状況によって決められると考えられる。この形は前者と同様に境界面の安定性の問題として考えられる。

一般に λ_e , λ_v , d_e , d_v , k_e および k_v は境界面の場所によっても異なる。また相対速度は一般に場所により異なり、平均値の V ではなくこれより大きい場合も小さい場合もあり、それぞれ時間的に変動している。これらの値は表面張力 σ , ρ_e , ρ_v , V および A_v の関数と考えられ、一般に境界面の安定の限界となる攪乱の波長を λ_m とすると、この λ_m が境界面の波長の形の寸法を代表していると考えられる。次の (2.2-14) 式¹⁸⁾ で表わされるように、 λ_m は σ , ρ_e , ρ_v , V および A_v の関数であると考えられる。

$$\lambda_m = (4\pi\sigma) \left\{ \frac{V^2 \rho_e \rho_v}{\rho_e + \rho_v} + \sqrt{V^4 \frac{\rho_e^2 \rho_v^2}{(\rho_e + \rho_v)^2} \pm 4\sigma g(\rho_e - \rho_v)} \right\} \dots\dots\dots(2.2-14)$$

(ただし、 $\sqrt{\quad}$ 内の (+) は液が上、蒸気が下、(-) は液が下、蒸気が上にある場合、 g は重力の加速度を示すが水平方向に成分をとって考えるときは $g=0$ となる。) そして、液が下にある場合は

$$V < \left\{ 4\sigma g(\rho_e - \rho_v)(\rho_e + \rho_v)^2 \right\}^{1/4} / (\rho_e \rho_v)^{1/2} \dots\dots\dots(2.2-15)$$

では不安定になる λ_m が存在しない。すなわち常に安定であることを示す。

また、LAMB¹⁹⁾ によれば、攪乱の波の移動速度 C は、次の (2.2-16) 式により表わされるが、 $C^2 < 0$ となる場合は、境界面が不安定となるから、その限界の $C^2 = 0$ の波長を $\lambda_m \left(= \frac{2\pi}{\kappa} \right)$ とし、境界面攪乱の波の振幅 η_0 が (2.2-17) 式で表わされるとして、(2.2-14) 式を求めた。

$$C^2 = \frac{\pm(\rho_e - \rho_v)g}{\rho_e + \rho_v} + \frac{\sigma}{\rho_e + \rho_v} \kappa - \frac{\rho_e \rho_v}{(\rho_e + \rho_v)^2} \cdot V^2 \dots\dots\dots(2.2-16)$$

$$\eta_0 = a \cos \kappa x_0 \cdot \sin(\omega t + b) \dots\dots\dots(2.2-17)$$

ただし、(+) は液が蒸気の下にある場合

(-) は液が蒸気の上にある場合

いま両極端の場合について考えてみる。気液境界面に垂直方向に作用する流動抵抗が y 方向分力で最大であり、かつ境界面に平行に作用する力の y 方向分力は 0 である場合、すなわち一般に加熱面に平行な境界面では

$$(\lambda_e/d_e)a^2 = 0, \quad a^2\beta^2 = 0$$

となり、逆に気液境界面に垂直に作用する流動抵抗は 0 で、平行に作用するせん断力は、 y 方向で最大である場合、すなわち一般に境界面が加熱面に垂直な場合は $k_e = 0$, $k_v = 0$ となる。

気液境界面では不安定になる限界の波長が、境界面の寸法を決めると考えて、前者の場合の加熱面に平行な気液境界面、また後者の場合の加熱面に垂直な気液境界面におけるその波長を λ_p および λ_r とすると (2.2-14) 式より、前記両極端の場合の λ_m は

$$\lambda_p = 2\pi \left\{ \frac{\sigma}{g(\rho_e - \rho_v)} \right\}^{1/2} \dots\dots\dots(2.2-18)$$

$$\lambda_r = 2\pi \frac{\sigma(\rho_e + \rho_v)}{V^2 \rho_e \rho_v} \dots\dots\dots(2.2-19)$$

λ_p は $V=0$ の場合で液が上、蒸気が下の場合の境界面安定限界と一致し、また一色²⁰⁾ によると気流中の液滴のウェバー数 $\left(\frac{\rho_v V^2 \lambda_m}{4\sigma} \right)$ はだいたい一定であるといわれるが (2.2-19) 式からわかるように低圧のときの λ_r は、このことを示しているものといえよう (λ_m は直径の 2 倍、波長に相当)。

一般に k_e , k_v , λ_e , λ_v , d_e および d_v は、流体の境界面の大きさのみ関係することを述べたが、それゆえ境界面の大きさとして λ_m をとり、その関数を考えればよいが、 λ_m の代わりに気液交換流境界面の大きさ

を代表している λ_p および λ_r の関数と考えてもよいと考えられる。したがって気液交換流動において気液間のはげしい攪乱があって、気泡または液滴の結合や分離がおこなわれている状態では、管内流動の乱流域と同じく抵抗係数はレイノルズ数に関係なく、気液の境界面より攪乱がさらに拡大されていくような波長をもつものによって k_e, k_v, λ_e および λ_v は支配されると考えられ、またこの波長を表わす λ_p または λ_r のうちいずれか波長の短いほうに支配され、この波長を有する波およびそれにより生ずる液滴または気泡により、流体内部はできていると思われる。そこでこの液滴や気泡となったものはもちろん、波状のところも連続体としての運動というよりも、むしろ粒化した物体の運動とみなして扱ったほうがより実際に近いと考えられる。そこでいま仮りに全部粒化していると考え、粒化したと考えられる流体の数を各流体単位容積について n とすると

$$n = n_0 \frac{1}{\lambda_e^3} \text{ or } n_0 \frac{1}{\lambda_p^3} \dots\dots\dots(2.2-20)$$

ただし n_0 : 常数

また、(2.2-13) 式を粒の流動抵抗と考えて扱い、すなわち全部気泡または液滴と仮りに考えて

$$\frac{\lambda_e}{d_e} \alpha^2 + \frac{k_v \rho_v}{A_e} = \frac{k_v \rho_v}{A_e} \dots\dots\dots(2.2-21)$$

$$\frac{\lambda_v}{d_v} \alpha^2 \beta^2 + \frac{k_e \rho_e}{A_v} = \frac{k_e \rho_e}{A_v} \dots\dots\dots(2.2-22)$$

とおくと、(2.2-2) 式または (2.2-3) 式より (2.2-21) 式または、(2.2-22) 式は各流体の単位体積あたりについての値であるから、 k_e または k_v も同様に全流体単位体積について、全部気泡または液滴状態で気液の交換流動がおこなわれていると考えた場合、これに対する液または蒸気の流動抵抗係数を示すことになる。そうすると (2.2-13) 式の上下の2つの式は同一のものであるが、(2.2-21) 式および (2.2-22) 式は気泡化した場合と液滴化した場合に分けているので、(2.2-13) 式の上下二つの式は異なった式となっている (しかし実際は、気泡または液滴に全部みなせるものではなく、その混合状態と考えられ、この混合状態のうち、もっとも存在確率の多い状態を中心として変動しているものと考えられる)。

k_e または k_v は、全流体単位体積内についての値であるから、同体積内に含まれる気泡または液滴の数 n に比例すると考えられる。いま気泡または液滴の1コに相当する流動抵抗係数を k_{e0} または k_{v0} とすると、1コの気泡または液滴の断面積は λ_p^2 又は λ_e^2 に比例

するとみられるから、

$$k_e/A_e = (k_{e0}n_0)/\lambda_p \text{ or } (k_{e0}n_0)/\lambda_r \dots\dots\dots(2.2-23)$$

$$k_v/A_e = (k_{v0}n_0)/\lambda_p \text{ or } (k_{v0}n_0)/\lambda_r \dots\dots\dots(2.2-24)$$

したがって (2.2-17) 式、(2.2-18) 式、(2.2-21) 式、(2.2-22) 式、(2.2-23) 式および (2.2-24) 式より (2.2-13) 式を重量単位で書き直すと、気液交換流動が λ_p により支配されて、全部気泡、全部液滴または λ_r により支配されて、全部気泡および全部液滴とみなせる場合についてそれぞれ (2.2-25) 式 (2.2-26) 式、(2.2-27) 式および (2.2-28) 式で表わされる。

$$V \leq 2g^{1/2} \{ \sigma(\rho_e - \rho_v) \}^{1/2} (A_e A_v)^{1/2} (1/\rho_e)^{1/2} \{ 1/(k_{e0}n_0) \}^{1/2} (1/A_e)^{1/2} \dots\dots\dots(2.2-25)$$

$$V \leq 2g^{1/2} \{ \sigma(\rho_e - \rho_v) \}^{1/2} (A_e A_v)^{1/2} (1/\rho_v)^{1/2} \{ 1/(k_{v0}n_0) \}^{1/2} (1/A_v)^{1/2} \dots\dots\dots(2.2-26)$$

$$V \leq \sqrt{2} g^{1/2} \{ \sigma(\rho_e - \rho_v) \}^{1/2} (A_e A_v)^{1/2} (1/\rho_e)^{1/2} \{ 1/(k_{e0}n_0) \}^{1/2} \{ (\rho_e/\rho_v) - 1 \}^{1/2} (1/A_e)^{1/2} \dots\dots\dots(2.2-27)$$

$$V \leq \sqrt{2} g^{1/2} \{ \sigma(\rho_e - \rho_v) \}^{1/2} (A_e A_v)^{1/2} (1/\rho_v)^{1/2} \{ 1/(k_{v0}n_0) \}^{1/2} \{ 1 - (\rho_v/\rho_e) \}^{1/2} (1/A_v)^{1/2} \dots\dots\dots(2.2-28)$$

気液の流動状態を仮に全部気泡とみなした場合の V の最大値と、仮に全部液滴とみなした場合の V の最大値の比は $(\rho_v A_v / \rho_e A_e)^{1/2}$ である。実際の場合は気泡状と液滴状の中間的狀態と考えられるから、実際の V の値は両者の中間と考えられ、この V の値は全部液滴とみなした場合の V の $(\rho_v/\rho_e)^{1/2}$ で表わせる (ただし ρ は密度の次元を持ち実際の V をとりうるように決められる ρ_e と ρ_v の中間のある値であって、 V がもっとも大きい値をとるときは、 $\rho_v/\rho_e=1$ 、すなわち液滴状のとき)。

また λ_p で支配される場合と λ_r で支配される場合を比較すると、全部流れが気泡とみなせる場合は (2.2-25) 式と (2.2-27) 式を比較することにより、明らかに $\lambda_r > \lambda_p$ であるから λ_p により支配され (2.2-25) 式で V は表わされると考えられるが、流れが液滴とみなせる場合は (2.2-26) 式と (2.2-28) 式を比較すると、 λ_p が低圧では支配するが、高圧では λ_r が支配する傾向がみられどちらとも決められない。したがってこの場合は λ_p, λ_r のいずれに支配されたともみなしても V に大差はない。それゆえ実際の場合の V は中間状態であるから、(2.2-25) 式または (2.2-26) 式より次の (2.2-29) 式で表わして差し支えないと考えられる。

$$V \leq 2g^{1/2} \{ \sigma (\rho_e - \rho_v) \}^{1/4} (A_e A_v)^{1/2} (1/\rho)^{1/2} \{ 1 / (k_{e0} n_0) \}^{1/2} \dots (2.2-29)$$

ただし, $\rho = k \cdot \rho_v$, k : 係数

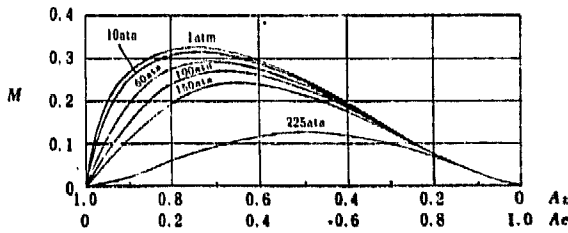
(2.2-1) 式を (2.2-29) 式に代入すると

$$q \leq 2\gamma (g \rho_v / k)^{1/2} \{ \sigma (\rho_e - \rho_v) \}^{1/4} \frac{(A_e A_v)^{1/2} \{ 1 / (k_{e0} n_0) \}^{1/2}}{1 + \frac{\rho_v}{A_v} \frac{1}{A_e \rho_e}} \dots (2.2-30)$$

k_{e0} , n_0 および k が流動状態のいかんによらず一定であるとすると, q はある A_e または A_v で最大値をとる. この意味は q を増加させていくと相対速度 V も増加するが, これは流動抵抗のため増加が q に比例して増加はせずそのため蒸気の占める面積割合 A_v の増加となって表われるわけがこの A_v のある値に達するとそれ以上の q は望めなくなる. これが q の最大値である. (2.2-30) 式より

$$(A_e A_v)^{1/2} / \{ 1 + (A_v \rho_v) / (A_e \rho_e) \} = M \dots (2.2-31)$$

とおき, A_v または A_e と M の関係線図を第 2.2 図に示す. この図をみるとある A_v または A_e において M はもちろん最大値をとるが, 圧および A_v または A_e の相当の範囲にわたって M の値はそれほど大きくは変わっていないことがわかる. このことより A_v ま



$$M = \frac{\sqrt{A_e A_v}}{1 + \frac{A_v \rho_v}{A_e \rho_e}}$$

第 2.2 図

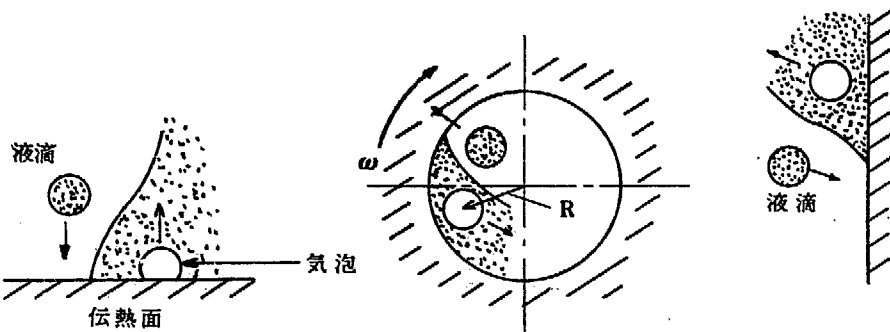
H₂O についての M と A_v (または A_e) の関係

または A_e は気液の混合すなわち流動状態が少し変化しても, q の限界値にはあまり大きい影響はないことがわかる.

外力について: いままでは上向水平蒸発無限平面の場合について考えたが, その他の例としていま模型化した単純な状態にある下記のような例があると仮定し, そのおのおの場合について考察してみる (第 2.3 図参照).

重力の場でそれのみかかり, かつ加熱面が水平で上向伝熱をする場合, (2.2-4) 式または (2.2-5) 式の $g \left(1 - \frac{\rho_v}{\rho_e} \right)$ および $g \left(\frac{\rho_e}{\rho_v} - 1 \right)$ の代わりに遠心力の場でそれのみかかりかつ円筒管内面が加熱面の場合, $(R\omega^2) \left(1 - \frac{\rho_v}{\rho_e} \right)$ および $(R\omega^2) \left(\frac{\rho_e}{\rho_v} - 1 \right)$ (ただし, ω : 角速度, R : 半径方向の位置までの中心よりの距離) を (2.2-4) 式または (2.2-5) 式に代入すればよく, また垂直管のように重力が加熱面に対して直接関係しないような場合は, 流体自体の減速により流動抵抗に打ち勝って進むので上記の項はないが, 流れが加熱面に平行にあって乱流であると, 乱れによって両流体は外力を受けたと同様の影響がある.

(2.2-29) 式および (2.2-30) 式をみると, 式中に係数を含んでおり, これらは現象がきわめて複雑でだいたいの見当は理論的に扱えるが, 精密な数値として取り扱える式とするには, 係数は実験により求めなければならない. そして沸騰中の気泡その他の挙動から q の値は変動しているとみられるから, 平均としてでなく瞬間の q の最高値になると, この流動の限界状態になると考えられる. しかし, 流動の限界になっても加熱面に接する付近は過熱されているから, 少し離れた過熱度の少いところよりそれだけ蒸気が少く, そのため液が存在していると, その間に q が低下すればバーンアウトは起こらないと考えられる. したがって沸騰伝熱の極大熱負荷を問題にする場合は, この気



(a) 上向水平静止液, (b) 回転体(遠心力), (c) 強制対流(乱流拡散)

第 2.3 図 沸騰中の流体に作用する外力

液交換流動の限界からする平均極大熱負荷と、それよりの時間的変動の状態および加熱体と、蒸発区間の熱容量というものをも考慮されねばならないと考えられる。この q の時間的変動のしかたにより、また k の値も気泡液滴の混合状態のもっとも存在しやすい状態を中心に変動していると考えられるから、同一加熱体で同一液、同一温度および同一圧力でも、瞬間熱負荷は異なると考えられる。

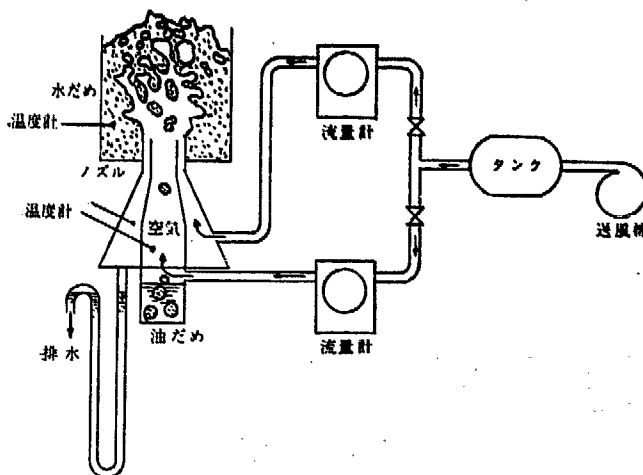
(2.2-1) 式で液と蒸気の授受する伝熱量を等しく q としたが、いま蒸発によらず単なる2相向い流れとするとおのおのの流量を換算した伝熱量を仮想でき、その値は等しくなくてもよい。いま、液について q_e 、蒸気について q_v としその比が与えられると (2.2-20) 式および (2.2-31) 式より

$$q_v \leq 2r \left(\frac{g\rho_v}{k} \right)^{1/2} \{ \sigma(\rho_c - \rho_v) \}^{1/2} \frac{(A_c A_o)^{1/2}}{(1/A_v) + (\rho_v q_e / q_v \rho_c A_c)} (1/k_e n_n)^{1/2} \dots (2.2-32)$$

q_e または q_v を与え、その値を変化させると、前述の考察により、(2.2-30) 式または (2.2-32) 式で示す $q_{e\max}$ または $q_{v\max}$ に近い値をとることが予想される。そこで熱収支のない水と空気の場合について、(2.2-30) 式または (2.2-32) 式に関し、上向水平蒸発の場合と同様に下より空気を水中に噴出せしめて、その考察を確めてみた。

2.3 水空気交換流動実験

実験装置は第2.4図に示すように、水のためた容器の下部にノズルをとりつけ、そこから空気を噴出



第2.4図 水空気交換流動実験装置

させそのノズルの中を空気流に抗して水が落下する。そしてこの水量を測定して、空気流量との関係を調べた。

ノズルは断面は正方形であって2重にノズルが入っている。これは外側のノズルの内壁は空気速度が0となるところができるが、それより水が他のところより多く入りこむといういわゆる端部効果があるので、これをさけるために2重管とし、内側のノズルについてのみ測定の対象とした。

空気は往復動のコンプレッサーによりいったんタンクに入れ、減圧弁後またタンクとその後バルブをつけて抵抗を多くし、わずかの流動抵抗により流量が変化しないようにし、その後外側ノズルとの流量を積算型流量計により読みとってから、おのおののノズルに空気を噴出せしめた。

空気の温度はノズル出口において、棒状温度計により測定したが、大気とほとんど同温であった。また気圧は晴雨計により測定した。

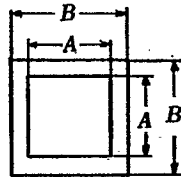
また内側ノズルの下部に油を入れ、内側ノズルの出口部分をとって単一ノズルとして、外側ノズル側より空気を入れて、ノズルに落下してくる液滴を油の中に受けて、その大きさを参考として測定した。

実験はまず第2.5図に示すノズル No. 1 を用いて外側ノズルと内側ノズルの出口空気速度を同一にして、空気流速を変化して、そのときの内側ノズルに入りこむ水の量を測定した。それは重量単位で空気流速と水流速との図にまとめ、これを第2.5図に示す。

この結果、空気流速の変化に対する水流量の変化は非常に大きいことがわかった。なおこの流速は、空気水ともに単独でノズルを通過するときの値であって、実際に交換流になっている場合の流速ではない。

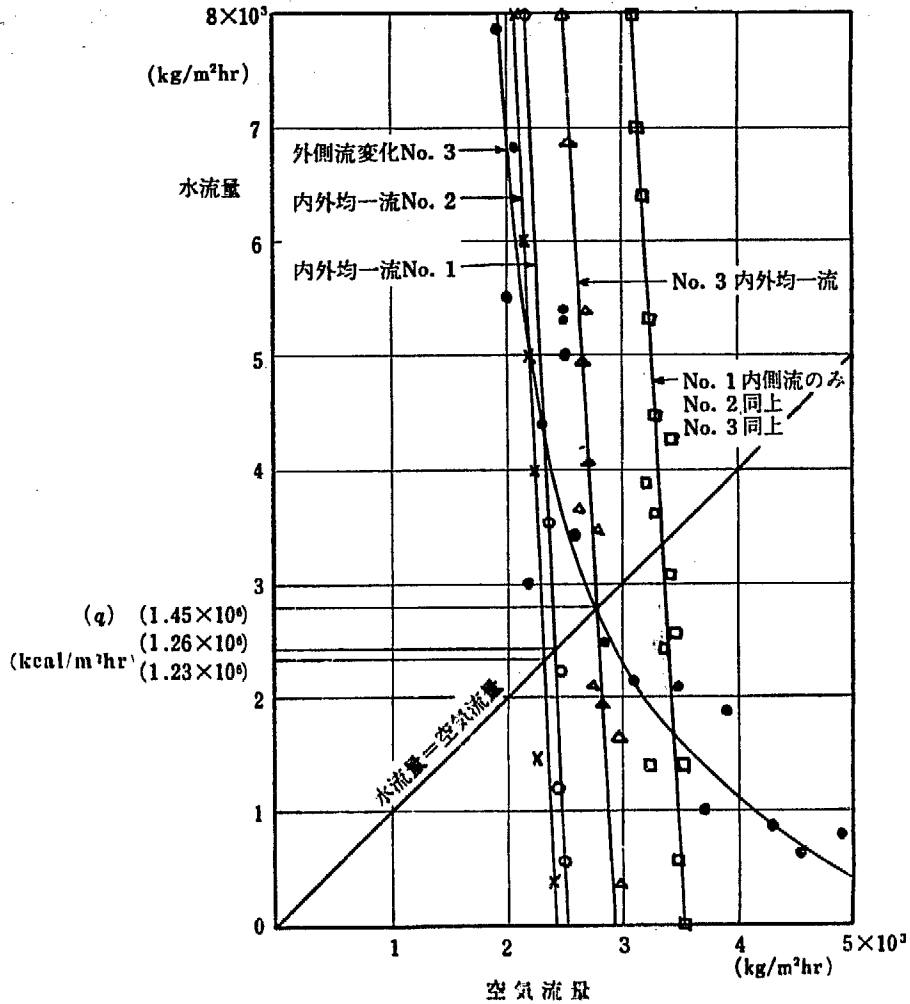
次に内側ノズルの空気流速を一定にし、外側のノズルの空気流速を変化して測定した。これは外側ノズルの存在の意義を確かめるためである。このときの内側ノズルの速度は、重量単位で空気流速と水流速が等しい値にして実験した。また外流のノズルに全然空気を通さない、すなわち単ノズルの場合について実験した。この結果は第2.5図に示すが、外側ノズルの空気流速を変化した場合の第2.5図の空気流速は、外側ノズルの空気流速を示している。この結果をみると、予想どおり外側ノズル内壁の端部効果が表われているが、それほど大きな影響ではないようである。

ノズル出口断面



ノズル番号と寸法

	No. 1	No. 2	No. 3
A	10	15	20
B	20	30	25



第 2.5 図
水空気交換流動実験結果

次にノズルをとりかえて、No. 2, No. 3 のノズルも同様にして実験した。この結果は第 2.5 図に示すとおり、ノズルの寸法による効果はほとんどなくて、だいたい一致した直線が得られている。ただノズル No. 3 は、ほかのものより少し大きい水流速を得ているが、これは内外ノズルが接近して端部効果が入っているためで、これはノズル内側のみ空気を流すと、第 2.5 図に示すように、各ノズルともに同一線が得られたことからもうなづかれるところである。したがって、このノズル出口断面積程度の加熱面積があれば、端部を除き、無限大の平面として取り扱えると思

えられる。

液滴の半径はほとんどのものが、 $4.5 \sim 2.5 \text{ mm}$ の範囲にあって、各ノズルについてその差はなかった。すなわち半径を液と気体間の境界面の不安定限界の波長 λ_p の $1/4$ すなわち $(\lambda_p 2\pi/4)$ にとると、この場合半径 4.3 mm となり、だいたい実験値の最大粒径に近い値を持っている。

また液滴と考えて取り扱える場合は、一色によると、不安定限界 λ_c に直して $\lambda_c = 2.1 \sim 2.4 \text{ (m)}$ となり、このことから、液と蒸気の境界の安定性は λ_p で決められるのではないかと思われる。また液が上、気

が下となる場合のほか、液柱または気柱の安定性も、柱の径に比例し、柱の径は結局前者の場合の安定性によることであらう。ただし、この実験方法でとった液滴は、ノズル出口に達した全部の液滴を表わすものではない。

それは、この液滴がノズルの管壁にふれずに落下するのはごく少数であって、このことはノズルの噴出径が液滴よりも小さい場合を除き、ノズル孔内に液滴が入ると直ちに管内の2相流動と同様になり、この程度の気液流量では、気液が2相に分れて液が大部分管壁側に付着するからであった。それゆえ、ここでは液滴半径の分布のような詳論には立ち入らない。

第2.5図において空気平均流量と水平均流量が等しい線は、もし水が蒸発して空気になるということであれば、沸騰状態にあって、熱負荷と気水の交換流動が平衡に達している状態と考えることができる。そしてこの線より上は水が多くて、その余分の水は伝熱面（ここではノズル出口）にて吸収されてしまうものと考え、沸騰はやはり安定してつづいているものと考えられる。

ところがこの線より下では、空気流量のほうが水の流量より多くなるのであるから、前記の仮定のようにノズル出口が伝熱面であるとすると、明らかに水が時間とともに不足して、実際の加熱面すなわち蒸発区間というべきところの水が不足し、遂に蒸気ばかりとなり、ために burn out が起こると考えられる。すなわちこの空気流量と水流量の等しくなる線は、流動抵抗に起因する蒸発冷却の限界を与えるものといえよう。

この線と今回の実験値による線との交点は、前記の水が蒸発して空気になるとすると、その場合の流動限界となり、水流速に潜熱を掛ければ、気水交換流動限界よりする最高熱負荷を与えることになる。いまこの水と空気の交換流動を水と水蒸気の場合に置きかえてみる。

まず空気と水の比重の比が、ちょうど水蒸気と水の比重の比と同じになる飽和蒸気を見ると、今度の実験状態の場合では、15°C の場合 2.05 ata で 525.5 kcal/kg となる。次に空気の比重とちょうど同じになる蒸気の場合は 2.2 ata で潜熱は 524.1 kcal となる。したがっていずれを採用しても潜熱としてはほとんど変化がない。また表面張力をみると、これは水と空気間と前記の飽和状態の水と飽和蒸気間の表面張力の比は 1.29 で、(2.2-30) 式などの意味から 1/4 乗をとると、1,066 となり 1 に近い。また ν_0 の比も 1 に近い。したがって前記潜熱と水流速にかけると水が沸騰

する場合、2気圧（絶対）くらいでの気水交換流動限界による最高熱負荷に相当すると考えられ、この値が第2.5図に示してある。(2.2-32) 式をみると、 q_e の変化に対する q_0 の最大値は (2.2-31) 式で示される M の値が (ρ_v/ρ_e) で変化するかわりに、 $(\rho_v q_e / q_0 \rho_e)$ で変化する M の値を以て q_0 の値とし、また $2(1/k)^{1/2}(1/ke_0\nu_0)^{1/2}$ が一定であると、 q_e と q_0 は直線変化をなすが、同じく実験的にも水-空気特性線は直線変化を示すことが示されている。

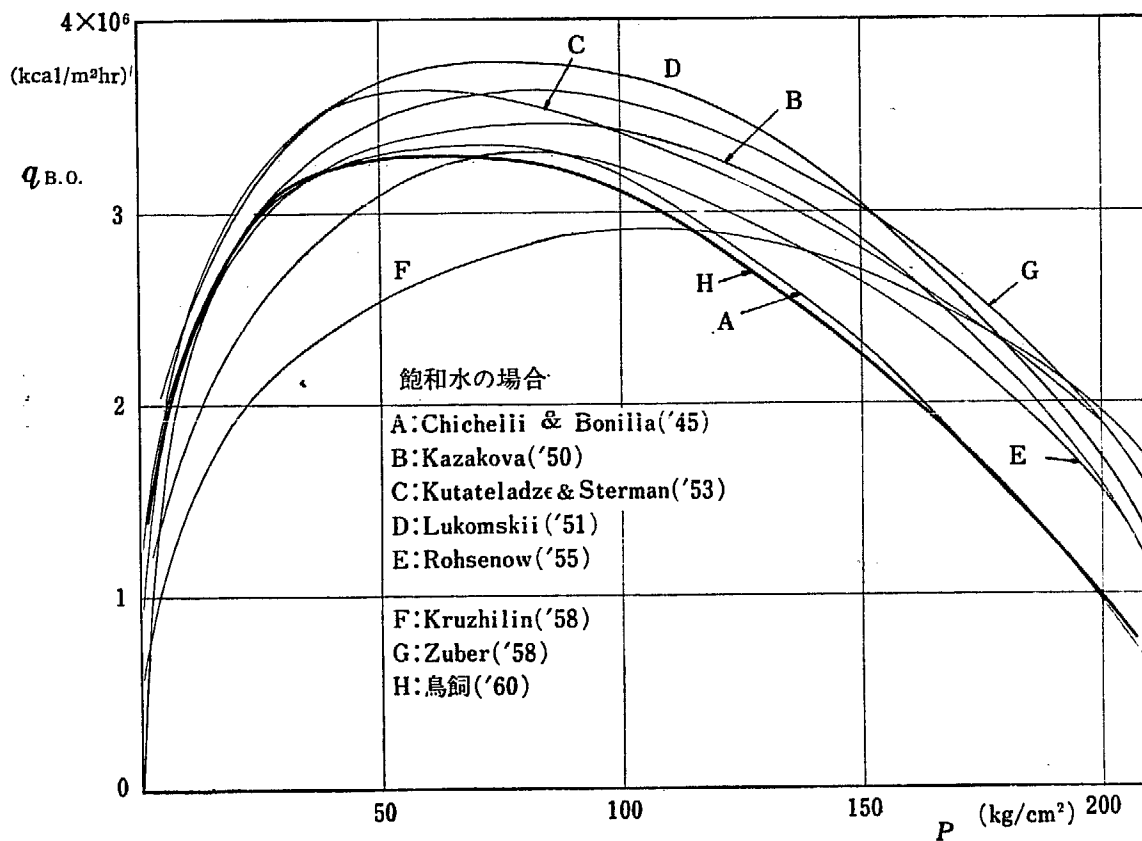
以上の実験より $2(1/k)^{1/2}(1/ke_0\nu_0)^{1/2}$ が一定と考えて処理しても、流量限界付近の流動状態では差し支えないと考えられる。(2.2-30) 式と第2.5図より

$$\left. \begin{aligned} 2(1/k)^{1/2}(1/ke_0\nu_0)^{1/2} &\approx 0.43 \\ q_{B0} &\approx 0.43\gamma(g\rho_v)^{1/2}\{\sigma(\rho_e - \rho_v)\}^{1/2}M_{\max} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(2.3-1)$$

(2.3-1) 式を多くの研究者の上向水平蒸発の実験値^{27),28),39)-36)} と比較するため、第2.6図に示す。これは純水にかかる圧力の変化に対しての q_{B0} を示す。そしてだいたいにおいて、(2.3-1) 式は他の実験値と合っている。特に CICHETTI & BONILLA³⁹⁾ 両氏の実験値とはよく合致している。式の形としては KUTATELADZE²⁸⁾ の式に類似しているが、式に M が入っている点が異なる。

他の研究者の実験はすべて、実際に沸騰をおこなった場合の値であるが、(2.3-1) 式は液体と気体の交換流動のみから求めた式であり、それが前者とだいたい合致することは、極大熱負荷が熱ふく射を無視する範囲においては、液体と気体の交換流動の限界に重要な関係があることがわかる。そして加熱面に対しての気液交換流動は、時間的また場所的に流動が変動することを述べたが、平均値としてはやや一定の値をとることが確認され、またその再現性も確認された。そのほかこの ke_0 および k についての詳論は、ここでは2相混合流量の限界が沸騰の極大熱負荷と重要な関係があるかどうかをみることを目的とするので、時間的平均の気流交換流による限界による事柄のみを追究してもあまり意味がなく、近似的に (2.3-1) 式で表わしても、今回のこの目的にはかまわないと思われる。

実際の沸騰時の加熱面に対する気液の交換流動は、いま実験に示すような蒸発相当面ともいうべき面があって、それより内側では、上記2相混合流動のほかに蒸発に関することが問題となるが、それから外側では、まったく流動の問題として取り扱うことができ、そして気液の交換流動の限界が、burn out を起こす



第 2.6 図
プール沸騰極大伝熱負荷 ($q_{B.O.}$) と圧力 (P) の関係

場合の熱負荷に相当する流量付近で起こることが、以上の考察と実験結果によってわかった。そして、加熱面に対して、発生蒸気と周囲の液の交換流動の限界は、蒸発区域内の熱をふくむ問題と両立して、沸騰伝

熱における極大熱負荷および、その統計的数値のばらつきに影響する大きな要素ということができると考えられる。

第3章 強制対流沸騰のバーンアウト

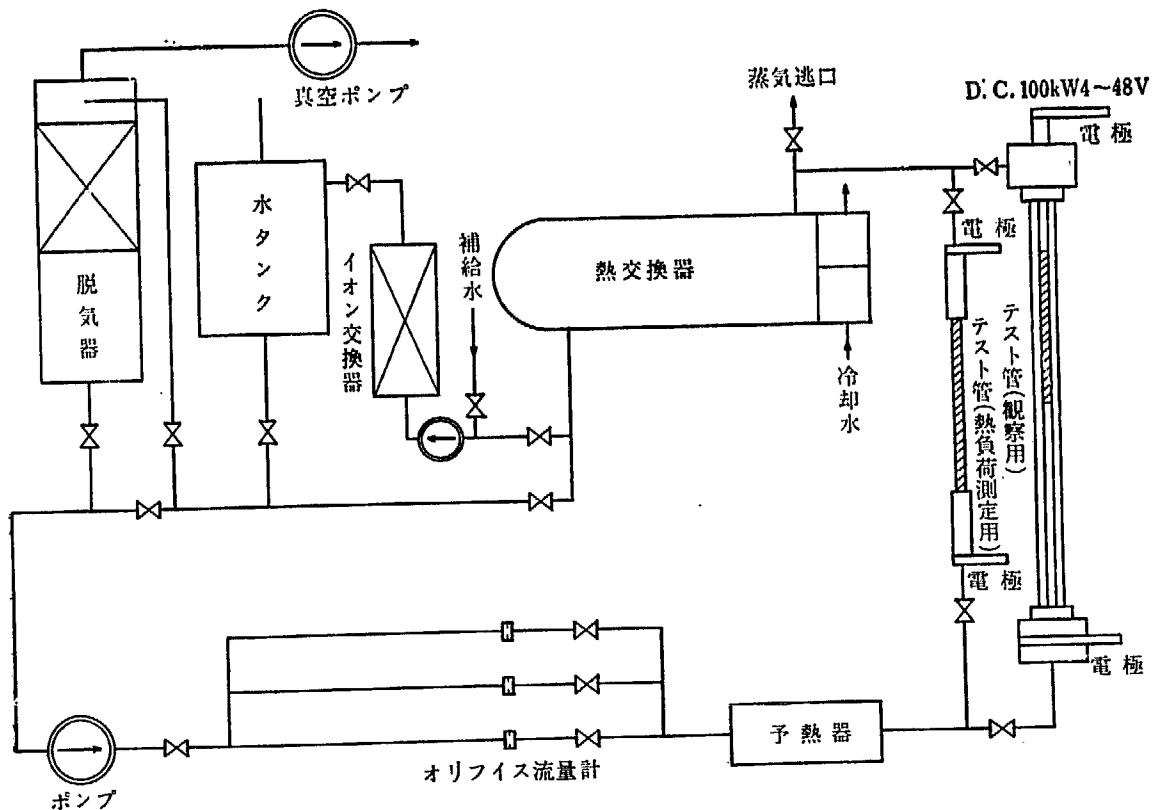
3.1 強制対流中のバーンアウト現象

強制対流中のバーンアウト現象は静止液の場合と異なって伝熱面に平行な流れがあり、この影響を受ける。そこでまず鳥飼、堀ら¹⁾は大気圧付近で水の強制対流下のバーンアウトの実験をおこない、その状況を観察している。この実験装置は第3.1図に示すもので水に接触するところはテスト部以外すべてJIS規格SUS-7材でつくられ、耐圧10 ata、加熱電源は最高24 V、4,000 A D.C.である。第3.2図に示すようにテスト部は、中央部がSUS-7材円管で端部がCuの丸棒となってSUS-7材部を発熱部としたもので、それをガラス管の中に入れ液をその環状部に下より上に流している。また、常圧水の垂直上昇円管内強制対流の場合の極大熱負荷を測定するために別に10φ内径のSUS-7材円管を発熱部として使用している。

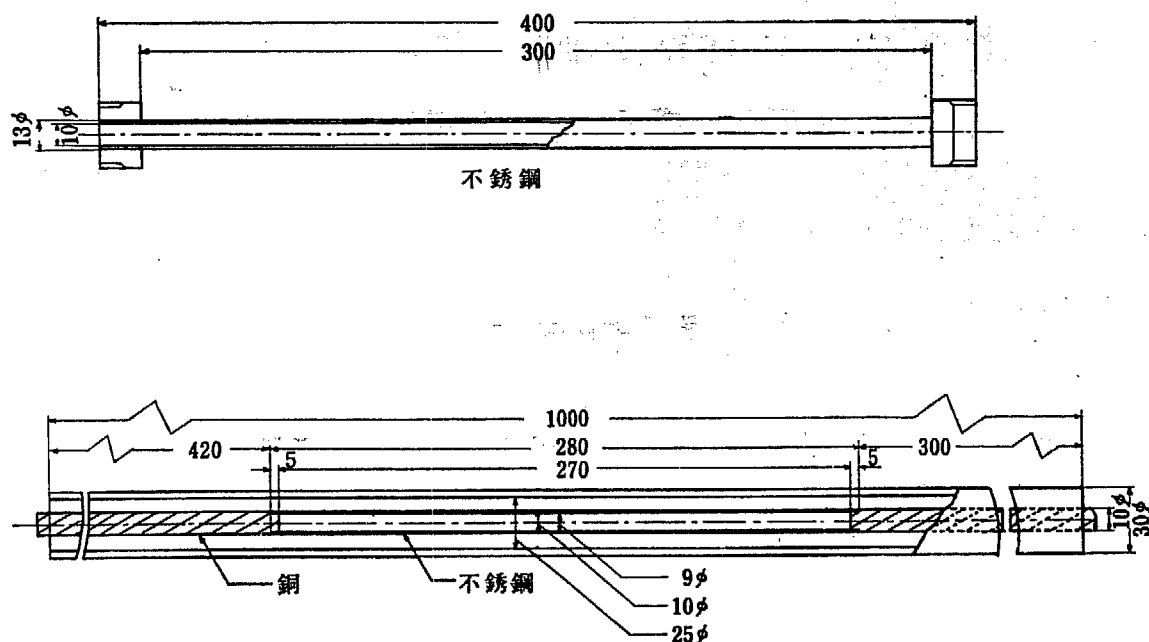
使用した水は $10^6 \Omega\text{-cm}$ 以上の固有電気抵抗をもつ純水に近い水で脱気器により trace 程度までに脱気してある。

この実験の結果次のようなことがわかった。

気泡の発生量すなわち蒸気ポイドは時間的に常に一定ではなく、振動的である。流量の変動はその場合みられなかったから気泡の発生は通常スムーズであるはずであるが、極端な場合全発泡点の気泡発生時がちょうど一致する場合もあり、またそうでなくてもある面の近傍だけが気泡発生開始がだいたい一致する場合もあり、そのような場合と逆にまったくアトランダムの場合もあり、これらが時間的にさまざまに表われるのが観察された。そして伝熱負荷が増大して、この変動が大きくなり表われ大きな気泡がところどころ頻繁に発生しはじめると、バーンアウトが生ずるようであった。発熱量を一定にしておいて、この状態の瞬間々の状態を第3.3図に示す。



第3.1図
強制対流バーンアウト実験装置



第 3.2 図

バーンアウト実験用テスト部

液はこの図の場合には不飽和であったからもちろん伝熱面表面に蒸気が多く付着しているが、それは全面一様でなく、あるところは大きく気泡となり、この点の大きいバーンアウトしはじめ、そのためその伝熱体の電気抵抗のみが増大するので、その断面の発熱量が他の部より大きくなり伝熱体が両断されるのがわかった。

しかしながら、この瞬間々々の蒸気発生量の大きな変動にかかわらず第 3.4 図に示すように極大熱負荷の値は同一実験条件ではそれほど大きなバラツキを示さず、だいたい一定値をとっている。このことは発熱体の熱容量により、ある瞬間は気泡に覆われて熱伝達率が低下することがあっても急には発熱体の温度が上昇せず、そのうちに気泡が離脱するとバーンアウトしなくなるからと考えられる。このことから極大伝熱負荷の平均値を考えることは意味があると思われる。

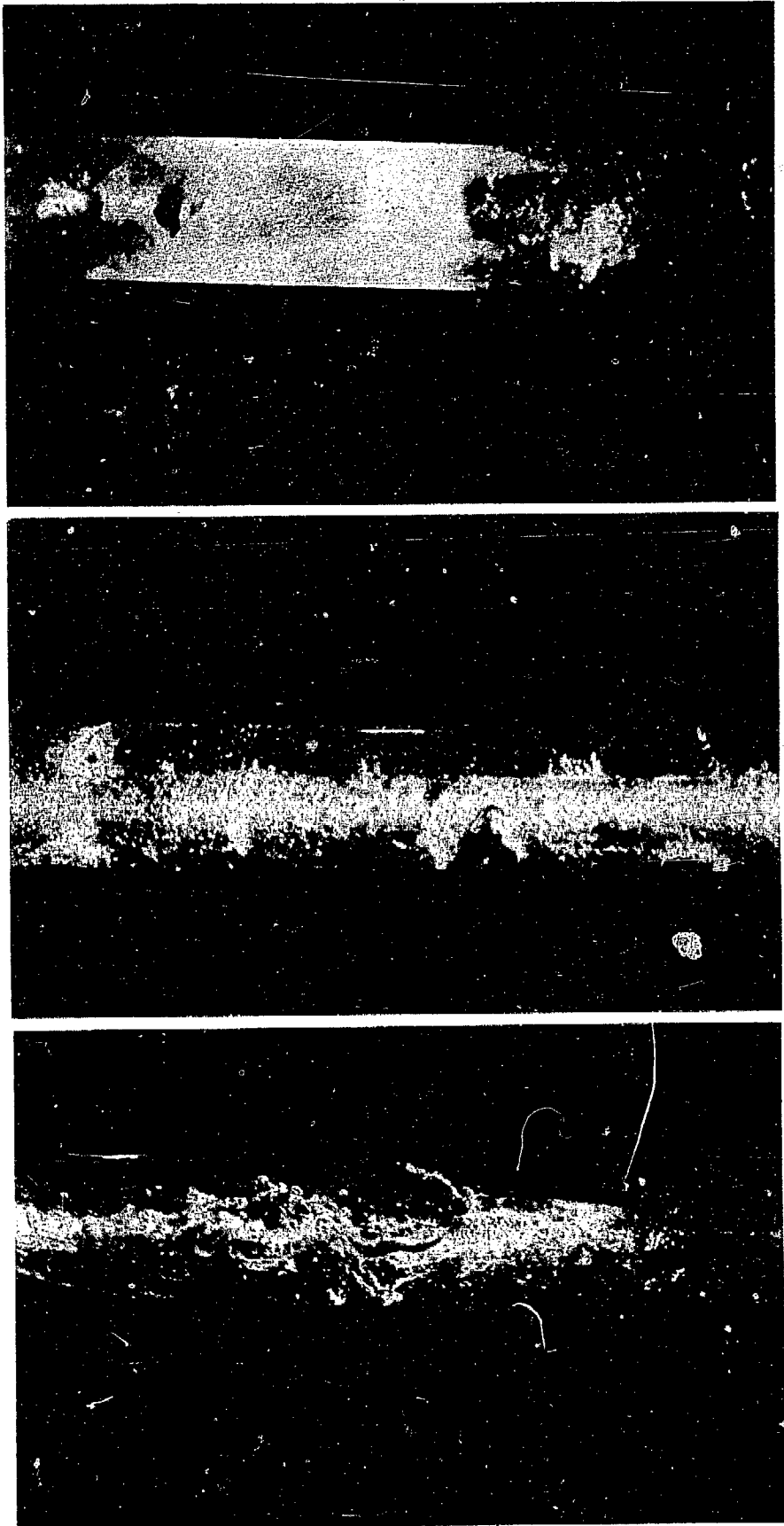
そして沸騰中の流動状態は空気と水の 2 相流動と少し似たところもあって脈動流や環状流に近い状態も生ずることを観察したが、むしろ蒸気と液が複雑に混合しあった流れのようであった。

この実験観察の結果から極大熱負荷と流動状態とはなんらかの関係があることがわかったが、極大熱負荷が生ずる一つの原因として、筆者は静止沸騰の場合と同様、強制対流中の伝熱面上に、蒸発量と等量の液が達しない場合にも熱負荷の極大値が生ずることもある

と考えた。もちろん蒸気は壁表面というよりもその近傍の過熱状態にある液中で発生するから、管壁に垂直方向から液が達するだけでなく、管軸方向からも液は達するのでこれも考慮する必要がある。それゆえ、管内での蒸気の発生する量と場所とが問題となるが、これは液の過熱度とその分布の問題に置き換えられる。すなわち、気泡の成長速度^{49)~45)}は過熱度 ΔT_{sup} の 2 乗に比例するから、蒸気発生場所もだいたい ΔT_{sup}^2 の分布によって決まると考えられる。

そこで ΔT_{sup}^2 の分布は単相管内強制対流熱伝達の場合の管断面の温度分布と同様に乱流拡散と層流底層の問題として取り扱えると考えられる。そしてこの場合の壁面と流体各部の温度差は管内流速分布にだいたい比例していることがわかっているが、壁面近傍で急激な温度変化があり、あとはなだらかな変化である。沸騰の場合はさらに気泡発生による吸熱があり、それが ΔT_{sup}^2 に比例するから、さらに一段と壁面近傍で急激な温度変化があると考えられる。そして単相の強制対流熱伝達の場合に見られるように、高速になるほど温度変化は壁面近傍で急激になるから、蒸気は実際上壁面より発生しているとみなしても差し支えないのではないと思われる。

かような状態であると、沸騰中の強制対流中の液と蒸気の関係は、単相流の管内強制対流熱伝達と同様に乱流拡散の問題として取り扱えようである。



(3) バーンアウト開始

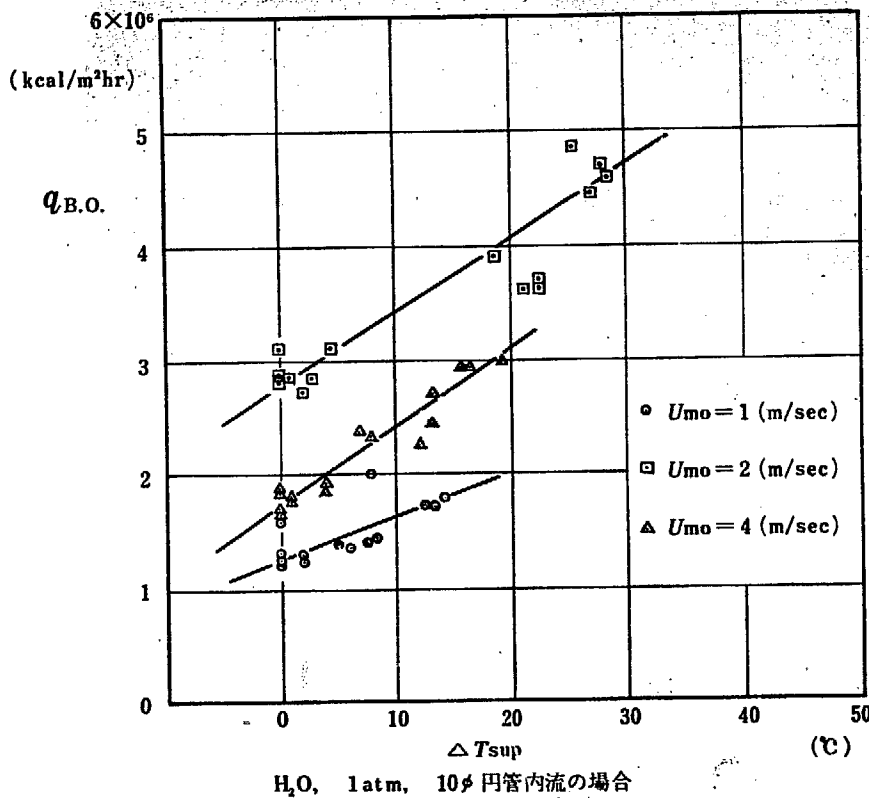
(2) バーンアウト開始前 2/3 秒前

(1) バーンアウト開始前 4/3 秒前

水 1atm, $\Delta T_{\text{subin}} = 30^\circ\text{C}$, $u_{m0} = 1\text{m/sec}$, $q = 1.5 \times 10^6 \text{ kcal/m}^2\text{hr}$

第 3.3 図

バーンアウト寸前の状態写真



第 3.4 図
垂直上昇強制対流下の極大伝熱負荷 (q_{B.O.})

そこで筆者は、静止沸騰中の場合と同様、強制対流中の伝熱面上に蒸発量と等量の液が達しない場合にも熱負荷の極大値を生ずるとして、垂直上昇の強制対流の場合についても半理論的考察を試みた。

3.2 乱流中の物質移動

平板に沿った流水、または管内の流れが乱流である場合には、PRANDTL および TAYLOR によれば、いわゆる乱流拡散として平板または管内面に垂直方向の運動量の移動には相関があり壁面に垂直方向に圧力勾配がない場合、流れに平行な流動抵抗となるせん断力 τ と面に垂直方向の物質移動は (3.2-1) 式および (3.2-2) 式で表わされる。以下後述でことわるまで C.G.S. 単位系で話を進める。

$$\tau = \rho l^2 \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 = \rho l \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right) v' \dots\dots (3.2-1)$$

$$G_v = -\rho_v l^2 \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right) \frac{\partial A_v}{\partial y} = -\rho_v l \left(\frac{\partial A_v}{\partial y} \right) v' \dots\dots (3.2-2)$$

したがって

$$\frac{G_v}{\rho_v \Delta A_v} = \frac{\tau}{\rho \cdot u_m} \dots\dots (3.2-3)$$

また、 τ は円管内流の場合には流れ方向の流体摩擦による圧力降下 Δp_f と (3.2-4) 式の関係がある。

$$\tau = \Delta p_f \frac{d}{4} \dots\dots (3.2-4)$$

また、 Δp_f と平均流速の関係は (3.2-5) 式で示される。

$$\Delta p_f = \lambda \frac{1}{d} \frac{u_m^2}{2} \rho_v \dots\dots (3.2-5)$$

(3.2-3) 式、(3.2-4) 式および (3.2-5) 式より G_v は

$$G_v = u_m \rho_v \frac{\lambda}{8} \Delta A_v \dots\dots (3.2-6)$$

(3.2-1) 式~(3.2-6) 式は v なる物質が液中に存在して全体積の変化がない場合であるが、壁面近傍より液が蒸気に変化する場合には体積膨張があり、また泡が壁面に付着することなどにより乱流の乱れをいっそう大きくするし、またこのほかに 2 相がある場合には、それらの間に表面張力すなわち各相ごとに凝集力が働らき、また固体表面が介在する場合は、強いほうの流体が壁面付着をしようとする流体との間の付着力を考えなければならない。この影響は、乱流拡散でみられる流体の慣性力によるものと異なり、拡散するというよりも分散から凝集する方向に向うので相間の分離

が促進されることになる。いま場所的に両流体の混合割合が異なって固体が介在している場合は、前述の乱流拡散と沸騰による乱れ増加に加うるに、後述の凝集による物質拡散への影響が合わさって壁面への液の移行と、壁面からの蒸気の離散がおこなわれている一種の乱流拡散と考えられる。それゆえ、(3.2-1)式～(3.2-6)式はそのままでは適用できないが、(3.2-1)式と(3.2-2)式を変形拡張して考えてみる。いま、下記の仮定をする。

- 1) 流れは単相流の乱流とは異なるが、一種の乱流で垂直上昇し、流動流体中の物質は一種の乱流拡散をするとする。
- 2) 流体は飽和温度である(ただし、不飽和の章の後は流体は不飽和温度として考える)。
- 3) 固体壁表面は垂直であって、壁表面よりのみ蒸気は発生するとする。

いま液と蒸気の部分をおのおのについて、一種の乱流拡散としてせん断力 τ を考えると、(3.2-1)式と(3.2-2)式より

$$\left. \begin{aligned} \tau_e &= \rho_e l_e \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right) v_e' \\ \tau_v &= \rho_v l_v \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right) v_v' \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3.2-7)$$

この v_e' と v_v' は、沸騰の影響や2相間の表面張力などによる相互干渉などが考慮された値で、また l_e と l_v も同じ考慮が払われた PRANDTL のいう混合距離と考える。

また質量移動についても、蒸気と液のおのおのについて考慮すると、

$$\left. \begin{aligned} G_e &= \rho_e l_e \left(\frac{\partial A_e}{\partial y} \right) v_e' \\ G_v &= -\rho_v l_v \left(\frac{\partial A_v}{\partial y} \right) v_v' \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3.2-8)$$

ただし、 $A_e + A_v = 1$
全流体について実際の τ は、両流体に作用する剪断力の和であるから

$$\tau = \tau_e A_e + \tau_v A_v \dots\dots\dots (3.2-9)$$

沸騰の場合は同重量の液と蒸気の交換移動であるから

$$-G_e = G_v = G_0 \dots\dots\dots (3.2-10)$$

(3.2-8)式より

$$\partial A_e / \partial y = -\partial A_v / \partial y \dots\dots\dots (3.2-11)$$

したがって(3.2-10)式より

$$\rho_e l_e v_e' = \rho_v l_v v_v' = \rho_0 l_0 v_0' \dots\dots\dots (3.2-12)$$

(3.2-12)式を(3.2-7)式に代入すると

$$\tau_e = \tau_v = \tau_0 \dots\dots\dots (3.2-13)$$

したがって、剪断力 τ は蒸気の部分も同一 y 上では同じと考えてよい。(3.2-9)式より τ は

$$\tau_0 = \tau \dots\dots\dots (3.2-14)$$

この場合の τ の式の形としては(3.2-1)式の型で表わされ、

$$\tau = \rho_0 l_0 \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right) v_0' = \rho l \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right) v' \dots\dots\dots (3.2-15)$$

(3.2-15)式が(3.2-14)式によって成立するから

$$\rho_0 = \rho \dots\dots\dots (3.2-16)$$

とすると、 G_0 は

$$G_0 = -G_e = G_v = -\rho l \left(\frac{\partial A_v}{\partial y} \right) v' \dots\dots\dots (3.2-17)$$

ゆえに(3.2-3)式から(3.2-6)式と同様に円管内流では

$$G_0 = u_m \rho \frac{\lambda}{8} \Delta A_v \dots\dots\dots (3.2-18)$$

G_0 は熱量に換算すると

$$G_0 \gamma = q \dots\dots\dots (3.2-19)$$

(3.2-18)式と(3.2-19)式は飽和沸騰伝熱と流動抵抗との関係を示す式である。そして q が u_m, ρ および λ が一定のとき最大になるのは、 $\Delta A_v = 1 - A_v$ のときである。すなわち最高熱負荷 $q_{B.0.}$ は円管内流では

$$q_{B.0.} = u_m \rho \frac{\lambda}{8} (1 - A_v) \gamma \dots\dots\dots (3.2-20)$$

しかし(3.2-20)式で u_m, ρ, λ および $(1 - A_v)$ は相互に関係しあうから、直ちに $q_{B.0.}$ は u_m に比例するとはいえない。また重力や遠心力などが影響する場合は、 l や v' が変化し、それで λ が変わると考えられる。

円管内流以外では、管の同一断面での伝熱面上の剪断力 τ が各面により異なっているから、 G_0 の値も各面により異なり、 τ の最小値の面が G_0 も最小値となる。極大熱負荷はこの最小の G_0 の値によって抑えられるから、平均の $\tau (= \Delta p_f d / 4)$ に対する最小の τ の割合を k_τ とすると、 $q_{B.0.}$ は k_τ 倍に小さくなる。したがって(3.2-20)式の λ の代わりに $k_\tau \lambda$ を使用すれば一般の管内流の場合の $q_{B.0.}$ を表わすことができる。

また、この場合の λ の値はもちろん円管内流のそれとは異なりそれぞれの場合に応じた λ の値をとるものと考えられる。

3.3 沸騰中の流動抵抗

(3.2-20)式でまず問題になるのは沸騰中の流体摩

摩擦係数 λ である。この値を調べるため鳥飼、堀ら³⁶⁾ は次のような考察と実験をおこなっている。

管内流の代表として直円管内で飽和液が沸騰している場合の流動抵抗を考える。この場合の流動抵抗による全圧力降下は (3.3-1) 式³⁹⁾ で表わされる。

$$\Delta P_{tot} = \frac{g_0^2}{g_c A_0^2} \left(\frac{1}{\rho_2} - \frac{1}{\rho_1} \right) + \frac{g_0^2}{2g_c d A_0^2} \lambda_b \frac{L_2-1}{\rho} - \bar{V}_{2-1}(\rho_e - \rho_v) \dots\dots\dots(3.3-1)$$

この式は蒸気と液体が均一混合して流れているとして取り扱ったものであって、MARTINELLI ら^{40), 41)} のように気相が中心部にあり、液相が外周部にあつて二つに完全に相が分離して管内を流れている場合として取り扱っていない。第1項は沸騰によって発生した気泡および液体の密度の変化による流体の加速のために要する圧力差であり、第3項は管の任意の断面を意味する2点と1点の間の浮力により流動が促進されるために、流動抵抗の圧力差の減少を示し、第2項は流体摩擦抵抗による圧力降下を示す。

すなわち、第1項と第3項は液が飽和温度に達しているとき、管内の各断面での比重 ρ がわかっているならば計算できるものである。

ここで ρ は (3.3-2) 式により求められる。

$$\rho = \rho_e(1 - V_0) + \rho_v V_0 = \frac{\rho_v \rho_e \{x + (1-x)S\}}{S(1-x)\rho_v + x\rho_e} \dots\dots\dots(3.3-2)$$

ただし $x = \frac{4qL}{u_{m0}\rho_e\gamma d}$

S は LOTTES ら⁴²⁾ の結果を用いることができ、したがって沸騰しつつある管内の流動抵抗について計算困難なものは第2項の摩擦に起因する流動抵抗であり、これは下記の因子により影響される。

- 1) 気泡発生成長に伴う攪乱
- 2) 気泡が管壁より離脱する場合に生ずる攪乱
- 3) 気泡を含めての管壁の粗さによる流動流体の攪乱
- 4) 液蒸気両流体の流動に対しての相互干渉
- 5) 流体が管内を流動することにより生ずる乱流状態

第1項で気泡が成長しつつあるときは、気泡外部流体はそのための容積が排除され、機械的エネルギーが気泡側より与えられ、その間外部流体は攪乱されると考えられる。そして成長が終わるとこの機械的エネルギーは直ちに熱エネルギーに変化するものと考えられる。

この攪乱の機械的エネルギーは乱流の変動速度を増

加し、このため沸騰をしていない場合の流動よりそれだけ流動抵抗が増加するものと考えられる。

気泡の成長により、外部の流体を動かすための慣性力は LAMB¹⁹⁾ によると、気泡が球の場合には

$$F = \Delta P_0 \cdot 4\pi r^2 = 4\pi r^2 \frac{\rho}{g_c} \left(r \frac{d^2 r}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dr}{dt} \right)^2 \right) \dots\dots(3.3-3)$$

ただし気泡成長速度は多くの研究⁴³⁾⁻⁴⁵⁾ によりわかっているが、ここでは FORSTER⁴³⁾ のものを用いると、

$$\frac{dr}{dt} = \frac{k_0}{r} = \frac{1}{r} \left(\frac{\rho C_p}{\rho_v \sigma} \right)^2 \left(\frac{\pi}{2} \frac{\lambda_{e0}}{C_p \rho_e} \right) \Delta T_{sup}^2 \dots\dots(3.3-4)$$

単位時間内に流動単位体積あたりに与えられる平均の機械的攪乱のエネルギー W_0 は、蒸気発生熱収支の (3.3-5) 式および (3.3-3) 式より

$$q = \frac{4}{3} \pi \rho_v \gamma f n_b \bar{v}_0^3 \dots\dots\dots(3.3-5)$$

$$W_0 = \frac{\pi d f n_b}{A_0} \int_0^{\bar{r}_0} F dr = \frac{6}{g_c d} \left(\frac{k_0}{r_0} \right)^2 \left(\frac{q}{\gamma} \right) \left(\frac{\rho_e}{\rho_v} \right) \dots\dots\dots(3.3-6)$$

気泡発生中の瞬間のこの乱れの機械的エネルギーの平均値 W_0' は、一つの気泡の成長中に流体を与えた機械的エネルギーの時間的平均値をとり、その時間は一つの発泡が始まってからつぎの発泡が始まるまでとすると、(3.3-6) 式より

$$W_0' = \frac{\pi d n_b f}{A_0} \int_0^{i_0} \int_0^{\bar{r}_0} F dr dt = \frac{2}{3} W_0 i_0 \dots\dots\dots(3.3-7)$$

次に第2項の気泡が流れに抗して管壁に付着していたのが、離脱することにより周囲流体が一種の減速状態になることにより、乱れの機械的エネルギーが発生するが、これは前項と同様にして流動抵抗を増加させると考えられる。このときの単位時間中に単位体積の流体に与える乱れの機械的エネルギー W_d は、気泡が球であるとする

$$W_d = \left(\frac{4}{3} \pi r d^3 \rho \right) \frac{w_d^2}{2g_c} f n_b \frac{1}{A_0} = \frac{w_d^2}{g_c} \left(\frac{r d}{r_0} \right)^3 \left(\frac{\rho}{\rho_v} \right) \left(\frac{q}{\gamma} \right) \frac{2}{d} \dots\dots(3.3-8)$$

気泡の管壁離脱中の瞬間のこの乱れの機械的エネルギーの平均値 W_d' は、一つの気泡が離脱しはじめて

より、つぎの気泡が離脱し始めるまでの時間的平均値をとると (3.3-8) 式より

$$W_d' = \frac{1}{2} \frac{W_d}{f} \dots\dots\dots(3.3-9)$$

第3項の気泡付着(壁に)による粗さは、管壁自体と同様、流動抵抗に影響を与える乱れを流体内に発生させるが、気泡は成長しつつあって、このときの乱れは離脱時の場合と合わせ、すでに第1項と第2項で計算に入れられたはずである。

また、伝熱負荷が増加するに従って、気泡発生点ならびに発生回数が増加し、ために管壁の近傍は漸次層流底層が減じ、乱流部分が増加していくと考えられる。したがって沸騰しつつある管の近傍は、伝熱負荷が上昇するに従い、一般に管の粗い場合の流体摩擦抵抗に近くなってくると考えられ、レイノルズ数にも関係しなくなってくると考えられる。

第4項と第5項は沸騰の乱れの影響がない蒸気と液の2相混合流の流動抵抗を示しているわけである。単相乱流の場合に、運動量移動理論によって流動摩擦抵抗が計算できることを PRANDTL は示したが、この2相混合流の場合にも乱流ならばこの理論が適用できると考えられるので、せん断力 τ は

$$\tau = -\rho u'v' \dots\dots\dots(3.3-10)$$

いま、変動速度を乱れの速度と考え、それに基づく運動のエネルギーを流体の乱れの機械的エネルギーと考えると、この乱れの機械的エネルギーによって、流動摩擦抵抗を表わすことができる。単位体積中に存在するこの乱れの機械的エネルギー W_0' は

$$W_0' = \frac{u'^2}{2g} \rho + \frac{v'^2}{2g} \rho + \frac{w'^2}{2g} \rho \dots\dots\dots(3.3-11)$$

PRANDTL の上記の考察において、 $u' v'$ および w' は等しい絶対値をもち、かつ u' は

$$u' = ky \frac{du}{dy} = ky \left(\frac{1}{ky} \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}} \right) = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}} \dots\dots\dots(3.3-12)$$

が成立するとしているが、ここでもこれらが成立するとすれば、下記の (3.3-13) 式と合わせて、

$$\tau_0 = \frac{d}{4} \frac{dP_0'}{dL} \dots\dots\dots(3.3-13)$$

$(\bar{u}')^2$ は、

$$(\bar{u}')^2 = \frac{d}{4\rho} \frac{dP_0'}{dL} \dots\dots\dots(3.3-14)$$

したがって、 W_0' は、

$$W_0' = \frac{3}{8} d \frac{dP_0'}{dL} \dots\dots\dots(3.3-15)$$

したがって、沸騰を伴う流動流体の乱れ機械的エネルギーは、上記 W_0' に、沸騰に起因する W_g' と W_d' がなんらかの形で加わったと考えられる。

この W_g' と W_d' の加わり方は、そのまま W_0' に加えてよいといえない。それは気泡発生に伴う乱れは、管内一様に影響を及ぼすものであるかどうか不明だからである。ここではまずどの程度の影響が加わるものかを試めすために、仮りにまず一様に影響するものとして考察を進める。よって、 W は、

$$W = W_0' + W_g' + W_d' = \frac{3}{8} d \frac{dP_0'}{dL} + \frac{2}{3} W_{gt_0} + \frac{1}{2} \frac{1}{f} W_d \dots\dots(3.3-16)$$

考察を単純化するため、沸騰による乱れの増加を考えないときの圧力損失 dP_0'/dL は、NIKURADSE の粗い円管内の流体摩擦係数⁽⁶⁾を使い、2相混合流自体の影響はないとすると、

$$\frac{dP_0'}{dL} = \frac{1}{\left\{ 1.74 - 2 \log \left(\frac{2\epsilon_0}{d} \right) \right\}^2} \frac{\rho}{d} \frac{u_m^3}{2g} \dots\dots(3.3-17)$$

ただし ϵ_0 は粗さの最高を示す。

また気泡が管壁より離脱する近傍の流速 w_d は、円管内流の粗い管壁近傍の流速に相当すると考えられる。この点の流速は PRANDTL NIKURADSE の対数法則で示される速度分布の式より

$$w_d \geq 11.6 \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}} = 5.8 u_m \sqrt{\frac{\lambda}{2g\epsilon}} \dots\dots(3.3-18)$$

気泡の半径 r_0 (成長終了時とみなせるもの) については、その研究は見当たらないが、各種の沸騰熱伝達の実験中の写真より観察できたものと、鳥飼、堀ら⁽⁷⁾がおこなった強制対流中のバーンアウトの現象の研究に際して観測したものと合わせて採用した。この研究のテスト部は、今回と同じ材質と仕上げのものであった。

この r_0 の値は気泡発生点数 n_b と発生回数 f を求め、これを下記の式により平均 \bar{r}_0 として求めた。

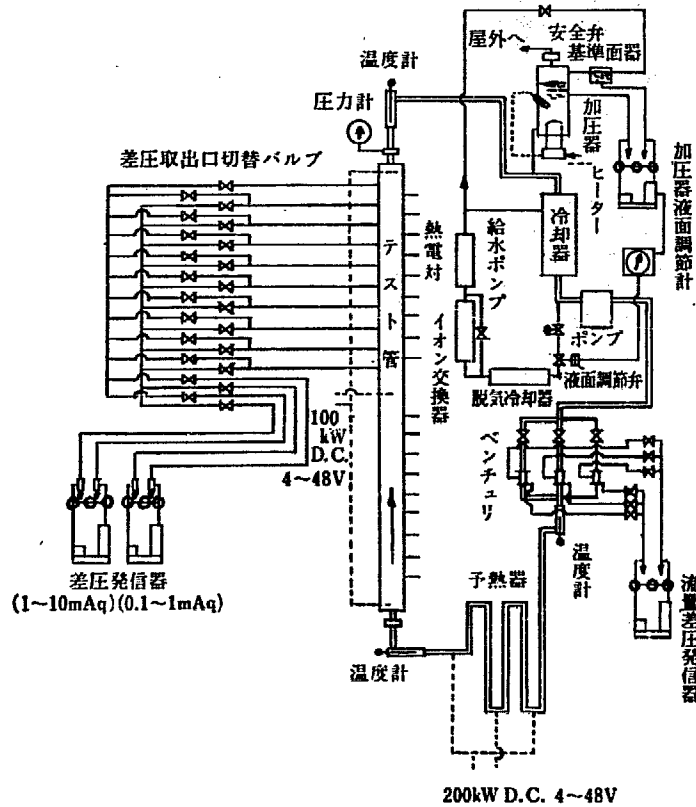
$$\bar{r}_0 = \left\{ \frac{q}{(4/3)\pi\rho v_f n_b} \right\}^{1/3} \dots\dots\dots(3.3-19)$$

気泡の発生点は写真により判別できるが、発生回数はだいたい気泡は周期がきまっているので、ストロボ光照射により気泡の発生点および離脱時半径とともに測定した。この結果は相当ばらついたが、1 atm, 100°C の水、 $\bar{u}_m = 2 \sim 5$ (m/sec), $q = 1 \sim 5 \times 10^5$ (kcal/m²hr) では、

$$r_0 = 2.5 \pm 2 \text{ (mm)}$$

$$(r_d/r_0) = 0.3 \pm 0.2$$

いずれも流速に関係づけられるほど高精度の値では



第 3.5 図

沸騰中流動抵抗実験装置概要図

なかった。また圧が高くなったとき、すなわち、飽和温度が高くなった場合はより小さくなると想像されるが、ここでは上記の程度に入るものとして取り扱った。

以上のことから、沸騰を伴う場合の流動抵抗は計算できると考えられる。沸騰のない場合と比較すると

$$\left(\frac{dP_b}{dL}\right) / \left(\frac{dP'_0}{dL}\right) = W/W'_0 = \lambda_b/\lambda \dots (3.3-20)$$

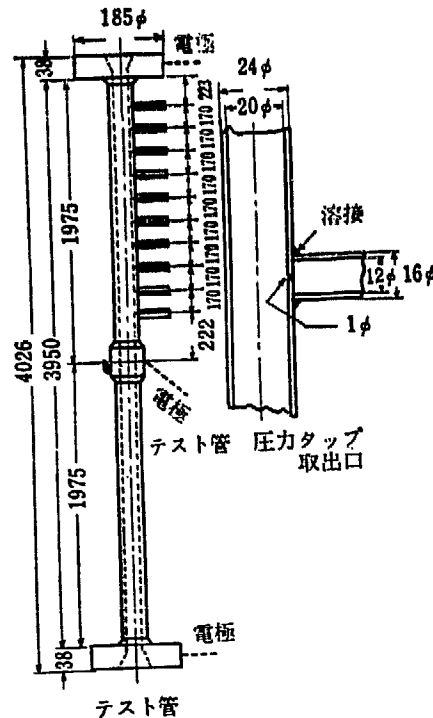
液のみの流動の場合と比較すると (同一重量単位流量で)

$$\left(\frac{dP_b}{dL}\right) / \left(\frac{dP_0}{dL}\right) = \frac{\lambda_b}{\lambda_0} \frac{\rho_0}{\rho} \dots (3.3-21)$$

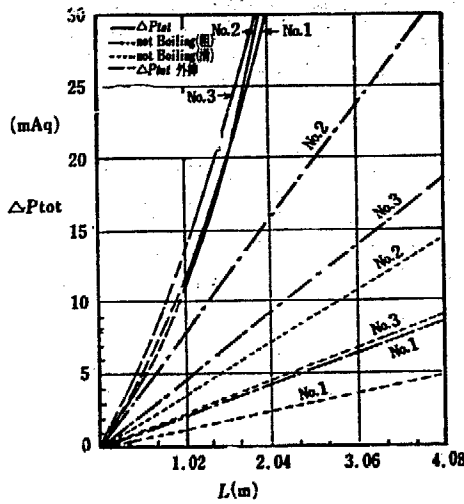
この結果を実験と比較するために、第 3.5 図に示すように、耐圧 225 kg/cm²、耐熱 340°C の SUS-7 材を使用して循環系をつくり、10⁶Ω-cm 以上の固有電気抵抗をもつ非常に不純物の少ない水を内径 20φ の直円管内に、最高 13 m/sec の流速で通し、そこで直接円管自体に直流電気を通して抵抗加熱により水を沸騰させて実験した。水は不純物が少ないので電流は水にほとんど流れず無視しうる。

テスト部は長さ約 4 m で、JIS 規格 SUS-7 材であり、内面の粗さは最大高さは 20 μ で、ε₀/d ≃ 10⁻³

である。したがって、λ₀ ≃ 0.02 として取り扱った。そしてテスト管を垂直に立て、下より上に向かって流し、

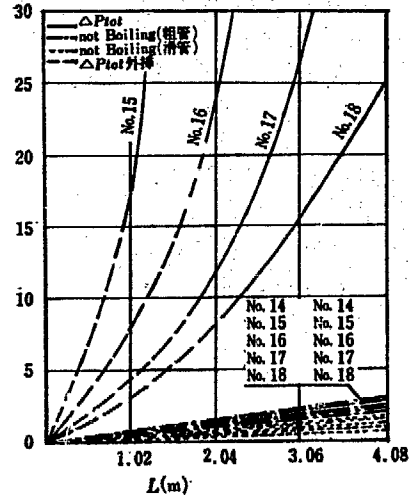


第 3.6 図 差圧テスト管



(a) 低 圧

圧力 (ata)	u_{m0} (m/sec)	q (kcal/m ² hr)	
No.1	4.2	6.72	2.36×10^5
No.2	7.6	13.0	1.07×10^5
No.3	5.75	9.9	2.28×10^6



(b) 高 圧

No.14 : 10	No.15 : 30
No.16 : 60	No.17 : 100
No.18 : 150	$u_{m0} = 4$ (m/sec)
$q = 4 \times 10^5$ (kcal/m ² hr)	

第 3.7 図

沸騰中管内圧力降下 (Δp_{tot}) と沸騰のない管内圧力降下測定値の例

下半分を助走区間とした。圧力は水銀 U 字管で電気的方法により差圧指示させた。(第 3.6 図参照)

実験はテスト管の流速, 熱負荷, 入口温度および出口圧力を変化させ, それに対してのテスト管内圧力降下を測定した。

これらの測定値は熱負荷が 0 の場合の圧力降下 ΔP_0 と比較するために, 気泡発生による流体の加速と浮力を (3.3-1) 式より算出して, 実測差圧 ΔP_{tot} より差し引いて摩擦抵抗による圧力降下 ΔP_f を計算する。そして, ($\Delta P_f / \Delta P_0$) をとり, これに対して (3.3-21) 式で計算された沸騰中の流体の乱れのエネルギーに関係した量 ($W\rho_0$) / ($W_0'\rho$) と比較した。

この際 (3.3-16) 式および (3.3-21) 式を算出するにあたって, 水が飽和点に達した点が問題となるがこれはテスト管が均一発熱すれば, 容易に入口温度と流量から求めることができる。

$$L = \frac{d}{4} (T_{sat} - T_{in}) \frac{C_p u_{m0} \rho_0}{q} \dots (3.3-22)$$

また比重 ρ は LOTTES⁽⁴³⁾ の結果を用いて (3.3-2) 式より計算した。内壁温度を測定するには, テスト管外壁温度を実測し, 管材質内部で均一な発熱がある場合の熱伝導による温度降下の計算を加えて求めた。

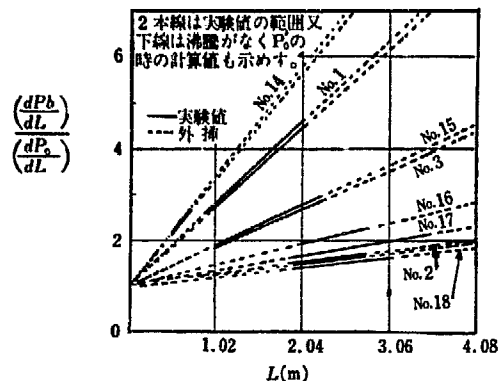
$$T_w = T_{w0} - \frac{q}{2\pi k_r} \left(\frac{d_0^2}{4} \ln \frac{d_0}{d} - \frac{d_0^2 - d^2}{8} \right) \dots (3.3-23)$$

テスト管長に対しての圧力降下および温度状況を各

圧, 熱負荷および流速についてとった測定結果の 1 例を第 3.7 図に示す。

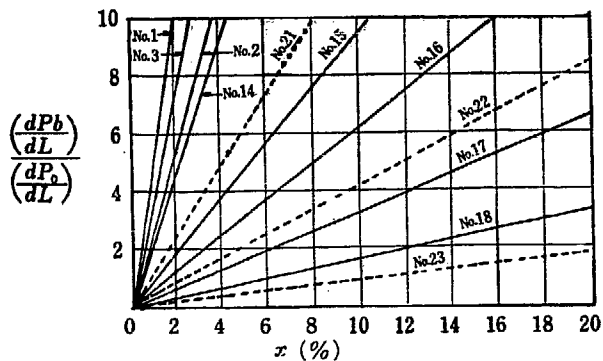
この圧力降下測定値より, 加速および浮力による圧力降下を除いた摩擦抵抗による圧力降下 (dP_f/dL) と沸騰のない場合は, 同一条件の水のみの流動による摩擦抵抗 (dP_0/dL) の比をとったものと, (3.3-21) 式より計算した値との関係を第 3.8 図に示す。また蒸気重量割合の変化 (進行方向に従って漸次増加の場合のもの) と蒸気ボイドの変化の場合のものを, 第 3.9 図および第 3.10 図に示す。

これらの図をみると, 計算による値は仮定および低精度の τ_0 および r_d の実験結果を使用しているにもかかわらず, 実験値をだいたいカバーしている。このこ



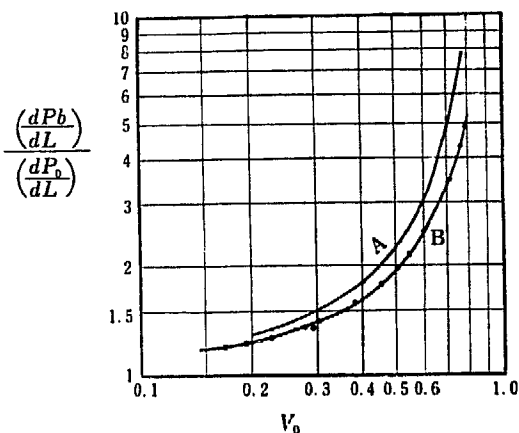
第 3.8 図

沸騰のある場合とない場合(粗管)の摩擦抵抗の比(長さLに対して)



第 3.9 図

沸騰のある場合とない場合の摩擦抵抗の比 (蒸気発生率 x に対して)

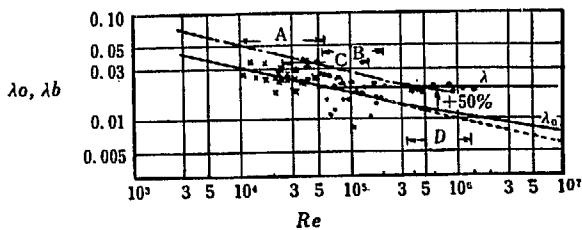


第 3.10 図

A: LOTTES
B: 鳥飼, 堀

沸騰のある場合とない場合の摩擦抵抗の比 (蒸気ボイド V_0 に対して)

とから、沸騰を伴う流動抵抗は、その気泡の成長および管壁離脱による乱れが加わった流れの乱れの全機械的エネルギーに比例するものであることが推察された。



A(x): DAVIDSON λ : 粗管
B(\bullet): MCADAMS λ_0 : 滑管
C(d): ROBBINS
D(\circ): 鳥飼, 堀

第 3.11 図

沸騰のある場合とない場合の流体摩擦係数 (レイノルズ数 Re に対して)

しかしながら、これらの図からわかるように、この気泡成長などにより乱れの機械的エネルギーが増加する割合は、気泡の発生のため流動流体の密度 ρ が変化することによる流動抵抗の増加に較べてみて大きくなく、とくに高速で流速の速い場合は第 3.8 図にみるように、摩擦抵抗係数は沸騰のない場合のそれとほとんど同じとなっている。したがって気泡の発生による乱れの影響は高压高流速の場合には無視して差し支えないと思われる。すなわちこの場合は

$$\lambda_b \approx \lambda \dots \dots \dots (3.3-24)$$

としてよい。

また、第 3.11 図に示すように、ROBBINS⁴⁷⁾、DAVIDSON⁴⁸⁾ および MCADAMS⁴⁹⁾ によっても同様のことが示されている。

3.4 飽和の場合の極大伝熱負荷

(3.3-20) 式で $u_m \rho$ は沸騰中の平均流速と密度の積であるが、沸騰をはじめる直前の平均流速すなわち加熱管の入口の平均流速を u_{m0} とすると、連続の法則より、同一断面をもつ直管であると (3.2-20) 式より

$$u_m \rho = u_{m0} \rho_0, \quad q_{B,0} = u_{m0} \rho_0 \frac{\lambda}{\delta} (1 - A_v) \gamma \dots \dots \dots (3.4-1)$$

また、 $\Delta A_v (= A_{vw} - A_v)$ は伝熱面の長さとともに変化し伝熱面として管の内表面が全面そうである場合には、ボイド A_v を蒸気発生重量割合 x で表わすと、次式で示される。

$$\Delta A_v = A_{vw} - \frac{1}{\left(\frac{1}{x} - 1\right) S \frac{\rho_v}{\rho_0} + 1} \dots \dots \dots (3.4-2)$$

$$x = \frac{q_l}{u_{m0} \rho_0 \gamma d} + \frac{di_{th}}{\gamma} + \varepsilon \dots \dots \dots (3.4-3)$$

x は管壁から流体が受ける熱と、流れの方向の圧力降下 Δp による (受熱を除く) 単位質量の液体のエンタルピーの減少 di に支配される。

また、理論上は流体がもっている飽和液より多い部分のエンタルピーが蒸気となっていると考えられるが、実際は液体が過飽和であって過熱されていて、その分だけ蒸気が少ない場合もあるし、逆に液体は不飽和であるが、表面沸騰が起っていると液体の一部は蒸気になっている場合もある。したがって、理論上示される蒸気発生重量割合 x_{th} になにがしか余分に ε を加えたものが、実際の蒸気発生割合 x と考えられ

る。

ポイド A_v については、 q および u_{m0} との関連で EGEN⁵⁰⁾ と不飽和の場合の POLETAVKIN⁵¹⁾ らの研究より求めることができる。ただし熱負荷が高くて、飽和沸騰の場合についてはまだ明らかでない。また、 A_v には蒸気流速と液流速の比 S も関連する。

(3.2-18) 式、(3.2-19) 式、(3.4-2) 式および (3.4-3) 式より ΔA_v は、

$$\Delta A_v = A_{vw} - \frac{1}{\left(\frac{1}{\Delta A_v} \frac{\lambda l}{2d} + \frac{di_{th}}{\gamma} + \varepsilon\right) S \frac{\rho_v}{\rho_e} + 1} \dots\dots\dots(3.4-4)$$

ΔA_v は A_{vw} の値が大となるほど大となる。すなわち q は A_{vw} の大となるほど大きな値となり、 $A_{vw}=1$ のとき、 q は最高値を得る。加熱管の入口を基準にとる場合 ΔA_v は (3.4-4) 式より

$$\Delta A_v = \frac{\frac{di}{\gamma} \left(1 - \frac{\rho_e}{S\rho_v}\right) - \frac{\lambda l}{2d} - 1 + \sqrt{\left\{\frac{\lambda l}{2d} + 1\right\}}}{\frac{\lambda l}{d} \left(\frac{\rho_e}{S\rho_v} - 1\right)} + \frac{\left\{\frac{di}{\gamma} \left(\frac{\rho_e}{S\rho_v} - 1\right)\right\}^2 - \frac{2\lambda l}{d} \left(\frac{\rho_e}{S\rho_v} - 1\right) \left(\frac{\lambda l}{\gamma} - 1\right)}{\dots\dots\dots(3.4-5)}$$

ただし、 $\frac{di}{\gamma} = \frac{di_{th}}{\gamma} + \varepsilon$

したがって、(3.2-18) 式、(3.2-19) 式および (3.4-5) 式より 3.2 節で述べた假定が成立する場合に、加熱管の入口を基準にとると管内流において熱が均一に発生している場合、蒸気を含まぬ飽和液に加熱しはじめてより、長さ l の位置においての最高熱負荷 $q_{B.O.}$ は

$$q_{B.O.} = u_{m0} \rho_e \gamma \frac{\frac{di}{\gamma} \left(1 - \frac{\rho_e}{S\rho_v}\right) - \frac{\lambda l}{2d} - 1 + \sqrt{\left\{\frac{\lambda l}{2d} + 1\right\}}}{\frac{8l}{d} \left(\frac{\rho_e}{S\rho_v} - 1\right)} + \frac{\left\{\frac{di}{\gamma} \left(\frac{\rho_e}{S\rho_v} - 1\right)\right\}^2 - \frac{2\lambda l}{d} \left(\frac{\rho_e}{S\rho_v} - 1\right) \left(\frac{di}{\gamma} - 1\right)}{\dots\dots\dots(3.4-6)}$$

(3.4-6) 式において、 di 、 S 、および λ は流動状態に関係し、また、 q にも関係する。

沸騰中の管内流の流体摩擦係数 λ については、(3.3-16) 式および (3.3-20) 式より、次式により与えられる。

$$\lambda \doteq \lambda_0 + \frac{16}{3} \frac{1}{u_{m0}^2 \rho_v d} \left(\frac{q}{\gamma}\right) \left\{4 \frac{k_g}{f} \left(\frac{k_0}{r_0}\right)^2\right.$$

$$\left. + \frac{w_d^2}{f} k_d \left(\frac{r_d}{r_0}\right)^3\right\} \dots\dots\dots(3.4-7)$$

ただし、 $k_0 = \left(\frac{\rho_c p}{\rho_v \gamma}\right)^2 \left(\frac{\pi}{2} \frac{\lambda_{e0}}{c_p \rho_e}\right) \Delta T_{sup}^2$ 、 $k_d k_a$ は凝集力などの影響を含む。よって、 u_m が小さいほど λ に大きく影響する。

前項で示したように流動抵抗自体の大きさを問題にする場合は全流動抵抗についての摩擦抵抗の割合は小さく、とくに高速、高圧で $q_{B.O.}$ の 1/10 くらいでは、全流動抵抗の大きさという点についてみれば、 $\lambda_b \doteq \lambda_0$ としてよかった。

しかし、ここではまさつ係数そのものが直接 $q_{B.O.}$ に関係するから、(3.4-7) 式の各数値にみられるように、気泡発生状態など、まさつ係数に関する詳細な点については、なお、今後の多くの研究を要すると思われる。

S については LOTTES⁴²⁾ による研究があるが水が円管内を垂直上昇する場合、高圧であって u_{m0} が 3 m/sec くらい越すようになると、 $S \doteq 1$ となって一定値をもつようになる。しかし熱負荷が大になるにしたがい S が大きくなる傾向がみられるが、バーンアウトする程度に近い熱負荷で飽和の場合についてはまだ研究がない。また di はほとんど Δp に比例するので容易に算出しうる。したがって高圧で流速の早い場合には

$$di = k_i \Delta P_{tot}, S \doteq 1, \lambda_b \doteq \lambda_0 \dots\dots\dots(3.4-8)$$

Δp は同じく筆者ら³⁵⁾ の報告による (3.3-1) 式を変形すると

$$\Delta p = (u_{m0} \rho_e)^2 \left\{ \left(\frac{1}{\rho} - \frac{1}{\rho_e}\right) + \frac{\lambda l}{2d} \frac{1}{\bar{\rho}} \right\} + h \rho g \dots\dots\dots(3.4-9)$$

また、 ρ は

$$\rho = \rho_e (1 - A_v) + \rho_v A_v \dots\dots\dots(3.4-10)$$

(3.2-20) 式と (3.4-10) 式より

$$\rho = \frac{8 q_{B.O.}}{u_{m0} \rho_e \lambda \gamma} (\rho_e - \rho_v) + \rho_v \dots\dots\dots(3.4-11)$$

また、 $\bar{\rho}$ は

$$\bar{\rho} \doteq \frac{1}{2} (\rho_e + \rho) \dots\dots\dots(3.4-12)$$

よって (3.4-8) 式で di 、 S および λ を表わして差し支えないような状態では、(3.4-6) 式に (3.4-8) 式、(3.4-9) 式、(3.4-11) 式および (3.4-12) 式を代入することによって $q_{B.O.}$ を求めることができる。

また、(3.4-6) 式をみると、通常 B.W.R. や P.W.R. に用いられる程度の燃料棒の寸法および流速で大気圧に近い場合には、水の円管内垂直上昇流の場合

合, (3.4-6) 式のうちで

$$\frac{di}{\gamma} \left(1 - \frac{\rho_e}{S\rho_v}\right) - \frac{\lambda_e}{2d} - 1 + \sqrt{\left\{ \left(\frac{\lambda l}{2d} + 1 + \frac{di}{\gamma} \left(\frac{\rho_e}{S\rho_v} - 1 \right) \right)^2 - \frac{2\lambda l}{d} \left(\frac{\rho_e}{S\rho_v} - 1 \right) \left(\frac{di}{\gamma} - 1 \right) \right\}} \dots (3.4-13)$$

よって (3.4-13) 式を (3.4-6) 式に代入すると

$$q_{B.O.} = u_{m0} \rho_e \gamma \frac{1}{4} \sqrt{\frac{\lambda d}{2l} \left(\frac{1 - di}{\gamma} \right) \dots} (3.4-14)$$

3.5 不飽和の場合の極大熱負荷

液が不飽和であるが表面沸騰をおこなう場合は, (3.2-20) 式の $(1 - A_v)$ の値と γ の値を修正すれば適用できると思われる。

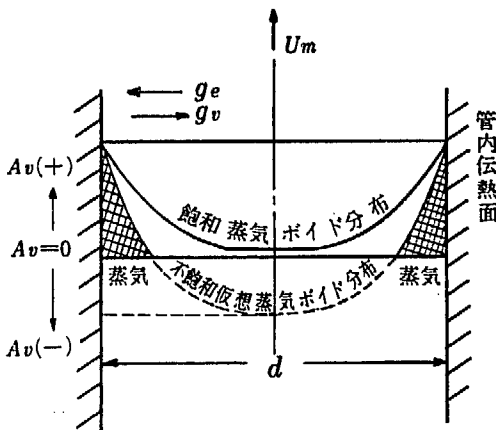
$\partial A_v / \partial y$ の値が不飽和と飽和とは違って来る。すなわち不飽和では発生蒸気の凝結によって壁面より離れたところで, A_v の値が飽和のときより小さくなる。これは第 3.12 図で示すように, A_v が全流体の平均として負の側にあると考えることにより理解される。よってこの場合の A_v は (3.4-2) 式より

$$A_v = \varepsilon - \frac{1}{1 + \frac{\rho_v}{\rho_e} \left(\frac{\gamma}{c_p \Delta T_{sub}} - 1 \right)} \dots (3.5-1)$$

PALETOVKIN⁵¹⁾ によれば, 7 atm 以上の圧で不飽和の水については下記 (3.5-2) 式の実験式を与えている。

$$A_v = 1 - 12 \left(u_{m0} \Delta T_{sub} / q \right)^{1/4} p^{-0.07} \dots (3.5-2)$$

ただしここでは, u_{m0} (m/sec), ΔT_{sub} (°C), q (kcal/m²hr) p (atm) なる単位とす。



第 3.12 図
管内蒸気ポイド分布状態

また, 壁面に向って行く液は, 不飽和の分だけ蒸気発生に要する熱量が必要であるから, (3.2-20) 式の γ の代わりに $C_p T_{sub}$ を加えたものとなる。(3.5-1) 式を (3.2-20) 式に代入すると, 不飽和の場合の $q_{B.O.}$ は

$$q_{B.O.} = u_{m0} \rho_e \frac{\lambda}{8} (\gamma + c_p \Delta T) \left(1 - \varepsilon + \frac{1}{1 + \frac{\rho_v}{\rho_e} \left(\frac{\gamma}{c_p \Delta T_{sub}} - 1 \right)} \right) \dots (3.5-3)$$

$$q_{B.O.} = u_{m0} \{ 4 \rho_e \lambda (\gamma + c_p \Delta T_{sub}) (\Delta T_{sub} p^{-0.07})^{1/4} \}^{0.90} 0.194 \dots (3.5-4)$$

また, 加熱面の入口で液が不飽和であるが, 加熱面の長さ方向の途中で飽和になる場合も含めて考えると (3.4-3) 式の di を, 加熱面入口での液のエンタルピからバーンアウト点の液のエンタルピを引いたものとする (3.4-6) 式が使用できる。この場合は di_{th} は常に正とはならず, 飽和にならないでバーンアウトする場合など負となりうる。

(3.4-3) 式において, l は流体の平均温度が飽和温度に達したときよりの値とし, もし飽和温度に達していなければ, 先行き飽和温度に達するであろう点よりの位置とし (この場合 l は負となる) (3.4-3) 式がそのまま使用できる。よって液が不飽和でバーンアウトする場合の l は

$$l = - \frac{u_{m0} \rho_e c_p d}{4 q_{B.O.}} \Delta T_{sub} \dots (3.5-5)$$

(3.5-3) 式の $(\gamma + c_p \Delta T_{sub})$ はバーンアウト点の液体の値であるから, ΔT_{sub} と入口の不飽和度 ΔT_{sub1} との間には, 下記 (3.5-6) 式の関係があり, これと (3.5-5) 式より $q_{B.O.}$ について (3.5-7) 式が得られる。

$$\Delta T_{sub} = \Delta T_{sub1} - \frac{4 q_{B.O.} l_0}{u_{m0} \rho_e c_p d} - di_{th} \dots (3.5-6)$$

ただし, γ はバーンアウト点の値とする。加熱管の入口の状態を基準にとると, $q_{B.O.}$ は

$$q_{B.O.} = u_{m0} \rho_e \left\{ \gamma + c_p \left(\Delta T_{sub1} - \frac{4 q_{B.O.} l_0}{u_{m0} \rho_e c_p d} - di_{th} \right) \right\} \times \frac{\frac{di'}{\gamma} \left(1 - \frac{\rho_e}{S\rho_v}\right) - \frac{\lambda l}{2d} - 1 + \sqrt{\left\{ \left(\frac{\lambda l}{2d} + 1 + \frac{di}{\gamma} \left(\frac{\rho_e}{S\rho_v} - 1 \right) \right)^2 - \frac{2\lambda l}{d} \left(\frac{\rho_e}{S\rho_v} - 1 \right) \left(\frac{di}{\gamma} - 1 \right) \right\}}{8 \frac{l}{d} \left(\frac{\rho_e}{S\rho_v} - 1 \right)} \dots (3.5-7)$$

低圧の水の場合には (3.4-14) 式より

$$q_{B.O.} = u_{m0} \rho_e \left\{ \gamma + c_p (\Delta T_{subi} - \frac{4q_{B.O.} l_0}{u_{m0} \rho_e c_p d} - \Delta i_{th}) \right\} \frac{1}{4} \sqrt{\frac{\lambda d}{2l} \left(\frac{1 - \frac{di}{r}}{S \frac{\rho_e}{\rho_v}} \right)} \dots \dots \dots (3.5-8)$$

不飽和のときのλについては実験値が少なく、実験式というものは見当たらないが、(3.4-7)式から予想されるように、泡の成長速度に関係したk₀の値が主として減少すると考えられる。これによって泡の成長による流れの乱れが減少し、そのためλが小さくなることが考えられる。また、水の高圧の場合には飽和であってもk₀の値は小さいから、不飽和度が大きいとき高圧の場合は(3.4-7)式は

$$\lambda = \lambda_0 + \frac{16}{3} \frac{1}{u_m^2 \rho_v d} \frac{q}{\gamma} \frac{w_a^2}{f} k_d \left(\frac{r_a}{r_0} \right)^3 \dots \dots \dots (3.5-9)$$

また高速になれば(3.4-8)式が適用できると考えられる。

3.6 実験と理論との比較

以上q_{B.O.}について、飽和、不飽和、高圧および低圧の各場合について、3.2節で述べた仮定が成立する場合について理論的解析をおこなったが、この考え方によるq_{B.O.}のu_{m0}に対する関係が実際と合致するかどうかを確かめるため各種の実験と比較した。これにより乱流の強さを表わす流れ方向の運動量が大きければ大きいほど、すなわち流速の2乗値が大きいほど沸騰による乱れ増加や表面張力の流れに及ぼす影響などが相対的に小であることをみることができ、強制対流中のバーンアウトの実験は、実験条件がいろいろと実験者により異なっているが、そのうち圧力p、不飽和度ΔT_{sub}および流速u_{m0}を基準にして筆者の理論と比較したが、実験は、2000 psiaの圧のもの、100 psia付近のもの、大部分であるので、そこを主として不飽和の場合と飽和の場合に分けて比較した。比較するための実験式は水に関するもののみしか定量的なものはないので、それについて流速に関する項が主要な項となっているものを選び、100 psia付近の不飽和のものは、McADAMS⁵²⁾、GUNTHER⁵³⁾、鳥飼堀³⁷⁾およびZENKEVICH⁴⁾を、2000 psiaの圧で不飽和のものはJENS & LOTTES¹¹⁾、JACKET⁵⁴⁾、EPSTEIN⁵⁵⁾、ESSELMANN³⁹⁾(DEBARTOLI⁵⁶⁾、BELL⁵⁷⁾およびZENKEVICH⁴⁾によるものと飽和で2000 psiaのものはBELL⁵⁷⁾、GALSON⁵⁸⁾、ESSELMANN³⁹⁾およ

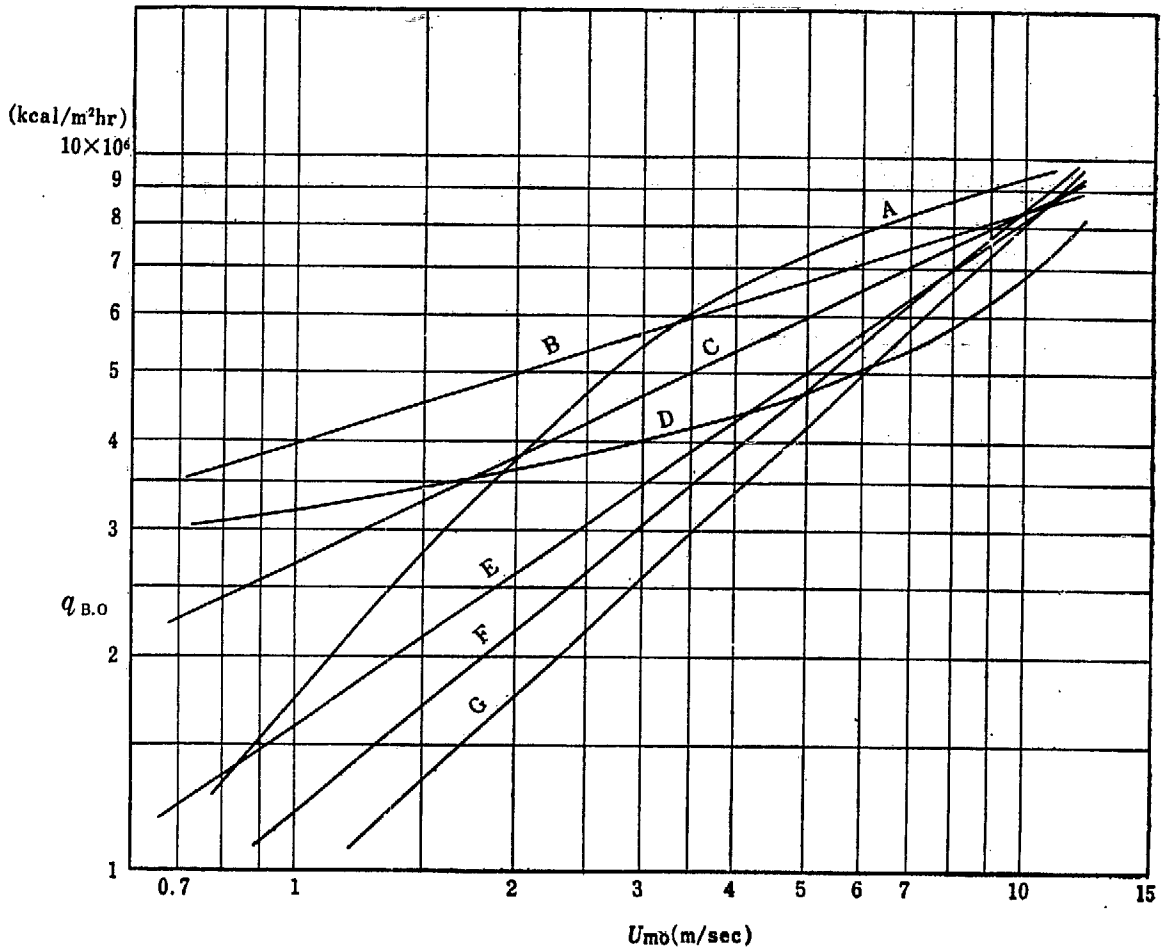
びDOLEZHAL⁵⁹⁾を選んだ。

筆者の比較するための理論式としては、加熱管のバーンアウトをする位置の状態すなわち出口を基準にしたもので、出口が飽和の場合は(3.4-1)式を用いた。ここで問題となる蒸気と液の相対速度比SはLOT- TES⁴²⁾の値すなわち伝熱負荷が低く低蒸気発生割合のときのものである。したがって低速においては特にq_{B.O.}の理論値が低くなっていると思われる。出口が不飽和の場合(3.5-3)式または(3.5-4)式を用い、加熱管の入口を基準にしたものは、入口が飽和の場合には(3.4-6)式、不飽和の場合(3.5-7)式を用いた。摩擦係数λとして沸騰は起こっていないが沸騰が起こっている場合と同じ流速u_m、密度ρ、粘性係数μとした場合のまま係数λ₀を全部に用いた。したがって高圧で不飽和度の高い場合以外は(λに関する(3.4-7)式よりわかるように、u_mが小さいほど大きなλの値となる傾向がある。)少しく真のλより小さな値となり、ことに低速で低圧の場合にはその差が割合に大きいと思われる。かようなλ₀を採用した理由はq_{B.O.}の実験値同志の相互の差と、λ=λ₀としたq_{B.O.}の理論値との差の違いは大きくなく、かつこれらの実験条件は不明な点が多く、おのおの場合についてλを算出するのは不可能であるので、基準と考えてかようにλ₀を用いた。

また、λ₀は、NIKURADSE⁴⁰⁾の実験結果を用い、水力学的相当直径は(多くの実験のだいたいの平均として)2/3インチくらいであるのでd=13φとした。2相混合流体の粘性係数μは密度ρと同じく、蒸気と水の体積割合による和とした。A₀については不飽和の場合は(3.5-2)式を採用し、飽和の場合はLOT- TES⁴²⁾によるSの値を用いて計算した。以上の結果の例を第3.13図から第3.16図に示す。

この結果をみると高圧の2000 psiaで不飽和の場合にはだいたい実験とよく合致していることがわかる。高流速においては実験条件が各実験により少しく異なるにもかかわらず特によく実験値と合致している。このことは高圧高流速ではλ=λ₀として差し支えないことからもうなづかれるところである。低流速においてはλ=λ₀として理論計算したことによる差が少し表われていることは最初考察したとおりであって、このλを実際の値にとれば実験値に近づくと考えられる。

低圧で不飽和の場合もだいたい実験値と合致しているが、この場合は実験値同士にても相当の差がある。また、λ=λ₀として理論計算したことによりq_{B.O.}は低流速で実験値より小さくなっている。このことは前



- A: BELL ('60)
- B: ZENKEVICH ('59)
- C: JENS & LOTTES ('51)
- D: DEBARTOLI ('58)
- E: JACKET ('58)
- F: 鳥飼 ($\lambda_b = \lambda_0$ とした場合)
- G: EPSTEIN (容積ポンプ使用) ('56)
- H: DOLEZAHN ('58)
- I: GALSON ('57)
- J: McADAMS ('49)
- K: 鳥飼 & 堀 ('61)
- L: GUNTHER ('51)

2000 psia (140 ata), 不飽和水 100°F (55.5°C) の場合

第 3.13 図

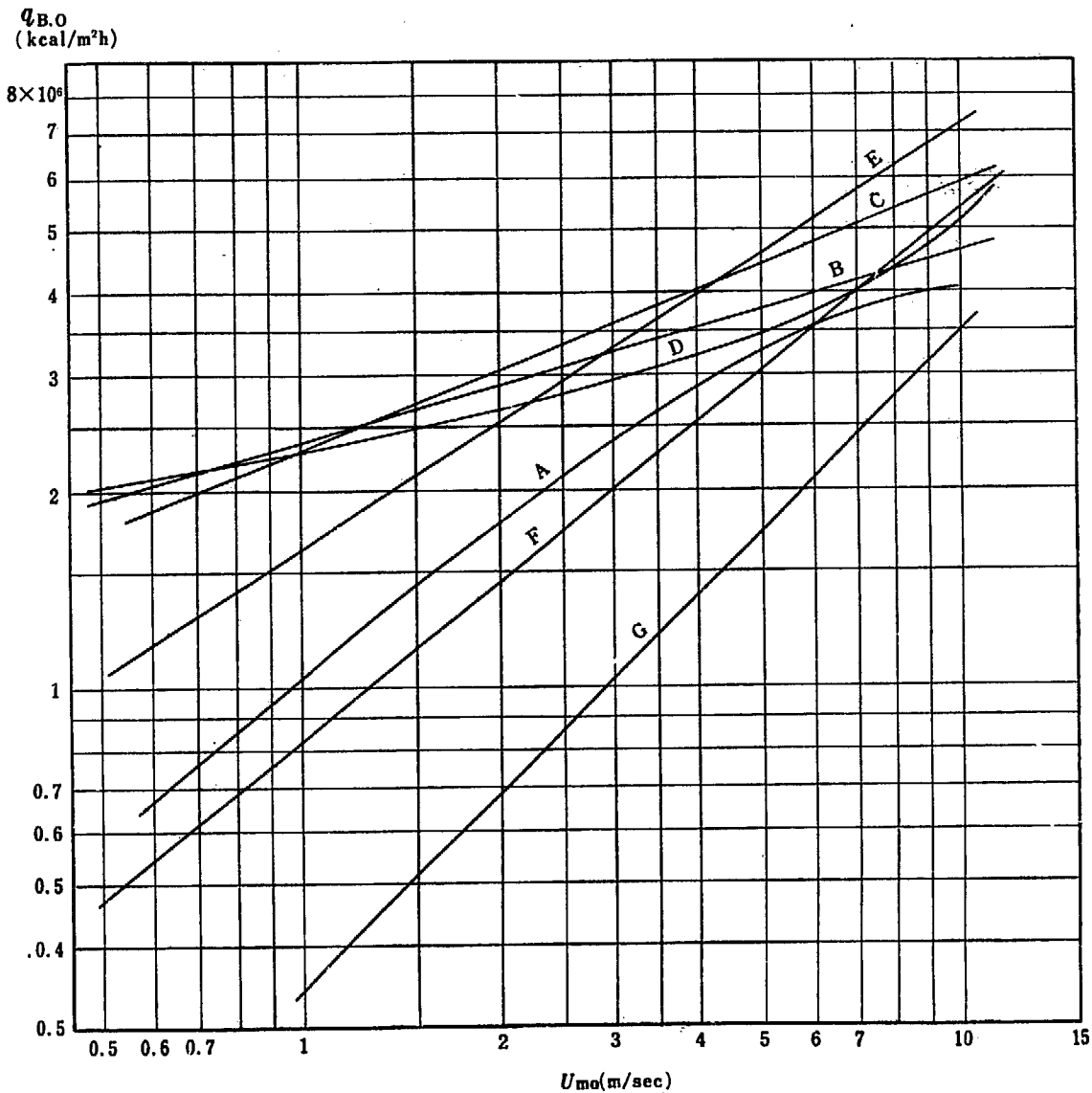
極大熱負荷 ($q_{B.O.}$) と入口流速 (u_{m0}) との関係

者の λ よりさらに大きな λ をこの場合はもつことからわかるように λ を実際の値にとれば実験値に近づくと考えられるが、これには表面張力の影響が乱流の乱れの大きさに相当に大きく入って λ を大としているものと思われる。

飽和の場合は実験例が少なく、また実験条件特に加熱管の寸法などがよくわからないので、加熱管の流動状態がはっきりしない点もあって、理論値のみならず、実験値同志で(絶対値はだいたい同程度であるが)流速に対する最高熱負荷の増減の傾向が相反しているようである。しかし低流速域と高流速域とでその傾向が異なるかもしれないので、これだけではよくわから

ない。

理論計算では飽和の場合は前述したように、蒸気と液の管内相対速度比 S の値が不明であるので、低流速域においては S の値を低熱負荷で低蒸気発生率のもの値をとっているもので、 ΔA_v の値が実際より相当小さくなっていると考えられることと思われる。この S または ΔA_v や λ に影響をおよぼす因子は、沸騰による乱れや気泡の浮力や表面張力で、これは流動状態例えば環状流や脈動流のように管中心部に気相の集まる場合や、霧状流のようになったりする状態として表われ、この影響は (3.4-7) 式に示すように、流速の 2 乗に反比例して効果が表われると考えられるから、



2000 psia (140ata), 不飽和水 20°F (11.1°C) の場合

第 3.14 図

極大熱負荷 ($q_{B.O.}$) と入口流速 (u_{m0}) の関係

(3.4-7) 式で, u_m と q 以外は一定値を持つとすると,

$$\lambda_b \doteq \lambda_0 + \lambda_1 \frac{q}{u_m^2} \dots\dots\dots(3.5-10)$$

(3.2-20) 式に (3.5-10) 式を代入すると

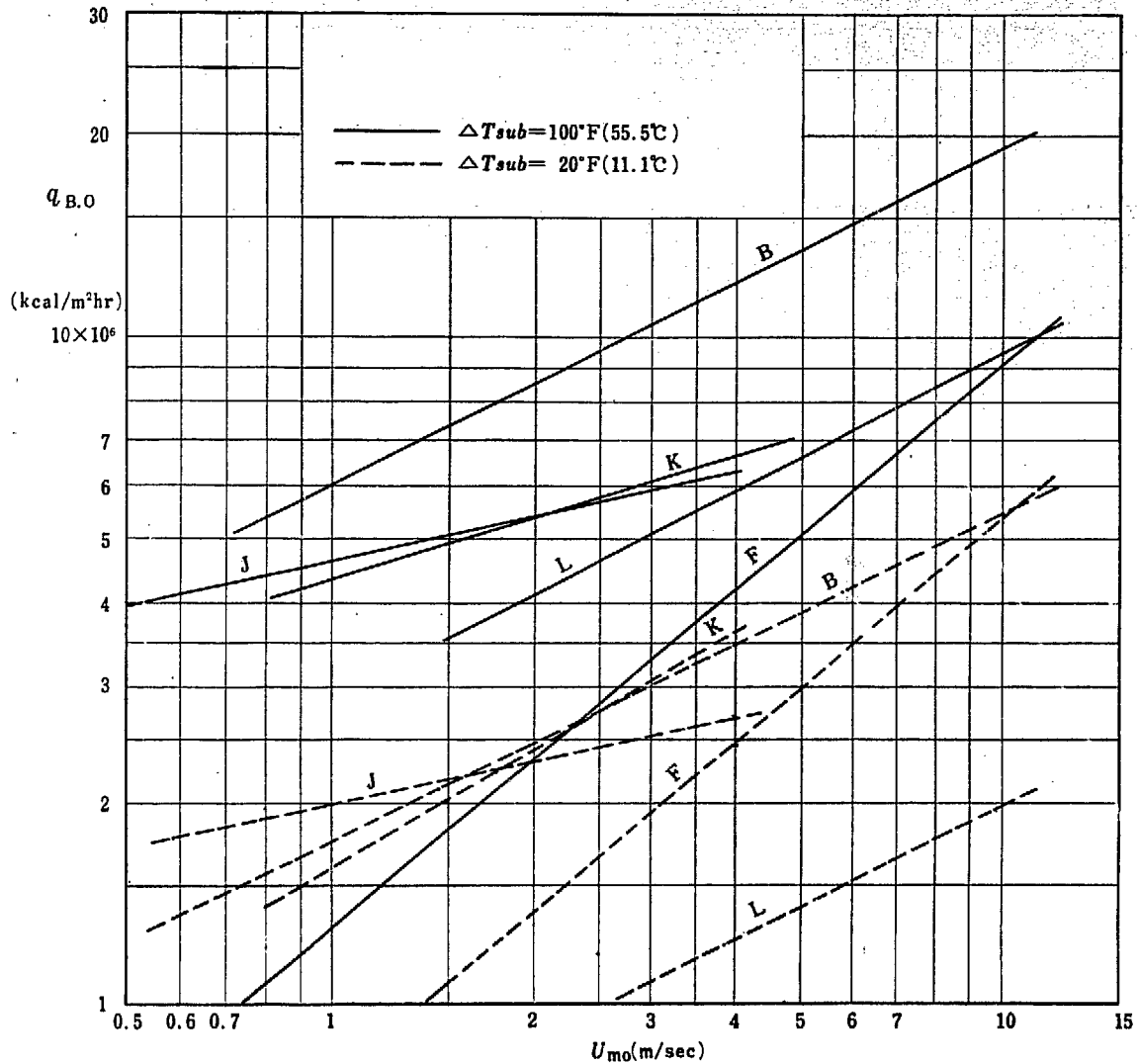
$$q_{B.O.} = \frac{u_m}{1 - \frac{\lambda_1}{u_m}} \frac{\lambda_0}{8} r(1 - A_v) \rho \dots\dots\dots(3.5-11)$$

ただし λ_1 は定数

これは第 3.17 図に示すように低流速ではかえって $q_{B.O.}$ が高流速の場合よりも大きくなることも考えられる。しかしこれは気相と液相の管内における分布状態による影響であるから, 蒸気と液が壁面に対して乱

流拡散することを否定しているものではない。したがって $\lambda(1 - A_v)$ の項を真の値にとれば (3.2-20) 式から最高熱負荷を求めることができると考えられる。

以上の実験値と理論値の比較考察によって, 3.2 節で考察した推理は実際にあてはまるものではないかと考えられる。もちろんバーンアウトを起こす原因は平均値として加熱壁面に達する液の不足によるだけでなく, 平均として液量が十分であっても, ある時間液量が不足すれば加熱表面は蒸気で覆われて膜沸騰状態となり, 表面の温度は上昇しつづけ, 後で十分液が表面に達するようになっても, その場合は熱伝達の悪い膜沸騰を続けるようになればバーンアウトを起こすこと



100 psia (7ata) 不飽和水の場合

第 3.15 図

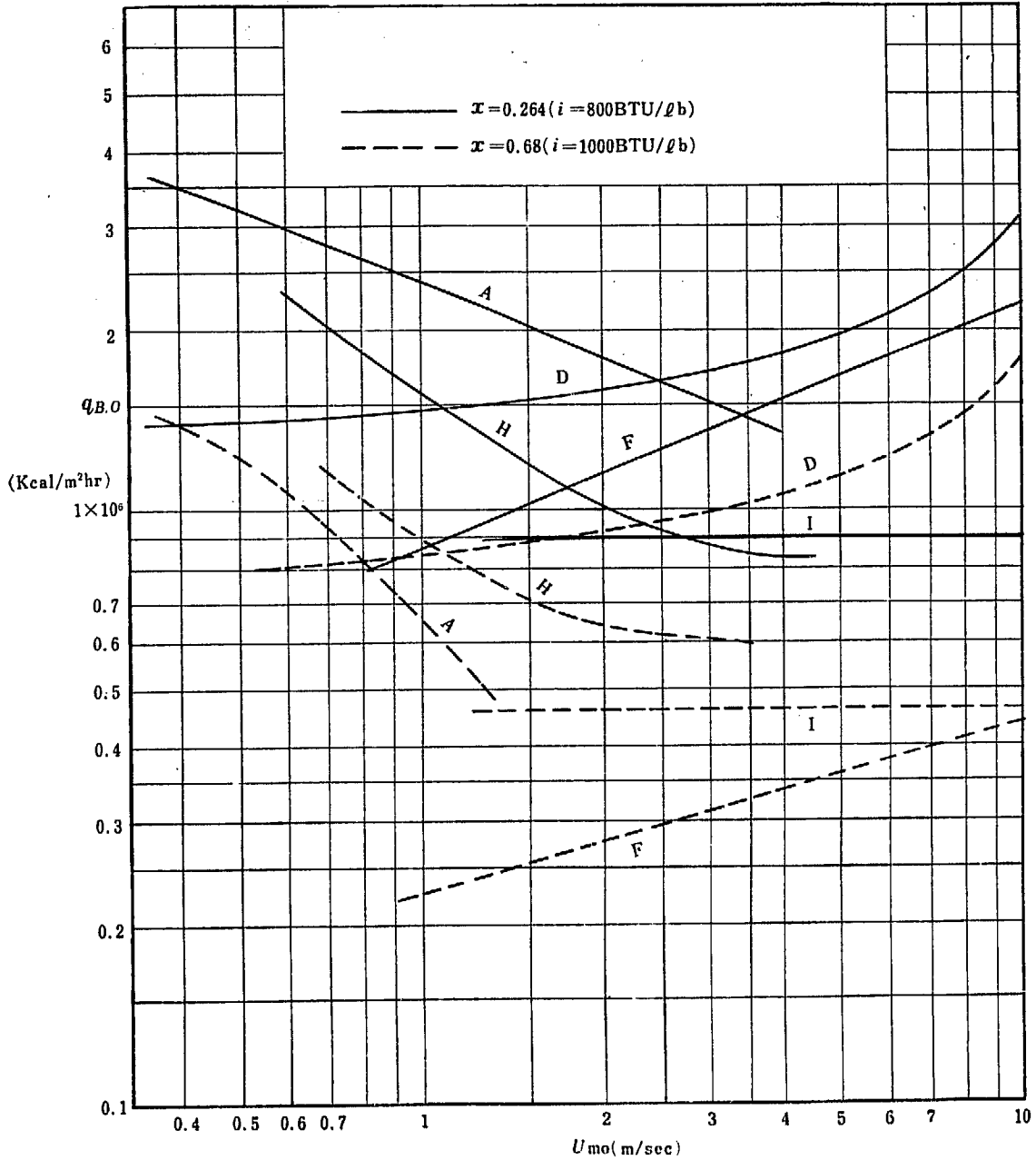
極大熱負荷 ($q_{B.O.}$) と入口流速 (u_{mo}) との関係

もあり、また最初に加熱面に水がなく、加熱表面の温度が飽和温度より相当高く後で加熱表面に達する液量が十分であっても膜沸騰となり、バーンアウトが起こる場合など(この場合、液が最初に壁に接することがあって、核沸騰をおこなったとしても $\Delta T_{B.O.}$ より大きければ直ちに蒸気が加熱面を覆って膜沸騰となる)あって、液の不足ということだけでバーンアウトが起こるとは限らない。しかし、今回はかような特殊な状態にあることを除き、負荷を核沸騰領域より上げていった場合に、管内垂直上昇の強制対流のバーンアウトの平均値は、各種の流動状態に応じて生じている乱流における物質移動の限界値と一致するのではないかと考えられる。

(補遺)

以上の乱流拡散による熱負荷の限界の理論が成立するのはもちろん、蒸気の管内流速が限界流速(単相流では音速)を越えない範囲において成立するものである。トラバノズルのような末広管を有するものでなく、直管であると、全管系の圧が変化しないかぎり、限界以上に蒸気の流速はならず、したがって、発生蒸気量すなわち伝熱負荷に限界がある。

発生蒸気の流速が限界に達してからさらに蒸気の発生を多くすると、管系全体の圧力が上昇し、したがって液の飽和温度は上昇するから、管内を流れる液の不飽和度は増加し、発生蒸気の流速はその条件での限界



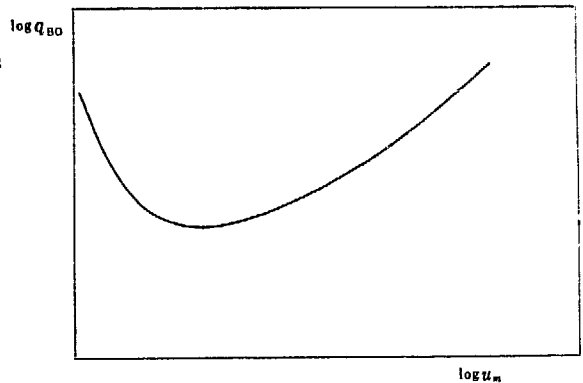
2000 psia (140 ata) 飽和水の場合

第 3.16 図

極大熱負荷 ($q_{B.O.}$) と入口流速 (u_{m0}) との関係

を保持して発生する蒸気量を放出することになる。

ただし、筆者の計算 (未発表) および ISBIN, 西脇, ほかの研究 (未発表) によれば、水と水蒸気の混相流の場合には、大気圧に近い低圧で飽和の場合を除いて、通常この限界流速によって蒸気の発生が限界に達する前にバーンアウトが起こるようである。



飽和沸騰の場合の $q_{B.O.}$ と u_m の関係の理
第 3.17 図

む す び

以上沸騰伝熱における極大伝熱負荷になる原因について理論ならびに実験をおこなったが、この結果、伝熱面に対する蒸気と液との相互流動干渉による物質移動の限界によっても沸騰伝熱負荷の極大値を生ずることを証し、またこの限界は実際の極大熱負荷の値ともよく一致することを確めた。したがって核沸騰伝熱より沸騰が開始される場合には伝熱面に対する蒸気と液

の物質移動限界値より計算された伝熱負荷をもってバーンアウトを起こす伝熱負荷と考えてよいと思われる。

終りに臨み、終始この研究に対しご鞭撻下さった原研橋藤雄主任研究員および実験ならびに原稿整理を手伝ってくれた原研機械装置研究室各位に対し深甚なる謝意を表します。

文 献

- 1) 抜山四郎：日本機械学会誌，**37**，367 (1934)。
- 2) 鳥飼欣一，他：第一回原子力シンポジウム報文集，300 頁 (1957)。
- 3) P.GRIFFTH： *Trans. ASME*， No. 57-HT-21 (1957)。
- 4) B.A.ZENKEVICH： *I. Nucl. Energy. Part B*， **1**， 130 (1959)。
- 5) W.McADAMS， *et al.*： AEC Rep.， ANL-4268 (1948)。
- 6) J.F.MUMM： AEC Rep.， ANL-5276 (1954)。
- 7) H.BUCHBERG， *et al.*： AEC Rep.， COO-24 (1951)。
- 8) W.M.ROHSENOW， *et al.*： *Trans. ASME*， **73**， 609 (1951)。
- 9) W.M.ROHSENOW， *et al.*： *Trans. ASME*， **74**， 969 (1952)。
- 10) J. A. CLARK， *et al.*： *Trans. ASME*， **76** (1954)。
- 11) W.H. JENS & P.A.LOTTES： AEC Rep.， ANL-4267 (1951)。
- 12) G. KRUSHILIN， *et al.*： A/conf. P/2144 (1958)。
- 13) C. CORTY： Ph. D. Thesis, Purdue Univ. (1952)。
- 14) C. CORTY， *et al.*： *Chem. Engr. Progr. Symp.*， **51**， 1 (1955)。
- 15) 鳥飼欣一， 秋山守， 他： 第3回原子力シンポジウム報文集， 365 頁 (1959)。
- 16) P.J. BERENSON： *Nat. Sci. Found.*， No. 17 (1960)。
- 17) V.M. BORISHANSKII， *et al.*： *Zh. Tekh. Fig.*， **17**， No. 8 (1947)。
- 18) H. LAMB： “Hydrodynamics”， Dover Publ.， N. Y. (1957)。
- 19) A.H. GIBSON： *Roy. Soc. London, Proc., A*， **83**， 366 (1910)。
- 20) J. NIKURADSE： *Forsch-arb.*， 289 (1926)。
- 21) 生源寺順： 九大工学部紀要， 4-2 (1927)。
- 22) H. PERTERS： *Ing. Archiv.*， **2**， 92 (1931)。
- 23) N. ZUBER， *et al.*： AEC Rep.， AECU-3631 (1958)。
または N. ZUBER： *Trans. ASME*， **80**， 711 (1958)。
- 24) J. W. WESTWATER， *et al.*： *Ind. Engr. Chem.*， **47**， 1605 (1955)。
- 25) M.V. JAKOB： “Heat Transfer”， John Wiley & Sons, N.Y. (1949)。
- 26) 西川兼康： 熱および熱力学講演会にて講演， 日本機械学会 (1960)。
- 27) W. M. ROHSENOW & P. GRIFFTH： Preprint, No. 9, A.S.M.E. & A. I. Ch.E. Heat Transfer Symp., Louisville (1955)。
- 28) S. S. KUTATELADZE： *Izv. Akad. Nauk, S.S.S.R.*， Otd. Tekh. Nauk.， No.4, 529 (1951)。
(AEC Rep.， AEC-tr-3770 に要約)
- 29) Y.P. CHANG： Preprint 3rd Heat Transfer Conference at Starrs (1959)。
- 30) 一色尚次： 日本原子力産業会議， BWR サブグループ資料 (1960)。
- 31) 鳥飼欣一： 日本機械学会第 37 期通常総会にて講演 (1960)。
- 32) 一色尚次： 英文進研報告， No. 34 (1959)。
- 33) M.J. CICHELLI & C.F. BONILLA： *A.I. Ch.E.*， **41**， 755 (1945)。
- 34) G. KURUSHILIN， *et al.*： A/conf. P/2144 (1958)。
- 35) E. A. KAZAKOVA： *Engir, Digest*， **12**， 81 (1951)。
- 36) S. A. LUKOMSKII： *Chem. Ind.*， **6**， 8 (1944)。
- 37) 鳥飼欣一， 堀雅夫， 大内義弘： 日本原子力学会誌， **3** No. 3, (1961) 予定
- 38) 鳥飼欣一， 堀雅夫， 山崎利： 日本原子力学会誌， **2**， No. 11, 671 (1960)。
- 39) W. H. ESSELMAN， *et al.*： A/conf. P/435 (1958)。
- 40) R.C. MARTINELLI， *et al.*： *Trans, ASME*， **66**， 139 (1944)。

- 41) R. C. MARTINELLI & D. B. NELSON: *Trans. ASME*, **70**, 695 (1948).
- 42) P. A. LOTTES, *et al.*: A/conf. P/1958 (1958).
- 43) H. K. FORSTER & N. ZUBBER: *Appl. Phys.*, **25**, No. 4, 474 (1954).
- 44) M. S. PLESSET & S. A. ZWICK: *Appl. Phys.*, **25**, No. 4, 493 (1954).
- 45) P. GRIFFTH: *Trans. ASME*, **80**, 721 (1958).
- 46) J. NIKURADSE: *Forsch. Heft*, 361 (1932).
- 47) C.H. ROBBINS: HDC-1565 (1941).
- 48) W. F. DAVIDSON, *et al.*: *Trans. ASME*, **65**, 553 (1943).
- 49) W.H. McADAMS, *et al.*: *Trans. ASME*, **64**, 193 (1942).
- 50) R. A. EGEN, *et al.*: AEC. Rep., BMI-1163 (1957).
- 51) P.G. POLETAVKIN, *et al.*: AERE. Lib/Trans, 804 (1958).
- 52) W.H. McADAMS: *Ind. Eng. Chem.*, **41**, 1945 (1949).
- 53) F. C. GUNTHER: *Trans. ASME*, **73**, 115 (1951).
- 54) H.S. JACKET, *et al.*: *Trans. ASME*, **80**, 391 (1958).
- 55) H.M. EPSTEIN, *et al.*: AEC Rep., BMI-116 (1956)
- 56) R.A. DE BARTOLI, *et al.*: AEC Rep., WAPD-188 (1958).
- 57) D. W. BELL: *Nucl. Sci. Eng.*, **7**, 245 (1960).
- 58) A.E. GALSON, *et al.*: American Nuclear Soc. Annal Meeting (1957).
- 59) N.A. DOLEZHAL, *et al.*: A/conf. P/2139 (1958).

日本原子力研究所は、研究成果・調査結果の報告のため、つぎの3種の刊行物を、それぞれの通しナンバーを付して、不定期に発行しております。

- | | | |
|---------|----------------------------------|-----------------|
| 1. 研究報告 | まとまった研究の成果あるいはその一部における重要な結果の報告 | JAERI 1001-3999 |
| 2. 調査報告 | 総説、展望、紹介などを含め、研究の成果、調査の結果をまとめたもの | JAERI 4001-5999 |
| 3. 資料 | 研究成果の普及、開発状況の紹介、施設共同利用の手引など | JAERI 6001-6999 |

これらの刊行物に関する著作権、複写のお問合せは、日本原子力研究所図書館あてお申し越しください。

なお、上記3種の報告は、日本原子力研究所生活協同組合（茨城県那珂郡東海村）で実費頒布をいたしております。

Japan Atomic Energy Research Institute publishes non-periodical reports, etc. with the following classification numbers.

1. **JAERI 1001-3999** Research Reports.
2. **JAERI 4001-5999** Survey Reports and Reviews.
3. **JAERI 6001-6999** Information and Guiding Booklets.

Any inquiries concerning copyright and reprint of the above Publications should be addressed to the LIBRARY of the Institute. (Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-Mura, Naka-Gun, Ibaraki-Ken, Japan)

既刊レポート一覧 (Publication List)

分類記号 classification number	標 題	Title
JAERI 1001	JRR-3(国産1号炉)設計計算 第1部 炉心部核計算	Design Calculation of JRR-3 Part 1 Core Calculations
JAERI 1002	JRR-3(国産1号炉)設計計算 第2部 制御棒および遮蔽計算	Design Calculation of JRR-3 Part 2 Control Rod and Shield Calculations
JAERI 1003-B	JRR-1 の臨界前試験	Pre-critical Test for JRR-1
JAERI 1003-C	JRR-1 の核燃料溶解	Preparation of the Fuel Solution for JRR-1
JAERI 1003-D	JRR-1 の臨界実験	Critical Experiment for JRR-1
JAERI 1003-E	JRR-1 の特性試験	Operating Characteristics of JRR-1
JAERI 1003-F	JRR-1 の制御系について	Control System of JRR-1
JAERI 1003-G	JRR-1 臨界実験および出力 試験中における放射線モニ ター	Radiation Monitoring JRR-1 during its Critical Experiment and Power Test
JAERI 1004	JRR-1 における中性子束の 絶対測定	Absolute Measurements of Neutron Flux in JRR-1
JAERI 1005	Co-60 10kc ケーブの窓のシ ャヘイ用ガラスの性質につ いて	Optical Properties of the Shielding Windows of Co-60 Gamma Radiation Facility
JAERI 1006-A	コールド型原子炉の反応度 の温度係数	Temperature Coefficient of Reactivity of Calder Hall Type Reactor
JAERI 1006-B	英国型ガス冷却原子炉の動特 性	Analysis of Dynamic Characteristics of British Type Gas Cooled Reactor
JAERI 1006-C	Xe による中性子束の空間振 動	An Analysis of Neutron Flux Spatial Oscillation due to Xenon Build-up in the British Large Power Reactor Core
JAERI 1007	JRR-3 モックアップ試験装 置による開発試験	Experimental Studies of the Test Mock- up for JRR-3
JAERI 1008	光学ポテンシャルによる複合 核をつくる断面積の計算	Compound Nucleus Formation Cross Section Calculated by the Optical Potential
JAERI 1009	パイル・オシレーターによる 熱中性子吸収断面積の測定	Measurement of Thermal-Neutron Abs- orption Cross-Section with a Pile Oscillator
JAERI 1010	放射線シャヘイ窓ガラスの放 射線に対する安定性につい て	Radiation Stability of the Radiation Shielding Window Glasses
JAERI 1011	10 kc 用ホット ケーブの放射 線漏えい試験	Measurement of Radiation Level of the 10kc Hot Cave
JAERI 1012	Membrane Dialyzer JAERI 300 B-IIの放射性廃液処理への 応用	Treatment of Radioactive Waste with Ion Exchange Membrane Electrodia- lyzer.
JAERI 1013	リン-32の製造研究	Studies of Preparation of Phosphorus-32
JAERI 1014	LiF 結晶の照射損傷	Radiation Effects in LiF Crystal
JAERI 1015	シンチレーションカウンターにお ける中性子とガンマ線の識別	Discrimination of Neutrons from Gamma Rays in the Scintillation Counter
JAERI 1016	アナコンによる東海発電所原子炉 ダクト破損事故の解析	Analysis of the Duct Rupture Accident at the TOKAI ATOMIC POWER STATION, by an analogue Computer
JAERI 4001	金属ウランの諸性質	Several Properties of Metallic Uranium
JAERI 4002	海洋調査報告	Report of the Observation in the Sea off Tokai-Mura
JAERI 4003	東海村微気象調査報告	On Micrometeorological Survey at the Site of Japan Atomic Energy Rese- arch Institute

JAERI 4004	軽水減速型原子炉の核的設計	Nuclear Calculation for Light Water Moderated Reactor
JAERI 4005	熱中性子炉の動特性に関する数表および図表	Numerical Tables and Charts Useful for the Study of the Dynamic Behavior of Thermal Reactors
JAERI 4006	熱中性子炉の過渡応答を求めるための図表	Useful Charts to Find Indicial Response of Thermal Reactors
JAERI 4007	第2回ジュネーブ会議総合報告・金属編	Reviews of the Second United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy Part 1 Metallurgy
JAERI 4008	第2回ジュネーブ会議総合報告・物理編	Reviews of the Second United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy Part 2 Physics
JAERI 4009	第2回ジュネーブ会議総合報告・化学編	Reviews of the Second United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy Part 3 Chemistry
JAERI 4010	第2回ジュネーブ会議総合報告・原子炉編	Reviews of the Second United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy Part 4 Reactor Physics
JAERI 4011	第2回ジュネーブ会議総合報告・原子力工学編	Reviews of the Second United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy Part 5 Nuclear Engineering
JAERI 4012	第2回ジュネーブ会議総合報告・保健物理編	Reviews of the Second United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy Part 6 Health Physics
JAERI 4013	ウランおよびトリウム中の各種元素の分析法文献抄録	Analysis of Uranium and Thorium A Bibliography
JAERI 4014	平均質量数集合体とその安全解析	Description and Hazard Analysis of semi Homogeneous Experiment
JAERI 4015	核融合委員会研究報告書	Reports from the Symposium of Low Energy Nuclear Physics
JAERI 4016	低エネルギー原子核研究会報告	Analysis of Uranium and Thorium A Bibliography (II)
JAERI 4017	ウランおよびトリウム中の各種元素の分析法文献抄録 (II)	Description and Hazard Analysis of Japan Research Reactor-1
JAERI 6001	JRR-1 の概要と安全対策	Design and Construction of Cobalt-60 Gamma Irradiation Facility
JAERI 6002	Co-60 放射線照射室の概要	Description and Hazard Analysis of Japan Power Demonstration Reactor
JAERI 6005	動力試験炉 (JPDR) の概要と安全対策	