

軽水動力炉冷却材喪失事故時の 安全解析に関する研究

Studies for Safety Analysis of Loss-of-Coolant Accidents
in Light-Water Power Reactors

藤 江 秀 夫* 山 内 淳 男*
Hideo Fujie Atsuo Yamanouchi
佐 川 憲 彦* 小 笠 原 英 雄*
Norihiko Sagawa Hideo Ogasawara

要 旨

冷却材喪失事故時に格納容器から大気中に放出される放射性物質の量に影響を与える因子のうち、炉心スプレイ冷却効果、冷却材流出速度、凝縮熱伝達、格納容器スプレイ冷却効果について実験ならびに理論的検討を行なった。この結果従来やや定性的に取り扱われていた因子が定量的に明らかにでき、これまでの原子炉の安全上の余裕はじゅうぶんに大きくとられていたことがわかった。また、工学的安全設備の効果が明らかにされ、原子力発電所の都市接近の問題に新たな指針を与えた。

1. 緒 言

原子力発電所と従来の火力発電所との大きな相違の一つは、原子炉が運転とともにその内部に放射性物質を蓄積することである。原子力発電所では、どのような事故においても、この放射性物質の放出を防ぐため格納容器などの種々の工学的安全設備を設けることが要求される。

これまでも格納容器などの工学的安全設備の放射能放出抑制効果については、一応の解析はなされてきたが、これまでの解析に用いられてきた熱伝達率その他の値は必ずしもじゅうぶん実験的に裏づけられたものとはいえず、いきおい安全側の値を採らざるを得なかった。将来、原子力発電をさらに経済的なものとするため、また原子力発電所を電力需要地に接近して設ける必要性を考えると従来の検討では不じゅうぶんと考えられ、これを改良するための研究が行われてきた。

本研究の目的は前述のように軽水冷却形原子炉の事故を想定した場合、炉心の放射性物質がどれだけ格納容器外に放出されるかを求めることである。ここでの事故としては技術的にはほとんど起こるとは考えられないが、いかなる予想外の原因によってもこれ以上重大な結果とならないような事故のめやす（これを最大想定事故 Maximum Credible Accident と呼ぶ）として、一次冷却系主配管が压力容器の近くでなんらかの原因で破断し炉心の冷却水が流出してしまう事故（冷却材喪失事故）を考える。このような事故の場合、格納容器外へ放出される放射性物質の量は、図1に示すような種々の因子により左右されると考えられる。まず、原子炉一次冷却系配管が破断すると、高温高压の冷却材が格納容器内に流出し、格納容器内圧が上昇する。一方、炉心は冷却材の流出に伴い冷却が不じゅうぶんとなり、炉はスクラムで停止しても崩壊熱により燃料温度が上昇し、最悪の場合は燃料棒被覆材が破損するに至る。燃料棒被覆材が破損すると、燃料中に含まれている多量の放射性物質が格納容器中に放出される。冷却材喪失事故により、このように格納容器内は放射性物質を含んだ高压の気体で満たされる。格納容器は多数の電線貫通部などがあるため完全な気密を保証することは困難で、一般に0.1~0.5%/d程度の

* 日立製作所日立研究所

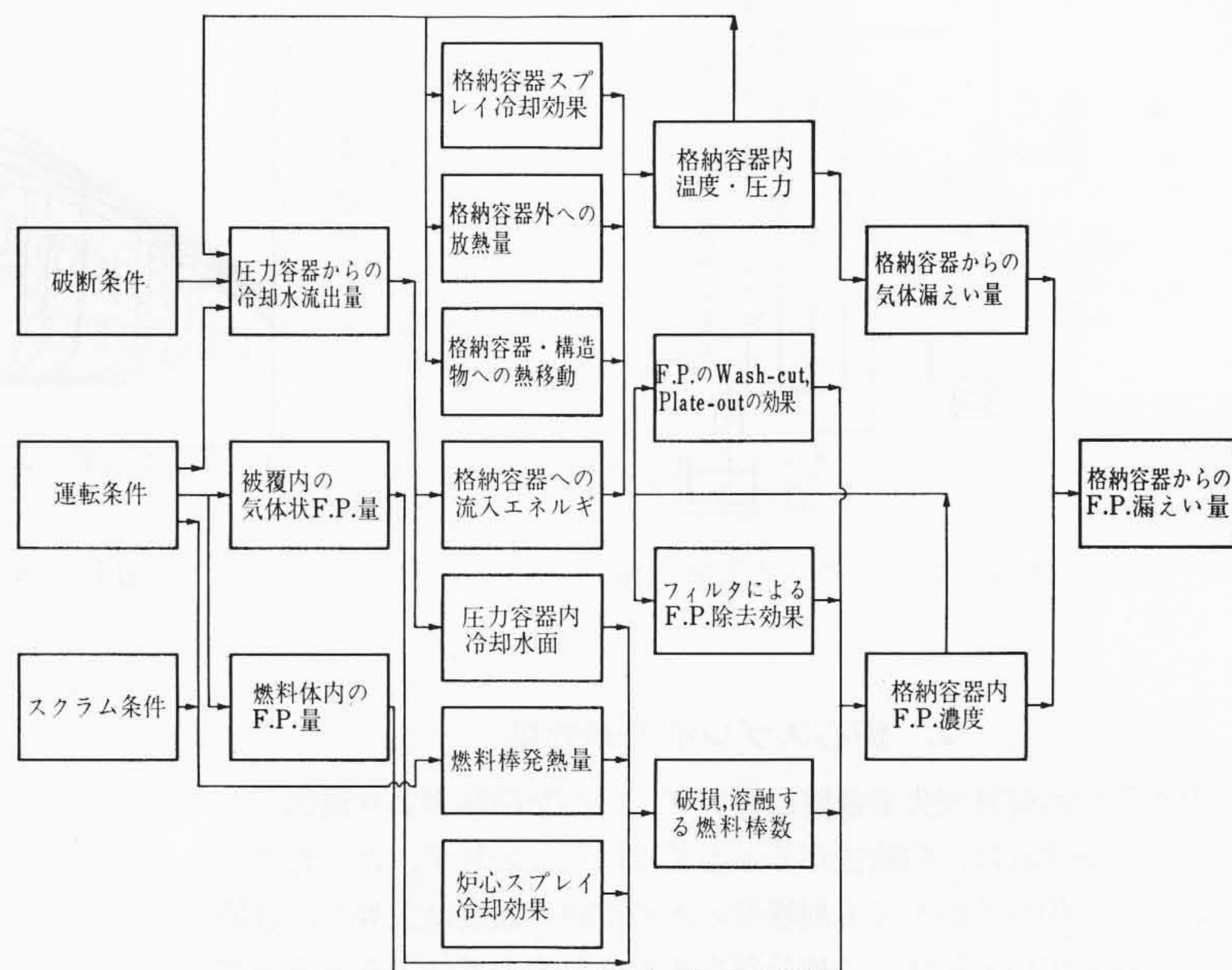


図1 冷却材喪失事故解析計算構成図

漏えい（1日にその中の気体量の0.1~0.5%が漏えいする）はやむを得ないとされており、格納容器中の放射性物質はしだいに大気中に漏れる。この漏えい放射性物質の量は、格納容器内圧、格納容器中の気体に含まれる放射性物質の濃度により決まる。格納容器内圧は格納容器構造材などに熱が吸収され、あるいは格納容器外に放熱することにより減少するが、冷却がじゅうぶんでない場合は、崩壊熱によりさらに増大することも考えられる。この対策として格納容器内圧を小さくし、気体漏えい量を少なくすると同時に気体中に含まれる放射性物質の濃度を小さくするために格納容器スプレイ系が設けられている。また、崩壊熱による温度上昇での燃料棒の破壊、溶融を防ぐために炉心スプレイ系が設けられている。以下図1に示した因子のうち、炉心スプレイ冷却効果、压力容器からの冷却材の流出量、格納容器構造物への熱移動および格納容器スプレイ冷却効果に関する検討結果について述べる。なお図2は本研究に用いた実験装置の一部で、耐圧75 kg/cm²g、内容積約0.8 m³の压力容器模型、耐圧5 kg/cm²g、内容積約42 m³の格納容器模型などで構成されている。

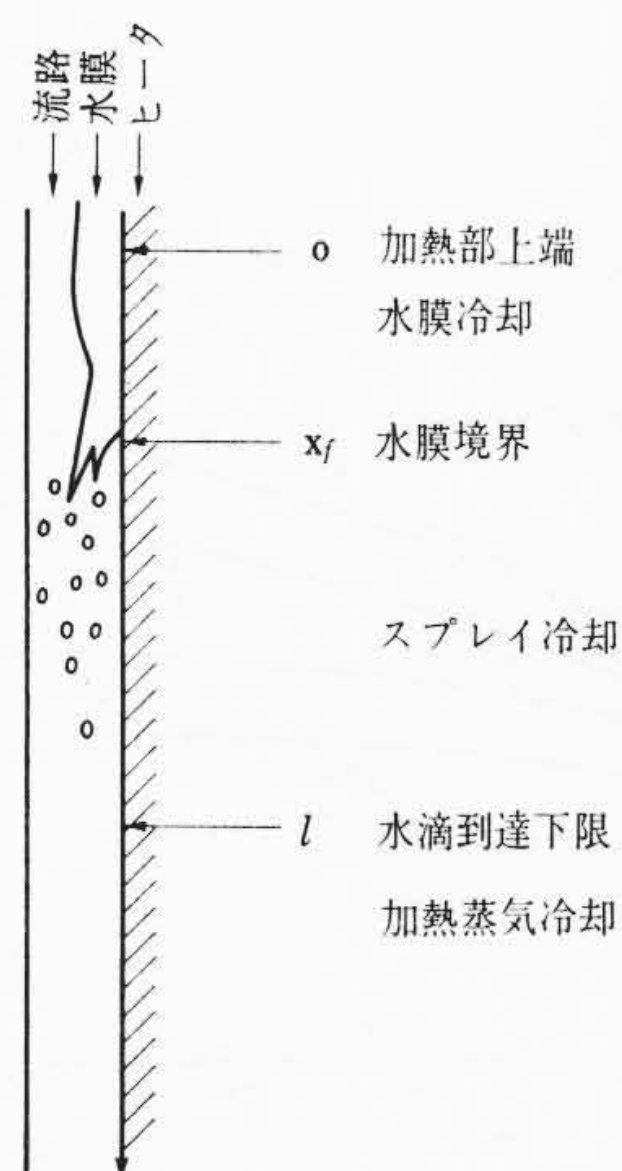


図7 炉心スプレイ冷却機
構説明図

以上、高温加熱体のスプレイ冷却過程を3領域に分けたが、次にそれぞれの現象について検討する。

(a) 領域Ⅰにおける伝熱

ヒータが空焼き状態にある場合の伝熱はふん囲気への対流熱伝達と周囲のもの（チャンネルボックスなど）への熱輻射（ふくしゃ）により行なわれるが、一般に後者の効果が大きく、ヒータに加えられた電力はヒータ自体とヒータ集合体の周囲のものの加熱昇温に使われる。

(b) 水膜境界の移動速度⁽⁶⁾

高温状態にあるヒータにスプレイしたとき、全表面にわたって直ちにじゅうぶんな熱除去が行なわれるのではなく、ヒータ上端から徐々に下方へ水膜が移動してゆき、ヒータ表面がこの水膜でぬらされた状態となったときにはじめて熱除去がじゅうぶんに行なわれて急激にヒータ温度が降下するものと考えられる。このようにじゅうぶんな冷却効果が発揮されるまでの時間遅れが大きいのは、水膜でぬれたヒータ壁温（領域Ⅲ）と、まだじゅうぶんに冷却されていない高温壁面（領域Ⅱ）との境界で流下水膜が発生蒸気のためにはじき飛ばされ、水膜のハク離が起こり、水膜がヒータ下部に到着しがたいことによると思われる。このように、加熱面で水膜がはじき飛ばされてしまうか、あるいは加熱面をぬらすかという条件は加熱面の表面温度により決まり、その限界温度は飽和温度より約150℃高い温度と考えられる。このような現象を考慮して次に水膜境界の移動速度について考察してみる。

ヒータの発熱量を無視し、ヒータの被覆材（SUS-27）内の伝熱についてのみ考える。被覆の厚さは薄いから表面温度を平均温度で代表させ、水膜の温度は飽和温度とする。また、ヒータの軸方向の座標を z とし、その原点を水膜境界位置にとる。 $z \leq 0$ （水膜におおわれている部分）ではヒータ表面の熱伝達係数 $\alpha = \alpha_{fb}$ （一定）、 $z > 0$ （水膜でおおわれていない部分）では $\alpha = 0$ と仮定する。境界の移動速度 u は定常状態に落ち着き、時間に関して一定であるとすると、ヒータ被覆の軸方向の温度分布は次式から求められる。

$$\lambda_s \delta \frac{d^2 T}{dz^2} + \gamma_s c_s \delta u \frac{dT}{dz} - \alpha (T - T_s) = 0 \quad (1)$$

境界条件は

$$z = \infty \text{ で, } T = T_\infty$$

$$z = -\infty \text{ で, } T = T_s (T_s \text{ は飽和温度})$$

$$z = 0 \text{ で, } T \text{ はなめらかに接続}$$

ここでは、 λ_s , γ_s , c_s は被覆材の熱伝導率、比重、比熱であり、 δ は被覆材の厚さである。(1)式を解き、 $z=0$ での T の値 T_0 を求

めると

$$T_0 - T_s = \frac{2(T_\infty - T_0)}{\sqrt{1 + \frac{4\alpha_{fb}\lambda_s}{\delta\gamma_s^2 c_s^2 u^2}} - 1} \quad (2)$$

水膜境界($z=0$)では水膜のハク離が起こる限界温度になっているはずであるから、 T_0 は飽和温度より約150℃高い温度であろう。(2)式を書き換え、水膜境界の移動速度 u を求めると、次のようになる。

$$u = \frac{1}{\gamma_s c_s} \sqrt{\frac{\alpha_{fb} \lambda_s}{\delta}} \frac{(T_0 - T_s)}{\sqrt{(T_\infty - T_0)(T_\infty - T_s)}} \quad (3)$$

(c) 領域ⅡおよびⅢにおける冷却

スプレイを開始したが水膜がまだ到着していない点の熱除去量は、水膜到着後に比べると小さいが、その効果は無視するわけにはゆかない。スプレイノズルから噴射された水滴はヒータ集合体上部のタイプレートに衝突し合体し、ヒータ壁面上を水膜となって流下する。水膜境界で一部の水は蒸発し、蒸気となるが、残りの水は再び細かい水滴となって飛び散り、チャンネル内を落下する。この冷却機は水滴と蒸気との混合流で、チャンネルを流れてゆくにしたがって水滴量は減少し、やがて過熱蒸気となる。したがってヒータ上端から x の距離のヒータ表面温度 T は次のようにして求められる。

測温点 x のヒータ温度は次式で与えられる。

$$c \frac{dT}{dt} = q'(x, t) - \alpha A (T - T_v) \quad (4)$$

ここで、 c , q' , A はヒータ単位長さあたりの熱容量、発熱量、伝熱面積であり、 T_v はヒータの周囲の冷却材温度である。

測温点が水膜でおおわれているとき（領域Ⅲ）、すなわち（水膜先端位置を x_f とすると）

$$x < x_f \text{ では } T_v = T_s \quad (5)$$

なお、このときの α は10³ kcal/m²h℃程度の値である。

測温点にまだ水膜が到着していないとき、すなわち $x \geq x_f$ の場合は冷却材が蒸気のみの場合と、水滴と蒸気の混合流の場合がある。

水滴と蒸気の混合流のとき、すなわち（水滴の存在する限界位置を l とすると）

$$x_f \leq x \leq l \text{ では } T_v = T_s \quad (6)$$

水滴が完全に蒸発してしまったのち、すなわち

$$x \geq l$$

では、 T_v は次式から求められる。

$$\xi_v c_g G_H (T_v - T_s) = \int_l^x A \alpha (T - T_v) dx \quad (7)$$

ここで、 G_H はヒータ表面を伝わって流れる水量、 ξ_v はその流量のうち下方から流出する蒸気量の割合で、 c_g は蒸気の比熱である。

なお、水膜境界の位置 x_f は水膜境界の移動速度 u を積分して求められる。

$$x_f = \int_0^t u dt \quad (8)$$

また、混合流の境界の位置 l は次のようにして求められる。流下水膜の温度を飽和温度とすると、水膜境界で蒸発する蒸気量は近似的に次式から得られる。

$$\frac{cu_0}{J} \quad (9)$$

ただし、 J は水の蒸発潜熱、 u_0 は次式で与えられる。

$$u_0 = \frac{1}{\gamma_s c_s} \sqrt{\frac{\alpha_{fb} \lambda}{\delta}} (T_0 - T_s) \quad (10)$$

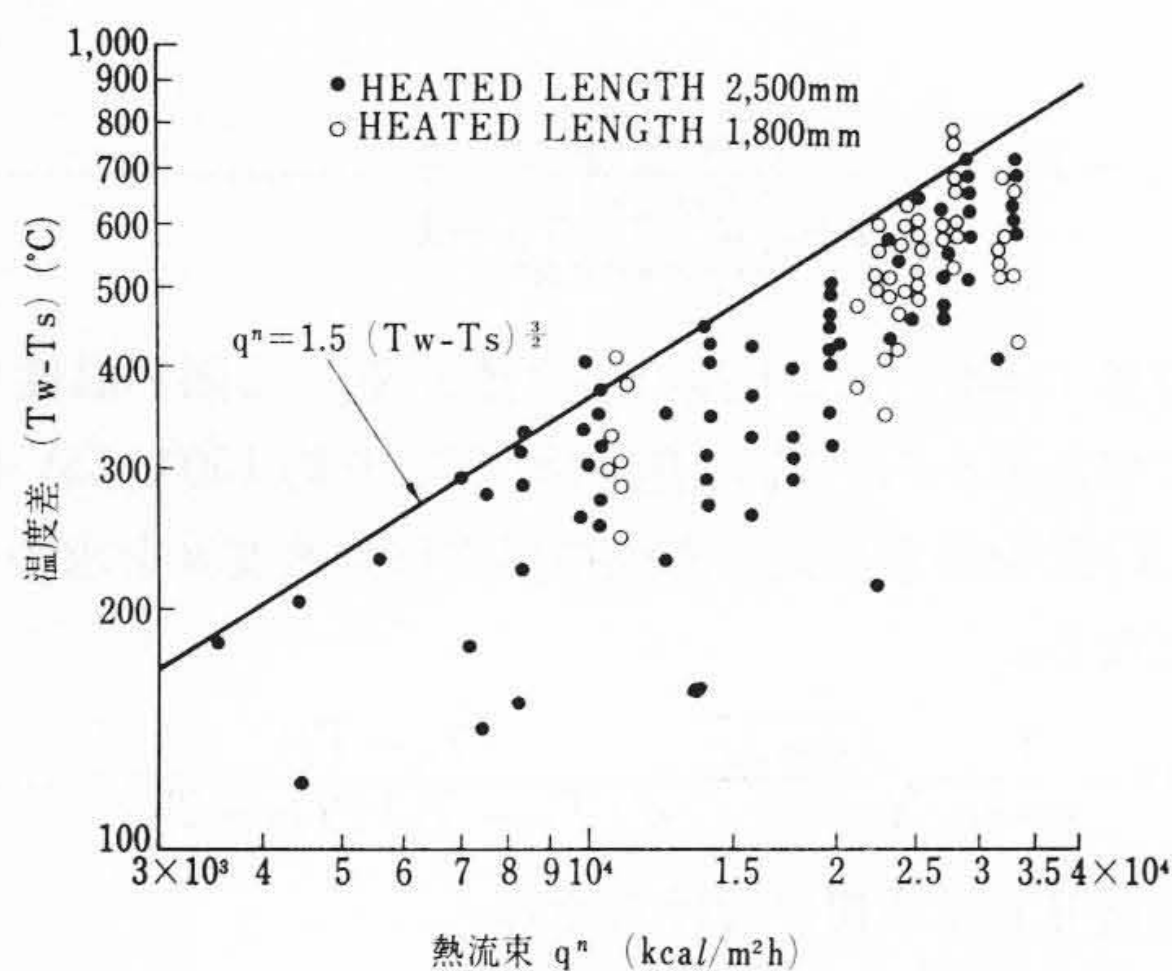
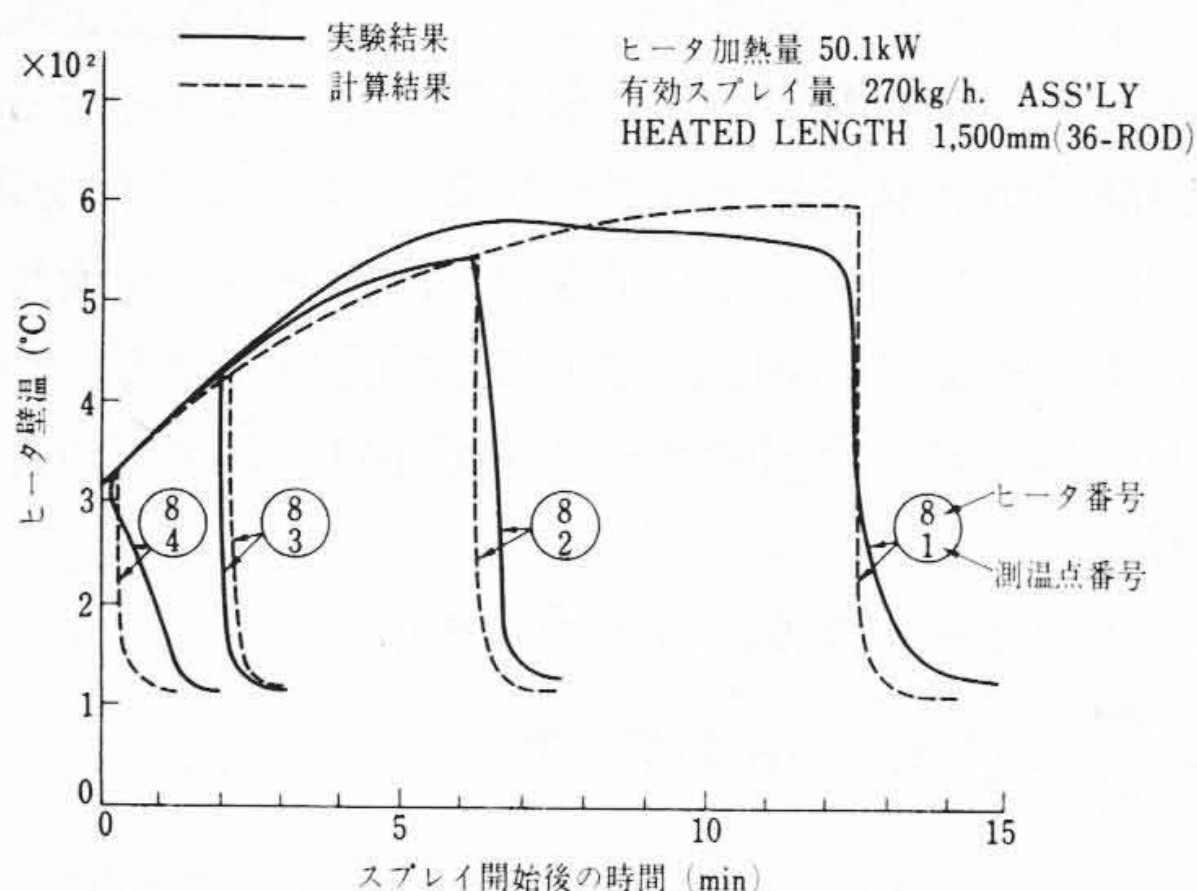


図8 スプレイ冷却時の熱流束と壁温との関係

図9 炉心スプレイ冷却効果に関する
実験結果と計算結果との比較

したがって、 x_f 点で水滴として生き残る量は

$$G_H - \frac{cu_0}{J} \dots\dots\dots (11)$$

この水滴量のうち、 ξ_d の割合が下方に流れるとすると、熱平衡から、

$$\int_{x_f}^l A\alpha \{T(x,t) - T_s\} dx = \xi_d (G_N J - cu_0) \dots\dots\dots (12)$$

となり、上式から l が求まる。

なお、領域Ⅱにおける熱流束 q'' とヒータ表面温度 T との関係は図8のようであり、これから熱伝達率 α が求められる。

2.2 実験結果と計算結果との比較

前述の結果をもとにして、軽水冷却炉原子炉の冷却材喪失事故時の燃料温度変化ならびに炉心スプレイ冷却効果解析のための計算コードを作成した。この計算コードを用いて計算した結果と実験結果(図3)とを比較したのが図9である。なお、この計算では $\xi_v = \xi_d = 1$ とし、金属水反応による発熱量も無視した。

3. 冷却材の流出速度

一般に冷却材喪失事故が起こったときは、炉心はスクラムされるため炉の出力すなわち燃料体からの発熱量は急速に小さくなるが、万一緊急スクラムが作動しない場合でも、それ以前に炉は減速材である水の減少および炉心内のボイド増加によって停止することになる。したがって制御棒がそう入できないときを考えると、炉内の水の減少速度および炉心ボイドの変化を知る必要がある、これは圧力容器内の状態変化と密接に関係する。また一方、前述のように炉心スプレイ冷却の効果はスプレイ開始時の燃料体被覆表面温度に大きく影響されるので、冷却水の流出によって燃料体が水から露出する時点を知ることが重要になってくる。したがって冷却材喪失事故時に

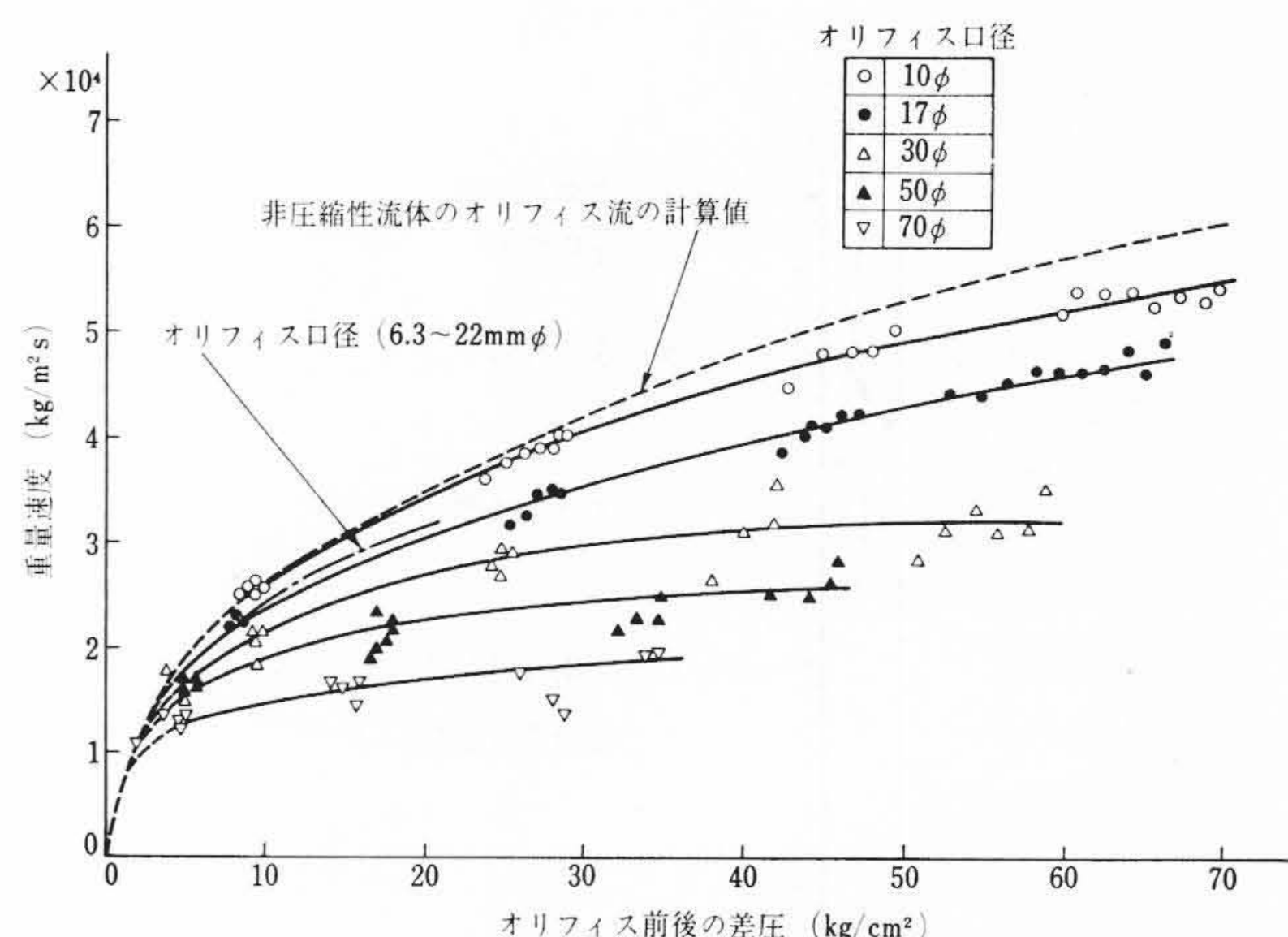


図10 オリフィスからの飽和水の流出速度

圧力容器内のボイド変化、液面の降下速度に大きな影響を与える冷却材の流出量を知ることが重要である。

冷却材流出速度は流出口径が同一の場合、長さゼロの流路すなわちオリフィスを介して流出が起こる場合が最も速いと考えられる。オリフィスから飽和水を流出させた場合の研究は、1940年代にすでに組織的に行なわれており、今日までに (i) オリフィス以前に蒸気泡(ほう)が存在しない場合はサブクール水の流出と全く同じであり、臨界現象は生じないこと⁽⁹⁾、(ii) オリフィス前に蒸気が存在すると著しく流出量が減少するが quality が4%以上になるとその減少の割合が減ることなどが明らかにされている⁽⁷⁾。しかしオリフィス口径が約22φ以上、また圧力が約20 kg/cm²g以上になった場合の実験は行なわれておらず、このような場合にも (i) の結論を適用できるか否かは明らかでない。quality と流量あるいはオリフィス口径と流量との関係は定量的にはわかっていない。さらにわれわれが当該事故において直面するのは一定容積の圧力容器からの流出であり、流出に際しての圧力容器内の状態変化により圧力容器内の減圧沸騰量、すなわち圧力容器内蒸気量に変化し、それがオリフィス入口 quality に影響する。かかる状態における流出量は圧力容器内の状態変化の様相とともに明らかになっていないので、実際の原子炉の1/10規模の圧力容器模型を用いた実験によって究明することを試みた。

3.1 冷却材流出実験結果

オリフィス口径を10 mmφ~70 mmφ、圧力容器の初期圧力を70 kg/cm²g以下の飽和蒸気圧力の範囲に変えて、図1に示した実験装置で実験したところ図10に例示したような結果を得た。図中の破線はオリフィス係数 c を0.61として次式

$$G = c\sqrt{2g\gamma' \Delta p} \dots\dots\dots (13)$$

を用いて計算した非圧縮性流体の場合の重量速度を示したものである。図から圧力容器圧力、オリフィス口径が大きくなるにつれて流量係数 c が小さくなっていることが明らかになっている。これは圧力容器内の減圧沸騰が流出量が大きくなるほどはげしくなり、オリフィスに吸引される蒸気量が増すためと考えられる。

オリフィスについては、その流出位置が圧力容器の上部の場合と下部の場合、オリフィス背圧を変えた場合について同様な検討を行ないさらに以下の結果を得た。

(i) 非圧縮性流体として、 $c \sim 0.6$ 程度の流量係数を用いて (13) 式により評価できる範囲はかなり広く、圧力容器圧力が10 kg/cm²g以下ではオリフィス口径70 mmφまで、オリフィス口径が10 mmφ以下の場合には圧力容器圧力が70 kg/cm²g近くまでに及ぶ。

(ii) 液位がオリフィス近傍に下がると、入口蒸気量が急増するため流出量、压力容器内圧の変化率が大きくなる。したがって流出位置は重要な因子である。

(iii) 背圧を下げてゆくと(13)式の関係が破れて見かけ上流量係数が急に小さくなる。この状態はオリフィス口径が大きいほど高い背圧のもとで起こり、明らかに臨界流の存在が認められる。

3.2 臨界流としての解釈

沸騰水形原子炉の冷却材喪失事故を扱う場合には、20インチ程度の大口徑の破断口を問題にするため、3.1(iii)項で述べた臨界流としての流出範囲にはいると考えられる。

二相流の臨界流の計算に関しては Fouske 氏⁽⁸⁾、Moody 氏⁽⁹⁾などの方法があるが、それぞれ摩擦損失係数の処理と状態変化の考え方について釈然としない部分が存在するので「固有値法」による解析を試みている⁽¹⁰⁾。流体の流動は(化学変化を考えない場合)エネルギー平衡、運動量平衡、質量平衡の方程式系を用いて完全に記述されるが、「固有値法」はこれらの微分方程式群の解が安定した定常解を持たなくなる限界の固有条件として臨界流を取り扱うことを提案したものである。この提案の妥当性は従来答のわかっている単相流に適用して裏付けられた。

気相と液相間の相対運動が顕現されるように相別に運動量平衡式を分離した定常流動方程式群を次式のように整理したとき、

$$A \cdot \begin{pmatrix} dV_l/dz \\ dP/dz \\ dV_g/dz \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} R \\ F_l \\ F_g \end{pmatrix} \quad (14)$$

「固有値法」による臨界条件は $|A| = 0$ で表わされる。 A は微分方程式の微係数で構成された係数行列で、液体の流速、圧力 P 、気体の流速 V_g の関数である。ここで F_l 、 F_g はそれぞれ液相と気相に働く合力、 R はエネルギー収支差、 z は流路に沿った座標である。上記の臨界条件から臨界流の流速、すべり比、臨界圧力、流量などが得られる。このようにして得られた臨界流のすべり比は臨界圧力と蒸気量の関数であり、それらの値が大きければすべり比も大きくなる傾向を持つ。これらの解析値の傾向は長流路を用いた流出実験によって確かめられた。

われわれは計算時間の短縮を考慮して、「固有値法」を用いて近似的に誘導された以下の方法により冷却材流出速度を見積っている。流量は定常流の恒等式

$$G_c = s_c V_{lc} / \{x_c v_{gc} + s_c (1-x_c) v_{gc}\} \quad (15)$$

ここで、 G_c : 二相臨界流量 ($\text{kg/m}^2\text{s}$)

V : 流速 (m/s)

x : quality

添字 g : 気相, l : 液相, c : 臨界流

によって計算される。ここで V_{lc} は $V_{lc} = \sqrt{g \{x\}_{\min}}$ によって計算されるが、 $\{x\}_{\min}$ は近似的な臨界条件から得られた次の二次方程式の小さいほうの正根である。

$$(s-1)^2 \{1 - (s+1)x\} \xi \cdot X^2 + 2 [(\gamma_l \{1+2(s-1)x\} - s\gamma_g \{2 - s+2(s-1)x\}) \eta + \{1 + (s-1)x\} \xi (h_g - h_l) - M \{[2 + 3(s^2-1)x]/(2s\gamma_g) - [3-s^2+3(s^2-1)x]/(2\gamma_l)\}] \cdot X - 2M^2(h_g - h_l)/(s\gamma_g\gamma_l) = 0 \quad (16)$$

ここで、 h : 比エンタルピー (kgm/kg)

$$\xi = x(\gamma_l/\gamma_g)(d\gamma_g/dp) + s(1-x)(\gamma_g/\gamma_l)(d\gamma_l/dp) \quad (17)$$

$$\eta = x(dh_g/dp) + (1-x)(dh_l/dp) \quad (18)$$

$$M = x\gamma_l + s(1-x)\gamma_g \quad (19)$$

流出口に吸引される蒸気量は、液位が円形断面内に存在するとき次式

$$x_0 = (A_s \bar{\gamma} + x_M A_w) / (A_s \bar{\gamma} s_0 + A_w) \quad (20)$$

ここで、

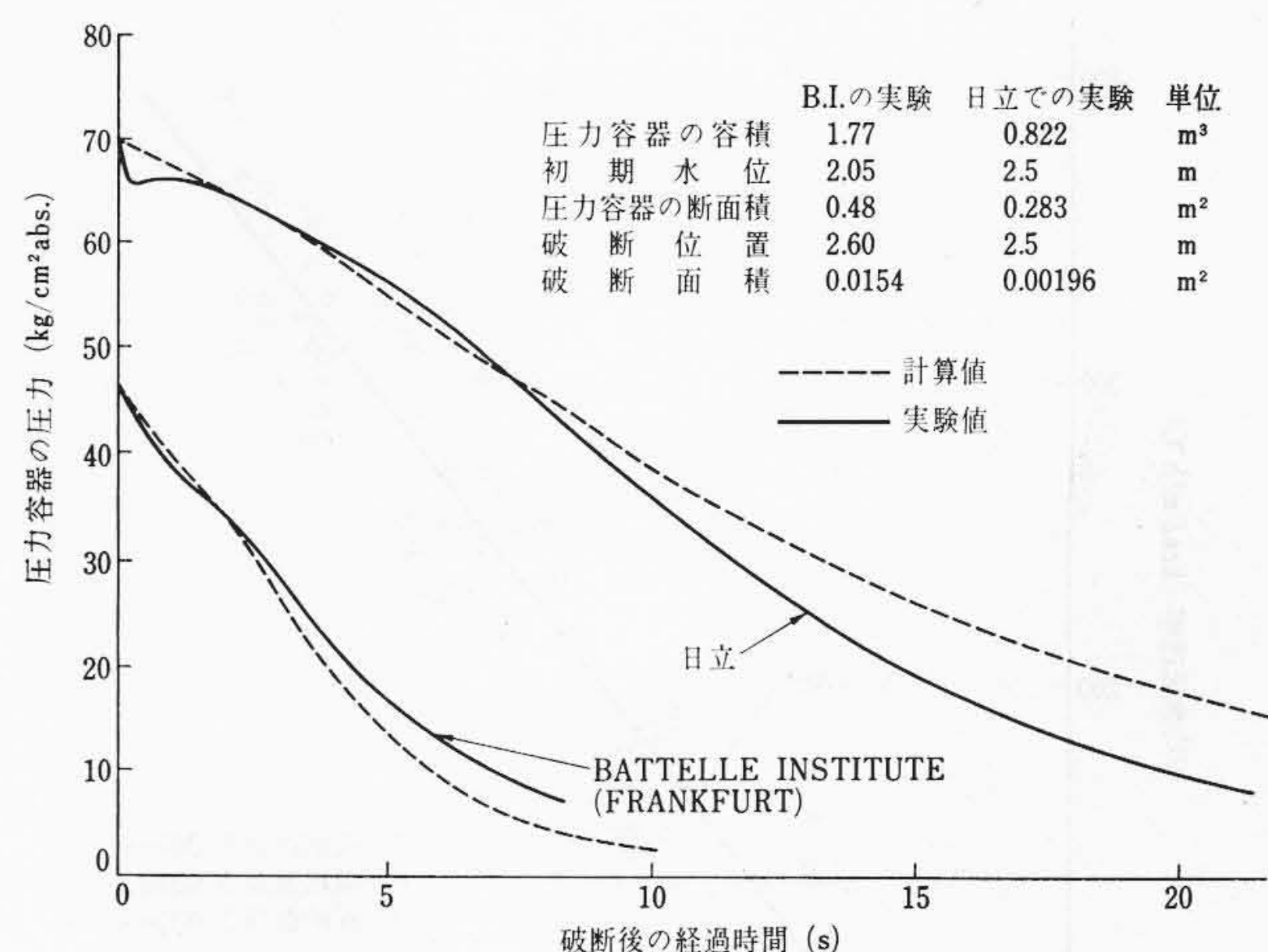


図11 実験値と計算値の比較

$$A_s = R^2 \{ \pi - \sin^{-1} (\sqrt{2Ry - y^2}/R) + (R-y)\sqrt{2Ry - y^2} \} \quad (21)$$

$$A_w = R^2 - A_s \quad (22)$$

$$y = h_L - h_B + R \quad (23)$$

$$\bar{\gamma} = x_0 + (1-x_0)\gamma_{g0}/\gamma_{l0} \quad (24)$$

x_M : 液位近傍の quality

R : 流出口断面の半径 (m)

h_L : 流位 (m)

h_B : 流出口中心の高さ (m)

によって見積っている。液位が流出口断面の範囲外に存在するときは蒸気のみ、あるいは水中 quality の混合比で流出するとした。またすべり比は近似関係(16)式が $s = \sqrt{\gamma_l/\gamma_g}$ のとき4けた以上の精度で満足されるのでこの式を用いている。

図11は上記の方法で計算した上部破断流出時の圧力の時間変化を示したもので、われわれの実験値(流出口径 70 mmφ)と、Battelle Institute (西ドイツ)における実験値(流出口径 150 mmφ)と解析値が比較してある。われわれの解析値は Moody 氏⁽⁷⁾のそれに比較して約20%小さな流量を与えるが、水中蒸気量分布と流出口に吸引される quality を考慮すれば、かなり広範囲の破断口寸法について実験値との一致は良好である。

4. 格納容器内の凝縮熱伝達

凝縮によって格納容器構造物へ伝わる熱量を求めることは、事故後の格納容器圧力変化を見積るうえに重要である。従来、格納容器の圧力変化を試算した例は多いが、正確な凝縮熱伝達率を用いたものとはいえない。すなわち、高温高压水が格納容器の中に噴出し始めてから、空気-水蒸気の混合気体の流動および凝縮面の状態が一定の状態に落ち着くまでの過渡状態と、その後の準定常状態とでは、凝縮熱伝達もおおいに様相を異にするにもかかわらず、従来はこの両者の状態を混同し、噴出直後に測定された結果をもって、凝縮熱伝達率は $1,000 \text{ kcal/m}^2\text{h}^\circ\text{C}$ のオーダーで、時間によって変わらないものとしていた。われわれは図2に示した格納容器模型の中に直径 150 mm、高さ 300~900 mm の熱伝達測定装置を設置し、定常状態および冷却材流入直後の過渡状態の凝縮熱伝達率を実測し、その変化を明らかにした⁽¹¹⁾。

4.1 凝縮熱伝達実験結果

(a) 定常状態における熱伝達

図12は定常状態における垂直におかれた円柱体表面の平均熱伝達率 α の実験値を水蒸気と空気との重量比 G_s/G_a で整理したもので、重量比 G_s/G_a が大きくなるにしたがって α が著しく増

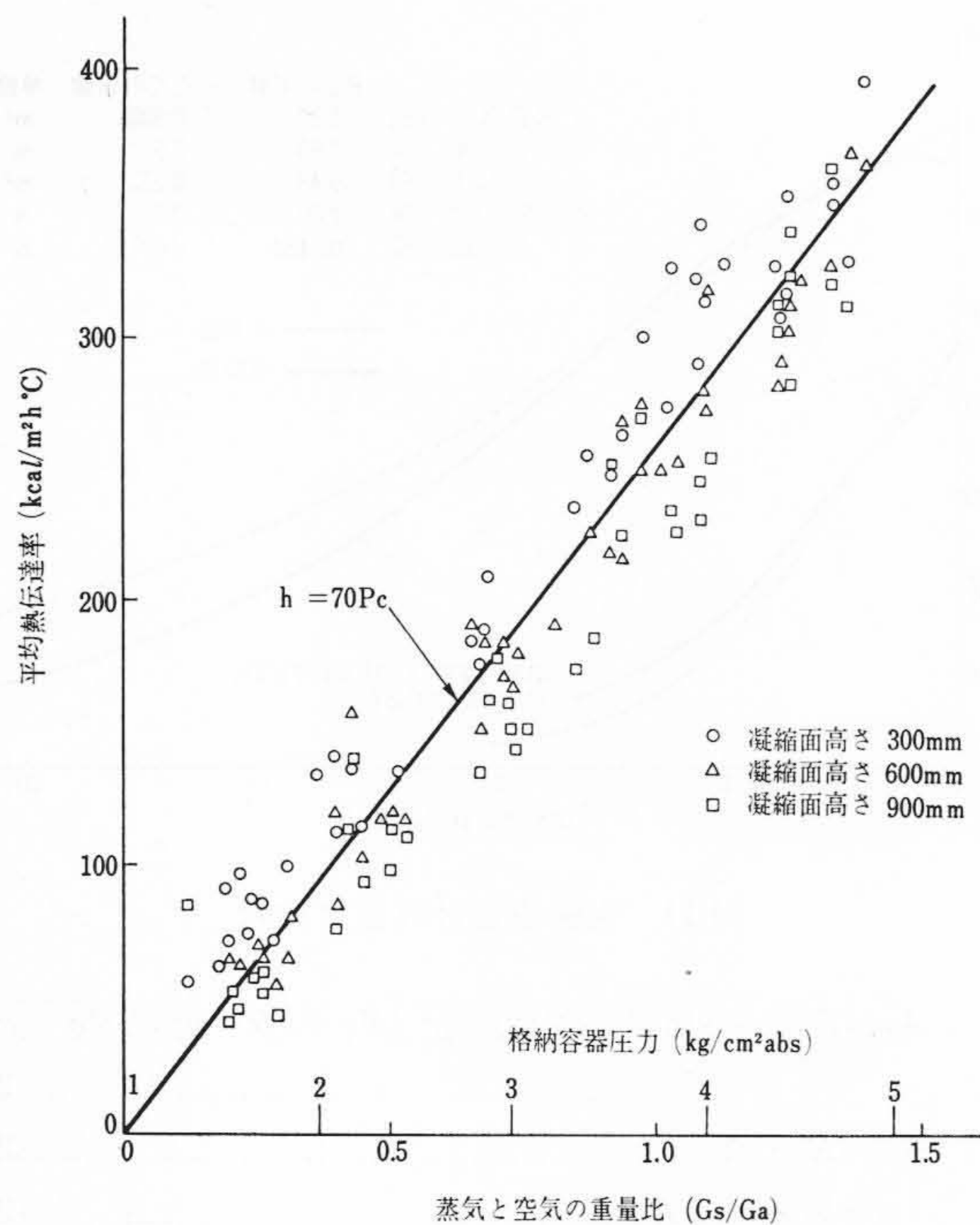


図12 水蒸気と空気との混合割合と定常状態における熱伝達率との関係

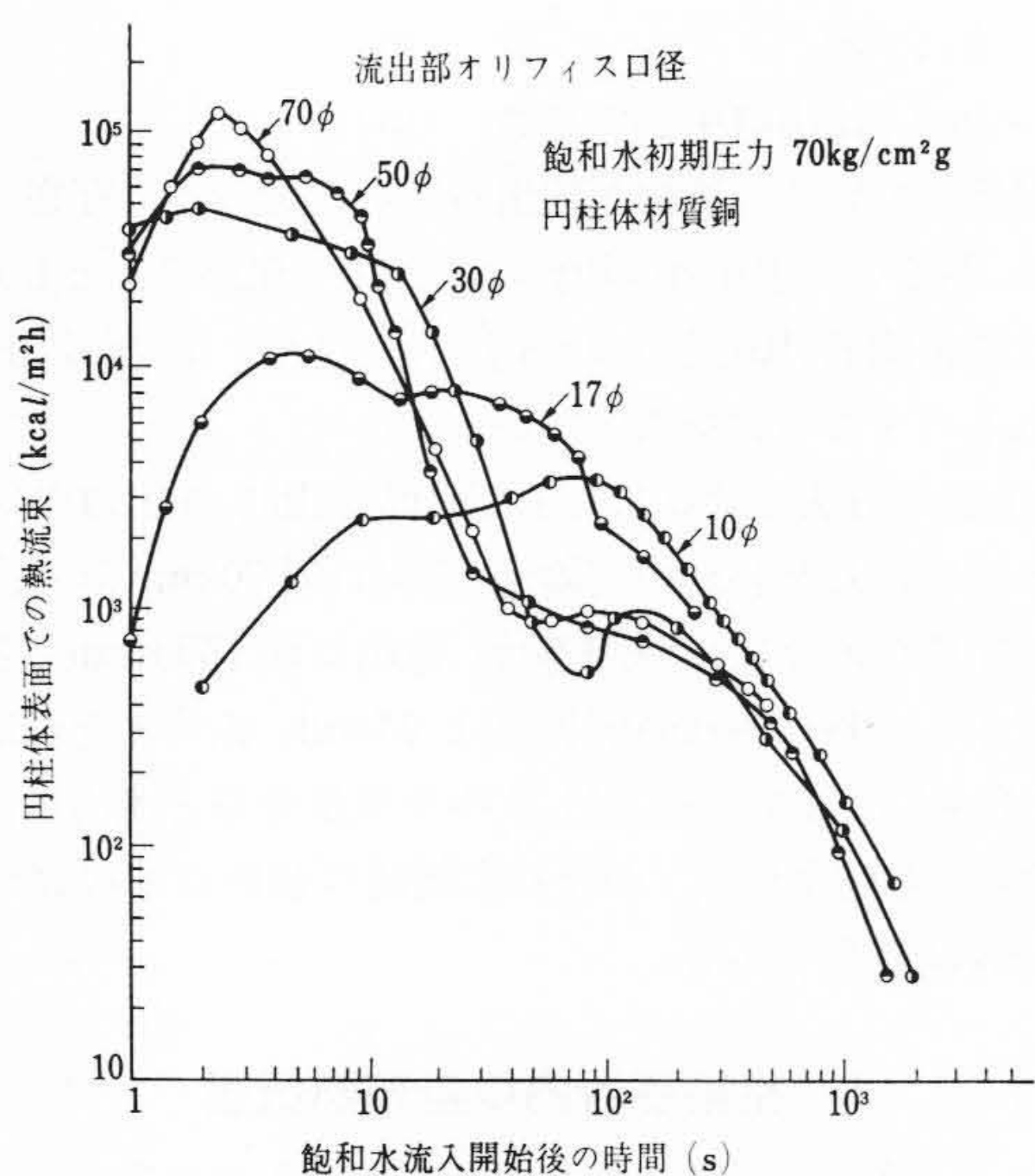


図13 飽和水流入による円柱体表面からの流入熱流束の時間変化

加する傾向を示している。実験値のばらつきは実験誤差のほかに凝縮面の高さの効果がはいており、この効果は熱伝達率が凝縮面高さの $-1/4$ 乗に比例するとしてほぼ説明できそうである。

(b) 過渡状態における熱伝達

図13は流入する飽和水の初期圧力を $70 \text{ kg/cm}^2\text{g}$ とし、流入口の口径を 10ϕ , 17ϕ , 30ϕ , 50ϕ とした場合の銅円柱体表面における熱流束の時間的変化を示したもので、熱流束ははじめ時間とともに上昇するが、飽和水の流入終了よりやや早く最高値に達し以後低下する。また流出口径が大きいほど、熱伝達率が最高値に達するまでの時間も短く、最高値も大きくなる。

4.2 凝縮熱伝達実験結果の検討

定常状態における凝縮熱伝達率は上述のように、伝熱面の高さの効果をどのように見積るかという問題は残るが、蒸気と空気との混合比の関数として比較的簡単に表わされる。したがってこれを実際

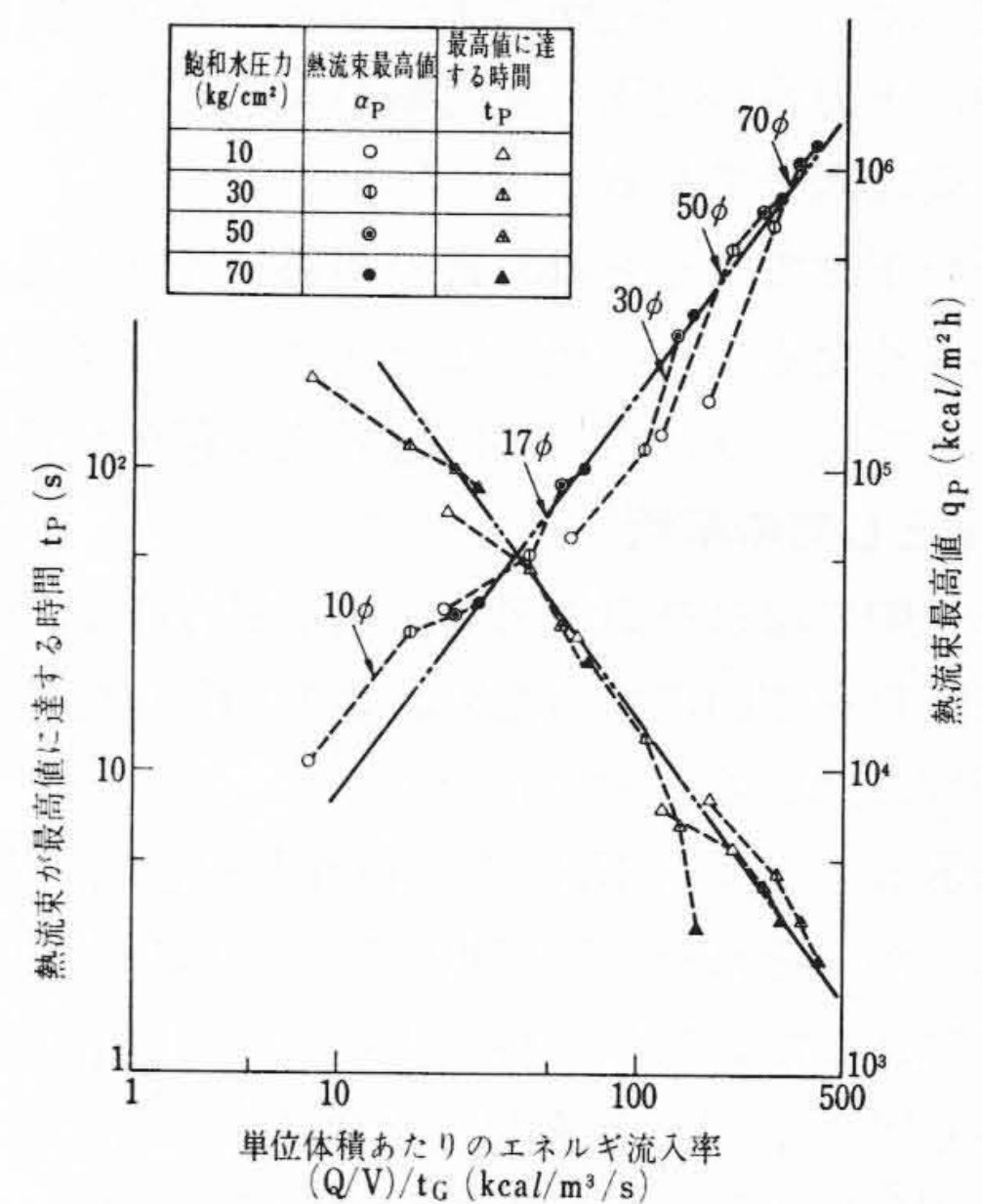


図14 格納容器へのエネルギー流入率と熱流束最高値および最高値に達する時間との関係

の事故解析に利用する場合も格納容器内の温度あるいは圧力から熱伝達率を求めることができる。

一方、飽和水流入開始後の比較的短い時間(1時間弱)の過渡的状态における熱伝達率は、定常状態におけるように蒸気と空気との混合比 G_s/G_a により変化するほかに、伝熱面表面のぬれの状態(滴状凝縮か膜状凝縮か)、気体側の蒸気と空気との混合比の場所的な差(時間の経過とともに伝熱面近くの空気の割合が平均の空気の割合より大きくなる)、飽和水の噴出によるかくはん効果、単位時間あたりの吸熱量などにも関係し、しかもこれらの効果は時間とともに変化するため、これを簡単に表わすことは困難であり、したがって実際の事故解析にこの結果をいかに適用するかが問題になる。

ここではこれらの効果の総合されたものを定性的に表わし、熱伝達の時間変化のだいたいの様子を明らかにするため、次のように熱流束の最大値 q_p と最大になるまでの時間 t_p とが流入条件(流入前の保有エネルギーと流入速度)によりどのように変化するかを検討してみた。飽和水の流入に伴う格納容器内の状態変化は、格納容器内へ流入する全エネルギー量 Q が大きく、かつその流入時間 t_G が短いほど激しく、また格納容器の容積 V が大きいほど穏やかであると考えられる。そこで単位時間に格納容器の単位体積あたり流入するエネルギーの割合 $(Q/V)/t_G$ で q_p と t_p とを整理してみた。結果は図14に示すとおりである。流入する飽和水の初期圧力が小さい場合を除くと、ほぼ

$$q_p \propto [(Q/V)/t_G]^{1.3} \quad (25)$$

$$t_p \propto [(Q/V)/t_G]^{-1.3} \quad (26)$$

の関係が成り立っている。この式は実際に V を変えて実験したわけではなく形状そのほかの影響も明らかでなく、また理論的根拠も今のところ不明であるが、事故解析において過渡的な熱伝達率を求める場合の一応のめやすになると考えられる。格納容器の大きさ、形状などの効果については今後さらに検討する必要がある。

5. 格納容器スプレイ冷却効果

冷却材喪失事故時に格納容器の内圧を下げ、さらに気体中の可溶性の放射性物質を“wash-out”することにより格納容器から大気中に放出される放射性物質の量を少なくするため、また崩壊熱による格納容器の内圧上昇を防ぐため、格納容器スプレイ冷却系が備えられている。

格納容器スプレイによる冷却効果に関しては、これまでスプレイ

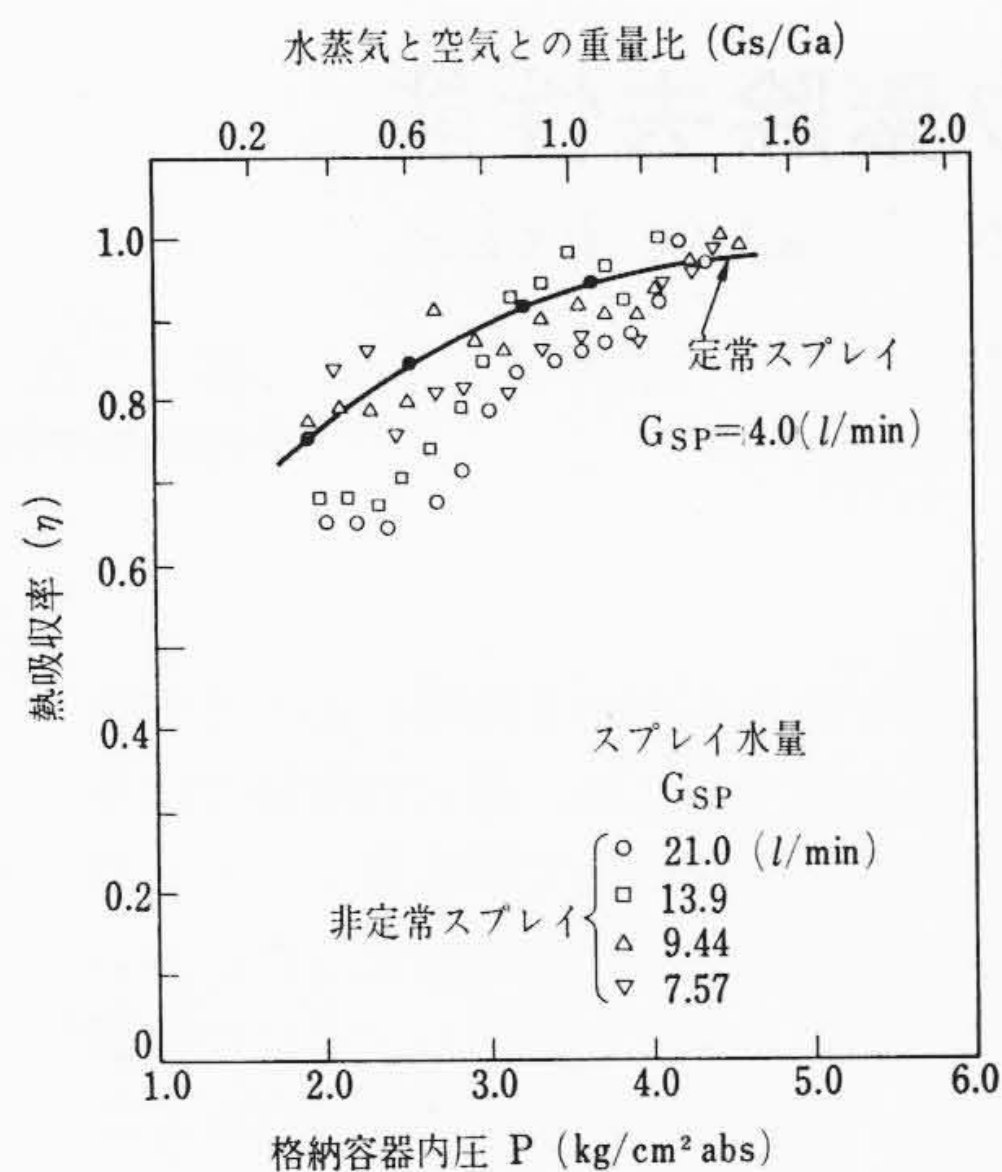


図15 格納容器スプレイによる熱吸収率と格納容器圧力との関係

水滴が気体中を落下し格納容器の底部に達するまでには、その温度は気体温度と等しくなるとして解析が行なわれてきた。しかし非凝縮性の空気の割合が大きい場合には、前章に述べた凝縮熱伝達からも類推されるように水滴が落下する間に気体温度と等しくなるまで熱を吸収しうるかどうかが疑問である。そこでスプレイによる吸熱効果を明らかにするため、図2に示した格納容器模型の上部中央に7個の噴水孔をもつノズル (Fog Jet Nozzle) およびその周囲半径0.5 mの円周上に等間隔に各1個の噴水孔を持つノズル8個を設け、これらを独立に作動させ、スプレイによる冷却効果に関する実験を行なった⁽¹²⁾。

格納容器スプレイ冷却実験結果とその検討

スプレイによる熱吸収率 η をスプレイが実際に吸収した熱量 Q_{SP} 、スプレイ流量 G_{SP} 、スプレイ水の比熱 c 、気体温度 T_V 、スプレイ水の格納容器入口での温度 T_{SP} を用い次式

$$\eta = \frac{Q_{SP}}{G_{SP}c(T_V - T_{SP})} \quad (27)$$

で定義すると、格納容器内圧と熱吸収率との関係は図15のようになる。図で定常スプレイとは、一定量のスプレイを行なった状態で格納容器に供給する熱量を加減し、格納容器の内圧が変化しないようにするのに必要な熱量から (外壁からの放熱分を補正して) 求めたものであり、非常スプレイとは、格納容器への熱の供給を断ち、スプレイによる圧力減少速度からスプレイによる熱吸収量を (壁面あるいは下部にたまっている水との間の熱の出入を補正して) 求めたもので、いずれの場合も格納容器内圧の降下とともに熱吸収率 η は小さくなる。なお本実験ではスプレイ水滴の平均粒径は約1 mm

であった。また、本実験ではスプレイの落下距離は約5 mで、実際の格納容器におけるよりもかなり小さく、実際の場合の熱吸収率 η は図15に示した値より大きくなることが期待できる。

なお当然のことであるが、スプレイを行なった場合、気体の温度が格納容器壁や底部にたまった水の温度より早く下がり、壁面などからの熱の流入があること、壁面がぬれているときと乾いているときで熱伝達率が異なることなどを格納容器の内圧計算の際注意する必要がある。

6. 結 言

以上、冷却材喪失事故時に格納容器から大気中に放出される放射性物質の量に影響を与える因子のうち、炉心スプレイ冷却効果、冷却材流出速度、凝縮熱伝達、格納容器スプレイ冷却効果について、これまでに明らかにされた点を述べたが、このほかの因子についても国内外で多くの研究がなされており、さらにアメリカでは実際に熱出力50 MWの原子炉を冷却材喪失事故時の状態にし、燃料の熔融状態、放射性物質の格納容器外への拡散の状態などを実験する計画 (Safety Test Engineering Program) が進められており、原子炉の事故による放射能災害の規模—従来はこれをあまりにも大きく見積りすぎていた—がじゅうぶん正確には握されるのも近いと思われる。

終わりに、本研究は原子力産業会議安全特別研究会 SAFE (Safety Assessments and Facilities Establishment) project 小委員会の指導のもとに原子力平和利用委託研究として行なわれたものであり、本研究に対し有益なるご助言をいただいた科学技術庁原子力局関係者各位、東京大学教授内田秀雄博士はじめ SAFE project 小委員会委員各位および東京大学教授西脇仁一博士に深く感謝する次第である。

参 考 文 献

- (1) GNEC-154 (1960)
- (2) S. Levy & A. J. Hodde: GEAP-3318 (1961)
- (3) G. L. Shires et al: AEEW-R-343 (1964)
- (4) A. Yamanouchi: J. Nucl. Sci. Technol., 5, 498 (Oct. 1968)
- (5) A. Yamanouchi: J. Nucl. Sci. Technol., 5, 547 (Nov. 1968)
- (6) 山内: 機械学会論文集, 34, 1756 (昭34-10)
- (7) M. W. Benjamin & J. G. Miller: Trans. ASME, 63, 419 (1941)
- (8) H. Fauske: Dissertation, University of Minnesota (1961)
- (9) F. J. Moody: ASME Paper No. 64-HT-35 (1964)
- (10) H. Fujie & H. Ogasawara: CREST Specialist Meeting on Depressurization Effects in Water-Cooled Power Reactors. June, 10~13, 1969, Frankfurt.
- (11) N. Sagawa: Bulletin of JSME, 11, 294 (1968)
- (12) N. Sagawa: J. Nucl. Sci. Technol., 5, 419 (Aug. 1968)