

JAERI-M

8570

サブクール水中におけるクエンチング
現象と熱伝達

1979年11月

斎藤 伸三・森 治嗣*
落合 政昭**・戸田 三朗*

この報告書は、日本原子力研究所が JAERI-M レポートとして、不定期に刊行している研究報告書です。入手、複製などのお問い合わせは、日本原子力研究所技術情報部（茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしく下さい。

JAERI-M reports, issued irregularly, describe the results of research works carried out in JAERI. Inquiries about the availability of reports and their reproduction should be addressed to Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, Japan.

サブクール水中におけるクエンチング現象と熱伝達

日本原子力研究所東海研究所安全工学部

斎藤伸三 ・ 森 治嗣*

落合政昭** ・ 戸田三朗*

(1979年10月25日受理)

軽水炉の反応度事故時における燃料棒の非定常冷却過程を明らかにするため、ジルカロイ-4製中実丸棒および管を用いサブクール条件下で模擬実験を行い、詳細に検討した。その結果、反応度事故時の燃料棒表面の冷却過程は、クエンチング温度 T_q とリウエットング温度 T_r によって3つの領域に分けることができる。 T_q より高温の領域では燃料棒は安定な膜沸騰の状態にあり、 T_r より低温の領域では従来の遷移または核沸騰に相当する熱伝達が行われている。 T_q から T_r の温度領域における急冷には、蒸気膜の崩壊に伴う激しい流体の乱れが大きく寄与している。 T_q は、冷却水サブクール度の増加とともに水の最大過熱温度を遥かに上廻るようになるが、 T_r はほとんどその影響を受けず最大過熱温度と良い一致を示す。冷却過程においては、半径方向の熱伝達が支配的であり、再冠水時とは異なり軸方向の熱伝導による影響は無視し得る。

* 東北大学

** 協力研究員(船舶技術研究所)

A Quenching Phenomenon and Its Heat Transfer in the Subcooled Water

Shinzo SAITO, Michitsugu MORI,*
Masa-aki OCHIAI** and Saburo TODA*

Division of Reactor Safety
Tokai Research Establishment, JAERI

(Received October 25, 1979)

Out-of-pile experiments were made with Zircaloy 4 rods and tubes in subcooled water to examine phenomena in the transient cooling of a fuel rod during a reactivity initiated accident (RIA) of a light water reactor (LWR).

The cooling process of a fuel rod during a RIA can be divided in three temperature regions by quenching temperature T_q and rewetting temperature T_r . When the surface temperature of a rod is higher than the quenching temperature, the rod is enveloped in vapor film and cooled by subcooled water through the film. In the rod surface temperature region between T_q and T_r , the violent hydrodynamic disturbance around the rewetting front contributes greatly to the cooling. When the surface temperature is lower than the rewetting temperature, the rod is completely rewetted and the cooling mechanism is then the conventional transition and nucleate boiling heat transfer.

As the coolant subcooling temperature increases, the quenching temperature becomes much higher than the maximum liquid superheat temperature of water, while there is little difference between the rewetting temperature and the maximum superheat temperature.

In a RIA from cold start-up in a BWR, the transient cooling process is governed by the radial heat transfer to coolant water rather than by the axial heat conduction in a rod which is a fundamental cooling mechanism in the reflooding process during a LOCA.

KEYWORDS: Reactivity Initiated Accident, Zircaloy -4, Quenching Temperature, Rewetting Temperature, Coolant Subcooling, Transient Cooling Process, Radial Heat Transfer, Axial Heat Conduction, Maximum Liquid Superheat, Fuel Rods

* Tohoku University

** Cooperative Research Scientist; Ship Research Laboratory

目 次

1. 序 論	1
2. 実験装置および実験方法	4
2.1 実験装置の概要	4
2.2 試験体	4
2.3 測定方法	5
2.4 高速度カメラによる撮影観察	5
2.5 実験パラメータ	5
3. 実験結果	8
3.1 試験体の表面温度挙動とクエンチング温度	8
3.2 高速度カメラによる撮影観察結果	9
3.3 温度 - 時間曲線上の T_q と T_r について	9
3.4 表面熱流束 - 表面過熱度曲線の導出	9
4. 考 察	16
5. 結 論	22
謝 辞	22
参考文献	23
付 録	25

Contents

1. Introduction	1
2. Experimental Apparatus and Method	4
2.1 Outline of Experimental Apparatus	4
2.2 Specimen	4
2.3 Measuring Method	5
2.4 High Speed Cinematography	5
2.5 Experimental Parameter	5
3. Experimental Results	8
3.1 Transient Temperature Behaviour of Specimen Surface and Quenching Temperature	8
3.2 Observation of Specimen Surface by High Speed Camera	9
3.3 Quenching Temperature and Rewetting Temperature	9
3.4 Heat Flux versus Surface Superheat Correlation	9
4. Discussion	16
5. Conclusion	22
Acknowledgement	23
References	23
Appendices	25

List of Figures

- Fig. 1 Typical temperature - time traces in the NSRR experiment
- Fig. 2 Quenching test apparatus
- Fig. 3 Test pieces (a) rod, (b) clad
- Fig. 4 Typical temperature - time trace for the coolant subcooling temperature of 75 deg
- Fig. 5 Temperature - time traces under different coolant subcooling temperature
- Fig. 6 Comparison of temperature - time traces between rod and clad specimens when coolant subcooling temperature is 0 deg
- Fig. 7-a Temperature - time traces for the coolant subcooling temperature of 75 deg
- Fig. 7-b Temperature - time traces for the coolant subcooling temperature of 25 deg
- Fig. 8 Effect of coolant subcooling temperature on T_q and T_r
- Fig. 9 Surface heat fluxes for different subcooling conditions obtained by one dimensional and two dimensional analyses
- Fig. 10 Surface heat fluxes vs. surface superheats for the coolant subcooling temperatures of 90 and 75 deg
- Fig. 11 Surface heat fluxes vs. surface superheats for the coolant subcooling temperature of 50 deg
- Fig. 12 Surface heat fluxes vs. surface superheats for the coolant subcooling temperatures of 25 and 0 deg
- Fig. 13 Comparison the heat fluxes between the mist or spray cooling and the present data
- Fig. 14 Hypothetical quenching model
- Fig. A-1 Influence of diameter of thermocouple when coolant subcooling temperature is 75 deg.
- Fig. A-2 Influence of diameter of thermocouple when coolant subcooling temperature is 50 deg.

Nomenclature

C_p	specific heat	J/kg/deg
E	function determined uniquely by T in equation (5)	
k	thermal conductivity	W/m deg
L	effective length of a test piece	m
Q_w	surface heat flux	W/m ²
R	radius of a rest piece	m
r	radial coordinate	m
T	Temperature	°C
T_q	quenching temperature	°C
T_r	rewetting temperature	°C
T_w	surface (wall) temperature	°C
T_o	initial temperature	°C
ΔT_{sub}	coolant subcooling temperature	deg
ΔT_s	surface superheat temperature (T_w -saturation temperature)	deg
t	time,	sec
z	axial coordinate	m
α	thermal diffusivity	m ² /sec
ρ	density	kg/m ³

1. 序 論

高温に加熱した金属を水中に投じると、金属の周囲で激しい沸騰が生じ金属全体を蒸気膜が覆って膜沸騰の状態になる。内部発熱がないと、金属は過渡膜沸騰によって徐々に冷却され、ある温度から冷却速度が急激に速くなる現象が見られる。高温に加熱された金属の急冷は、金属工学における鋼の焼入れの問題、あるいは製鉄所における銑鉄の水処理の際に起こる蒸気爆発の問題として古くから知られている。

近年原子力発電の普及に伴い、高温に加熱した金属の急冷に関する研究が、原子炉安全工学の面から盛んに行われている。原子炉の燃料棒は、常に冷却材によって除熱されているが、原子炉安全解析上仮想的に考えられている冷却材喪失事故時、あるいは反応度事故時に、燃料棒は非常な高温に達しドライアウトすると想定されている。ドライアウトした燃料棒は、冷却材によって再び冷却されるが、冷却材喪失事故時の燃料棒の振舞いはFLECHT実験¹⁾などによって、また反応度事故時の燃料棒の振舞いはNSRR²⁾実験などによってその概要が明らかにされている。

Fig. 1³⁾は反応度事故時における燃料棒の表面温度の測定結果の一例である。急激な反応度の挿入とともに表面温度は急激な立上りを示し、1000℃を越える最高温度を経た後冷却が始まり、約900℃付近から急速に核沸騰領域まで冷却されている。原子炉安全工学では、この急冷現象を「クエンチング」、また急冷点の温度を「クエンチング温度」と呼んでいる。

従来のクエンチングに関する研究の多くは、クエンチング温度を膜沸騰から遷移沸騰へ移行する膜沸騰下限温度とし、クエンチング現象は冷却材と高温面の直接固液接触であると考えることによって、クエンチング温度からの急冷を説明しようと試みている。

Lauerら⁴⁾も上述のモデルを採用しており、クエンチング時における加熱体の「表面温度-時間曲線」上で、急激な温度降下を示す点、すなわちクエンチング点を膜沸騰から移行する点と考え、この点をDFB点(Departure from Film Boiling point)と呼んで、リウエットング(rewetting)に伴って発生すると考えている。さらに、リウエットング温度をDFB点の温度すなわちクエンチング温度と同一であるとし、直接固液接触モデルを導入することによってクエンチング温度からの急冷を説明しようと試みている。同様なモデルは、Bankoff等⁵⁾によっても提案されている。

しかしながら、ステンレス鋼製試験片を用いたLauer等の実験でもクエンチング温度は冷却水サブクール度が大きい場合には水の過熱限界温度をはるかに上回っている(たとえば、サブクール度が75度Cの場合は、クエンチング温度は約750℃)。このようにクエンチング温度が高温の場合には、クエンチング現象を水と高温面との直接接触として説明することは熱力学的に困難であろう。

Bradfield⁶⁾等も同様に、冷却水サブクール度が增大するにつれてクエンチング温度が増加し、強サブクール下では水の臨界温度を大きく上回ることを実験的に確認している。Fig. 1に示すNSRR実験の表面温度挙動もまた900℃もの高温からのクエンチング現象を示しているが、この場合も上記の実験例と同様に固液接触モデルによって説明することは困難である。

クエンチングを説明するためのもう一つの試みは、燃料棒の軸方向の熱伝導を支配的とするモデル^{7) 8) 9)}によるものであり、冷却材喪失事故時の再冠水に関する研究において報告されている。

Thompson⁷⁾は、熱伝達率(h)を温度(T)に依存する変数として、リウエット領域では $h = RT^b$ (R, b :定数)、ドライアウト領域では $h = 0$ と仮定し、リウエット領域フロントでの壁温としてはBennetら¹⁰⁾が提唱したスパッタリング温度を与え、リウエット領域フロントの進行方向(軸方向)の熱伝導のみを考慮した一次元解析および半径方向の熱伝導をも考慮した二次元解析を行って比較した。その結果によると、一次元解析によるウェット側の熱伝達率は二次元解析によって得られた値より過大に見積ることになり、伝熱面内部の温度分布を半径方向に均一に仮定することは、被覆管のような非常に薄いものでさえ誤差をもたらすと報告している。さらにThompson¹¹⁾は、仮想的な境界条件の下でリウエット領域フロント近傍の伝熱面内部に等温線を計算し提示しているが、このモデルによるとドライアウト領域からリウエット側へ軸方向に熱が流出し、リウエット側で半径方向に冷却材側へ流出する熱流経路を見出すことができる。

Duffeyら⁸⁾は、ドライアウト領域では $h = 0$ 、リウエット側には $h = \text{一定}$ の熱伝達率を与えThompsonと同様に一次元および二次元解析を行った。その結果、上述の熱流経路に沿ってドライアウト領域からリウエット領域へと軸方向に流れ込む熱流束は、リウエット領域で冷却水へ流れ出す全熱流束の $2/\pi$ の割合に相当する。この $2/\pi$ という値はBlair⁹⁾によっても解析的に求められている。

冷却材喪失事故時に、炉心の下部あるいは上部より注入される緊急冷却水によって、ドライアウトした燃料棒が再び冷却されるような場合には、ThompsonやDuffeyらが試みた解析は有効であろう。しかしながら、ドライアウト領域の熱伝達率を $h = 0$ と仮定している限り、ドライアウト領域の冷却がリウエット領域への軸方向の熱伝導によってのみ行われるというのは当然の帰結に過ぎない。従ってこのような解析モデルを、NSRR実験のような完全に浸水した体系で膜沸騰状態からクエンチングする過程に、そのまま適用することには疑問がある。

クエンチングに関する研究は、ほかにBergles等¹²⁾、Tachibana等¹³⁾が報告している。Bergles等は定常プール沸騰実験とクエンチング実験を行い比較した。それによると、クエンチング過程当初の非定常膜沸騰熱伝達率については従来の定常膜沸騰に対して示されている値と大略一致すると報告している。

Tachibanaらは、水平円板と垂直円板を用いた自由対流下のクエンチング実験を行い、急冷下での沸騰曲線は定常状態下でのデータと良く一致すると報告している。

クエンチングは、鋼の焼入れの問題として古くから知られていたにもかかわらず、いずれの過去の研究報告においてもクエンチングの物理的意味、メカニズムは明らかにされていない。またクエンチング温度の定義すら未だ明確に確立されているとは言い難い。

著者等は軽水炉の燃料棒の被覆材として用いられているジルカロイ-4製の試験片を用いたクエンチング実験を行い、その結果表面温度挙動、表面熱流束に対する冷却水サブクール度の影響について明らかにした。また表面温度測定と同期させた高速度カメラによる撮影観察によるクエンチング過程の様相、およびそれにもとづくクエンチング現象のメカニズムに関する検討についても報告する。

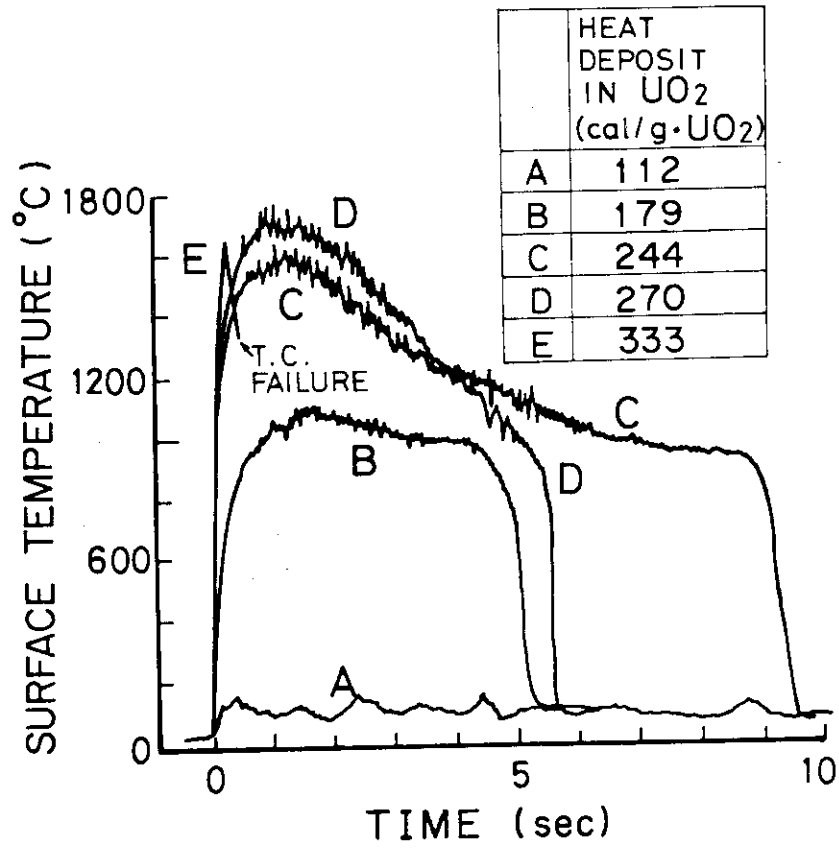


Fig. 1 Typical cladding surface temperature - time traces of fuel rods in the NSRR experiments.

2. 実験装置および実験方法

実験は膜沸騰から自由対流下でクエンチングする過程を再現するため、ジルカロイ-4製の丸棒の試験片を電気炉で約1000℃まで加熱して、急速に水槽中に投入する方法で行った。その結果、水浸してからクエンチングまでに10~30秒程度のかなりな時間安定な膜沸騰が継続するので、クエンチング時には周囲の冷却水の速度および温度境界層は十分に発達しているものと考えられる。したがって、反応度事故時の静止冷却水中における燃料棒クエンチング現象を良く模擬することができた。なお、試験片を水中に投入する際に、空気の巻き込みや冷却水の攪拌等は、できる限り制限するため、後述のように装置を工夫した。

クエンチング実験として、本実験方法以外に、水中の試料に直接通電する方法および、加熱した試験片に冷却水をかける方法等が考えられるが、前者は加熱中のサブクール度の降下、後者は冷却水流動の乱れ等の防止が困難であって、本実験目的を満足せず採用しなかった。

2.1 実験装置の概要

装置の概要をFig. 2に示す。試験体は長さ1630 mmのステンレス鋼管の先端に支持し、電気炉中で加熱する。ステンレス鋼管は上下二個所で一個所につき三方向からボールベアリングで水平方向に固定し、鉛直方向上下には滑らかに移動させることができる。ステンレス鋼管の頭部は鉛直方向に80°のテーパを持った円錐形をしており、これを本体で受け止めることにより急速に落下浸水する試験体を電気加熱炉直下の水槽中に上下振動することなく完全に固定することができる。試験体の先端は落下後高温パッキン製のクッションに数ミリメートル食い込むようになっており、落下後の水平方向の微小振動を未然に防止している。装置の詳細は付録Dに示す。

2.2 試験体

試験体は軽水炉で被覆材として使用されているジルカロイ-4製とした。Fig. 3-a, 3-bに示すように試験体の先端に前述のように空気の巻き込み等の防止のため鋭い円錐形をしたステンレス鋼製のキャップを取り付けた。

Fig. 3-aは中実丸棒の試験体(全長105 mm)を示し、有効試験部(A-A')100 mmの下端部にキャップを嵌め込み(嵌め込み長さ5 mm)溶接したものである。キャップと試験体本体の間には、断熱材としてセラミックス粉末を充填した。

Fig. 3-bは実炉燃料を模擬したもので、被覆管に二酸化ウランペレットと同形のアルミナペレットを装填した試験体である。Fig. 3-aの試験体と同様下部にステンレス鋼製のキャップが取り付けられている。この試験体は中実丸棒の実験結果と比較するため製作したもので、被覆管とペレットの間のギャップや、ペレットの存在がどのように影響するか検討するためのものである。

2.3 測定方法

試験体表面の温度は、Pt-Pt/Rh (13%)の熱電対を表面にスポット溶接することにより測定した。冷却材サブクール温度が90 degrees Cの場合は直径が0.05 mm、それ以下のサブクール温度では0.1 mmの熱電対素線を用い、付録Aに述べるように充分再現性の良いデータを取得することができた。

温度測定にあたって銅などに比べ、比較的熱伝導率の小さいジルカロイでは、クエンチング周辺のミリ秒単位の表面の急激な温度変化を正確に追跡するためには、Tachibanaら¹³⁾のように中心温度を計測して系の温度を代表させる方法より本実験のように直接表面温度を測定する方法を用いた方が良い。また蒸気膜に与える影響と温度応答性を考慮すると、線径の太いシース熱電対よりできるだけ細い素線を使用した方が良い。熱電対の取り付け法が原因で接点付近からリウエットイングが開始するような現象は、高速度カメラによる観察では見られなかった。

熱電対はFig. 3に示す試験体の有効試験部A-A'の中心位置と、その上下25 mmの3点に取り付け測定した。これらの熱電対は絶縁管により電気絶縁し、ステンレス鋼管の中を通して冷接点、直流増巾器を経てデータレコーダに接続している。

2.4 高速度カメラによる撮影観察

クエンチング現象を観察するため高速度カメラによる撮影を行った。冷却材サブクール温度が75, 50, 25度Cの3つの場合について行い、撮影速度は現象の速さに応じて500, 100 fps (frame per second)に設定した。

2.5 実験パラメータ

実験は冷却材サブクーリングの影響について特に注目し90度Cから0度Cの範囲で変化させた。

Lauerら⁴⁾は冷却過程において膜沸騰が達成できる温度(壁温がリウエットイングしない温度)以上であれば、初期壁温は「クエンチング沸騰曲線(Quenching Boiling Curve)」に影響をおよぼさないと述べている。本実験でも一連の実験において初期壁温の影響は見られなかったので、電気炉をほぼ一定の初期温度に設定し試験体を一様に加熱して実験を行った。なお、系圧力は大気圧とし、冷却材は純水を用いた。

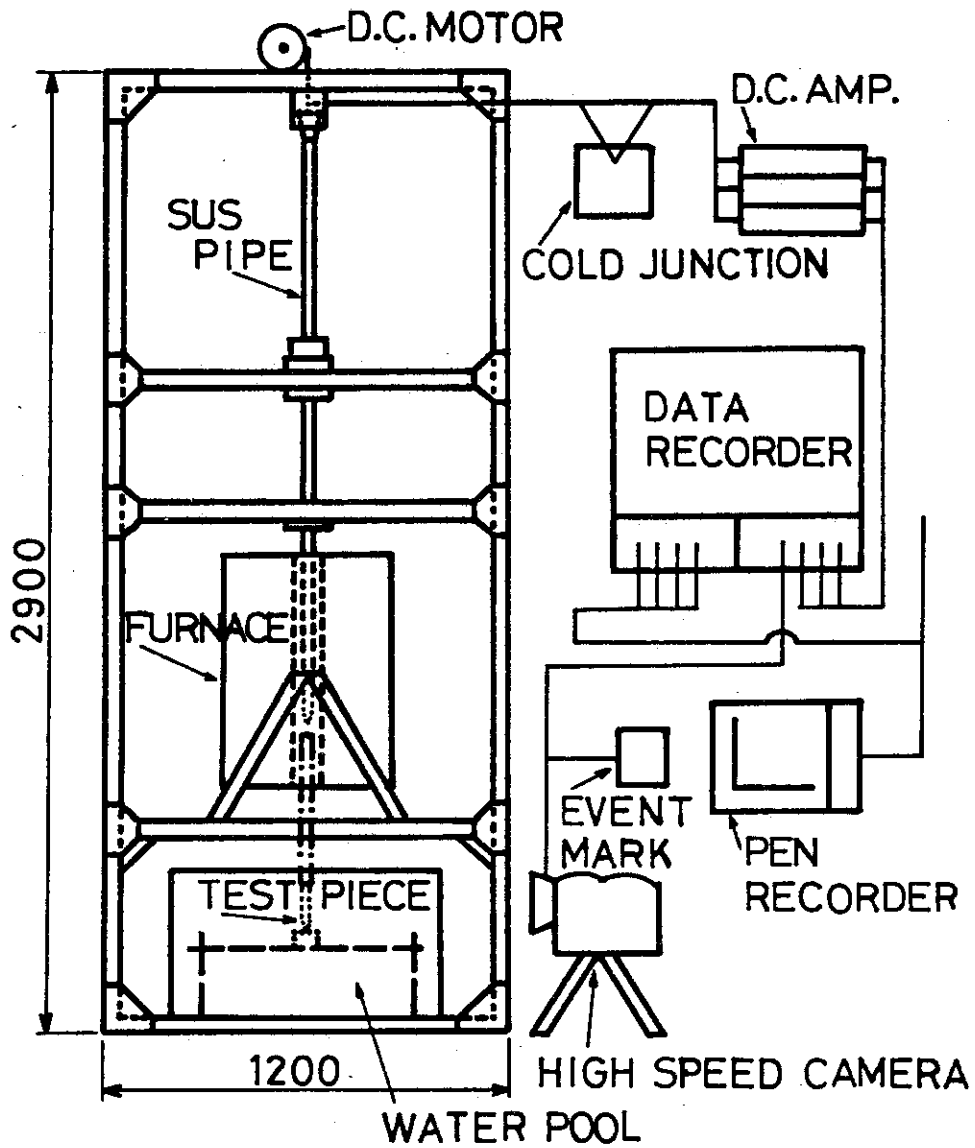


Fig. 2 Quenching test apparatus

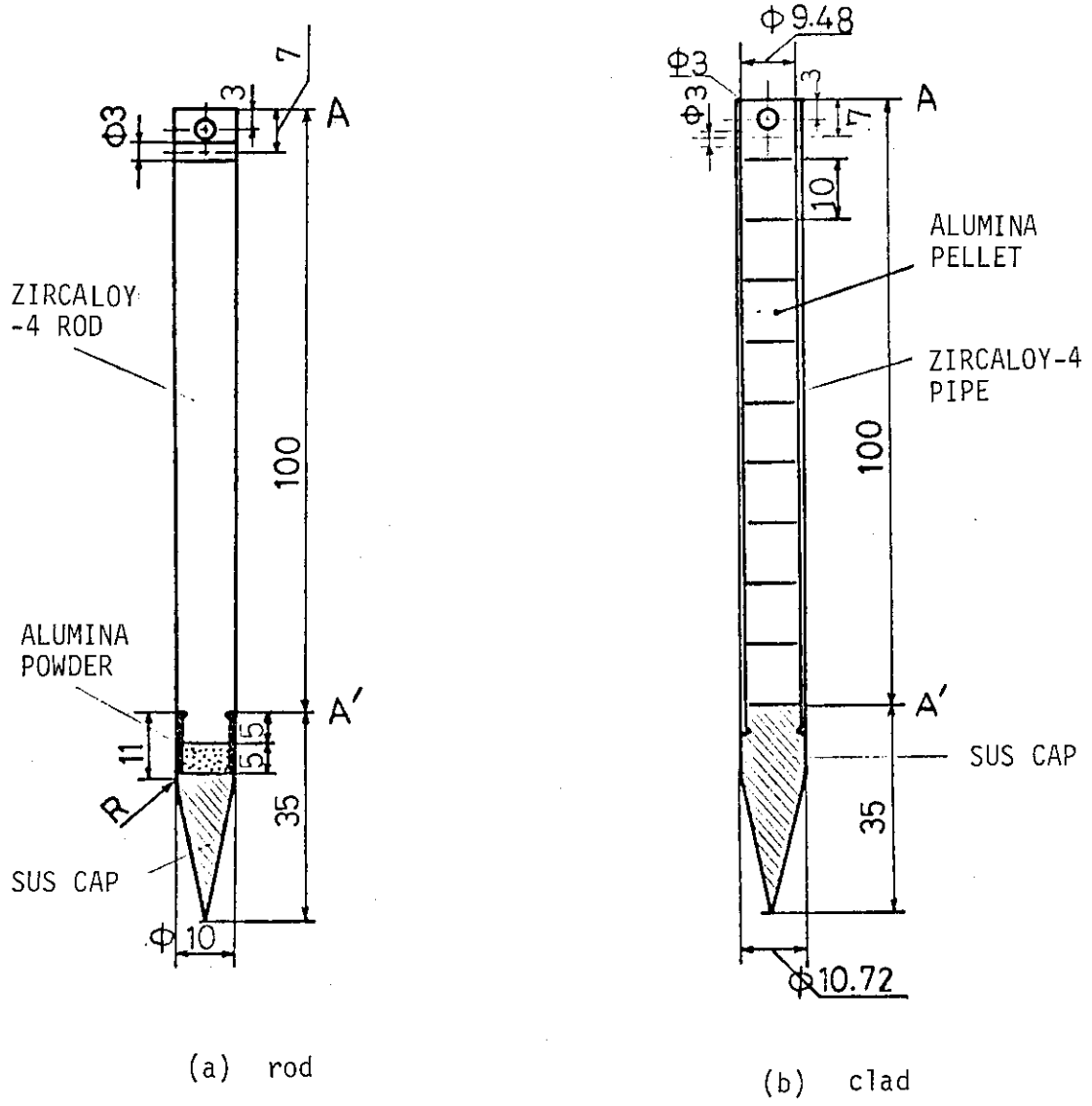


Fig. 3 Test pieces

3. 実験結果

3.1 試験体の表面温度挙動とクエンチング温度

Fig. 4 に冷却材サブクール温度が75度Cの場合の典型的な試験体表面温度の時間的変化の記録(以下、温度-時間曲線と呼ぶ)例を示す。Fig. 4の曲線に従って説明すると、試験体を電気炉中で一様に一定温度に加熱し(A→B)その後急速に冷却水中に投入する(B→C)。図中のC点から準安定な膜沸騰状態が観察され、D点で急冷が始まり、E点からさらにその冷却速度が速くなる。クエンチング現象のデータとして取扱う範囲は、前節で述べたような準安定膜沸騰形成以後のC→D→E→Fの領域である。

Fig. 4においてC→Dの膜沸騰領域から最初に冷却速度が速くなるD点の温度を「 T_q 」、その後さらに速くなるE点の温度を「 T_r 」と定義する。クエンチング温度に関して明確な定義はいまだなされていないが、本論文では温度-時間曲線上で膜沸騰による緩慢な冷却から急冷の開始する温度 T_q をクエンチング温度と定義する。

Fig. 5は温度-時間曲線におよぼす冷却材サブクーリングの影響を示したものである。同図に見られるように、冷却材サブクール温度が小さくなるにつれクエンチング発生までの時間は長くなり、クエンチング温度も低くなる傾向がある。このようにサブクール度の違いによって大きく温度-時間曲線の様相は異なり、冷却材サブクール度は強い影響をもたらす因子であることが分る。

Fig. 6は、中実丸棒の試験体(Fig. 3-a)と被覆管にペレットを装填した試験体(Fig. 3-b)との冷却水温が飽和温度の場合の実験結果の比較を示したものである。被覆管試験体の場合、中実丸棒に比較して冷却過程は緩慢であるが、これは被覆管ペレットの間のギャップ部の熱抵抗が加わっているためと思われる。またそのクエンチング温度は中実丸棒の試験体に比較して高い値を示しており、被覆管試験体におけるこれらの傾向は、NSRR実験³⁾における燃料棒のクエンチング過程と類似した傾向にあることを指摘することができる。

Fig. 7-aと7-bは、それぞれ冷却材サブクーリングが75度Cと25度Cの場合の温度-時間曲線である。同図中の記号「#2」は、有効試験部の中心位置に取り付けられた熱電対による測定結果であることを示し、「#3」、「#1」は、それぞれ「#2」の位置より25mm上方および下方に取り付けられた熱電対による結果である。Fig. 7-a, 7-bに明らかなようにクエンチングは試験体の下方から開始し、クエンチング温度は場所によらずほぼ一定である。クエンチングが上方に進行するのに伴い同一時刻の上記2点あるいは3点を比較すると、試験体軸方向に急激な温度勾配が形成されているのが分る。この軸方向の温度勾配は冷却材サブクーリングの増加とともにより急激になる。

3.2 高速度カメラによる撮影観察結果

16 mm カラーフィルムを使用して試験体の冷却過程を高速度撮影した。その結果の一例を Fig. 13 に、クエンチング進行時のモデル図とともに示す。

急速に冷却材中に浸水した試験体は、初め赤熱した状態のまま蒸気膜に覆われ膜沸騰の状態を保っている。ある程度まで試験体が冷却されてくると、下端から蒸気膜の崩壊が生じクエンチングが始まる。冷却材サブクール度が大きいときは、リウエッティングフロントを境にしてその上部の膜沸騰状態にある部分は、リウエット側とは対照的に依然として赤熱した状態にあり、軸方向に激しい温度勾配が生じていることを示している。リウエッティングフロント近傍では、スパッタリング現象と呼ばれる激しい液滴の飛散が観察された。一方冷却材サブクール度が小さい時は膜沸騰状態が比較的長く続く結果、リウエッティングフロントが下方から上昇してくる時にはすでに試験体全体は赤熱状態が見られない温度まで冷却されている。従ってサブクール度が大きい時に比較して軸方向の温度勾配は緩やかであり、またスパッタリングはより穏やかであった。

クエンチングの詳細は後述するように、リウエッティングフロントの接近にともなって起り、リウエッティングフロントが通過した時点ではクエンチングは終了しているようである。

3.3 温度—時間曲線上の T_q と T_r について

Fig. 8 に、3.1 節において定義した T_q および T_r と冷却材サブクール度の関係を示す。 T_q は冷却材サブクール度の影響を強く受けているが、 T_r は T_q に比較してほとんど影響を受けていない。過去に提示された水の過熱限界温度^{14) 15) 16)}と T_r を比較すると大きな違いは見られないが T_q は冷却材サブクール温度が大きくなるとこれらの過熱限界温度からは大きく離れる傾向にある。この実験結果は固液接触に起因する急冷現象が温度 T_q から始まる急冷過程ではなく、むしろ温度 T_r からの急冷過程に相当することを示唆している。 T_q については Lauer 等⁴⁾ や Bradfield⁶⁾ の急冷開始温度のデータと良い一致を示している。

Fig. 8 において、 T_q と T_r を境界として冷却過程は 3 領域に分けることができる。詳細は第 4 章の考察に述べる。

3.4 表面熱流束—表面過熱度曲線の導出

従来の沸騰曲線に相当する表面熱流束と表面過熱度の関係を求めるため、非定常熱伝導方程式を Fig. 5 に示したような実測した温度—時間曲線を境界条件として与えて解いた。クエンチング点では温度の変化が激しく、冷却材サブクール度が大きい程試験体の軸方向に急激な温度勾配が存在する。これによって引き起こされる試験体軸方向の熱伝導を評価するため、Thompson⁷⁾ や Duffey ら⁸⁾ が行った解析のようにまず二次元 ($r-z$) 問題として取扱った。試験体軸方向の熱伝導を評価し議論を進めるため、重要なパラメータになる熱伝導率 k と C_p は温度に依存する変数として扱うことが、ここでは厳密な議論をする上で必要である。

基礎方程式は次の通りである。

$$\rho C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r K \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) \quad (1)$$

ここで、次の様な関数を定義する。

$$E(T) = \int_0^T K(T) dT \quad (2)$$

式(2)から、

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{k} \frac{\partial E}{\partial t} \quad (3)$$

$$k \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{\partial E}{\partial r} \quad (4)$$

$$k \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\partial E}{\partial z} \quad (5)$$

となり式(3), (4), (5)を式(1)に代入すると基礎式は次のようになる。

$$\frac{1}{\alpha} \frac{\partial E}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial E}{\partial r} + \frac{\partial^2 E}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} \quad (6)$$

$$\text{ここで } \alpha(T) \equiv k(T) / \rho C_p(T) \quad (7)$$

ただし ρ は一定とし、 k と C_p は温度依存の変数として文献〔22〕より引用した。式(6)は α が温度依存の変数であるため一般的に解析解を得ることはできない。

(i) 試験体有効試験部の両端で断熱、(ii) 試験体温度分布は軸対象、なる2つの仮定に基づいて次の境界条件を得る。

$$\left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0, L} = 0 \quad (8)$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=0} = 0 \quad (9)$$

また、試験体は水没時に一様温度であったとすると、

$$T(r, z, 0) = T_0 \quad (10)$$

となる。さらに、Fig. 5 に示した温度曲線を平滑化して、温度測定位置 ($z = \pm 25 \text{ mm}, 0 \text{ mm}$)

の3点)における境界条件とする。すなわち、

$$T(R, z, t) = Tw(z, t) \quad \text{at } z = \pm 25 \text{ mm}, 0 \text{ mm} \quad (11)$$

である。上記3点以外では、クエンチングフロントより上方では、試験体温度分布は直線的であり、クエンチングフロントの上昇速度 u が一定であると仮定して、内挿して求めた。

試験体軸方向の熱伝導がどの程度支配的であるかを評価するため、軸方向の熱伝導を無視した場合、すなわち半径方向のみを考慮した一次元取扱いを同時に行った。すなわち式(6)において、

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = 0 \quad (12)$$

であるから基礎方程式は次のようになる。

$$\frac{1}{\alpha} \frac{\partial E}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial E}{\partial r} + \frac{\partial^2 E}{\partial r^2} \quad (13)$$

初期条件は

$$T(r, 0) = T_0 \quad (14)$$

また境界条件は

$$T(R, t) = Tw(t) \quad (15)$$

および式(9)である。

以上より、軸方向の熱伝導を考慮に入れた二次元解析の場合は式(6)と境界条件および初期条件式(8), (9), (10), (11)を用い、軸方向の熱伝導を無視した一次元解析の場合は式(13)と境界条件および初期条件式(9), (14), (15)を用い、前進差分法により差分して数値解を求めた。数値解の詳細は付録Bに示す。

表面熱流束は、ラグランジェの数値微分法を用い表面温度を含めた6点により $(\partial T / \partial r)_{r=R}$ を求め、次式によって与えた。

$$Q_w = -k \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r=R} \quad (16)$$

表面熱流束の計算の詳細は付録Cに示す。

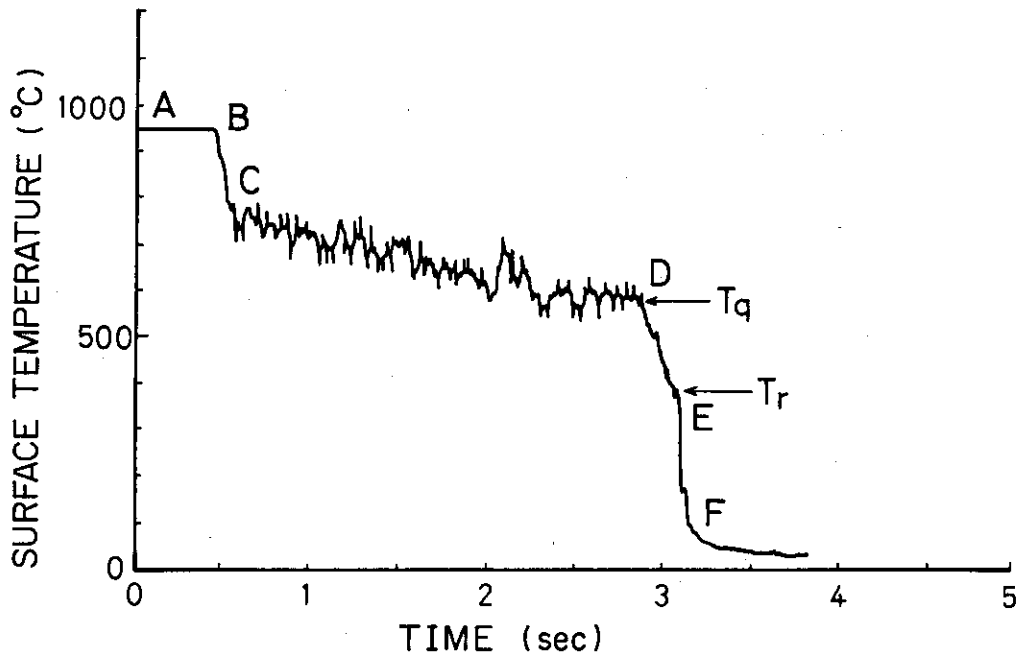


Fig. 4 Typical temperature - time trace for coolant subcooling temperature of 75 degrees C.

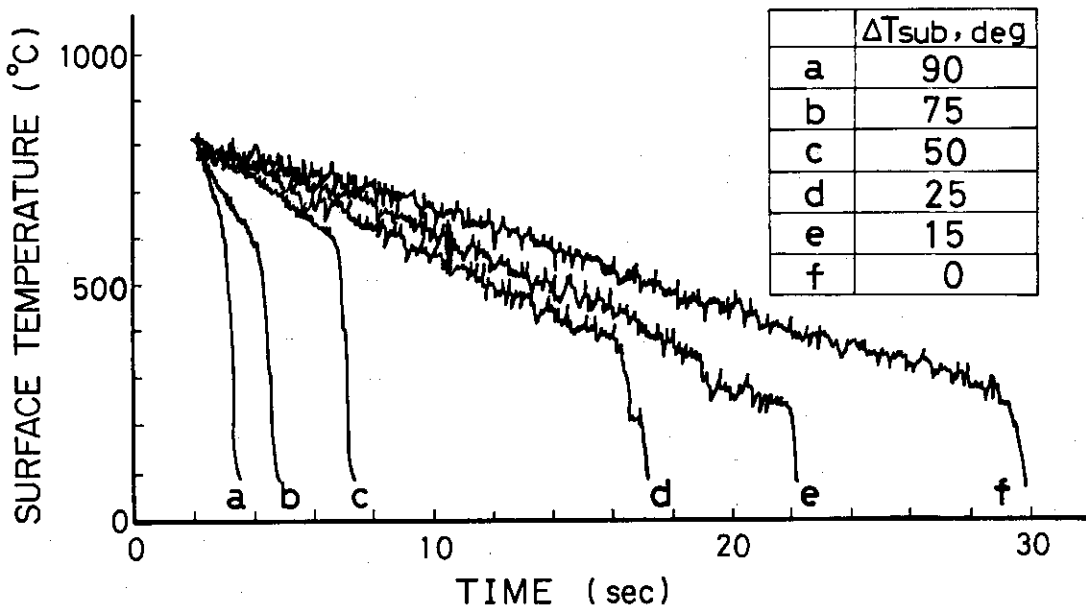


Fig. 5 Temperature - time traces under different coolant subcooling temperature.

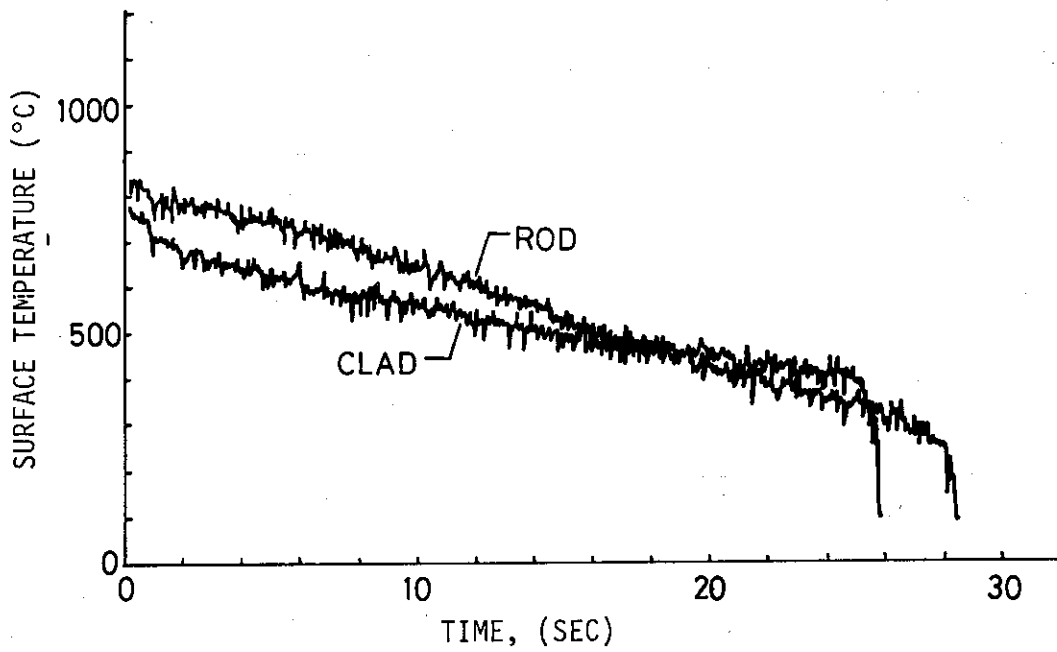


Fig. 6 Comparison of temperature - time traces between rod and clad specimens when coolant subcooling temperature is 0 degrees C.

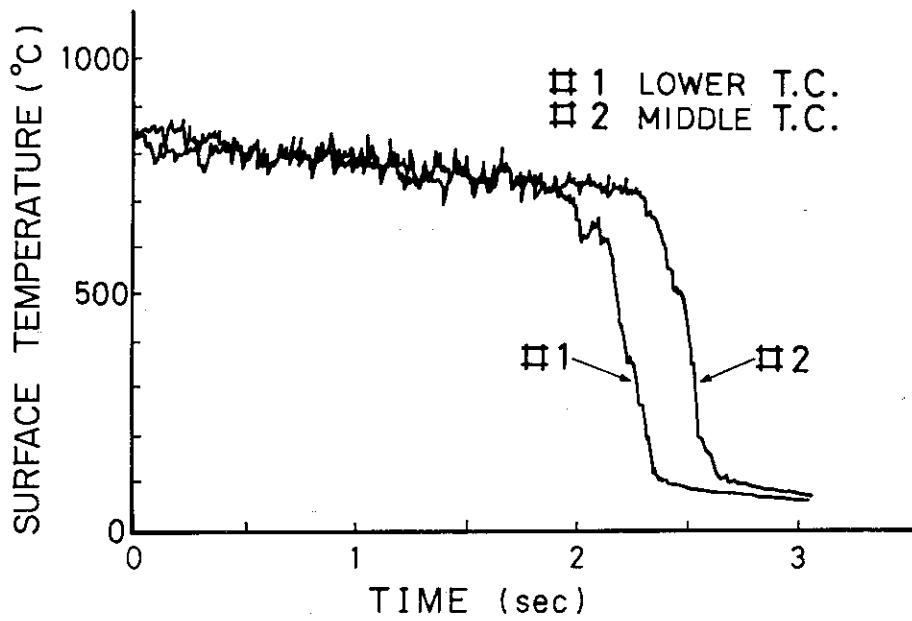


Fig. 7-a Temperature - time traces for the coolant subcooling temperature of 75 degrees C.

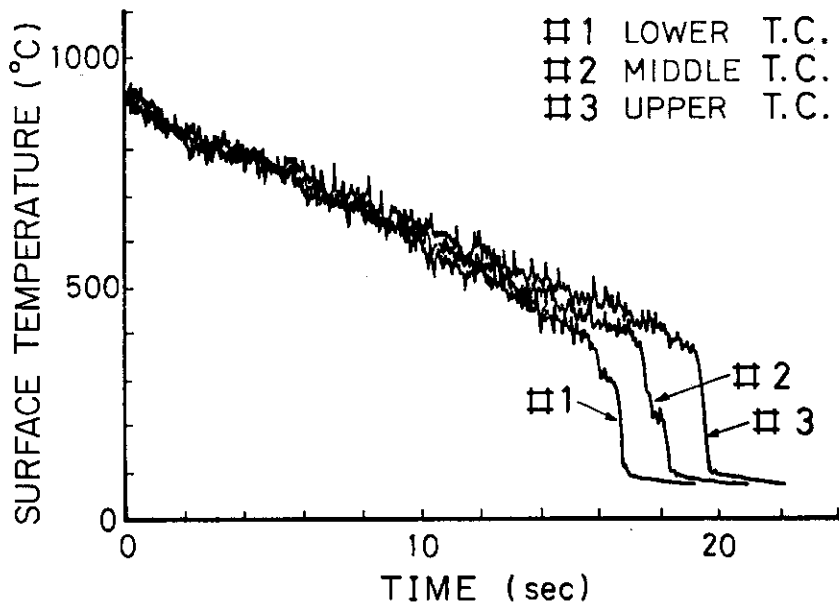


Fig. 7-b Temperature - time traces for the coolant subcooling temperature of 25 degrees C.

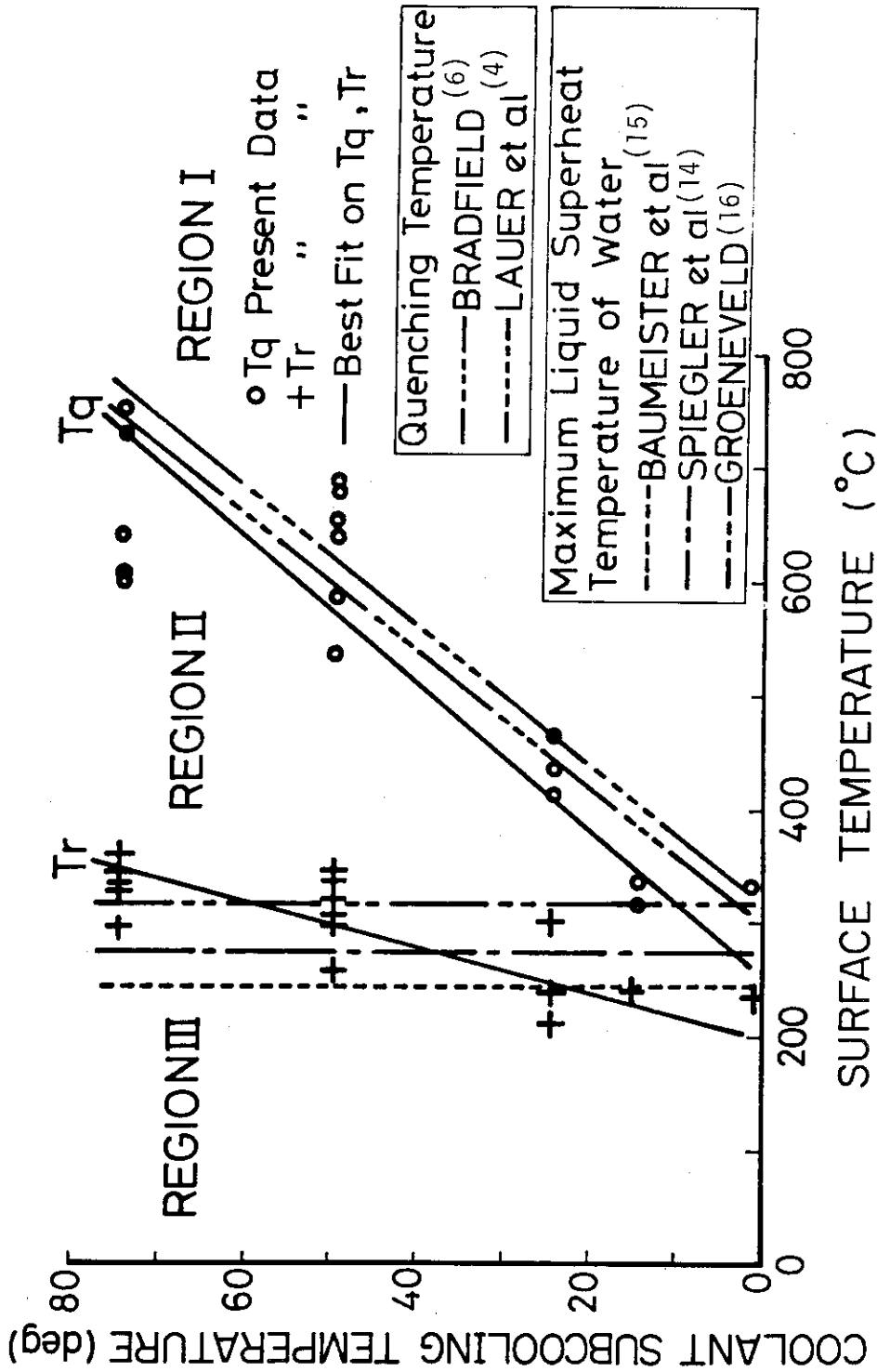


Fig. 8 Effect of coolant subcooling temperature on T_q and T_r .

4. 考 察

Fig. 9に第3.4節の方法によって求めた冷却材サブクール温度がそれぞれ0, 25, 50, 75度Cのときの表面熱流束 - 表面過熱度曲線を示す。図には一次元および二次元解析の結果を同時に示した。図中の T_q , T_r は, Fig. 4およびFig. 8で示した T_q , T_r に対応している。壁温が T_q より高温である膜沸騰領域では, 軸方向の熱伝導を無視した一次元解析の結果が二次元解析の結果より高い熱流束を示した。一方壁温が T_r より低温のリウエット領域では, 一次元解析によって得た表面熱流束が逆に二次元解析の結果より僅かに下回る傾向にある。これは一次元解析において膜沸騰の状態にある時にはリウエット側へ流出する熱流を, リウエットした後は膜沸騰領域よりリウエット側へ流入する熱流を無視していることに起因する。しかしながら, 全体の傾向としては大きな相違は見られず, クエンチング時のように軸方向に急激な温度勾配が存在する場合でも半径方向の熱伝達が支配的であるため, 試験体軸方向の熱伝導は無視できることを示している。

次に表面熱流束 - 表面過熱度曲線におよぼす冷却材サブクール度の影響について検討する。Figs. 9から明らかなように冷却材サブクール度の増加とともに熱流束は全体的に増加し, 熱流束が最小になる温度は高温側へ移行する。この最小熱流束温度は, Fig. 4, Fig. 8に示したクエンチング温度 T_q に対応しており, 直接固液接触が考えられないような高温において急激な熱流束の増加が生じている点で重要な温度である。

表面熱流束 - 表面過熱度曲線は, Fig. 8に対応させ T_q より高温の領域(領域Ⅰ), T_q と T_r の中間の領域(領域Ⅱ)及び T_r より低温の領域(領域Ⅲ)の3つの領域に分けることができる。

Figs. 10, 11に冷却材サブクール温度がそれぞれ75, 50度Cの場合, Fig. 12に25および0度Cの場合の表面熱流束 - 表面過熱度曲線を示すとともに, クエンチングに関する研究の中からBradfield⁶⁾とLauerら⁴⁾の実験値と比較した。本実験値は彼らの得た値と高温の領域では比較的良い一致を示している。しかし温度 T_r 以下では本実験値は高熱流束の値をより低温側まで維持しており, Fig. 14でも指摘するように従来の沸騰曲線に近い傾向を示しているのに対し, BradfieldやLauerらの実験値は壁温が500℃付近ですでに熱流束は減少する傾向にあり大きな相違が見られ, 従来の沸騰熱伝達に関する知識では理解し難い。

領域Ⅰは試験体が蒸気膜に完全に覆われており過渡膜沸騰の状態にある。サブクール膜沸騰に関する研究は, Sparrowら¹⁷⁾, Siviourら¹⁸⁾, Tachibanaら¹⁹⁾の報告の外いくつかの研究が報告されている。過去の膜沸騰に関する研究はそのほとんどが定常膜沸騰に関するものであり, 本研究の過渡膜沸騰と直接比較することはできないが, Figs. 10, 11, 12では過去の実験値の中からSiviourらの実験値を比較のため併示してある。領域Ⅰでは冷却材サブクール度が小さいと, 本実験値とSiviourらの値との間には大きな違いは見られないが, サブクール度が大きくなると本実験値はSiviourらの値を上回る傾向にある。Berglesら¹²⁾は, クエンチング過程当初の膜沸騰熱伝達率については従来の膜沸騰のデータで良く予測できると指摘したが, 本実験の結果, 冷却材サブクール度が比較的小さいときのみ, 彼等の指摘が妥当であることが確認で

きた。

領域Ⅱにおいては、前述のように試験体軸方向の熱伝導による冷却は無視することができ、半径方向の熱伝達が支配的である。また領域Ⅱは冷却水が直接接触するには困難な温度領域にある。高速度カメラによる撮影観察結果から、 T_q からの急冷はリウエットングフロントの接近に伴って生じ、またリウエットングフロントの移動（上昇）とそこでのスパッタリングによって激しい流体の乱れが発生することが分っている。このような遷移沸騰領域より高温で温度の降下とともに熱流束が増加する領域Ⅱの冷却機構としては、次のような機構が考えられる。Fig. 13に Toda²⁰⁾、Hoogendoornら²¹⁾のミストまたはスプレイ冷却による実験値を示す。前者は定常ミスト冷却実験、後者は過渡スプレイ冷却実験による値である。

これらのミストまたはスプレイ冷却と本実験との間には基本的に機構の違いがあるが、領域Ⅱではリウエットングフロント近傍の蒸気膜内外の激しい乱れとそれに起因する液滴の飛沫が考えられ、ここではこの液滴の飛沫に対比させミストまたはスプレイ冷却実験値と本実験値との傾向の比較を試みた。基本的な冷却機構については不明な点が多く直接比較することはできないが傾向としては両者は同じような様相を呈している。Figs. 11, 12において比較を行うと、冷却材サブクール度が小さい時はHoogendoornらの曲線に近いが、サブクール度の増加とともにそれらの曲線から離れ上回るようになる。しかしその様相は左上りの傾向という点で依然として類似している。領域Ⅱの温度範囲では、従来の沸騰曲線では左下りの膜沸騰曲線が対応することになり、上述の左上りの傾向を示す曲線とミストまたはスプレイ冷却の曲線との傾向の一致は注目値する。

領域Ⅲになると、 T_r 点より熱流束の増加の割合は、さらに増す傾向にある。またFig. 8で指摘したように T_r は冷却材サブクール度によって僅かに影響を受けるが、水の過熱限界温度に近い値にある。クエンチング温度をリウエットング開始温度と考えるならば、クエンチング温度はFig. 8で示した水の過熱限界温度付近かそれ以下の値にならなければならない。しかし実験値 T_q は冷却材サブクール度の増加とともに、過熱限界温度を遥かに上回る温度を示している。このような高温にある T_q で過熱体と冷却水との直接の固液接触は考えられないので、従来の膜沸騰下限温度を T_q に対応させることはできない。これに対し T_r は過熱限界温度近傍にあり、直接固液接触が可能である温度である。従って領域Ⅲでは従来の遷移沸騰もしくは核沸騰熱伝達に類似した機構の沸騰現象が十分考えられる。

領域Ⅰ、Ⅱ、Ⅲに関する上述の議論を集約したモデルの概要をFig. 14に示す。このモデルによると温度 T_q は急冷開始点の温度であり、 T_r はリウエットング開始点の温度である。すなわち「クエンチングフロント」の温度 T_q は「クエンチング温度」、 「リウエットングフロント」の温度 T_r は「リウエットング温度」と定義する。強サブクール度条件下では、両者の間には明確な相違が見られる。

クエンチング過程をいくつかの領域に分ける試みは、再昇水時の燃料棒のリウエットング進行時における解析モデルに見ることができる。前述のThompson⁷⁾やDuffeyら⁸⁾による解析モデルは、ドライアウト領域とリウエット側との2領域に分けた場合である。Yamanouchi²³⁾も同様の解析モデルを採用している。3領域に分けた解析モデルはSunら²⁴⁾によって採用されている。Sunらは加熱面をドライアウト領域、スパッタリング領域、完全に液膜に覆われる領域

(Continuous Liquid Film Region)の3領域に分け解析を行っている。これらのモデルはいずれもリウエットリングフロントを境にして、ドライアウト領域の熱伝達率を0と仮定している点で共通しており、クエンチングフロントとリウエットリングフロントを区別しているものは見当たらない。Duaら²⁵⁾はドライアウト領域とリウエット側の2領域から成る解析モデルを採用し、リウエット側に一定の熱伝達を与える一方、ドライアウト領域ではリウエットリングフロントでのスパッタリング等によって発生する液滴と蒸気による冷却を考え、リウエットリングフロントからドライアウト領域へ指数関数的に減少する熱伝達率分布を与えている。この解析モデルは、リウエットリングフロントに先行してドライアウト領域で冷却を行う液滴の存在を考慮している点で、Fig. 14のモデルと共通しているが、クエンチングフロントとリウエットリングフロントの区別はやはり明確でない。

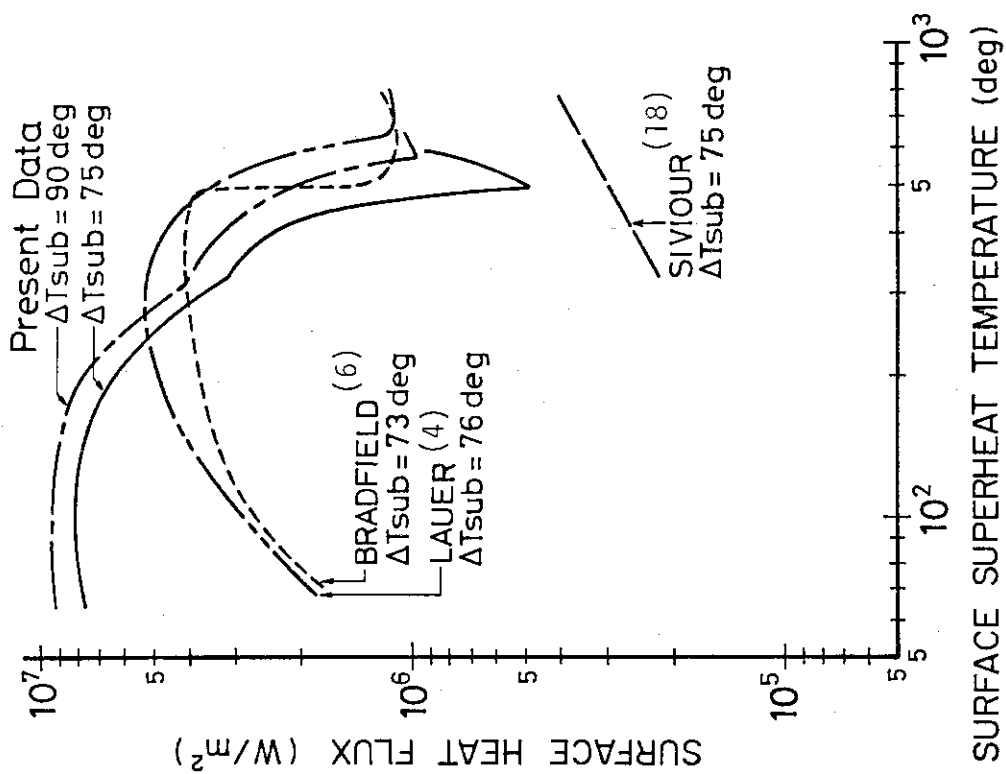


Fig. 10 Surface heat fluxes vs. surface superheats for the coolant subcooling temperatures of 90 and 75 degrees C.

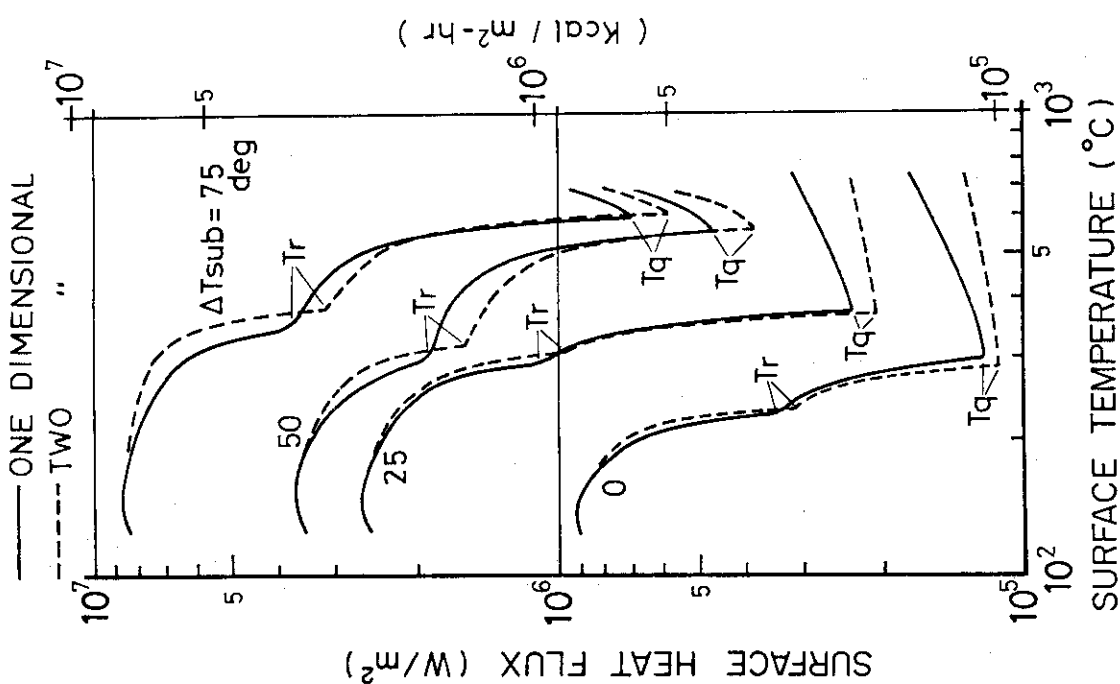


Fig. 9 Surface heat fluxes for different subcooling conditions obtained by one dimensional and two dimensional analyses.

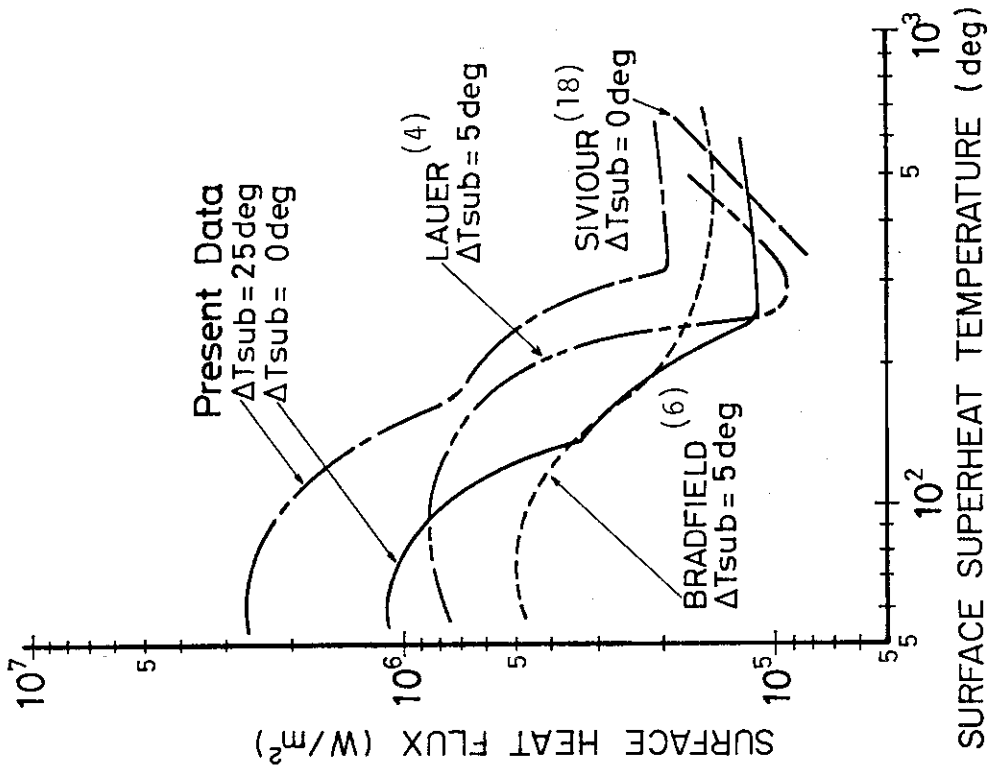


Fig. 12 Surface heat fluxes vs. surface superheats for the coolant subcooling temperatures of 25 and 0 degrees C.

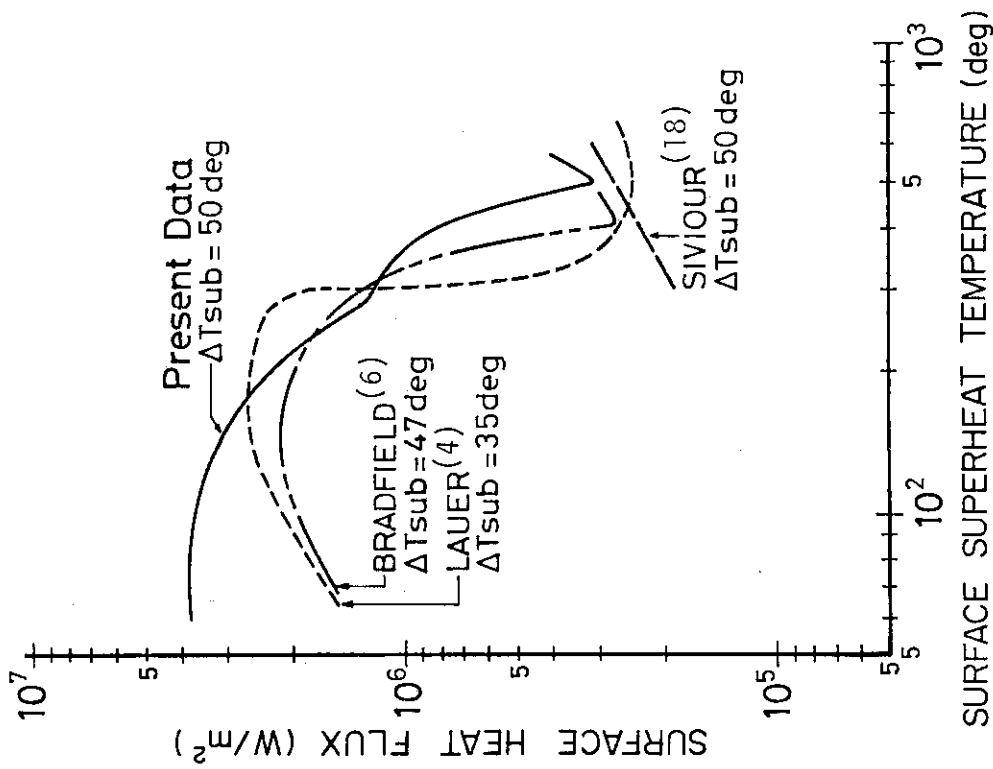


Fig. 11 Surface heat fluxes vs. surface superheats for the coolant subcooling temperature of 50 degrees C.

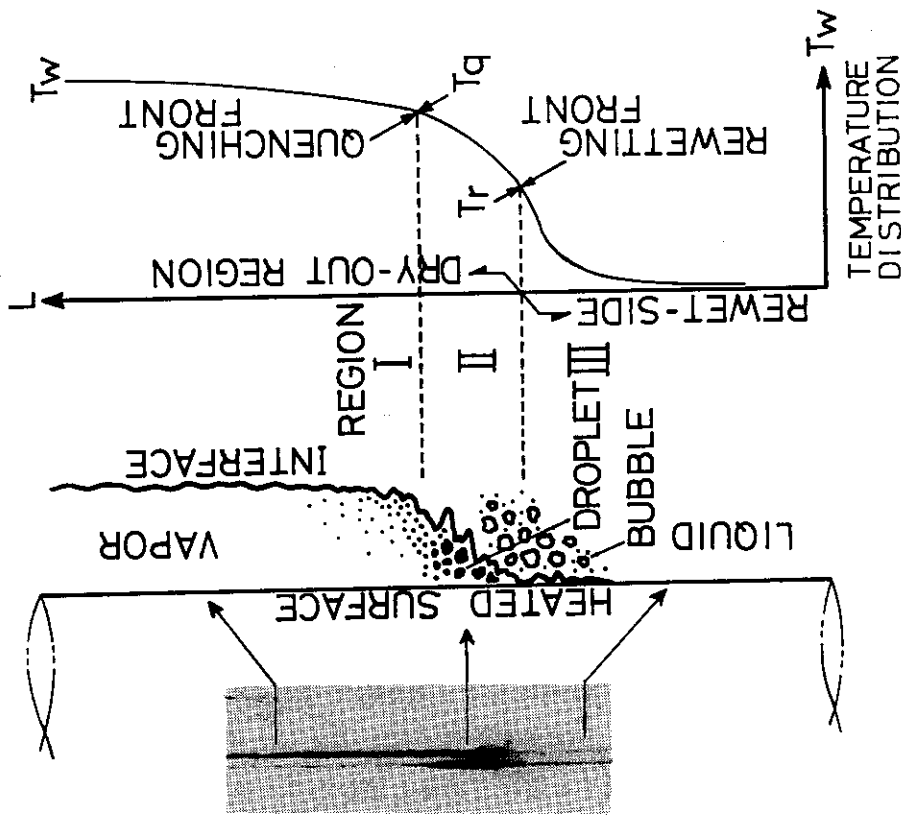


Fig. 14 Hypothetical quenching model under RIA.

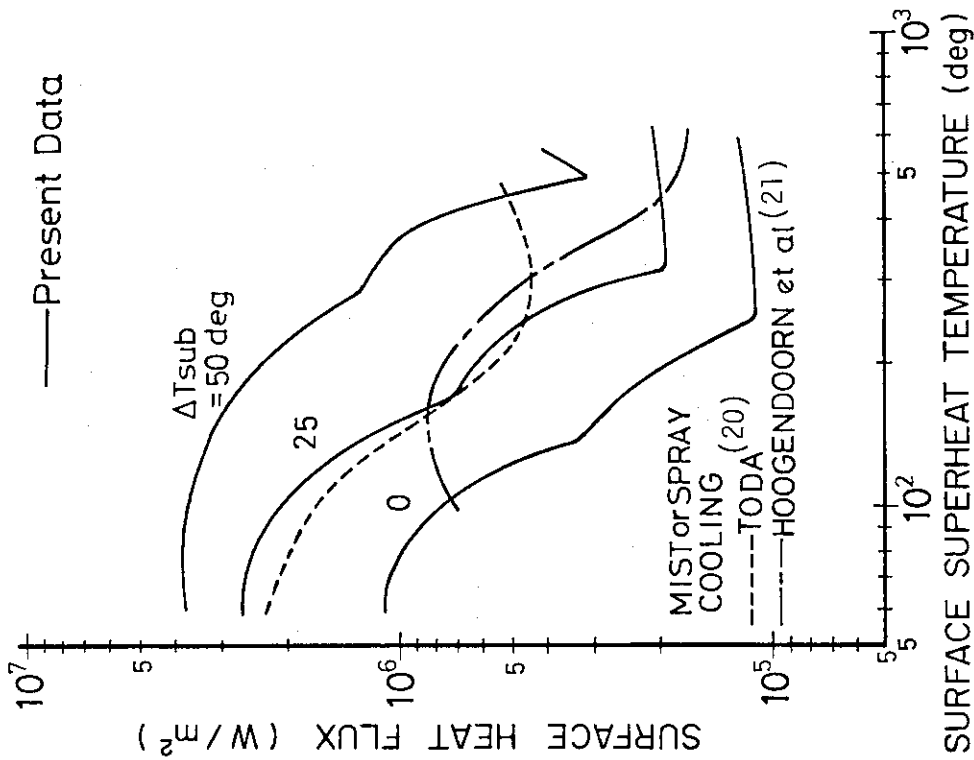


Fig. 13 Comparison of the heat fluxes between the mist or spray cooling and the present data.

5. 結 論

純水を用いたプール体系でサブクール度を変えジルカロイ棒および管を用いクエンチングの実験を行い、熱流束と過熱度に関し解析した結果、次のことが明らかになった。

- (1) 静水中でのクエンチング過程は、冷却材サブクール度によって大きく影響され、サブクール度が増すにつれ表面熱流束は増加し、熱流束が最小になる温度は高温側へ移動する。
- (2) 表面熱流束 - 表面過熱度曲線は Fig. 9 に示すように T_q , T_r によって3領域に分けられる。 T_q はクエンチング開始温度であり、 T_r はリウエッティング開始温度である。 T_r はサブクール度にそれほど依存せず水の過熱限界温度にはほぼ一致する。これに対し、 T_q はサブクール度によって大きく影響され、強サブクール下では従来の膜沸騰下限温度とは一致せず、また水の臨界温度を遥かに越える。
- (3) 表面熱流束 - 表面過熱度曲線における T_q から T_r までの左上りの傾向は、これまでに明らかにされていないもので、この冷却機構は直接の固液接触によるものではなくリウエッティングフロント近傍でのスパッタリング等の流体の激しい乱れが寄与しているものと考えられる。これに対し、 T_r からの急冷は直接の固液接触に起因する急冷であると思われる。言い換えれば、サブクール度が小さい場合は、領域 I および III における冷却機構は従来の沸騰曲線で説明できるが領域 II はサブクール度の増加とともにその温度範囲も増加し、冷却機構も従来の沸騰曲線では説明できない。
- (4) 反応度事故時のように燃料棒が完全に浸水した体系において膜沸騰状態からクエンチングする過程では、冷却材喪失事故時の再冠水によるクエンチングの場合と異なり、リウエット領域からドライアウト（膜沸騰）領域への燃料棒軸方向の熱伝導は少なく、半径方向の熱伝達が支配的である。
- (5) ペレット入被覆管試験体の場合、中実丸棒に比較して、ギャップ部の熱抵抗により冷却過程はやや緩慢でより高い温度からクエンチングする。しかし、クエンチング現象が本質的に異なることはない。
- (6) 以上より反応度事故時のように燃料体が予め水中にある場合のクエンチングについて Fig. 14 に示すクエンチングモデルを導くことができる。すなわち、リウエッティングフロントに先行してクエンチングフロントにより燃料体は急冷され、クエンチングフロント温度 T_q はサブクール度が大きい程高い。

謝 辞

本研究は東北大学学生森治嗣君を学生研究生として受入れて行ったものである。受入れ及び実験に種々便宜を計って頂いた反応度安全研究室石川迪夫室長に感謝します。

5. 結 論

純水を用いたプール体系でサブクール度を変えジルカロイ棒および管を用いクエンチングの実験を行い、熱流束と過熱度に関し解析した結果、次のことが明らかになった。

- (1) 静水中でのクエンチング過程は、冷却材サブクール度によって大きく影響され、サブクール度が増すにつれ表面熱流束は増加し、熱流束が最小になる温度は高温側へ移動する。
- (2) 表面熱流束 - 表面過熱度曲線は Fig. 9 に示すように T_q , T_r によって3領域に分けられる。 T_q はクエンチング開始温度であり、 T_r はリウエット開始温度である。 T_r はサブクール度にそれほど依存せず水の過熱限界温度にはほぼ一致する。これに対し、 T_q はサブクール度によって大きく影響され、強サブクール下では従来の膜沸騰下限温度とは一致せず、また水の臨界温度を遥かに越える。
- (3) 表面熱流束 - 表面過熱度曲線における T_q から T_r までの左上りの傾向は、これまでに明らかにされていないもので、この冷却機構は直接の固液接触によるものではなくリウエットフロント近傍でのスパッタリング等の流体の激しい乱れが寄与しているものと考えられる。これに対し、 T_r からの急冷は直接の固液接触に起因する急冷であると思われる。言い換えれば、サブクール度が小さい場合は、領域ⅠおよびⅢにおける冷却機構は従来の沸騰曲線で説明できるが領域Ⅱはサブクール度の増加とともにその温度範囲も増加し、冷却機構も従来の沸騰曲線では説明できない。
- (4) 反応度事故時のように燃料棒が完全に浸水した体系において膜沸騰状態からクエンチングする過程では、冷却材喪失事故時の再冠水によるクエンチングの場合と異なり、リウエット領域からドライアウト（膜沸騰）領域への燃料棒軸方向の熱伝導は少なく、半径方向の熱伝達が支配的である。
- (5) ベレット入被覆管試験体の場合、中実丸棒に比較して、ギャップ部の熱抵抗により冷却過程はやや緩慢でより高い温度からクエンチングする。しかし、クエンチング現象が本質的に異なることはない。
- (6) 以上より反応度事故時のように燃料体が予め水中にある場合のクエンチングについて Fig. 14 に示すクエンチングモデルを導くことができる。すなわち、リウエットフロントに先行してクエンチングフロントにより燃料体は急冷され、クエンチングフロント温度 T_q はサブクール度が大きい程高い。

謝 辞

本研究は東北大学学生森治嗣君を学生研究生として受入れて行ったものである。受入れ及び実験に種々便宜を計って頂いた反応度安全研究室石川迪夫室長に感謝します。

参 考 文 献

- 1) Cermak, J.O., et al., "PWR Full Length Emergency Cooling Heat Transfer (FLECHT) Group I Test Report", WCAP-7435 (1970).
- 2) Saito, S., et al., "Measurement and Evaluation on Pulsing Characteristics and Experimental Capability of NSRR", J. Nucl. Sci. Technol. (Tokyo), 14, 226, (1977).
- 3) Ishikawa, M. and Tomii, K. (Compiled), JAERI-M 6635 (1976).
- 4) Lauer, H. and Hufschmidt, W., "Heat Transfer and Surface Rewet during Quenching", Two-Phase Flows and Heat Transfer, Proc. of NATO Advanced Study Institute, 3, 1309 (1977), ed. Kakac, S. and Mayinger, F., Hemisphere Pub. Corp.
- 5) Bankoff, S.G. and Mehra, V.S., "A Quenching Theory for Transition Boiling", I & EC Fundamentals, 1, 38, (1962).
- 6) Bradfield, W. S., "On the Effect of Subcooling on Wall Superheat in Pool Boiling", J. Heat Transfer, Trans. ASME, C, 89, 269, (1967).
- 7) Thompson, T.S., "An Analysis of the Wet-Side Heat-Transfer Coefficient during Rewetting of a Hot Dry Patch", Nucl. Eng. Des., 22, 212 (1972).
- 8) Duffey, R.B. and Porthouse, D.T.C., "The Physics of Rewetting in Water Reactor Emergency Core Cooling", *ibid*, 25, 379 (1973).
- 9) Blair, J.M., "An Analytical Solution to a Two-Dimensional Model of the Rewetting of a Hot Dry Rod", *ibid*, 32, 159 (1975).
- 10) Bennett, A.W., et al., "The Wetting of Hot Surfaces by Water in a Steam Environment at High Pressure", AERE-R 5146 (1966).
- 11) Thompson, T.S., "On the Process of Rewetting a Hot Surface by a Falling Liquid Film", AECL-4516 (1973).
- 12) Bergles, A.E. and Thompson Jr., W.C., "The Relationship of Quench Data to Steady-State Pool Boiling Data", Int. J. Heat Mass Transfer, 13, 55 (1970).
- 13) Tachibana, F. and Enga, S., "Heat Transfer Problems in Quenching", Bull. JSME, 16, 100 (1973).
- 14) Spiegler, P., et al., "Onset of Stable Film Boiling and the Foam Limit", Int. J. Heat Mass Transfer, 6, 987 (1963).
- 15) Baumeister, K.J., Simon, F.F. and Henry, R.E., "Role of the Surface in the Measurement of the Leidenfrost Temperature", Augmentation of Convective Heat and Mass Transfer, 91, ASME Winter Annual Meeting, New York (1970).
- 16) Groeneveld, D.C., "The Thermal Behaviour of a Heated Surface at and beyond Dryout", AECL-4309 (1972).

- 17) Sparrow, E.M. and Cess, R.D., "The Effect of Subcooled Liquid on Laminar Film Boiling", J. Heat Transfer, Trans. ASME, C, 84, 149 (1962).
- 18) Siviour, J.B. and Ede, A.J., "Heat Transfer in Subcooled Pool Film Boiling", 4-th Int. Heat Transfer Conf., Paris, 5, B3.12 (1970).
- 19) Tachibana, F. and Fukui, S., "Heat Transfer in Film Boiling to Subcooled Liquids", Int. Developments in Heat Transfer, New York, 219 (1961).
- 20) Toda, S., "A Study of Mist Cooling", 4th Int. Heat Transfer Conf., 5, B5.3 (1970).
- 21) Hoogendoorn, C.J. and den Hond, R., "Leidenfrost Temperature and Heat-Transfer Coefficients for Water Spray Impinging on a Hot Surface", 5th Int. Heat Transfer Conf., 4, B3.12, (1974).
- 22) TREE-NUREG-1005.
- 23) Yamanouchi, A., "Effect of Core Spray Cooling in Transient State after Loss-of-Coolant Accident", J. Nucl. Sci. Technol. (Tokyo), 5, 547 (1968).
- 24) Sun, K.H., Dix, G.E. and Tien, C.L., "Cooling of a Very Hot Vertical Surface by a Falling Liquid Film", J. Heat Transfer, Trans. ASME, C, 96, 126 (1974).
- 25) Dua, S.S. and Tien, C.L., "An Experimental Investigation of Falling-Film Rewetting", Int. J. Heat Mass Transfer, 21, 955 (1978).

付録A 本実験における熱電対取り付け方法の 測定結果に及ぼす影響について

本実験では、本文中でも述べたように試験体表面温度を測定するため、Pt-Pt/Rh (13%)熱電対を直接試験体表面にスポット溶接した。この方法によると、クエンチング時にミリ秒単位で急激に変化する表面温度を直接測定できる利点がある一方、熱電対によって蒸気膜や境界層の擾乱が誘発され測定結果に影響をおよぼすことが考えられる。たとえば、再冠水実験における熱電対の取り付け方法の影響について杉本¹⁾は、(1)熱電対先端部が流路内にあること、(2)熱電対リード線が発熱体表面に沿って流路内にあることが原因で「クエンチング時刻」を実際より小さく示した場合がある、とその影響について指摘している。彼の報告によると実験に使用した熱電対はシース型で外径が0.5 mmであり、本実験で使用した熱電対素線の外径0.05ないし0.1 mmに比較してかなり太い。本実験における熱電対取り付け方法では、上記(2)については考慮する必要はないが、(1)についても使用した熱電対が比較的細いので、その影響は彼が述べているより遥かに少ないと思われる。熱電対を表面にスポット溶接したことによる影響を評価するための実験を行ったので以下に簡単に報告する。

実験は熱電対の外径と冷却材サブクール温度をパラメータとして行い、それらの温度-時間曲線に与える影響について調べた。サブクール温度が大きい程膜沸騰時における蒸気膜は薄く、表面の熱電対の影響を受け易いと考えられるから、サブクール温度が大きい程充分細い熱電対を使用する必要がある。

Fig. A-1に外径が0.05 mmと0.1 mmの熱電対を使用して測定した冷却材サブクール温度が75 degrees Cの場合の温度-時間曲線の比較を示す。同図に見られるように熱電対の太さにかかわらず、ほとんど同じ曲線を示している。外径が0.1 mmの熱電対を使用して得たデータは繰り返し実験に対し強サブクール下でも充分良い再現性を示した。ところが、外径が0.3 mmの熱電対を使用すると強サブクール下では、Fig. A-1に見られるような曲線とは、傾向の異なる曲線を示すことがある。冷却材サブクール温度が小さくなると、Fig. A-2に示すように外径が0.3 mmの熱電対を使用しても外径が0.1 mmの熱電対によるデータと良く一致するようになり、熱電対の影響は見られなくなる。

本実験では、これらの実験結果から冷却材サブクール温度が90degrees Cの場合は0.05 mmそれ以下のサブクール温度では0.1 mmの外径の熱電対を使用して測定した。

次に本文中で提示した表面熱流束-表面過熱度曲線から、本実験で用いた熱電対取り付け法について検討する。杉本¹⁾は同報告の中で、表面熱伝達率を正確に見積ることに重点を置くならばむしろ表面温度を直接測定する方法が良い、と述べている。Lauerら(本文参考文献<4>)は表面温度を測定するため、表面に沿ってグループを掘り熱電対を埋め込む方法を採用している(Lauerらはさらに3点の内部温度分布も測定している)。従って表面には蒸気膜や境界層を擾乱する原因は全くない。本文において、本実験における表面熱流束-表面過熱度曲線は、Lauerらの値と高温の領域では比較的良い一致を示していることを指摘したが、これらの表面に熱電対をスポット溶接しても本実験のように充分細い熱電対を使用すれば、クエンチング時にその影響

は現われないと行って良い。

文献1) 杉本 純, JAERI - M 6985 (1977).

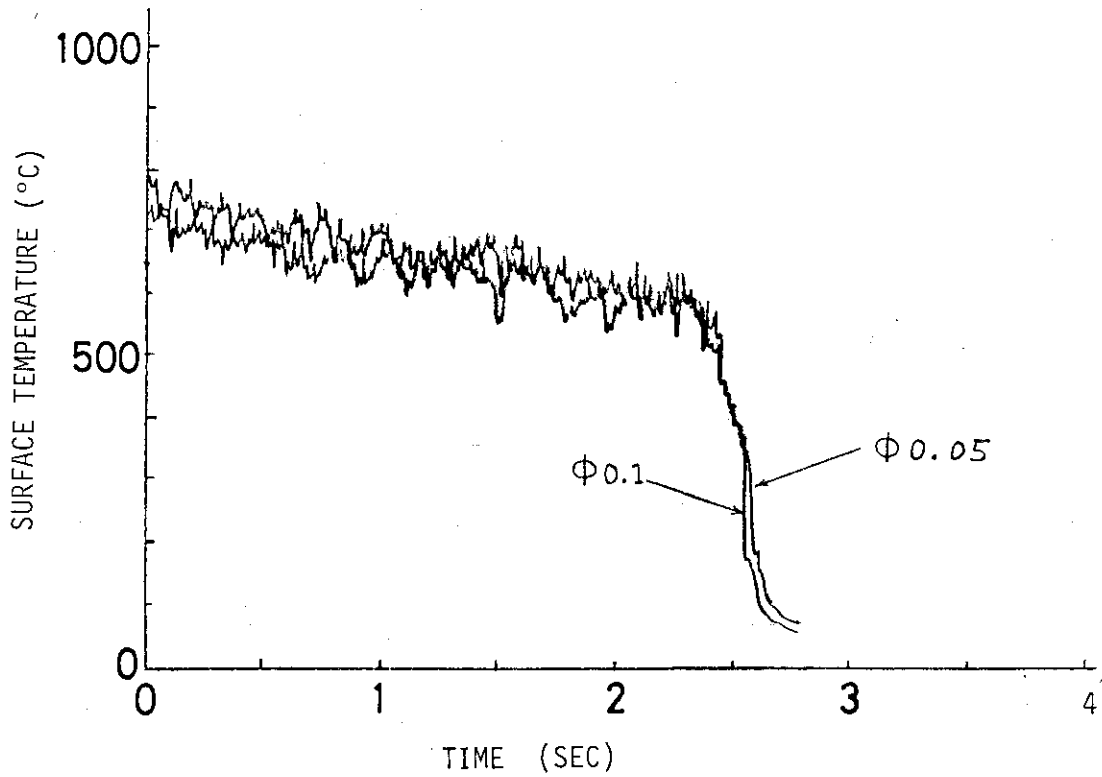


Fig. A-1 Influence of diameter of thermocouple when coolant subcooling temperature is 75 degrees C.

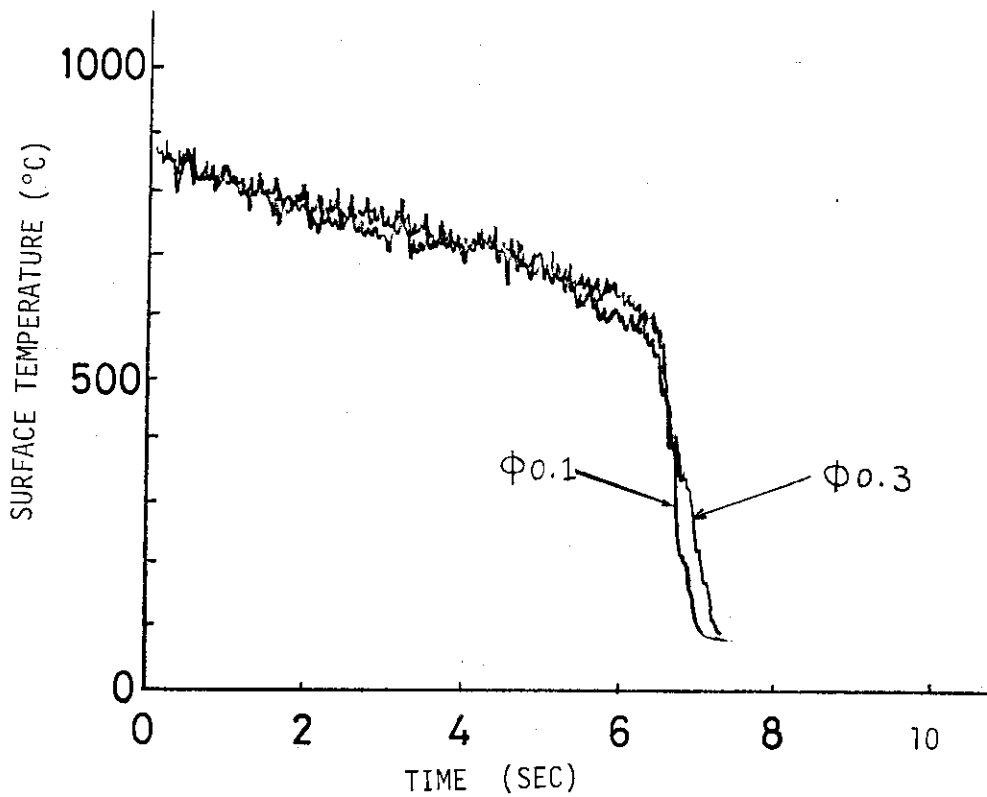


Fig. A-2 Influence of diameter of thermocouple when coolant subcooling temperature is 50 degrees C.

付録B 非定常熱伝導方程式の数値解法

(i) 二次元 (t を含め三次元) 解析における差分式

基礎式 (本文 3-4 節, 式(6), (7)より)

$$\frac{1}{\alpha} \frac{\partial E}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial E}{\partial r} + \frac{\partial^2 E}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} \quad (\text{A-1})$$

$$\alpha(T) \equiv k(T) / \rho C_p(T) \quad (\text{A-2})$$

境界条件および初期条件 (本文 3-4 節, 式(8)~(11)より)

$$\left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0, L} = 0 \quad (\text{A-3})$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=0} = 0 \quad (\text{A-4})$$

$$T(r, z, 0) = T_0 \quad (\text{A-5})$$

$$T(R, z, t) = T_w(z, t) \quad (\text{A-6})$$

式 (A-3) から式 (A-6) は, それぞれ次の様に書き換えることができる。
まず式 (A-3), (A-4) は,

$$\left. \frac{\partial E}{\partial z} \right|_{z=0, L} = 0 \quad (\text{A-3})'$$

$$\left. \frac{\partial E}{\partial r} \right|_{r=0} = 0 \quad (\text{A-4})'$$

式 (A-5) は,

$$t = 0 \text{ で } E = \int_0^{T_0} k(T) dT \quad (\text{A-5})'$$

式 (A-6) は,

$$r = R \text{ で } E = \int_0^{T_w} k(T) dT \quad (\text{A-6})'$$

ここで試験体を, 試験体の有効試験部を軸方向に Δz ずつ N 等分, 半径方向に Δr ずつ M 等分に分割し

$$\Delta \bar{r} = \Delta r / R \quad (\text{A-7})$$

$$\Delta \bar{z} = \Delta z / L \quad (\text{A-8})$$

$$\theta_r = \alpha \Delta t / (\Delta \bar{r})^2 \quad (\text{A-9})$$

$$\theta_z = \alpha \Delta t / (\Delta \bar{z})^2 \quad (\text{A-10})$$

とおく。 $E_{m,n}^p$ を r 方向に $m\Delta r$, z 方向に $n\Delta r$ の位置, 時刻 p での E とする。

式 (A-3) 'は $E_{m,n}^p$ を用いると次のようになる。

$$E_{m,1}^p = E_{m,-1}^p \quad (\text{A-10})$$

$$E_{m,N-1}^p = E_{m,N+1}^p \quad (\text{A-10})'$$

同様に式 (A-4) 'は

$$E_{1,n}^p = E_{-1,n}^p \quad (\text{A-11})$$

式(5)は, 式 (A-10), (A-10)', (A-11) により, 中心軸上 ($r=0$) と中心軸以外の領域 ($r \neq 0$) に分けて, さらにそれぞれの領域について, $z=0$, $0 < z < L$, $z=L$ の3つの場合に分けて, 合計6つの差分式で表現することができる。すなわち, 前進差分法 (Explicit 法) を用いて,

$r=0$ のとき (中心軸上)

($z=0$)

$$E_{0,0}^{p+1} = \frac{4}{R^2} (E_{1,0}^p - E_{0,0}^p) \theta_r + \frac{2}{L^2} (E_{0,1}^p - E_{0,0}^p) \theta_z + E_{0,0}^p \quad (\text{A-12})$$

($0 < z < L$)

$$E_{0,n}^{p+1} = \frac{4}{R^2} (E_{1,n}^p - E_{0,n}^p) \theta_r + \frac{1}{L^2} (E_{0,n+1}^p + 2E_{0,n-1}^p - 2E_{0,n}^p) \theta_z + E_{0,n}^p \quad (\text{A-13})$$

(z = L)

$$E_{0,N}^{p+1} = \frac{4}{R^2} (E_{1,N}^p - E_{0,N}^p) \theta_r + \frac{2}{L^2} (E_{0,N-1}^p - E_{0,N}^p) \theta_z + E_{0,N}^p \quad (\text{A-14})$$

r ≠ 0 のとき (中心軸以外の領域)

(z = 0)

$$E_{m,0}^{p+1} = \frac{\theta_r}{R^2} \left(1 + \frac{1}{2m} \right) E_{m+1,0}^p + \frac{\theta_r}{R^2} \left(1 - \frac{1}{2m} \right) E_{m-1,0}^p \\ + \left(1 - \frac{2\theta_r}{R^2} \right) E_{m,0}^p + \frac{2\theta_z}{L^2} (E_{m,1}^p - E_{m,0}^p) \quad (\text{A-15})$$

(0 < z < L)

$$E_{m,n}^{p+1} = \frac{\theta_r}{R^2} \left(1 + \frac{1}{2m} \right) E_{m+1,n}^p + \frac{\theta_r}{R^2} \left(1 - \frac{1}{2m} \right) E_{m-1,n}^p \\ + \left(1 - \frac{2\theta_r}{R^2} \right) E_{m,n}^p + \frac{\theta_z}{L^2} (E_{m,n+1}^p + E_{m,n-1}^p - 2E_{m,n}^p) \quad (\text{A-16})$$

(z = L)

$$E_{m,n}^{p+1} = \frac{\theta_r}{R^2} \left(1 + \frac{1}{2m} \right) E_{m+1,N}^p + \frac{\theta_r}{R^2} \left(1 - \frac{1}{2m} \right) E_{m-1,N}^p \\ + \left(1 - \frac{2\theta_r}{R^2} \right) E_{m,N}^p + \frac{2\theta_z}{L^2} (E_{m,N-1}^p - E_{m,N}^p) \quad (\text{A-17})$$

ここで、試験体表面温度を与える境界条件式 (A - 6) について説明する。試験体表面温度はすべての z にわたって測定することはできないが、図 7 - a , 7 - b が示すように、熱電対「 # 3 」と「 # 1 」による測定値は、「 # 2 」による測定値を時間軸に沿い、リウエッティングフロントの進行速度に応じてそれぞれ正と負の方向に移動させることにより、ほぼ推定することができる。いまリウエッティングフロントの進行速度を $u(t)$ とし、軸方向の位置が $L/2 + n\Delta z$ において、次式を満たすように $\tau_{L/2}$ と τ_n を決定する。ただし、 $u(t)$ は単調増加 (減少) または一定とする。

$$\frac{L}{2} = \int_0^{\tau_{L/2}} u(t) dt \quad (\text{A-18})$$

$$n \Delta z = \int_0^{\tau_n} u(t) dt \quad (\text{A-19})$$

さらに

$$\tau = \tau_n - \tau_{L/2} \quad (\text{A-20})$$

とおくと、時刻 t で、軸方向の位置が $n \Delta z$ の表面温度は次式で与えることができる。すなわち、熱電対「#2」による測定値を $T w_2(t)$ とすると、

$$\begin{aligned} T(R, n \Delta z, t) &= T w_2(n \Delta z, t) \\ &= T w_2(t - \tau) \end{aligned} \quad (\text{A-21})$$

従って、式(A-6)'は次の様になる。 $r=R$ では、 $m=M$ であるから、時刻 P で

$$E_{M,n}^p = \int_0^{T w_2(p - \tau)} k(T) dT \quad (\text{A-22})$$

式(A-21)で、 $T w_2$ を測定した時間範囲

$$0 \leq t \leq t_{\max} \quad (\text{A-23})$$

の外側では、すなわち $t - \tau < 0$ のときは、

$$t - \tau = 0$$

また、 $t - \tau > t_{\max}$ のときは

$$t - \tau = t_{\max}$$

とした。

$u(t)$ は、温度-時間曲線上で熱電対「#1」、「#2」、「#3」のクエンチング終了時刻の差から、または高速度カメラによる撮影観察結果から求めることができる。本解析では前者の方法を用いて計算した。

(ii) 一次元 (t を含め二次元) 解析における差分式

基礎式 (本文 3-4 節, 式(3) より)

$$\frac{1}{\alpha} \frac{\partial E}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial E}{\partial r} + \frac{\partial^2 E}{\partial r^2} \quad (\text{A-24})$$

境界条件および初期条件 (本文 3-4 節, 式(9), (4), (5)より)

$$\left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=0} = 0 \quad (\text{A-4})$$

$$T(r, 0) = T_0 \quad (\text{A-25})$$

$$T(R, t) = T_w(t) \quad (\text{A-26})$$

式(A-4)は, 式(A-4)'に, また式(A-25)と式(A-26)はそれぞれ式(A-5)', 式(A-6)'のように書き換えることができる。

ここで試験体を, 試験体の有効試験部を半径方向に Δr ずつ M 等分し, 二次元解析と同様に

$$\theta_r = \alpha \Delta t / (\Delta \bar{r})^2 \quad (\text{A-9})$$

とおく。式(A-24)は, 式(A-4)'を用い, 中心軸上 ($r=0$) と中心軸以外の領域 ($r \neq 0$) に分けて, 2つの差分式に表わすことができる。 E_m^p を, 半径方向に $m \Delta r$ の位置, 時刻 p での E とすると, 前進差分法により

$r=0$ のとき (中心軸上)

$$E_m^{p+1} = \frac{4\theta_r}{R^2} E_1^p + \left(1 - \frac{4\theta_r}{R^2}\right) E_0^p \quad (\text{A-27})$$

$r \neq 0$ のとき (中心軸以外の領域)

$$\begin{aligned} E_m^{p+1} &= \frac{4\theta_r}{R^2} \left(1 + \frac{1}{2m}\right) E_{m+1}^p + \left(1 - \frac{2\theta_r}{R^2}\right) E_m^p \\ &\quad + \frac{\theta_r}{R^2} \left(1 - \frac{1}{2m}\right) E_{m+1}^p \end{aligned} \quad (\text{A-28})$$

(iii) 計算手順

以上の差分式より E を求め, 次式 (本文中式(2))

$$E(T) = \int_0^T k(T) dT$$

を満たす T を決定し, 試験体有効試験部の温度分布を知ることができる。

一次元および二次元解析において, とともに収束条件は

$r=0$ で

$$\theta_r \equiv \alpha \Delta t / (\Delta \bar{r})^2 \leq R^2 / 4 \quad (\text{A-29})$$

$r \neq 0$ で

$$\theta_r \equiv \alpha \Delta t / (\Delta \bar{r})^2 \leq R^2 / 2 \quad (\text{A-30})$$

また二次元解析の場合の次の条件が加えられる。

$$\theta_z \equiv \alpha \Delta t / (\Delta \bar{r})^2 \leq R^2 / 2 \quad (\text{A-31})$$

(V) 解析解との比較

一次元解析において、 k 、 C_p 、 ρ が一定の場合は解析解が得られているので¹⁾、式(A-27)と(A-28)においてそれらの物性値を一定として数値解を求め、解析解と比較した。その結果を次に述べる。

k 、 C_p 、 ρ は一定とし、無限円柱のジルカロイ-4において

$$\begin{cases} R = 5 \times 10^{-3} \text{ m} \\ \Delta \bar{r} = 0.1 \\ \theta_r \leq 0.25 \end{cases}$$

とする。初期条件および境界条件は次の様に与える。

$$\begin{cases} t \leq 0 \text{ で一様に } T_0 = 0 \text{ }^\circ\text{C} \\ t > 0 \text{ で } T_w \text{ (surface temp)} = 1000 \text{ }^\circ\text{C} \end{cases}$$

解析解は次式で与えられる¹⁾。

$$T(r, t) = T_w \left\{ 1 - \frac{2}{R} \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\alpha \beta_n^2 t} \frac{J_0(r \beta_n)}{\beta_n J_1(R \beta_n)} \right\} \quad (\text{A-32})$$

ただし J_n は n 次の Bessel 関数、 $R \beta_n$ は $J_0(x) = 0$ の第 n 根である。中心軸上の温度について比較した結果を示す。

時間(sec)	解析解(°C)	差分解(°C)	誤差(%)
0.5	278.097	270.315	2.80
1.0	658.421	647.671	1.63
2.0	927.035	921.872	0.56
3.0	984.428	982.694	0.18
4.0	996.677	996.167	0.05

文献 1) ; Carslow, H.S. and Jaeger, J. C., Conduction of Heat in Solid, Oxford, (1959)

付録C 表面熱流束の計算

表面熱流束は本文中式(6)より求められる。

$$Q_w = -k \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r=R} \quad (C-1)$$

$(\partial T / \partial r)$ は、ラグランジェの数値微分法を用いて求めた。すなわち、 r_n での温度を T_n とすると

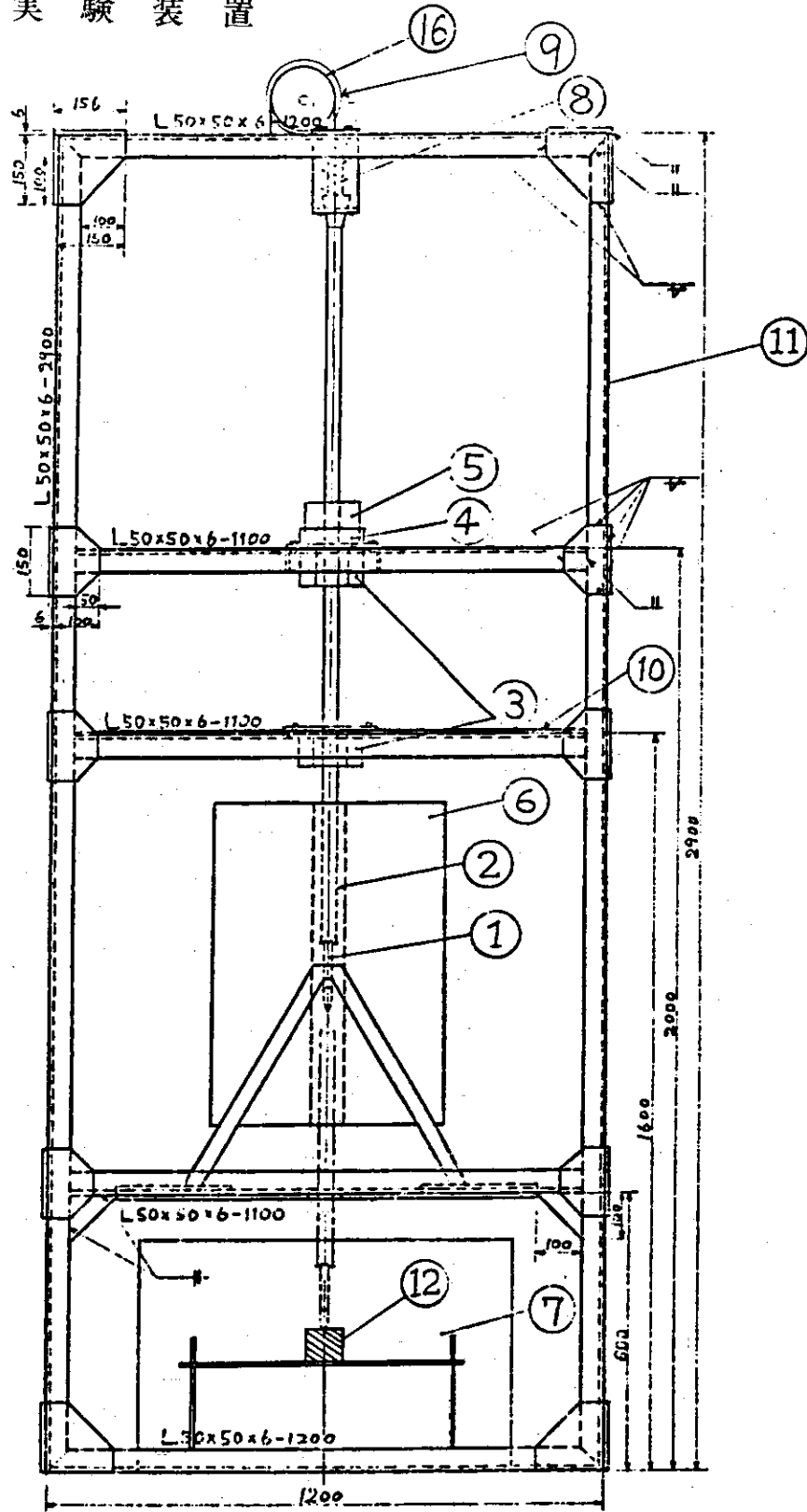
$$\begin{aligned} \frac{dT}{dr} = & \sum_{N=1}^n \left\{ \frac{T_N}{(r_N - r_1)(r_N - r_2) \cdots (r_N - r_{N-1})(r_N - r_{N+1}) \cdots (r_N - r_n)} \right. \\ & \times \sum_{k=1}^n (r - r_1)(r - r_2) \cdots (r - r_{k-1})(r - r_{k+1}) \cdots \\ & \left. \cdots (r - r_{N-1})(r - r_{N+1}) \cdots (r - r_n) \right\} \quad (C-2) \end{aligned}$$

表面温度を T_w 、表面温度から5点のメッシュの温度を順に T_1, T_2, T_3, T_4, T_5 とし式(C-2)を用いると式(C-1)は

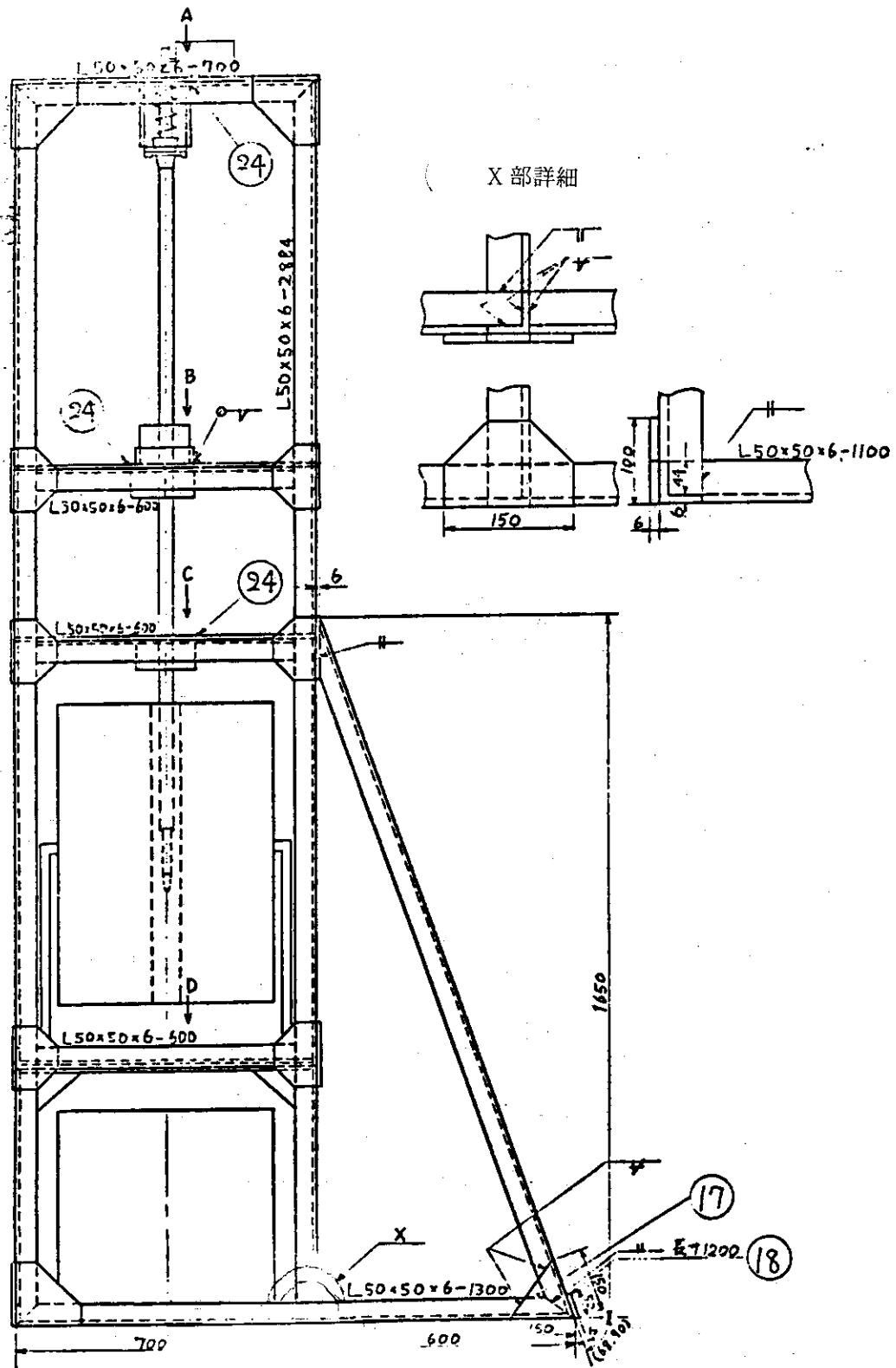
$$\begin{aligned} Q_w = & -k(T_w) \{ 274 T_w - 600 T_1 + 600 T_2 - 400 T_3 + 150 T_4 - 24 T_5 \} \\ & / 120 \Delta r \quad (C-3) \end{aligned}$$

ただし、 T_w を表面温度、表面から $n \Delta r$ はなれた試験体内部の温度を T_n とした。 $k(T_w)$ はジルカロイ-4の熱伝導率であり、本論文中では温度依存の変数として取り扱っている。

付録D 実験装置

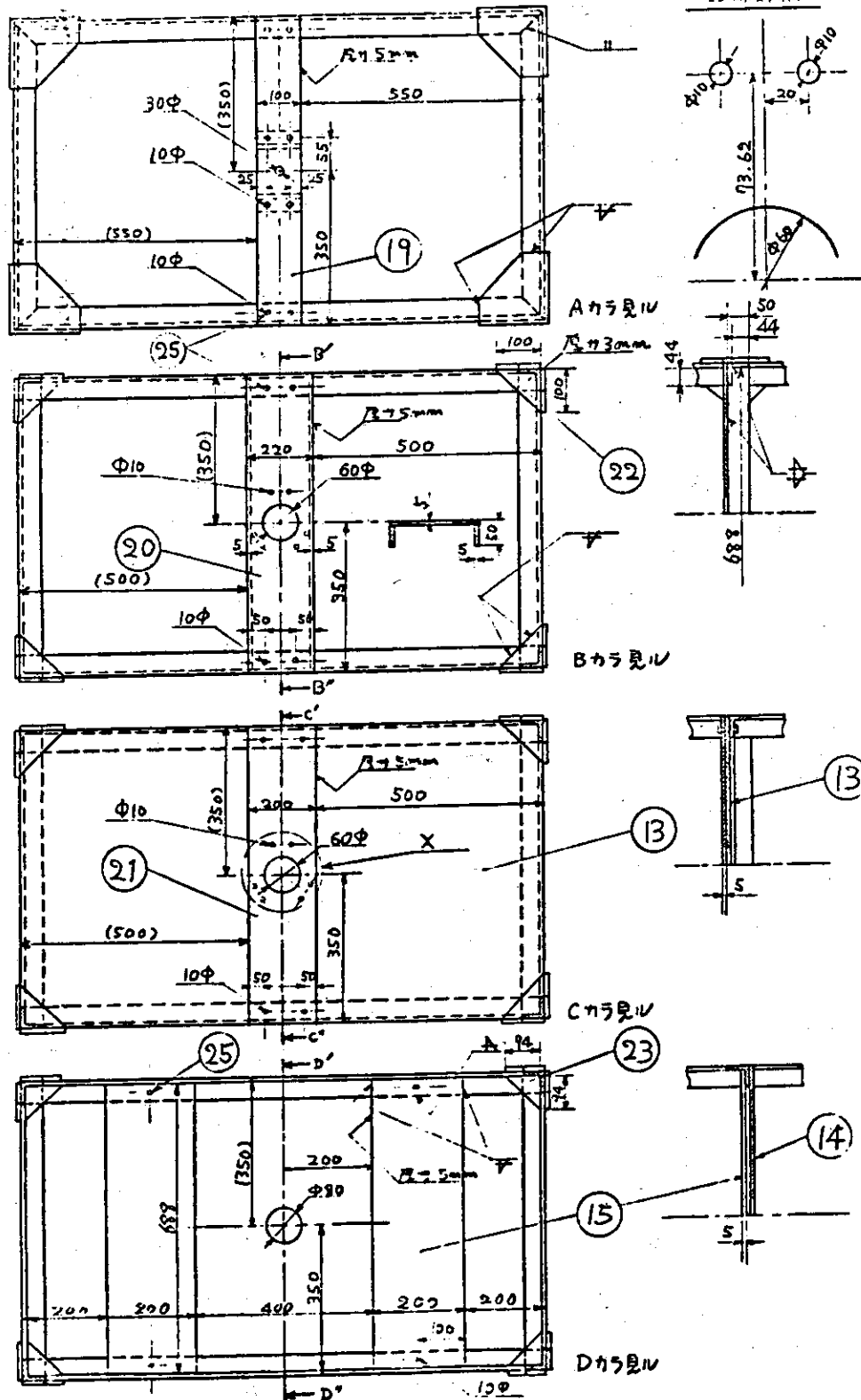


D - 1 実験装置本体正面図



D - 2 実験装置本体側面図

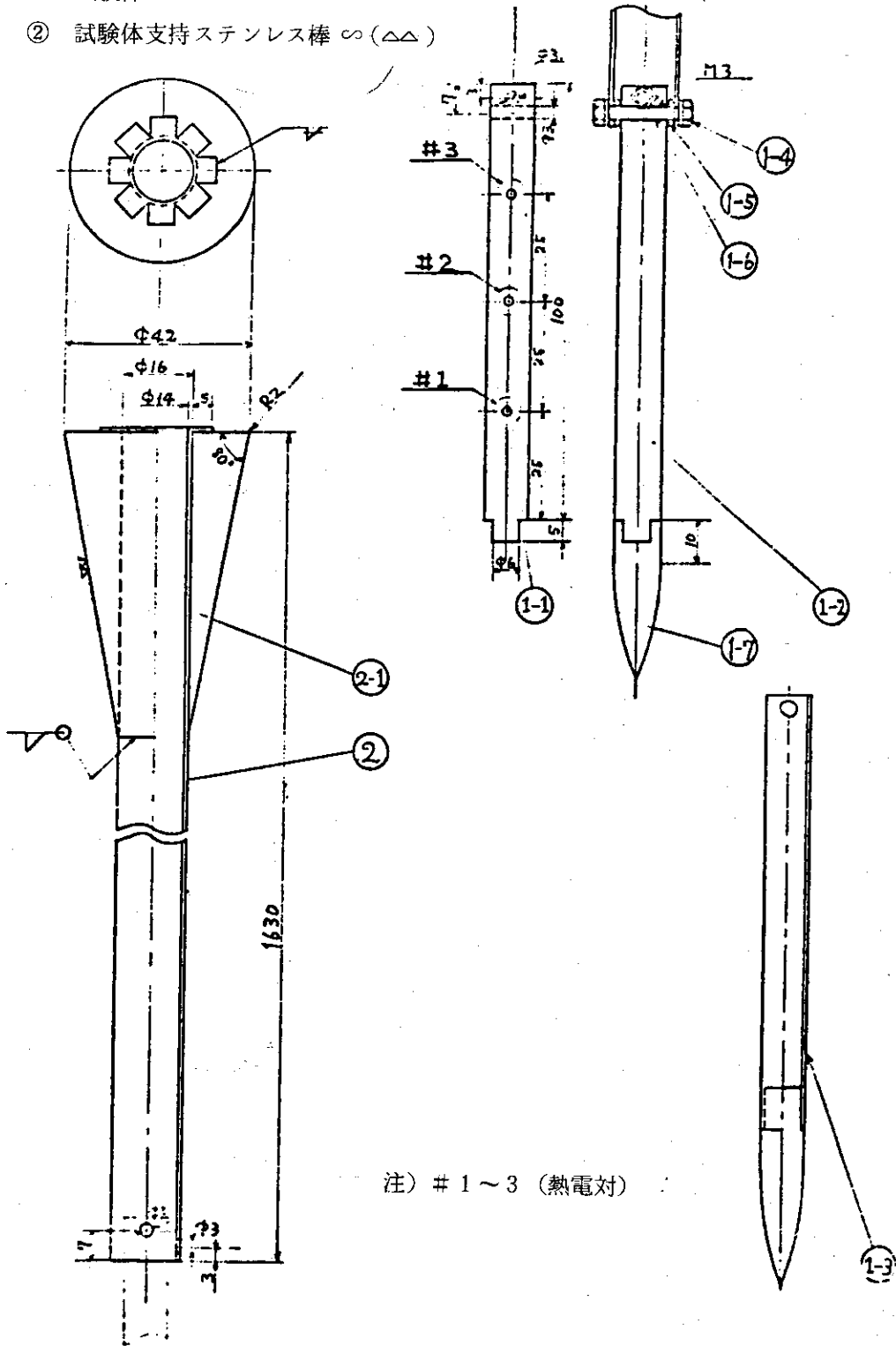
(全体図においてA, B, C, Dからみた場合)



D - 3 実験装置本体

部品図 - ① 試験体

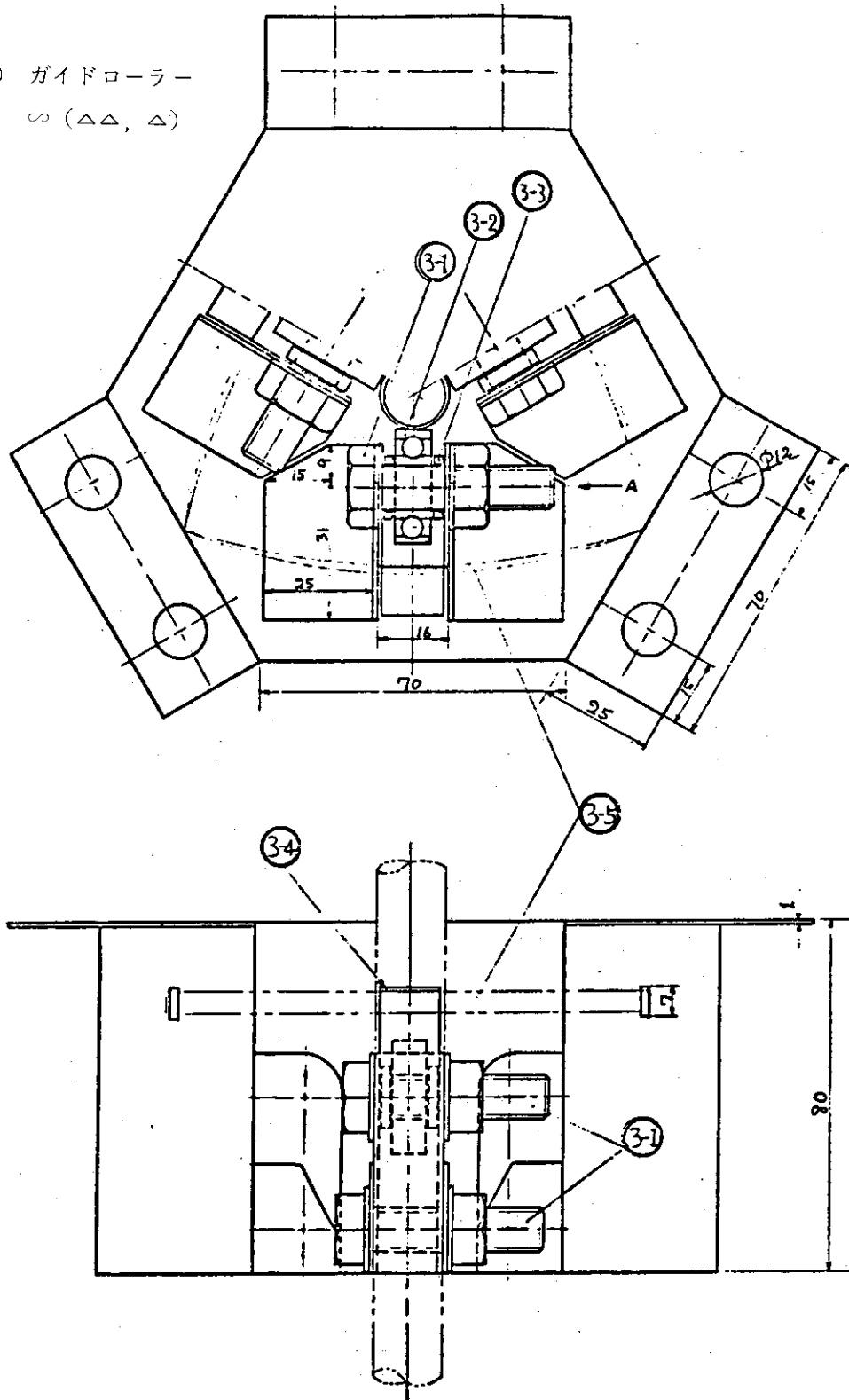
② 試験体支持ステンレス棒 ∞ ($\Delta\Delta$)



注) # 1 ~ 3 (熱電対)

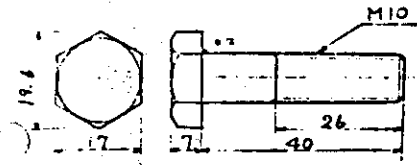
D - 4 試験体および支持ステンレス鋼管

③ ガイドローラー
 ∞ (△△, △)

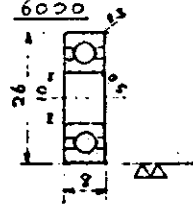


D-5 ガイドローラー

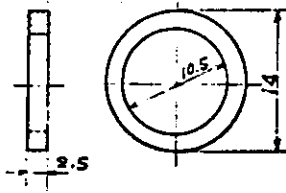
3-1) 六角ボルト



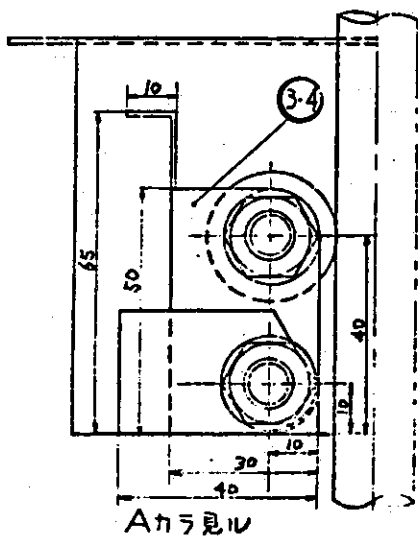
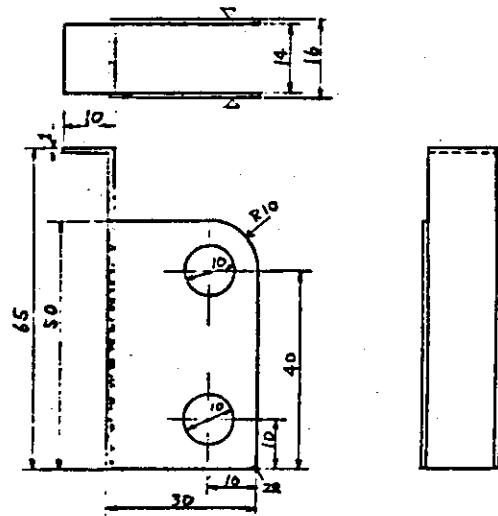
3-2) 単列深みぞ玉軸受 (開放形)



3-3) 平座金

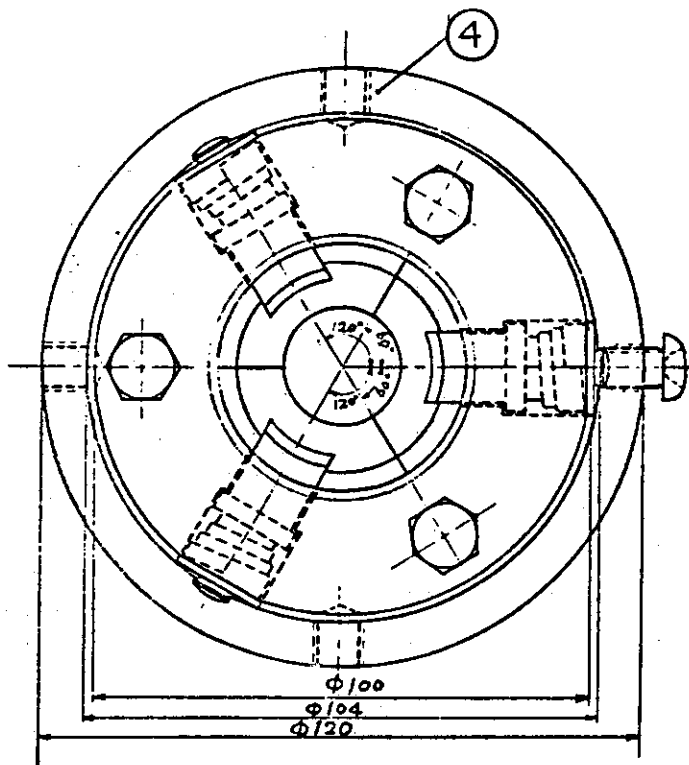


3-4) 玉軸受支持台 ~ (△)

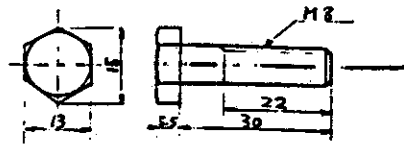


D-6 ガイドローラー部品

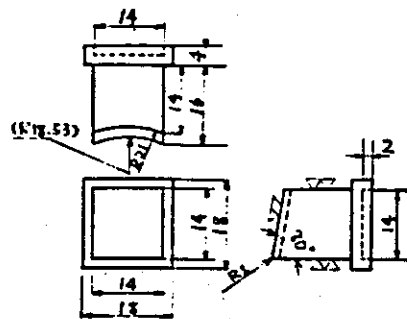
- ④ 試験体ストッパー固定台 ∞
- ⑤ 試験体ストッパー ∞ (△△)



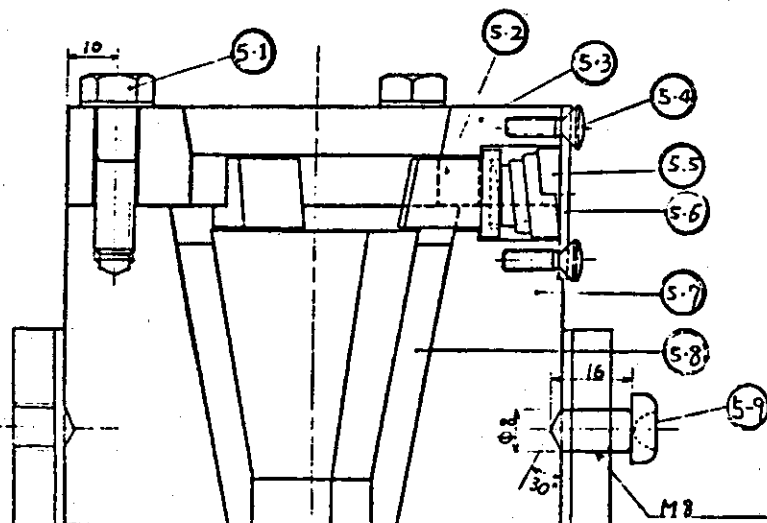
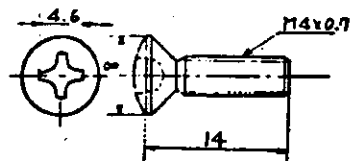
⑤-1 押えボルト



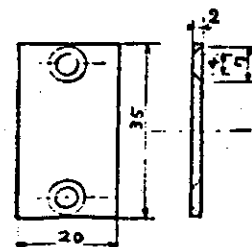
⑤-2 止め金



⑤-4 十字穴付き丸さら小ねじ

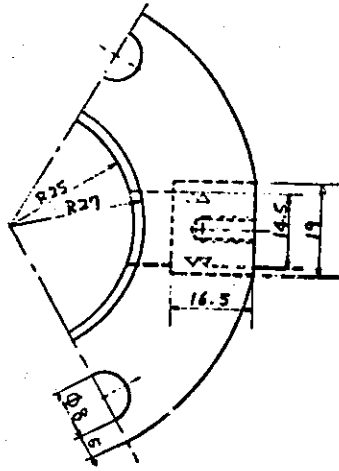


⑤-6 バネ押え板

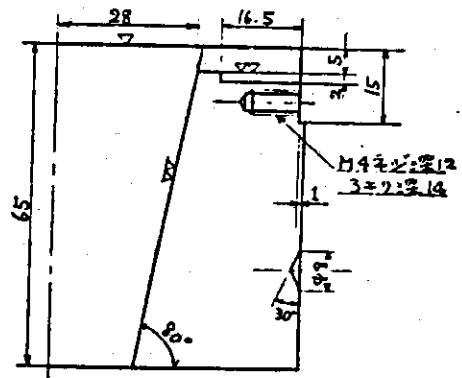
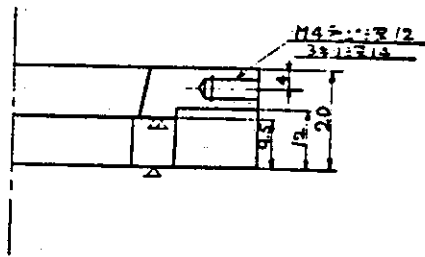
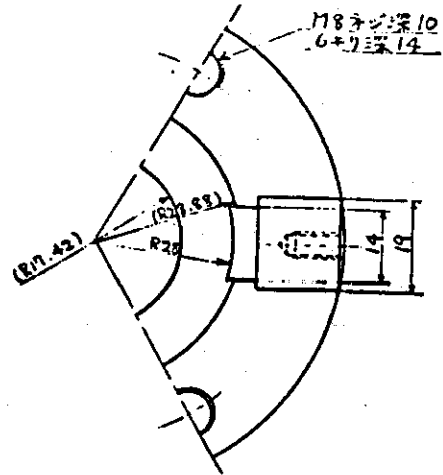


D-7 試験体ストッパー

(5-3)

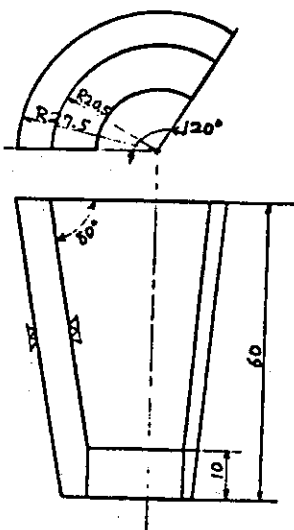


(5-7)



(5-8)

(31回)



D-8 試験体ストッパー部品