

JAERI - M
84-235

反応度事故条件下における高発熱量負荷時の
機械的エネルギーと燃料の微粒子化

1985年1月

鶴田 隆治*・斎藤 伸三・落合 政昭**

JAERI-Mレポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。
入手の問い合わせは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしてください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

JAERI-M reports are issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Information Division
Department of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-
mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-11, Japan.

©Japan Atomic Energy Research Institute, 1985

編集兼発行 日本原子力研究所
印 刷 いばらき印刷機

反応度事故条件下における高発熱量負荷時の
機械的エネルギーと燃料の微粒子化

日本原子力研究所東海研究所安全工学部
鶴田 隆治*・斎藤 伸三・落合 政昭**

(1984年12月10日受理)

燃料微粒子化は溶融燃料-冷却材相互作用(MFCI)の素過程を構成する重要な課題であり、その解明はいまだ十分ではない。そのため、反応度事故を模擬したNSRR実験によってUO₂燃料を微粒子化し、その粒度分布を求め、かつ、燃料微粒子化の機構を検討した。

すなわち、粒度分布は対数表示のRosin-Rammler分布則によって良く表示できることを明らかにした。

また、微粒子化の結果、燃料の熱エネルギーの一部が機械的エネルギーに転換するが、その転換率は、粒子の全体積と全表面積の比として定義した体面積平均径に反比例する。これにより、微粒子化の程度を示す代表寸法として、体面積平均値が適当であることを確認した。

さらに、燃料微粒子化機構に対するWeber型流体力学的不安定モデルによって、本実験結果が説明できることを明らかにした。すなわち、燃料が溶融すると内圧が上昇し、そのため被覆が破裂する。その際に、溶融燃料がジェット状に噴出しWeber型の流体力学的不安定によって微粒子化する。このモデルによって、発熱量、サブクール度、カプセル径(水-燃料比)等の実験パラメータが燃料微粒子化に及ぼす影響を定性的に説明できることを示した。なお、このモデルによれば燃料は球形粒子になる筈である。実験では多くの球形粒子が観察されたが、その大部分は中空で破裂口を有しており固化過程において球形粒子が内圧破裂していることを示している。

今後のこの分野での研究課題についても検討を加えた。

* 現在九州工業大学

** 協力研究員(船舶技術研究所)

Mechanical Energy Release and Fuel Fragmentation
in High Energy Deposition into Fuel under
a Reactivity Initiated Accident Condition

Takaharu TSURUTA*, Shinzo SAITO and Masa-aki OCHIAI**

Department of Nuclear Safety Research,
Tokai Research Establishment, JAERI

(Received December 10, 1984)

The fuel fragmentation is one of important subjects to be studied, since it is one of basic processes of molten fuel-coolant interaction (MFCI) and it has not yet been made clear enough. Accordingly, UO₂ fuel fragmentation was studied in the NSRR experiments simulating a reactivity initiated accident (RIA). As results of the experiments, the distribution of the size of fuel fragments was obtained and the mechanism of fuel fragmentation was discussed as described below.

It was revealed that the distribution was well displayed in the form of logarithmic Rosin-Rammler's distribution law.

It was shown that the conversion ratio from thermal energy to mechanical in the experiment was in inverse proportion to the volume-surface mean diameter defined as a ratio of the total volume of fragments to the total surface. Consequently, it was confirmed that the mean diameter was proper as an index for the degree of the fuel fragmentation.

It was also pointed out that the Weber-type hydraulic instability model for fragmentation was consistent with the experimental results. The mechanism of the fuel fragmentation is understood as follows. Cladding tube is ruptured due to the increase in rod pressure when fuel is molten, and then molten fuel spouts through the openings in the form of jet. As a result of molten fuel spouting, fuel is fragmented by the Weber-type of hydraulic instability. The model well explains the

* Kyushu Institute of Technology.

** On leave from Ship Research Institute.

effects of experimental parameters as heat deposition, subcooling of cooling water and capsule diameter, on the fuel fragmentation. According to the model, fuel fragments have to be spherical. There were many spherical particles which had hollow and burst crack. This may be due to internal burst during solidification process.

The items which should be studied further are also described in the end of this report.

Keywords; Fuel Fragmentation, Molten Fuel-Coolant Interaction, Particle Size Distribution, Mechanical Energy, High Energy Deposition, Fuel Failure, RIA, NSRR

目 次

1. 序 論	1
2. 実験装置および実験条件	2
2.1 実験装置	2
2.1.1 NSRRの概要	2
2.1.2 実験カプセルおよび計装	3
2.1.3 試験燃料	3
2.2 実験条件	4
3. 機械的エネルギーと燃料粒子径分布	12
3.1 カプセル内過渡挙動およびエネルギー転換率	12
3.2 粒子径分布の算出	15
3.3 エネルギー転換率と粒子径との関係	16
4. 燃料微粒子化機構	26
4.1 従来の微粒子化機構モデル	26
4.2 実験後燃料からの微粒子化機構の考察	27
5. 結 論	40
6. 今後の課題	40
謝 辞	43
参考文献	43

Contents

1. Introduction	1
2. Experimental apparatus and experimental conditions	2
2.1 Experimental apparatus	2
2.1.1 Outline of NSRR facility	2
2.1.2 Experimental capsule and instrumentations	3
2.1.3 Test fuel	3
2.2 Experimental conditions	4
3. Mechanical energy and fuel particle size distribution	12
3.1 Transient behavior inside capsule and energy conversion ratio	12
3.2 Determination of particle size distribution	15
3.3 Relation between energy conversion ratio and particle size	16
4. Mechanism of fuel fragmentation	26
4.1 Survey on currently proposed models for fuel fragmentation	26
4.2 Investigation of fuel fragmentation mechanism from post test examination	27
5. Conclusions	40
6. Future items to be studied	40
Acknowledgements	43
References	43

1. 序 論

軽水型原子炉における制御棒逸出等の原因による出力暴走事故すなわち反応度事故において、燃料が熔融するほどの高いエネルギーが加えられると破損した燃料棒から熔融燃料が飛び散り、冷却材である水と反応して水蒸気爆発が起こる恐れがある。その結果、SL-1事故⁽¹⁾にみられたように原子炉を破壊に至らしめる可能性のある大きなエネルギーが発生するため、そのエネルギーの発生機構や大きさを知ることは軽水炉の安全性を評価するうえでの一つの重要な課題である。この課題に対して、過去にSPERT-1⁽²⁾やSNAPTRAN⁽³⁾では原子炉破壊実験を実際に実施したが、原子炉の破壊は必ず燃料棒の破損を伴うという実験結果に基づき、高価な原子炉自体を壊す代りに、パルス炉を使用して試験燃料棒を破損させる実験へと移行した。この種の実験には米国のSPERT-CDC実験⁽⁴⁾やPBF実験⁽⁵⁾などがある。我国のNSRRにおいても、反応度事故条件下での燃料棒の破損挙動とそのしきい値を解明するとともに、高発熱量実験を実施して機械的エネルギーの発生挙動や熱エネルギーから水撃力等の機械的エネルギーへの転換率を調べてきた⁽⁶⁾⁽⁷⁾。これらの実験で最も注目すべき点は、燃料の微粒子化が進んでいた実験ほど大きな機械的エネルギーが発生していることである。これは燃料が微粒子化する結果、伝熱面積が拡大して冷却水への急速な熱伝達が可能になることに起因しており、燃料の微粒子化機構と機械的エネルギー発生機構とが密接な関係にあることを示したものである。

熔融燃料が冷却材に触れて蒸気爆発を起こし大きな機械的エネルギーを発生する現象は、熔融燃料・冷却材相互作用 (Molten Fuel-Coolant Interaction, 以下MFCIと略記する) と称され、軽水炉だけの問題ではなく、LMFBRの炉心崩壊事故における一つの課題として、一時期精力的に研究がなされてきた。MFCI発生の必要条件と考えられているところの高温物質の微粒子化機構に関しても、数多くの理論的、実験的研究がなされ多くのモデルが考えられているが、どのモデルにも欠点があり説得力のある説明となっていないのが現状である。また、実際にウラン酸化物燃料を用いて微粒子化機構を研究した例は少く、低融点金属などの模擬物質を用いた実験が多かった。

NSRR実験においては、近年、機械的エネルギーの評価方法を検討する⁽⁸⁾とともに、燃料の微粒子化と機械的エネルギーとの関係を重視し、微粒子化した燃料を回収してその粒度分布の測定ならびに粒子形態の観察⁽⁹⁾を実施してきた。その報告⁽⁹⁾によると、燃料の微粒子化は投入した発熱量が高いほど促進されるが、発熱量のみならず冷却水のサブクール度や冷却水-燃料比にも左右されること、さらにその形状は、球形状粒子、岩砕状粒子、多孔質な粒子、殻状粒子に大別されることなどがわかっている。しかしながら、微粒子化機構に関しては実験結果を定性的に論じただけで明確にはなっていない。

本報告の目的は、これまでにNSRRで実施した高発熱量実験で得た機械的エネルギーや燃料微粒子化の程度などのデータを系統的に整理し、燃料微粒子化におよぼす各種パラメータの影響を調べ、反応度事故条件下での燃料の微粒子化機構を解明することにある。

ここで取り上げた実験は、投入発熱量、冷却水-燃料比 (カプセル径)、冷却水サブクール度

をパラメータとした実験の他に、燃料棒破損時の状況を変えるために有効発熱部両端に発熱のピーク部を持たない燃料棒（その他の燃料棒はすべて発熱ピーク部を持つ）と内部ガスを加圧した燃料棒を使用した実験である。実験装置と方法については第2章で述べ、第3章で燃料の粒子径分布に重点を置いて実験結果を紹介した後、第4章で微粒子化機構を詳細に検討することにする。なお本研究で追究できなかった問題に対しては今後の課題として最後に付記することにした。

2. 実験装置および実験条件

2.1 実験装置

2.1.1 NSRRの概要

実験で使用した原子炉安全性研究炉（NSRR：Nuclear Safety Research Reactor）は米国GA社で開発されたパルス炉TRIGA-ACPR（Annular Core Pulse Reactor）を改良したものである。原子炉の構造はFig.2.1に示すようにスイミング・プール型で、炉心は水深9mの純水のプール底に設置され、炉心燃料の冷却はプール水の自然対流によって行われる。炉心中央には内径約22cmの実験孔を有し、試験燃料を内部に封入した実験カプセルをここに装荷してパルス照射を行う。実験孔は垂直装填管およびオフセット装填管とに連結しており、いずれかを使って実験物の装荷、取出しを行う。特に、オフセット装填管は管が傾斜しているため放射線のストリーミングが減少し、遮蔽プラグが不要となり実験物を容易に出入りできるので、ある大きさまでのカプセルを用いて行う実験を非常に能率よく行える特徴がある。

炉心の断面をFig.2.2に示す。炉心は中央の実験孔を囲む149本の燃料棒と6本の調整棒ならびに2本の安全棒および3本のトランジェント棒より構成され、炉心の直径は約63cm、有効高さは38cmである。炉心燃料は直径約3.6cm、有効長38cmの20%濃縮ウラン-水素化ジルコニウム（U-ZrH_{1.6}）をステンレス鋼で被覆したもので、大きなパルス出力運転時にも被覆管が高温とならないように、被覆管に多数のディンプルをつけ、燃料ペレットとの間隔を常に大きく保つような設計となっている。

パルス出力の発生はトランジェント棒の急速引抜きによって行う。トランジェント棒は圧縮空気で作動するピストン・シリンダー機構で駆動され、反応度は極めて高速で投入される。3本のトランジェント棒のうち1つは引抜き距離を調節できるので、3本の組合せによって最大4.7ドルまでの任意の反応度を投入することができる。原子炉の出力は、NSRRのもつ自己制御性、すなわち、燃料体に含まれる減速材の水素の昇温による大きな負のフィードバック効果により出力が抑制されるので、トランジェント棒の再挿入なしにパルス状の出力形状が実現できる。Fig.2.3に投入反応度4.67ドルに対するパルス出力と積分出力の時間変化を示す。ピーク出力は約21,000 MW、パルス半値幅は4.4 msec、最短炉周期は1.12 msecであり、積分出力は117 MW・secとなっている。Table 2.1にNSRRの主要な仕様および性能をまとめて示した。

をパラメータとした実験の他に、燃料棒破損時の状況を変えるために有効発熱部両端に発熱のピーク部を持たない燃料棒（その他の燃料棒はすべて発熱ピーク部を持つ）と内部ガスを加圧した燃料棒を使用した実験である。実験装置と方法については第2章で述べ、第3章で燃料の粒子径分布に重点を置いて実験結果を紹介した後、第4章で微粒子化機構を詳細に検討することにする。なお本研究で追究できなかった問題に対しては今後の課題として最後に付記することにした。

2. 実験装置および実験条件

2.1 実験装置

2.1.1 NSRRの概要

実験で使用した原子炉安全性研究炉（NSRR：Nuclear Safety Research Reactor）は米国GA社で開発されたパルス炉TRIGA-ACPR（Annular Core Pulse Reactor）を改良したものである。原子炉の構造はFig.2.1に示すようにスイミング・プール型で、炉心は水深9mの純水のプール底に設置され、炉心燃料の冷却はプール水の自然対流によって行われる。炉心中央には内径約22cmの実験孔を有し、試験燃料を内部に封入した実験カプセルをここに装荷してパルス照射を行う。実験孔は垂直装填管およびオフセット装填管とに連結しており、いずれかを使って実験物の装荷、取出しを行う。特に、オフセット装填管は管が傾斜しているため放射線のストリーミングが減少し、遮蔽プラグが不要となり実験物を容易に出し入れできるので、ある大きさまでのカプセルを用いて行う実験を非常に能率よく行える特徴がある。

炉心の断面をFig.2.2に示す。炉心は中央の実験孔を囲む149本の燃料棒と6本の調整棒ならびに2本の安全棒および3本のトランジェント棒より構成され、炉心の直径は約63cm、有効高さは38cmである。炉心燃料は直径約3.6cm、有効長38cmの20%濃縮ウラン-水素化ジルコニウム（U-ZrH_{1.6}）をステンレス鋼で被覆したもので、大きなパルス出力運転時にも被覆管が高温とならないように、被覆管に多数のディンプルをつけ、燃料ペレットとの間隔を常に大きく保つような設計となっている。

パルス出力の発生はトランジェント棒の急速引抜きによって行う。トランジェント棒は圧縮空気で作動するピストン・シリンダー機構で駆動され、反応度は極めて高速で投入される。3本のトランジェント棒のうち1つは引抜き距離を調節できるので、3本の組合せによって最大4.7ドルまでの任意の反応度を投入することができる。原子炉の出力は、NSRRのもつ自己制御性、すなわち、燃料体に含まれる減速材の水素の昇温による大きな負のフィードバック効果により出力が抑制されるので、トランジェント棒の再挿入なしにパルス状の出力形状が実現できる。Fig.2.3に投入反応度4.67ドルに対するパルス出力と積分出力の時間変化を示す。ピーク出力は約21,000 MW、パルス半値幅は4.4 msec、最短炉周期は1.12 msecであり、積分出力は117 MW・secとなっている。Table 2.1にNSRRの主要な仕様および性能をまとめて示した。

2.1.2 実験カプセルおよび計装

試験燃料を封入する実験カプセルは、燃料破損時の蒸気爆発にも十分耐えるものでなければならぬため、耐圧密閉容器として設計したステンレス鋼製のものとした。Fig. 2.4 は大気圧条件下での標準的な実験を行うためのカプセルで、内径 120 mm、内法高さ 800 mm の円筒形容器である。試験燃料は上部のフランジに固定された支持具によって図のようにカプセル中央部に支持される。Fig. 2.4 では冷却水と燃料との断面積比は 165.5:1 であるが、この比を変えるために実験カプセル内にアルミニウム製の小さな内カプセルを挿入した実験も行った。また、サブクール度の影響を調べるために初期水温を上げて行う実験では、カプセル内の底近くにシースヒーターを封入して冷却水を加熱昇温した。

実験時の過渡挙動に関する計測としては、被覆管表面温度、冷却水温度、カプセル底部水圧、カバーガス圧および水塊の飛び上がり速度等の測定を行った。被覆管表面温度は燃料棒破損時の被覆管強度を知るうえで重要であるため、直径 0.2~0.3 mm の白金・白金ロジウム熱電対の素線を被覆管表面に直接スポット溶接して測定した。冷却水温度測定には先端露出型のシース型クロメル・アルメル熱電対を使用した。カプセル底部には蒸気爆発により発生する圧力を測定するための圧力計、またカプセル上部のカバーガス部には、水塊の上昇により圧縮されるカバーガスの圧力を測定するための圧力計を取り付けた。さらに、この水塊の上昇を計測するために浮子形水位計を設置した。浮子形水位計は Fig. 2.5 に示すように浮子と検出コイルとから構成される。浮子内には永久磁石が埋め込まれ、検出コイルは浮子支柱内に 6 mm 間隔で巻き方向を逆転して巻かれている。従って、浮子の変位につれてコイル内には交流電圧が発生するので、浮子の移動速度と位置はその周期と波数から求めることができる。

2.1.3 試験燃料

Fig. 2.6 に概要を、また Table 2.2 に主要目を示すように、試験燃料は、加圧水型軽水動力炉 (PWR) で使用されている燃料棒を模擬して製作されたもので、直径 9.29 mm、長さ 10 mm のチャンファ型 UO_2 焼結ペレットを外径 10.72 mm、肉厚 0.62 mm のジルカロイ-4 製の被覆管に納めたものである。ただし、NSRR の有効炉心高さが約 38 cm であり、このうちの中性子束分布が平坦な中央部分で照射するため、試験燃料の有効発熱長を 135 mm とし、実際の動力炉燃料の約 1/27 の短尺型とした。しかし、実際には有効発熱部の上下両端部において上下方向からの中性子の入射が加わるため、発熱分布は平坦ではなく上下両端部においてピークを持ったものになっている。試験燃料には、燃料の溶融が生じる程度の十分に高い発熱量を与える必要があるために、燃料の濃縮度を 10% および 20% とした。これにより、濃縮度 10% の試験燃料に対しては最大約 450 cal/g \cdot UO までの発熱量を与えることが可能であり、濃縮度 20% の燃料を用いると、さらに最大約 550 cal/g \cdot UO₂ までの極めて高い発熱量を燃料に与えることができる。

標準タイプの燃料棒は、内部に室温、0.1 MPa のヘリウムガスを封入したものである。また、3 MPa まで加圧した燃料棒および前述したような発熱のピーク部が生じないように有効発熱部の上下両端にカドミウム箔を巻いた燃料棒も使用し、それらの影響も調べた。

2.2 実験条件

これまでにNSRRで実施した高発熱量実験のパラメータを大別すると、(i)投入発熱量、(ii)冷却水-燃料比、(iii)冷却水サブクール度がある。このうち(ii)の冷却水-燃料比をパラメータとした実験には、単一燃料棒を取り囲む冷却水の量を変えるために実験カプセル内に数種の径のアルミニウム製内カプセルを装荷したいわゆるカプセル径パラメータ実験と、実験カプセル中で4本バンドル体系を組んで燃料の量を増やした実験とがある。しかしながら、バンドル体系での実験は、燃料棒間の相互干渉、例えば1本の燃料棒が破損した際に生じる圧力波が他の燃料の微粒子化を促進する等の影響が出てくるものと予想され、問題を複雑にしてしまう可能性があるため、本報告では、単一燃料棒をカプセル中央に固定した体系のみを考えカプセル径のみを変えた実験をとりあげた。Table 2.3に各パラメータ実験の実験条件を示す。

発熱量パラメータ実験では、燃料の微粒子化が生じて機械的エネルギーが発生するしきい値 $380 \text{ cal/g} \cdot \text{UO}_2^{(7)}$ より少し高い発熱量から、 $527 \text{ cal/g} \cdot \text{UO}_2$ までの発熱量を変えた4つの実験をとりあげた。これらの実験は、いずれも内径 120 mm のカプセルを用いて、大気圧・室温条件下で実施したもので、NSRRでの標準的な実験となっている。なお、発熱量が $450 \text{ cal/g} \cdot \text{UO}_2$ を超える実験では20%濃縮の燃料を使用している。

カプセル径パラメータ実験では、実験カプセル内に挿入するアルミニウム製内カプセルの内径を、60 mm、30 mm とし、さらに内径 16 mm のシュラウドも加えて3種類の実験をとりあげた。これにより燃料とカプセル内壁との距離を変えることができ、熔融燃料塊が飛翔する空間の大小が微粒子化におよぼす影響を調べることができる。発熱量は約 $430 \text{ cal/g} \cdot \text{UO}_2$ とし、冷却水温はいずれも室温であるため、発熱量パラメータ実験において $441 \text{ cal/g} \cdot \text{UO}_2$ の発熱量を投入した実験 111-21 をカプセル径 120 mm の時のものとして比較した。

さらに、サブクール度パラメータ試験では、冷却水温を 60°C および 80°C に変え、20%濃縮燃料に対しては $555 \text{ cal/g} \cdot \text{UO}_2$ 、10%濃縮燃料に対しては約 $430 \text{ cal/g} \cdot \text{UO}_2$ の発熱量を投入し、それぞれ発熱量パラメータ試験における実験 111-31 および 111-21 と比較した。

以上に述べた実験の他に、有効発熱部両端に発熱量のピークを持たない燃料棒を使った実験(111-30)ならびに、燃料破損時に開放された燃料棒内圧が燃料の微粒子化にどのような影響を与えるかを調べるために、内圧をあらかじめ 3 MPa にまで加圧した燃料棒を用いた実験(111-46)を行った。

Table 2.1 Characteristics of NSRR

(1) <u>Reactor Type</u> ;	Modified TRIGA-ACPR (Annular Core Pulse Reactor)
(2) <u>Reactor Vessel</u> ;	3.5 ^m (wide) x 4.5 ^m (long) x 9 ^m (deep) open pool
(3) <u>Fuel</u> ;	
Fuel type	12 wt% U-ZrH fuel
Fuel enrichment	20 wt% U-235
Clad material	Stainless steel
Fuel diameter	3.56cm
Clad diameter	3.76cm O.D.
Length of fuel section	38cm
Number of fuel rods	157 (including 8 fuel-followered control rods)
Equivalent core diameter	62cm
(4) <u>Control Rods</u> ;	
Number	8 (including 2 safety rods)
Type	Fuel followed type
Poison material	Natural B ₄ C
Rod drive	Rack and pinion drive
(5) <u>Transient Rods</u> ;	
Number	2 fast transient rods and 1 adjustable transient rod
Type	Air followed type
Poison material	92% enriched B ₄ C
Rod drive	Fast : Pneumatic Adjustable : Rack and pinion & Pneumatic
(6) <u>Core Performance</u> ;	
a) Steady state operation	
Steady state power	300KW
b) Pulse operation	
Max. peak power	21,100MW
Max. burst energy	117MW-sec
Max. reactivity insertion	3.4% Δk (\$4.67)
Min. period	1.17 msec
Pulse width	4.4 msec (1/2 peak power)
Neutron life time	30 usec
(7) <u>Experiment Tube</u> ;	
Inside diameter	22cm

Table 2.2 Test fuel design summary

UO ₂ Pellets	
Diameter	9.29 mm
Length	10 mm
Density	95 %TD
Enrichment	10, 20 %
Shape	Chamferred
Cladding	
Material	Zircaloy-4
Wall thickness	0.62 mm
Outer diameter	10.72 mm
Gap	
Pellet-cladding	0.095 mm
Element	
Overall length	279 mm
Active fuel length	135 mm
Weight of fuel pellets	95.5 g
Number of pellets	14
Fill gas	He

Table 2.3 Test conditions

Parameter	Test No.	Energy deposition (cal/g·UO)	Fuel enrichment (%)	Reactivity (β)	Capsule diameter (mm)	Coolant temperature (°C)
Energy deposition	111-20B	388	10	4.02	120	20
	111-21	441	10	4.44	"	20
	111-18	483	20	3.98	"	27
	111-31	527	20	4.18	"	21
Capsule diameter	111-33	433	10	4.30	60	27
	111-37	432	10	"	30	22
	111-35	428	10	"	16	23
Coolant subcooling	111-26	555	20	4.07	120	60
	111-25	555	20	3.97	"	85
	111-44	423	10	4.16	"	60
	111-39	432	10	4.10	"	85
Miscellaneous	111-30*	522	20	4.18	120	20
	111-46	422	10 ** (3MPa)	4.30	"	"

*) Without end-flux peak

***) Initial pressure of fuel rod

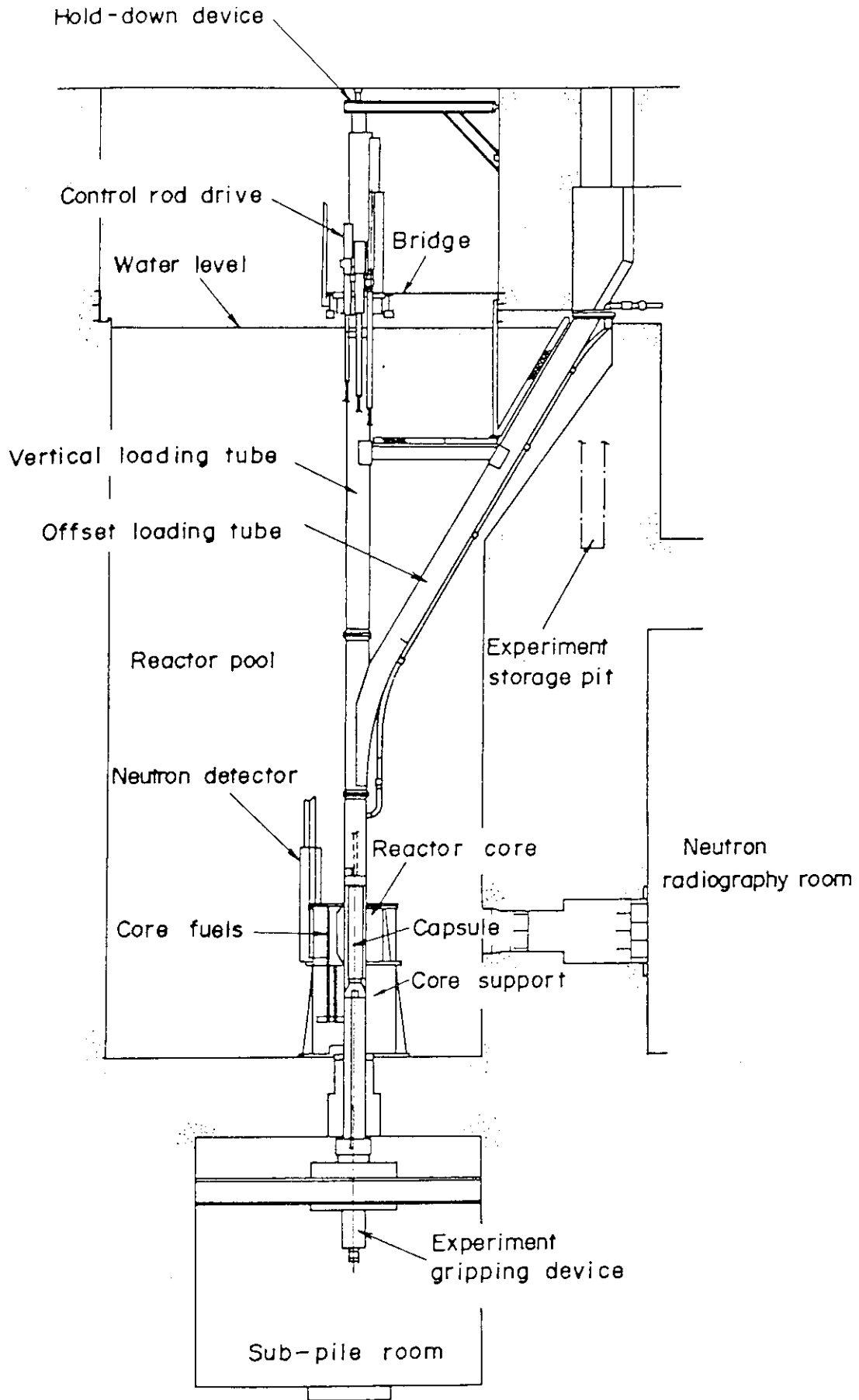


Fig.2.1 General arrangement of NSRR

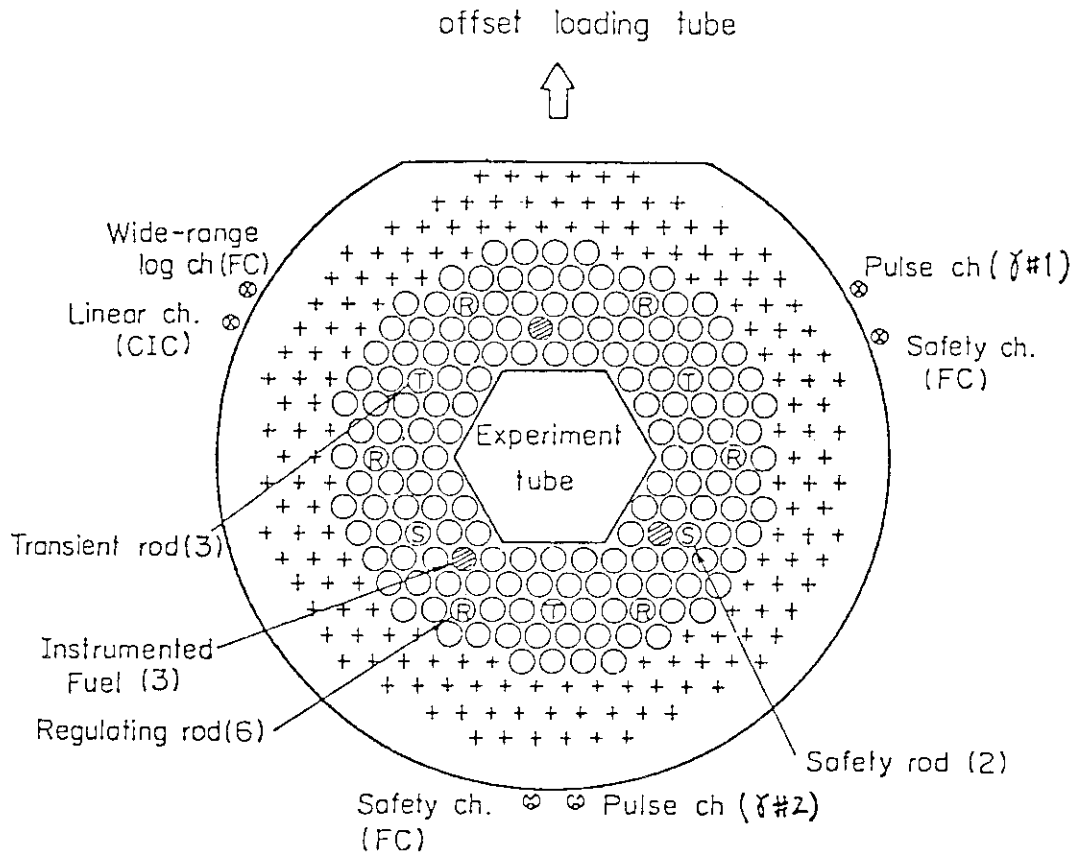


Fig.2.2 Operational core configuration

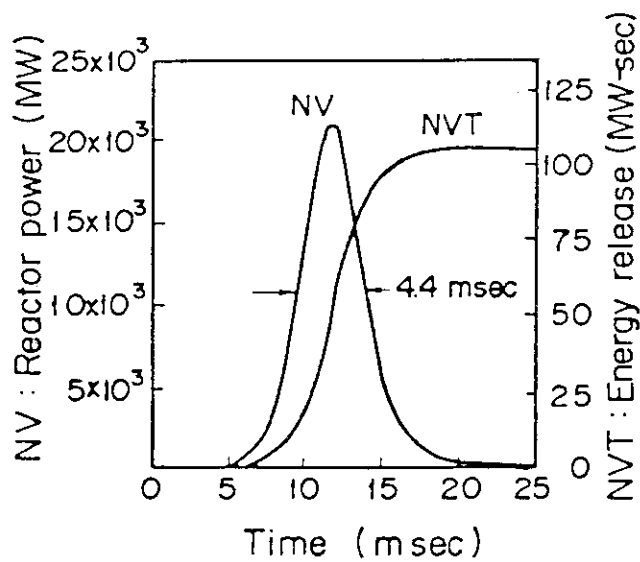
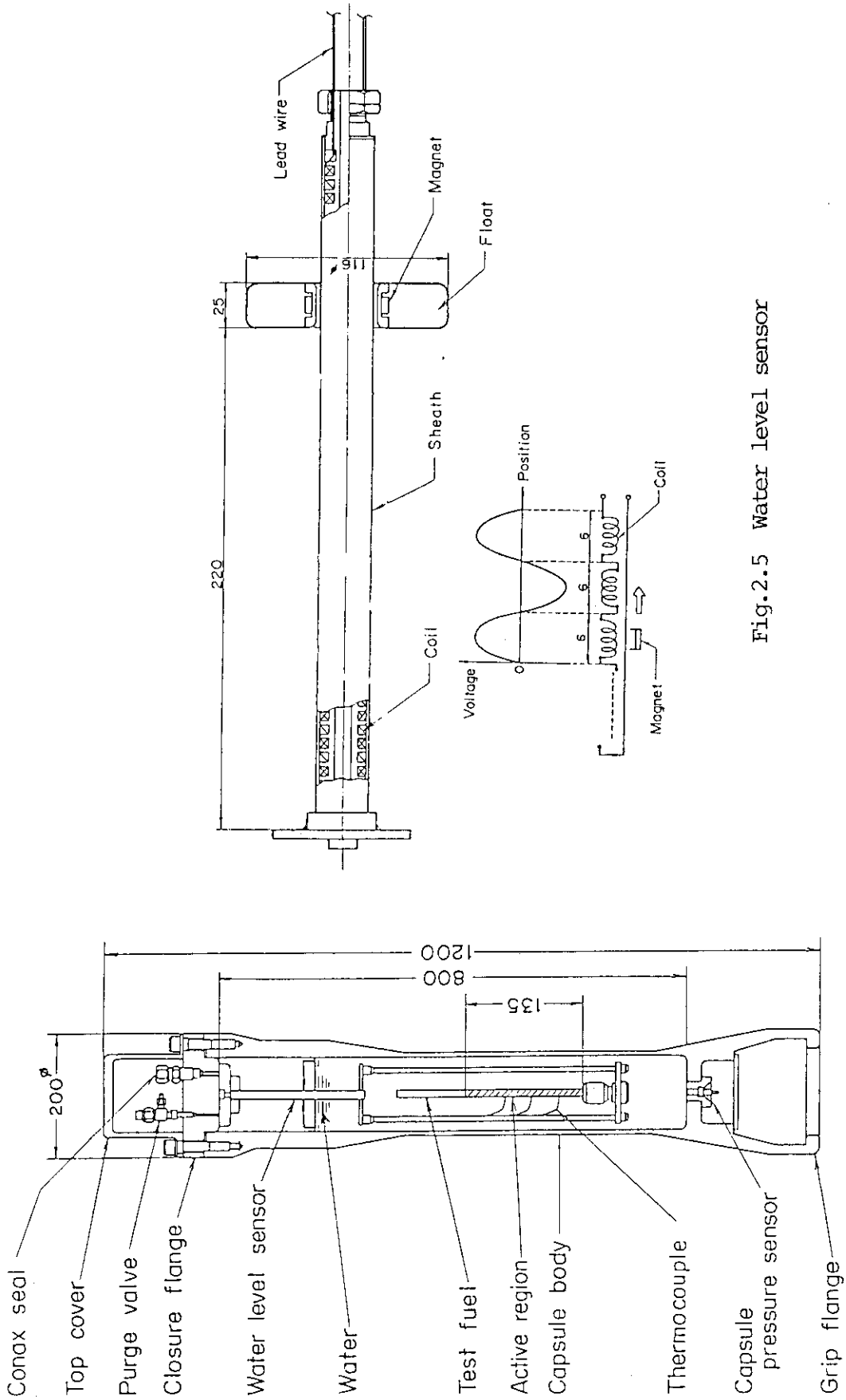


Fig.2.3 Reactor power and core energy release given by \$ 4.67 pulse



(unit : mm)

Fig.2.4 Experimental capsule and measuring instruments

unit : mm

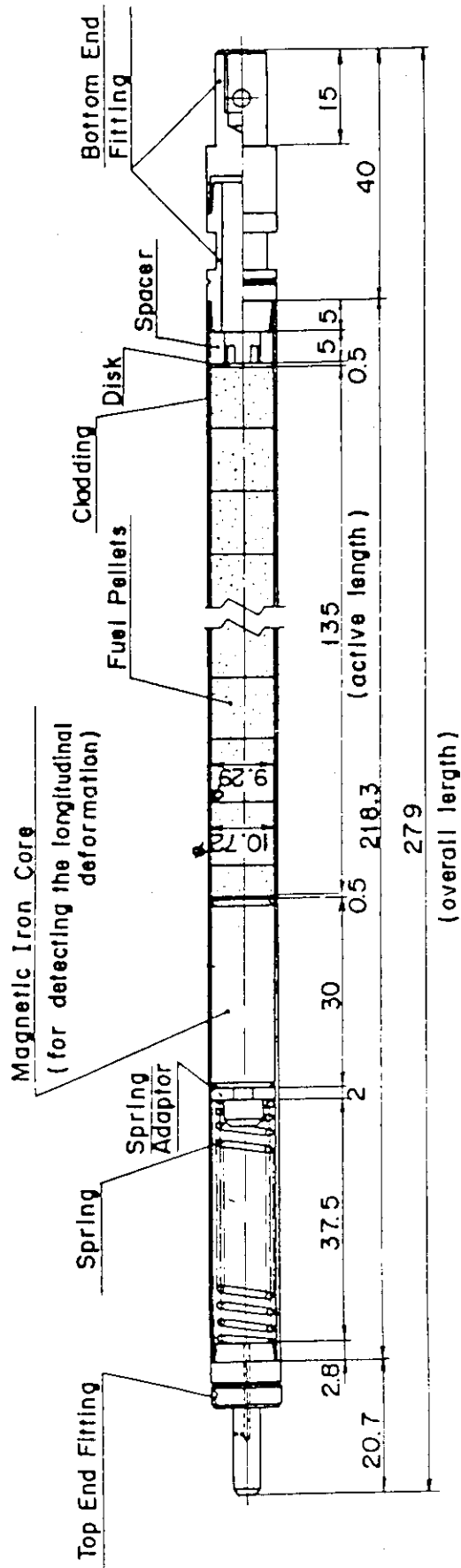


Fig.2.6 NSRR standard type test fuel

3. 機械的エネルギーと燃料粒子径分布

3.1 カプセル内過渡挙動およびエネルギー転換率

パルス照射によって試験燃料に高い発熱量を投入すると、燃料が溶融し、溶融時の体積膨張によって燃料内圧が上昇し被覆管を破裂させる⁶⁾*。その結果溶融した燃料が水中に四散して水と反応し、水蒸気爆発が起こる。カプセル内に開水面があれば、燃料棒上部の水塊は発生した巨大な蒸気泡により吹きあげられ水撃力が生じる。この時のカプセル内での過渡挙動の1例を Fig. 3.1 に代表して示す**。燃料棒はパルス出力が終らないうちに破損し、水中に圧力波が発生する。いくつかの圧力振動を繰り返すうちに水塊が上昇して上部にあるカバーガスを圧縮している。この現象は高々 30 msec 程度のごく短時間に生じており、この短い間に水塊の上昇速度は約 20 m/sec にも達し、大きなエネルギーが水塊に伝達されることがわかる。

今回取りあげた実験の結果の概要を Table 3.1 に示す。これは Table 2.3 に示した各パラメータ実験で得た結果を整理したもので、全投入発熱量および破損時の発熱量、破損時の被覆管表面温度（幅があるのは測定点による相違）、発生した圧力パルスのピーク値、投入した熱エネルギーから水塊の持つ機械的エネルギーへの転換率、さらには照射後に回収した微粒子化燃料の粒径分布から得た平均径を示している。微粒子化燃料の粒径分布・平均径に関しては次節で詳細に述べるので、ここではそれ以外の結果について検討することにする。

燃料棒が破損するまでの発熱量およびその時の被覆管表面温度は、カプセル内に圧力波が発生した時刻を燃料棒破損時刻とみなして得た値である。水中の音速を 1200 m/sec とし燃料中心からカプセル底部にある圧力計までの距離が 300 mm であるから、圧力波が到達するまでには 0.25 msec しか要せず、燃料棒破損時刻を圧力波の発生時刻から判断しても誤差は少いと思える***。しかし、燃料破損がパルス出力の途中で生じるため、燃料棒破損時の発熱量には多少の誤差が含まれ、Fig. 3.1 に示した 10 msec で約 500 cal/g・UO₂ の発熱量を投入するパルスの場合を例にとると約 10 cal/g・UO₂（正確には 12.5 cal/g・UO₂）の誤差が生じる。また被覆管表面温度に関しても、温度上昇の初期にあり、温度分布も大きく変わる時であるから、被覆管の表面に取り付けた熱電対による測定値にも誤差が含まれる可能性がある。しかしながら、破損時の発熱量は

* ここに示した引用文献は NSRR 実験での知見によるものであるが、CABRI 実験でも類似した機構による燃料破損が見られている。

** この例は、燃料棒の有効発熱部の両端に発熱のピークをもたない実験(111-30)の結果であるが、他の実験でもこれとほとんど同じ挙動を示しており、特に圧力挙動を良く促えられていたので例にとった。

*** SPERT-CDC 実験や NSRR 実験では燃料が破損しなければ有意な圧力波は見られない。NSRR での圧力波は燃料内圧が伝播したものと考えている。これは、同様に内圧破損を呈する浸水燃料実験でより顕著に見られている。これらのことから破損時刻と圧力波発生時刻とが等しいものと考えている。

溶融燃料が水と接触するときの燃料初期温度を、ならびに被覆管表面温度は燃料棒破損時の被覆管強度（バースト圧力）を知るうえで必要であり、参考とするため表中に示した。これによると、発熱量パラメータ試験ではおよそ $350 \text{ cal/g} \cdot \text{UO}_2$ の発熱量が投入された時点で燃料棒は破損しており、その時の被覆管表面温度は 20°C から 100°C 、最高でも 400°C であった。これに対し、サブクール度を変えた実験では、燃料棒破損時の発熱量、被覆管表面温度とも若干上昇している。サブクール度が減少した場合には、原子炉出力から投入発熱量を求める際の換算係数が少し大きくなること、ならびにサブクール度の減少とともに被覆管表面での熱伝達が悪くなるために被覆管表面温度が上昇しやすくなることが理由として考えられる。いずれにしても約 $350 \text{ cal/g} \cdot \text{UO}_2$ 以上の発熱量が投入された時点で燃料棒は破損しており、その時の燃料温度を断熱条件で計算すると約 $3,000^\circ\text{C}$ に達していることがわかる。

ところで、燃料棒破損時の状況に関して注意すべき実験結果がある。それは、燃料棒の有効発熱部両端に発熱量のピークがあるものとなないものとは破損時の発熱量と被覆管表面温度に差が生じていることである。発熱量のピークがない実験 (Test No 111-30) では、ピークがある場合の実験 (Test No 111-31) と比べて破損時の被覆管温度・発熱量とも高くなっている。これは、被覆管の温度が上昇してその強度が低下するのを待って破損したためと思われる。実際に、破損時刻も Test No. 111-31 ではパルスピーク後 20 msec であったものが Test No. 111-30 では 3.3 msec と遅くなっている。このことから燃料棒破損時の状況を考えると、標準的な実験で使用している試験燃料では発熱部の上下両端に発熱のピークがあるため、この部分で逸早く燃料の膨張によるギャップ閉塞が生じて有効発熱部内のギャップガスが封じ込められ、その後続く燃料膨張により封じ込まれたギャップガスが圧縮されて被覆管は内圧破裂しやすくなるが、発熱のピークがない場合には、ギャップガスは上下プレナム部へ逃げるができるため、その分内圧の上昇が遅れ、被覆管温度が上昇して強度が低下した後に破損したものと推定される。さらに、照射後の燃料検査において、発熱のピークがある燃料棒の中には、発熱部の両端において被覆管は分断し、その間の被覆管は残っていたものの内部の UO_2 燃料はすべて外部へ飛び出していたという実験事実⁽⁹⁾もあり、逸早くギャップ閉塞を起こした上下両端部が温度上昇あるいは接触による内面溶融のために他の部分よりも早く破損し、内部の溶融燃料が内圧噴出したものと考えられる。以上のことから、高発熱量照射時の燃料棒は内圧上昇によって被覆管が破裂し、その開口部より溶融した高温の燃料が噴出するものと考えられる。内圧上昇の原因として、ここで述べたような燃料の溶融による体積膨張のためにギャップガスが加熱圧縮されるという機構の外に、 UO_2 燃料の蒸気圧が考えられる。しかしながら、標準的な実験では $350 \text{ cal/g} \cdot \text{UO}_2$ の発熱量のときに破裂しており、そのときの UO_2 の蒸気圧は 0.05 MPa 程度に過ぎず蒸気圧の効果は無視できる。しかし、20%濃縮燃料棒の場合には、 UO_2 ペレットの半径方向発熱分布を考慮すると、平均発熱量が $350 \text{ cal/g} \cdot \text{UO}_2$ の時、ペレットの表面の発熱量は $570 \text{ cal/g} \cdot \text{UO}_2$ にも達し、そのときの蒸気圧は 30 MPa となるため、 UO_2 の蒸気圧が内圧上昇に貢献するであろう。いずれにしても、NSRR実験における高発熱量負荷時の燃料棒は内圧上昇によって破裂し、その時の破裂圧力の大小がMFCIにも影響を及ぼす可能性がある。

次に機械的エネルギーへの転換率について実験結果を整理し検討することにする。ここで機械

的エネルギー転換率⁽⁸⁾を最初に述べておく。燃料の持つ熱エネルギーが冷却水に伝わって発生する機械的エネルギーには、水塊の運動エネルギー E_K および位置エネルギー E_P 、カバーガスの圧縮エネルギー E_C 、ならびにカプセルのひずみエネルギー E_S がある。核分裂により発生する熱エネルギー Q_{in} からこれらの機械的エネルギーへの転換率は

$$\eta_m = (E_K + E_P + E_C + E_S) / Q_{in} \quad (3-1)$$

で定義されるが、 E_P や E_S はそれぞれ全体の 5%、0.5% と小さく無視できるため、機械的エネルギー転換率は次式で求めることができる。

$$\eta_m = (E_K + E_C) / Q_{in} \quad (3-2)$$

実際には η_m は時間の関数となるが、水塊の運動エネルギー E_K が最大となる時刻にエネルギー転換率 η_m が最大となるため、 E_K が最大となる時刻において機械的エネルギー転換率を評価する。

標準的な実験である発熱量パラメータ実験における機械的エネルギー転換率を圧力パルスのピーク値とともに Fig. 3.2 に図示した。これによると、エネルギー転換率は投入発熱量の増加とともに大きくなっており、388 cal/g・UO₂ における 0.05% から 527 cal/g・UO₂ における 0.47% へと 1 桁近い増加を示している。また、圧力もそれに伴って増加していることがわかる。実験では Table 3.1 に示したように微粒子化燃料の平均径が発熱量の増加に伴って小さくなっていることから、伝熱面積が極端に増大しているためにエネルギー転換率が増加したと思われる。

(Fig. 3.2 には、発熱部両端にピーク値を持たない燃料棒および内圧を 3.0 MPa まで加圧した燃料棒を使用した実験結果も示している。)

Table 3.1 に示したように、発熱量をパラメータとした実験では、340 ~ 360 cal/g・UO₂ とほぼ一定の熱量が燃料に与えられた時点で燃料破損が生じている。すなわち、より高い発熱量を投入した実験ではより早期に燃料が破損したため、破損時まで被覆管に伝達された熱量も小さく被覆管温度がより低かった。当然、被覆管の耐圧強度も強く、噴出速度も大きかったであろう。

Fig. 3.3 は、エネルギー転換率におよぼすカプセル径の影響を示したものである。カプセル径が小さくなるに従って転換率が小さくなっている。

冷却水のサブクール度の影響を Fig. 3.4 に示す。これまでの報告⁽¹⁰⁾では、サブクール度が 40 °C のときにエネルギー転換率が最大になるとされていたが、今回、投入発熱量が比較的近い実験のみを選択して図示してみると Fig. 3.4 のようになった。図中において白丸が 20% 濃縮燃料棒を使用したもので、黒丸がサブクール度に対する発熱量換算の精度が良好な 10% 濃縮燃料棒を使用した結果である。この図においても発熱量は完全に一致してはおらず、20 ~ 30 cal/g・UO₂ 程度の幅がある。白丸のうち、冷却水温が 20 °C のものは 527 cal/g・UO₂ と低く、他は 555 cal/g・UO₂ の発熱量であった。また黒丸のうち 20 °C のものは 441 cal/g・UO₂ と逆に高く、60 °C、85 °C のデータはそれぞれ 423 cal/g・UO₂、432 cal/g・UO₂ の発熱量であった。このことから、サブクール度が 40 °C (冷却水温が 60 °C) のときに転換率は最大になるのではなく、サブクール度が 40 °C 以上ではあまり大きな変化はないが、サブクール度が 40 °C 以下になるとその影響があらわれ、転換率が減少するものと思われる。このサブクール度の減少に伴うエネルギー転換率の減

少は、サブクール度が小さくなると燃料粒子が厚い蒸気膜に覆われやすくなるために後述する流体力による微粒子化が抑制されていることが最も大きな原因と考えられる。また、熱伝達率の低下や顕熱の減少等の影響も無視できないことが3.3節で示される。

3.2 粒子径分布の算出

NSRR実験では、照射後に回収した燃料粒子の篩分を行い重量分布のヒストグラムを求めて微粒子化の程度の比較を行ってきたが、⁽⁹⁾各ふるいの網目が74, 125, 250, 500, 1000, 2000, 4000 μm と目が大きくなるに従って粗くなるため、微粒子化の目安となる平均径の算出に大きな誤差を含むことになり、より正確な平均径を求めるためには、各ふるい間の粒径分布がどのようなものかを知る必要がある。また、平均径がまったく同じでも粒径分布が異なることがあるため、粒子の大きさを単に平均径のみで考えず、分布の偏りを示す標準偏差などのパラメータも必要となる可能性がある。その方法には、分布関数を見出して内・外挿を行うことが考えられ、化学プラントにおける造粒やディーゼルエンジンの燃料噴射などの分野において古くから研究されており、種々の分布則が提唱されている。

いま、任意の粒子径 d より大きい粒子の割合を表わす累積残留分布関数を $R(d)$ 、度数分布関数（確率密度関数）を $f(d)$ と表示すると、両者は次の関係にある。

$$-d R'(d) = f(d) \quad (3-3)$$

よって、粒子径 d_1 および d_2 の間にある粒子割合は、

$$R(d_1) - R(d_2) = \int_{d_1}^{d_2} f(d) dd \quad (3-4)$$

となる。

$f(d)$ の関数形としては、このような現象に対して良く用いられる対数表示の粒子径による Rosin - Rammler 分布（以下、対数表示 Rosin - Rammler 分布あるいは単に Rosin - Rammler 分布と呼ぶ。）を用いた。

対数表示 Rosin - Rammler 分布では、累積残留分布関数及び度数分布関数は次のようになる。

$$R(\log d) = 1 - W = \exp \left\{ - \left(\frac{\log d}{\log \bar{d}} \right)^\delta \right\} \quad (3-5)$$

$$f(\log d) = \frac{dW}{d(\log d)} = \frac{\delta}{(\log \bar{d})^\delta} (\log d)^{\delta-1} \cdot \exp \left\{ - \left(\frac{\log d}{\log \bar{d}} \right)^\delta \right\} \quad (3-6)$$

$$\frac{dn}{d(\log d)} = \frac{\delta}{(\log \bar{d})^{\delta-3} \Gamma(1-3/\delta)} (\log d)^{\delta-4} \exp \left\{ - \left(\frac{\log d}{\log \bar{d}} \right)^\delta \right\} \quad (3-7)$$

ここで注意しておかねばならないのは、個数分布式(3-7)は、粒子がすべて中実球形と仮定した場合の式であり、実際には中空の粒子も存在することから、粒子個数は多少増えることになる。

Fig. 3.5 ~ Fig. 3.7 は、それぞれ発熱量パラメータ実験、カプセル径パラメータ実験およびサ

ブクール度パラメータ実験で得た累積残留質量分布のデータ点と、これに Rosin-Rammler 分布則を適用して求めた分布曲線とを比較したものである。いずれの図においても実験データと非常に良く一致しており、Rosin-Rammler の分布則により高発熱量照射後の燃料粒子径分布を良く表示できることがわかった。なお、Table 3.2 に各実験における粒子径パラメータ \bar{d} と分布パラメータ δ の値を示しておく。

次に平均径については、算術平均、幾何平均、モード径、メジアン径などがあり、Rosin-Rammler 分布においても粒子径パラメータ \bar{d} が一つの平均径として考えられるが、これらの平均径は物理的な意味を有していない。燃料の微粒子化を論ずる場合に、その目安ともなるべき平均径に物理的な意味を含ませておくことは非常に好都合であるので、重みをつけた平均径を求めておくことにする。破壊エネルギー発生の観点から燃料の微粒子化と、同一質量の燃料に対して燃料粒子が小さくなるほどその表面積、すなわち冷却水との伝熱面積が大きくなり、急速な熱伝達を可能にすることから、体積と表面積の比として次式で定義される表面積平均径 $\bar{d}_{3,2}$ を使用すると、微粒子化の度合と機械的エネルギーへの転換率の関係が整理しやすくなる。

$$\bar{d}_{3,2} = \frac{\sum n d^3}{\sum n d^2} \quad (3-8)$$

Rosin-Rammler 分布では各種の重みを付けた平均径は、

$$(\log \bar{d}_{qp})^{q-p} = (\log \bar{d})^{q-p} \Gamma\left(\frac{q-3}{\delta} + 1\right) / \Gamma\left(\frac{p-3}{\delta} + 1\right) \quad (3-9)$$

で表わされるので、体面積平均径では $p=2, q=3$ として、

$$(\log \bar{d}_{32}) = (\log \bar{d}) / \Gamma\left(1 - \frac{1}{\delta}\right) \quad (3-10)$$

で求められる。

Table 3.1 の右端には上式で求めた体面積平均径の値を示している。

3.3 エネルギー転換率と粒子径の関係

Rosin-Rammler 分布則を適用して求めた燃料粒子の質量に関する粒子径分布を、発熱量、カプセル径、冷却水サブクール度の各パラメータ実験ごとに Fig. 3.8 ~ Fig. 3.10 に示す。

Fig. 3.8 の発熱量をパラメータとした実験での粒子径分布においては、388 cal/g・UO₂ 程度の低い発熱量では大きな粒子径に分布の山を持ちかつ分布範囲も非常に狭くなっているが、発熱量の増加につれて山がより小さい粒子径へと移動し、その分布形も小さい粒子径へと範囲を広げており、発熱量の増加とともに微粒子化が進んでいることが良くわかる。また、500 cal/g・UO₂ 程度の発熱量になると粒子径分布にはさほど大きな変化はみられなくなり、微粒子化の度合がさほど進行していないことがわかる。カプセル径をパラメータとしたときの粒子径分布は Fig. 3.9 に示したように、カプセル径が小さくなるに従って分布形が大きい粒子径へと広がっており、カプセル径が小さくなるにつれて微粒子化が抑制されている。冷却水サブクール度をパラメータとした実験の粒子径分布は、Fig. 3.10 に 20%濃縮燃料棒を用いて比較的高い発熱量を投入した場合のものを示した。サブクール度が 80℃と 40℃の場合の粒子径分布には大きな差はみられない

が、これらとサブクール度が15℃の時の粒子径分布を比較すると、サブクール度の減少によって微粒子化が抑制されていることがわかる。燃料の粒子径を代表する平均径として考えた体面積平均径と機械的エネルギー転換率の関係を調べるために、各パラメータ実験の結果を一枚の図上にプロットしてみた。それがFig.3.11である。図中の○印は発熱量パラメータ実験のデータで、平均径が小さいほど転換率は大きくなっており、しかも、これらのデータに最小二乗法を適用して引いた図中の直線の傾きは-1となっており、機械的エネルギー転換率は体面積平均径に反比例することが明らかになった。また、△、□印はそれぞれカプセル径、サブクール度をパラメータとしたときのデータで、×印は燃料内圧を3MPaにまで加圧した実験のデータである。発熱量パラメータ実験ほどの直線性はないにしても、体面積平均径とエネルギー転換率とは良い相関を示しており、エネルギー転換率は体面積平均径の逆数にはほぼ比例するものと思われる。

Table 3.1 Outline of test results

Test No.		Energy deposition (cal/g·UO ₂)		Cladding surface temperature at rod rupture T _{cr} (°C)	Peak water pressure P _p (MPa)	Mechanical energy conversion ratio η _m (%)	Average diameter of fragments d ₃₂ (μm)
		Total Q _t	at rupture Q _r				
Energy deposition	111-20B	388	350	100	—	0.050	1545
	111-21	441	363	20	0.38	0.150	655
	111-18	483	343	20~400	1.10	0.400	221
	111-31	527	362	20~100	1.56	0.470	191
Capsule diameter	111-33	433	374	80	0.13	0.023	1488
	111-37	432	387	130~150	1.52	0.020	2040
	111-35	428	387	100~105	1.52	0.012	5513
Coolant subcooling	111-26	555	409	250~450	2.15	0.750	157
	111-25	555	431	80~90	7.90	0.450	427
	111-44	423	370	157	0.57	0.082	1426
	111-39	432	388	180~220	0.24	0.030	1130
Miscel- laneous	111-30	522	416	100~700	4.45	0.360	—
	111-46	422	348	350	4.30	1.300	80

Table 3.2 Parameters of Rosin-Rammler function

(a) Energy deposition parameter tests

	\bar{d}	δ
111-20B	2884	8.60
111-21	1445	6.30
111-18	537	5.12
111-31	575	4.23

(b) Capsule diameter parameter tests

	\bar{d}	δ
111-33	3090	7.00
111-37	5495	5.88
111-35	21877	4.95

(c) Coolant subcooling parameter tests

	\bar{d}	δ
111-26	562	3.70
111-25	1000	5.40
111-44	2742	7.80
111-39	2188	7.90

(d) Miscellaneous tests

	\bar{d}	δ
111-46	173	4.77
1206	4875	8.90

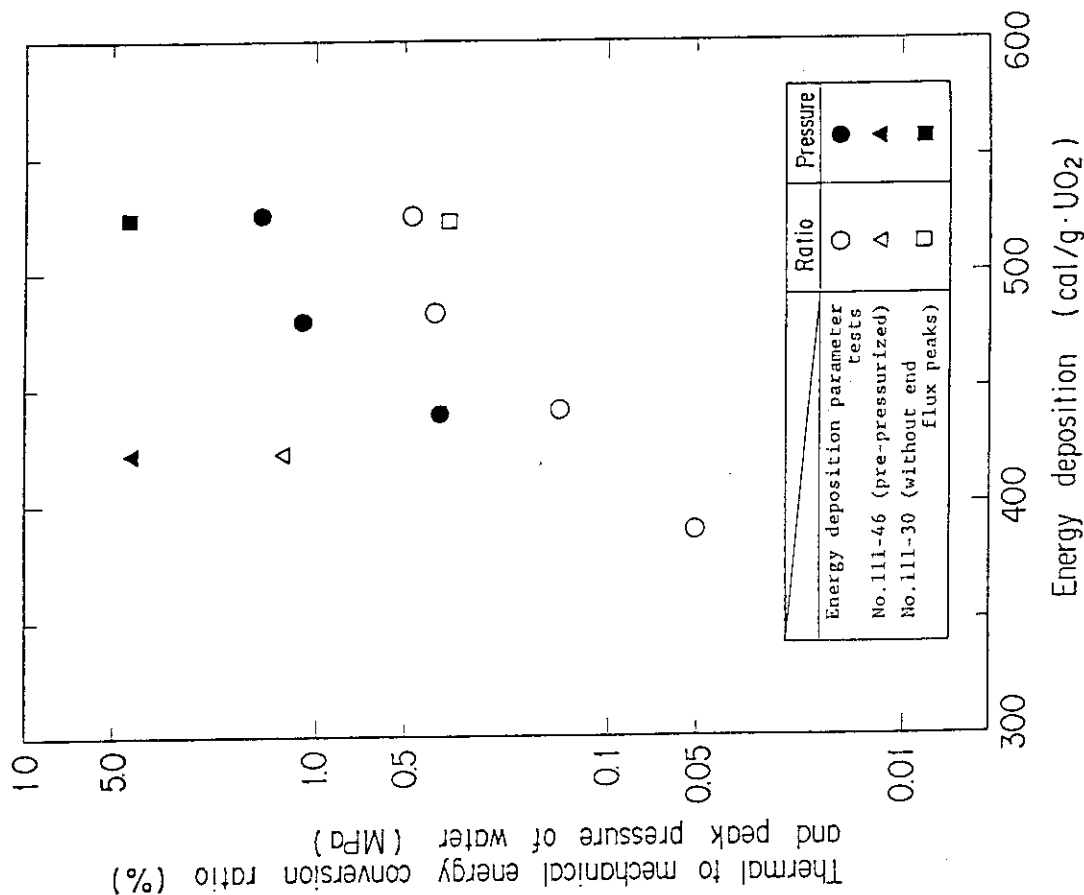


Fig. 3.2 Effect of energy deposition on mechanical energy conversion ratio and on generated water pressure.

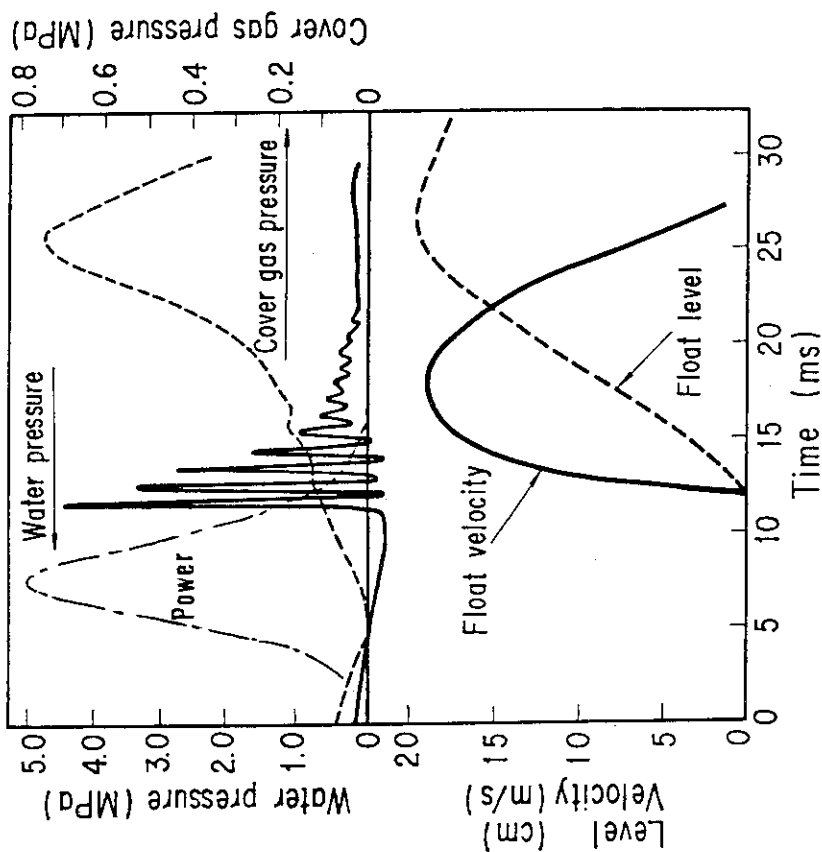


Fig.3.1 Typical transient behavior of high energy deposition tests (Total energy deposition : 522 cal/g·UO₂)

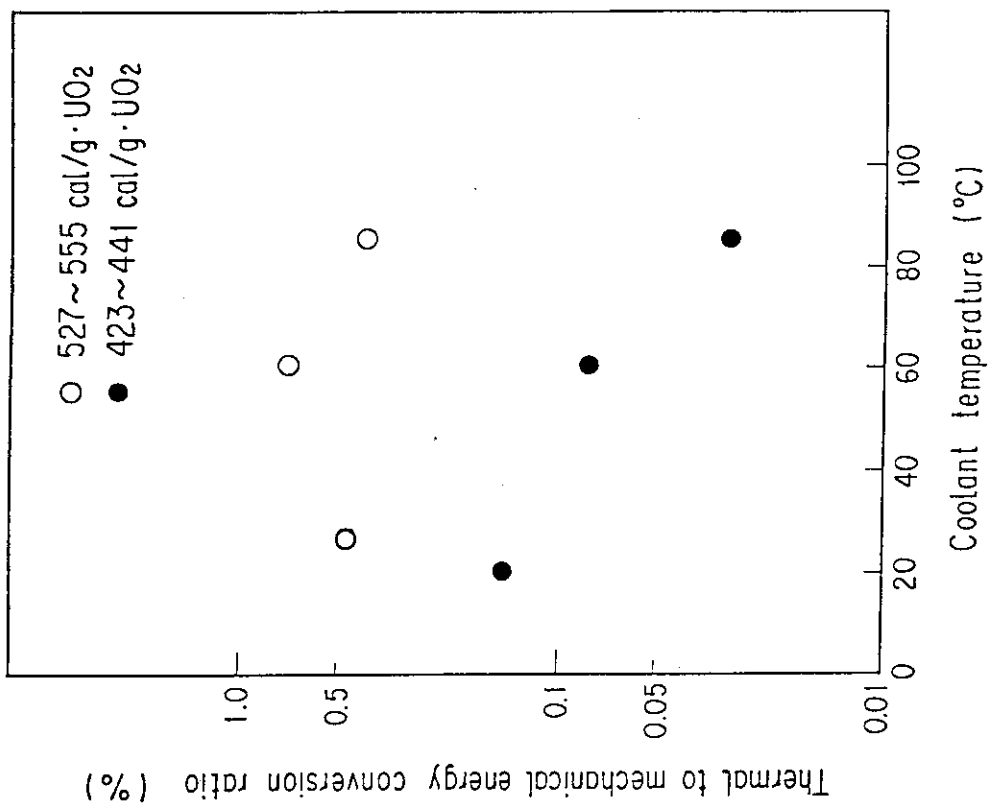


Fig.3.4 Effect of coolant temperature on mechanical energy conversion ratio

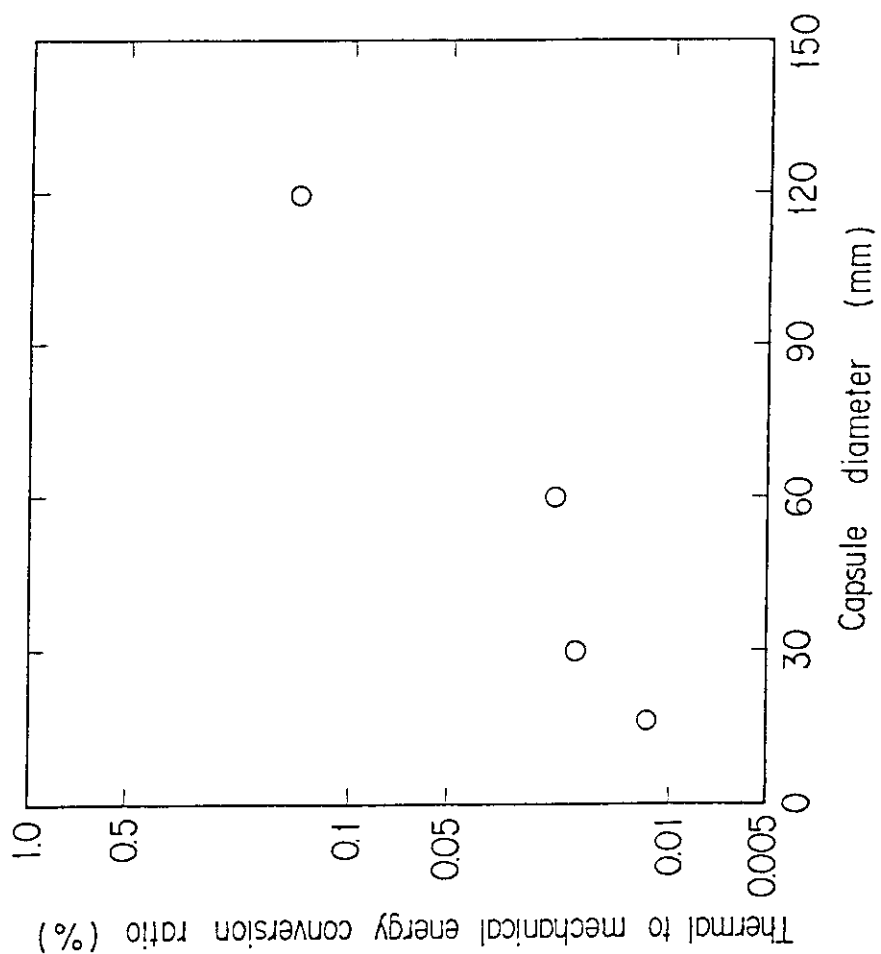


Fig. 3. 3 Effect of capsule diameter on mechanical energy conversion ratio
(Energy deposition : 428 ~ 441 cal/g · UO₂)

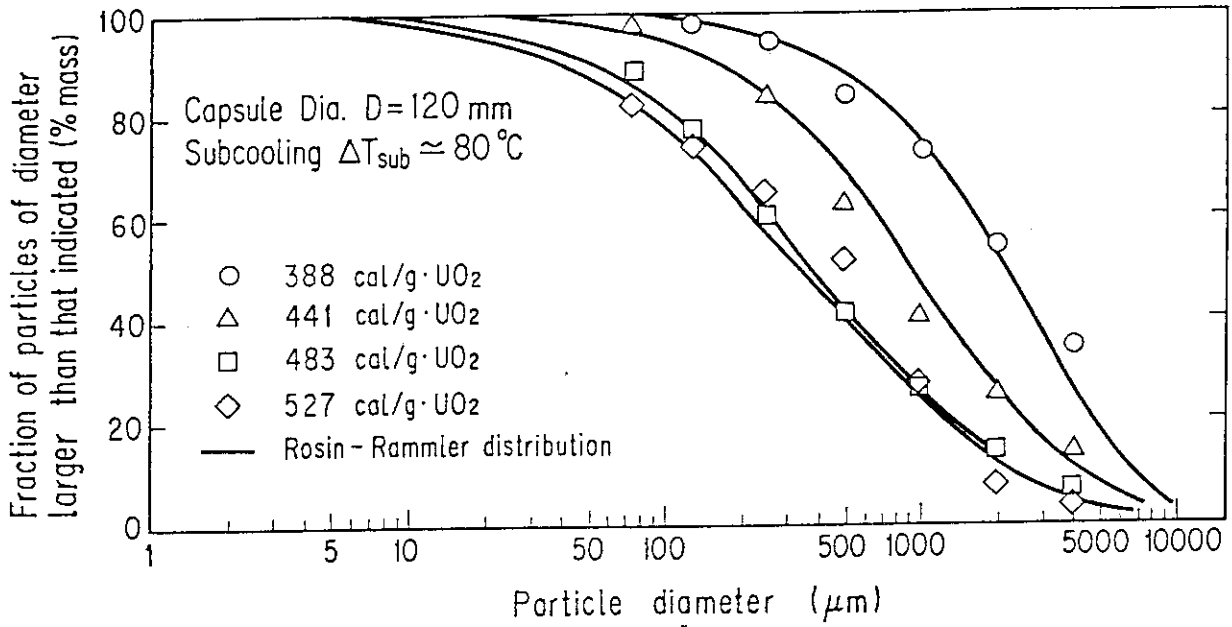


Fig.3.5 Particle size distribution in the energy deposition parameter tests

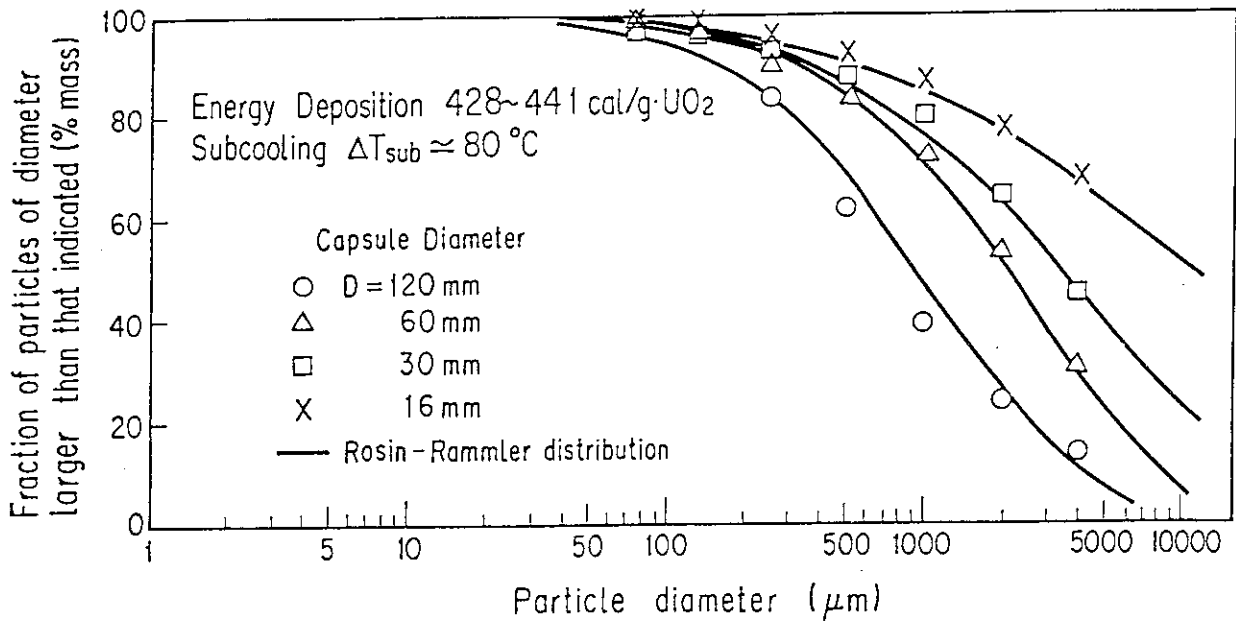


Fig.3.6 Particle size distribution in the capsule diameter parameter tests

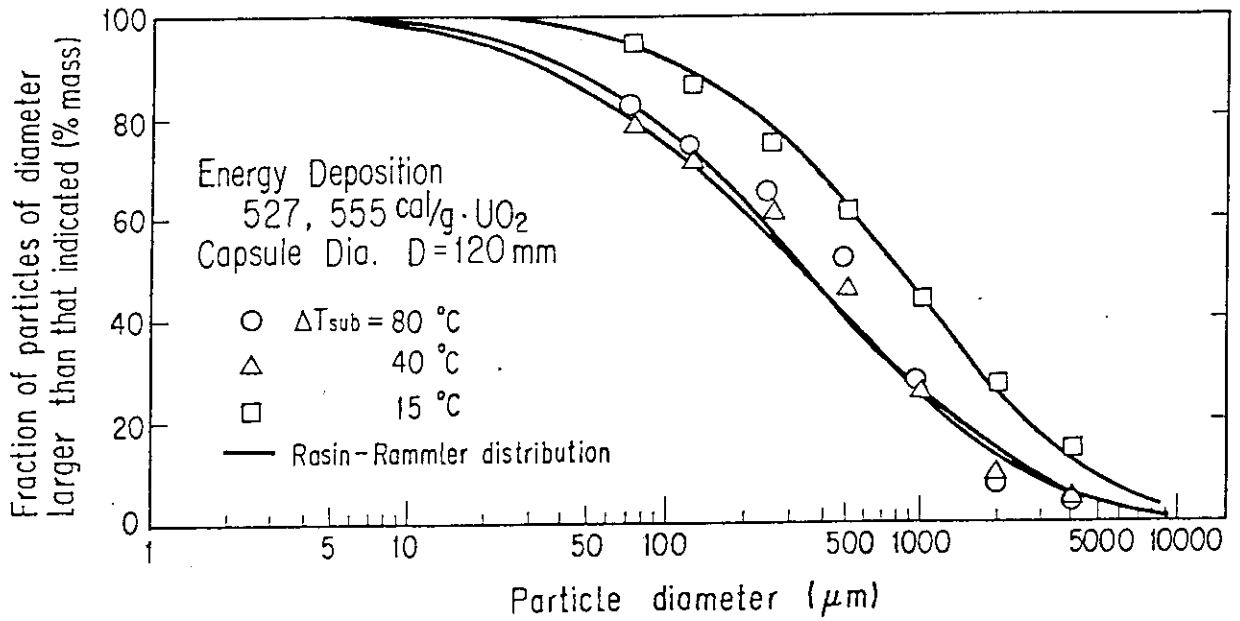


Fig.3.7 Particle size distribution in the coolant subcooling parameter tests

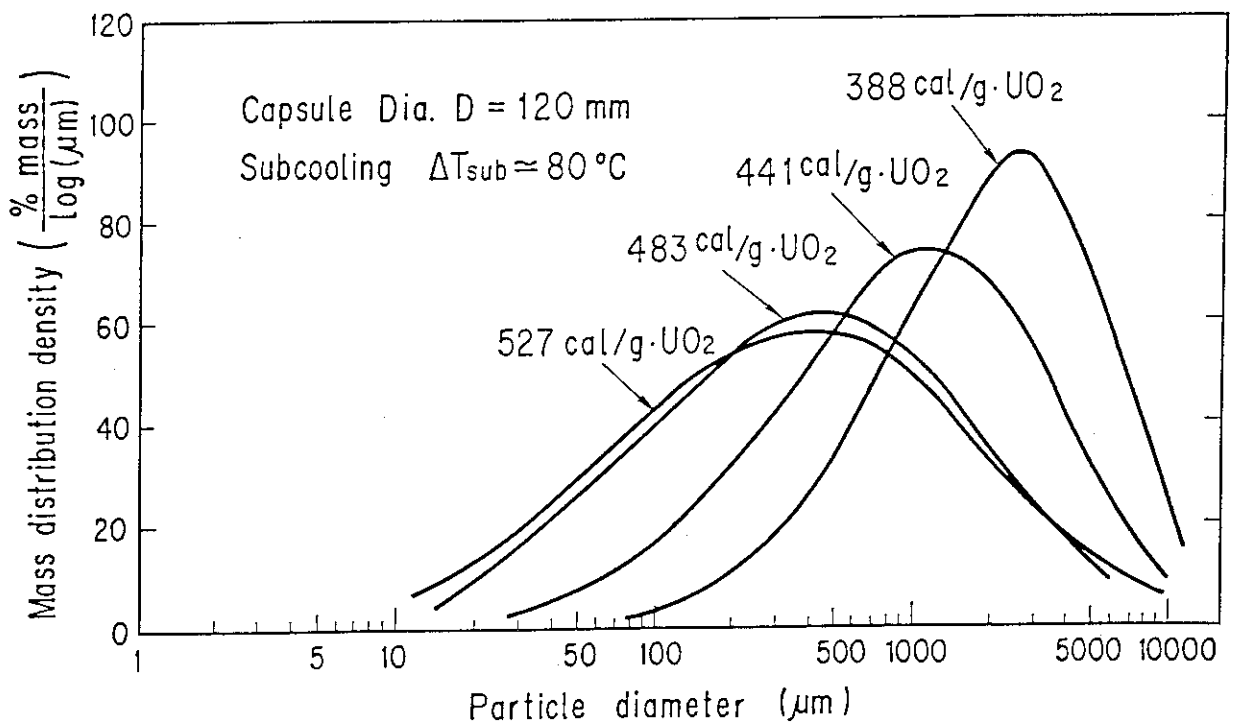


Fig.3.8 Mass distribution of fragments in the energy deposition parameter tests

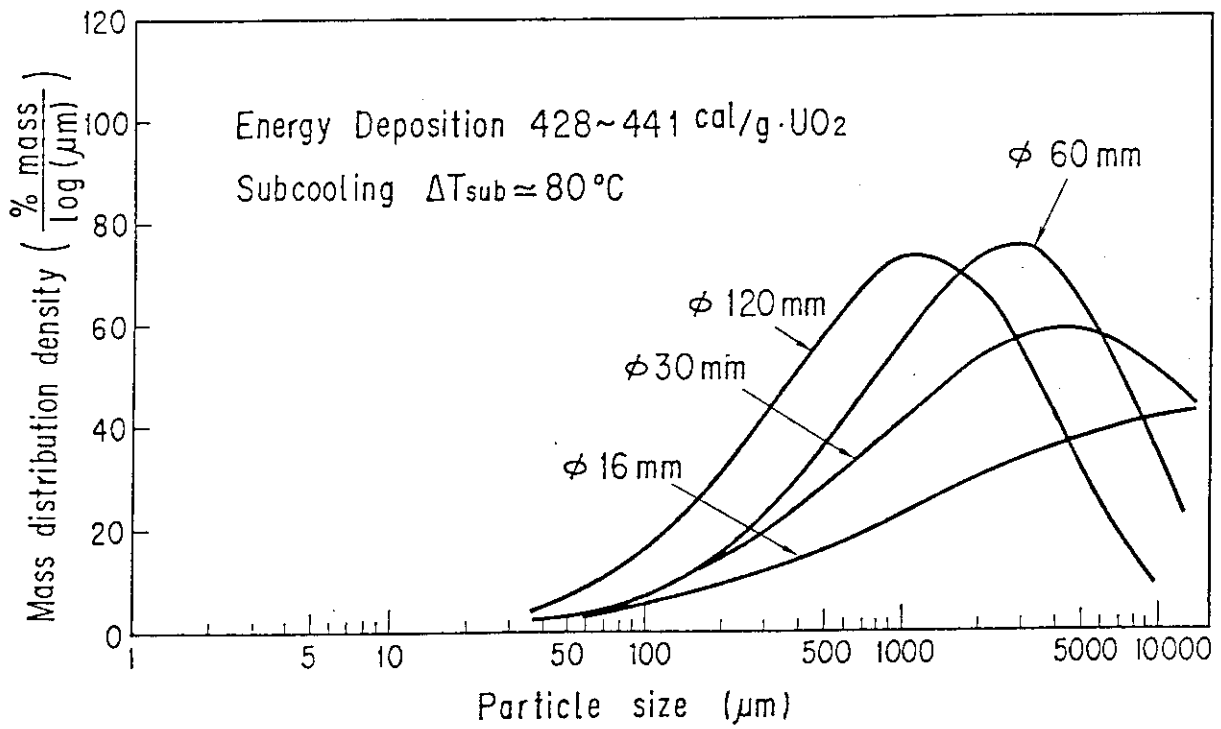


Fig.3.9 Mass distribution of fragments in the capsule diameter parameter tests

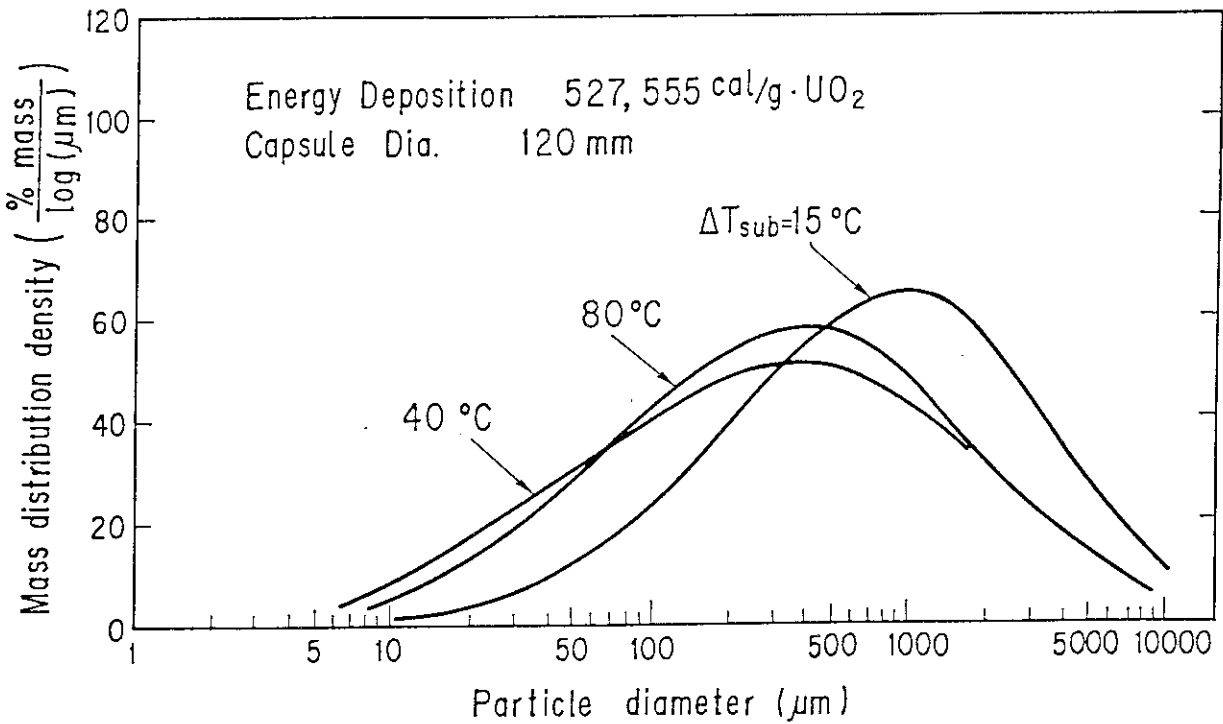


Fig.3.10 Mass distribution of fragments in the coolant subcooling parameter tests

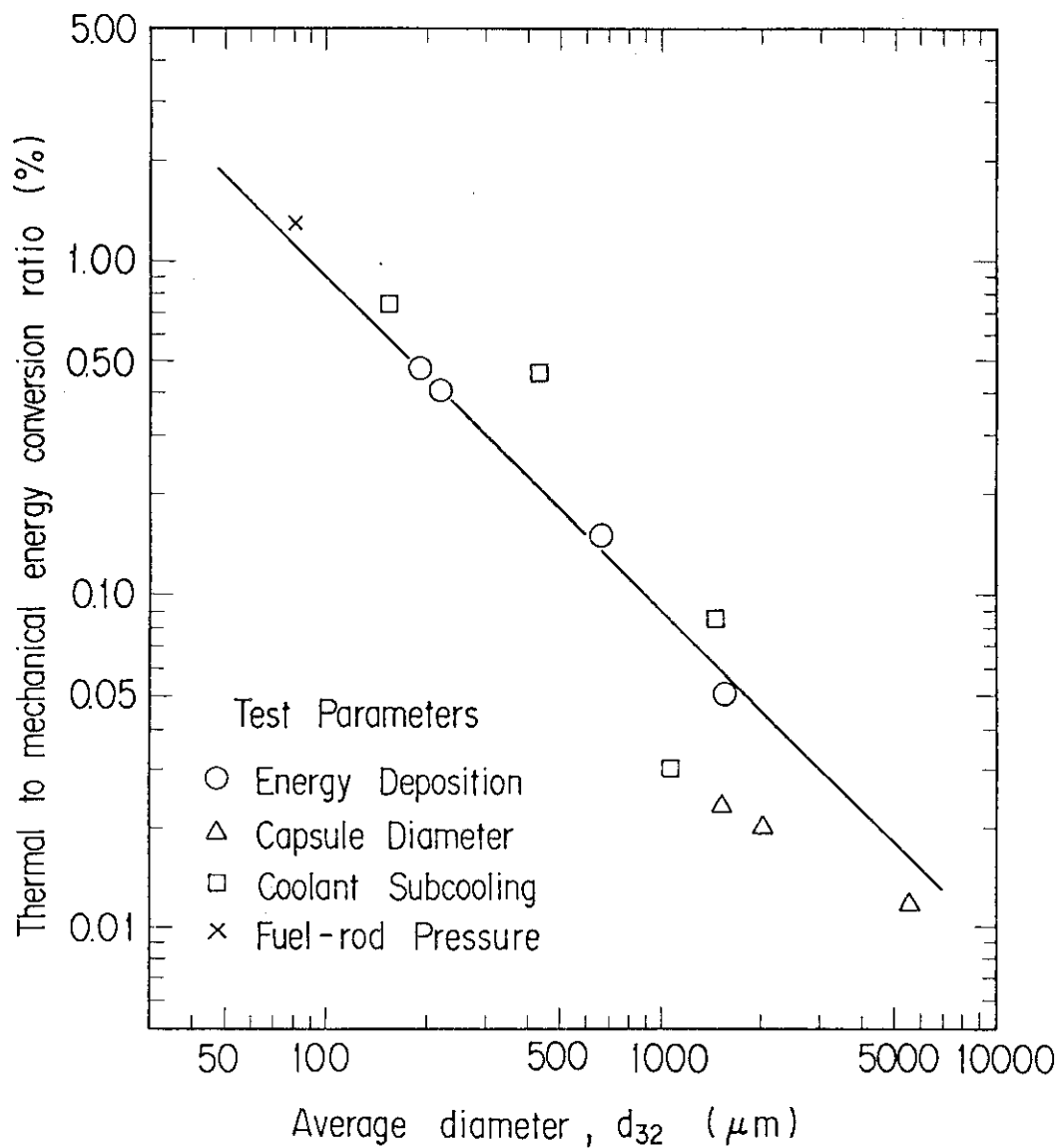


Fig. 3.11 Relation between mechanical energy conversion ratio and average particle diameter

4. 燃料微粒子化機構

4.1 従来の微粒子化機構モデル

従来の燃料微粒子化機構モデルには多種多様なものがあり複雑であるが、Cronenbergら⁽¹²⁾の意見を参考にすると次の五つに大別される。

- (1) 沸騰の効果による微粒子化
- (2) 圧力波による微粒子化
- (3) 流体力学的効果による微粒子化
- (4) 内圧増大による微粒子化
- (5) 固化時の熱応力による微粒子化

その中でも代表的なものを簡単に紹介することにする。

(1) 沸騰の効果による微粒子化

代表的なものとしてFauske⁽¹³⁾の境界温度制限モデルがある。これは、溶融燃料と冷却材とが直接接触した際の境界面温度が冷却材の自己発泡温度を越えるならば急激な発泡により溶融燃料が微粒子化するというモデルである。このほか、蒸気膜のキャピラリー波に基づくスプラッシュモデル⁽¹⁴⁾、気泡消滅時の冷却材マイクロジェット⁽¹⁵⁾の貫入⁽¹⁶⁾およびその音響エネルギーによる微粒子化などがある。

(2) 圧力波による微粒子化

これはBoardら⁽¹⁷⁾によるデトネーションモデルとして知られているもので、トリガーとなる圧力波が溶融燃料と冷却材中とを通過した際に微粒子化が生じ、この結果生じた蒸気圧力が圧力波を増幅しデトネーション的に進行するというモデル。

(3) 流体力学的効果による微粒子化

熱や温度条件によらず、溶融燃料と冷却材との速度差に基づく流体力学的不安定性により微粒子化が起るとするものである。この中には、動圧が表面張力に勝ることで微粒子化が起るとするWeberタイプならびに液滴表面に発生した小さな波が発達して微粒子化するTaylor-Helmholtzタイプの微粒子化がある。ここでHinze⁽¹⁸⁾は、ウェーバー数 $We = (\rho ru) / \sigma$ (ρ :低温液体密度, r :液滴半径, u :相対速度, σ :液滴表面張力)が10~20より大きい場合にはWeberタイプの分裂が進むとし、Ivins⁽¹⁹⁾もこのことを実験的に確認している。

(4) 内圧増大による微粒子化

これには、内部に冷却材が入り込んで蒸発することにより内圧破裂するモデル⁽²⁰⁾、沸騰により生じた圧力波が内部に気泡を生じさせる⁽²¹⁾さらには、溶存ガスが温度低下あるいは圧力変化によって析出して内圧が増して微粒子化する⁽²²⁾モデルなどがある。

(5) 固化時の熱応力による微粒子化

これは、表面が急冷されて固化する際の熱応力によって表面の固体殻が破断して微粒子化するというモデルである。

Cronenberg ら⁽¹²⁾ はこれらのモデルに対するいくつかの反論や反証も付記しており、燃料の微粒子化機構は完全には解明されていない。実際の現象では上に述べた各種の微粒子化が単独で起きるのではなく、いくつかの組み合わせによって微粒子化が起こることが考えられる。反応度事故条件下では、被覆管温度がさほど上昇していないうちに燃料棒が内圧破損していることから、その破裂圧力は非常に大きく、内部の溶融燃料はかなりの初速度をもって水中へ噴出されることになる。本実験の場合、破損直後の溶融燃料の速度 v の概略値として、動圧と静圧の関係 ($\Delta P = \frac{1}{2} \rho v^2$) によって評価すると以下の様になる。ここで、 ΔP は破損時の被覆管内外圧差であり、被覆管の破裂圧力に等しい。また、 ρ は流体の密度を意味する。例えば被覆管の破裂圧力が 10^7 Pa の場合 (被覆管温度が 600°C の時に相当)、 $\rho \doteq 10^4 \text{ kg/m}^3$ とすると、 $v = \sqrt{2 \times 10^3} \approx 40 \text{ (m/s)}$ となる。さらに代表長さとして $1 \sim 10 \text{ mm}^*$ を採用すると、その時の Weber 数は $2 \times 10^3 \sim 2 \times 10^4$ となり、限界 Weber 数 $We_{cr} = 10 \sim 20$ よりはるかに大きい値である。よって微粒子化を進めるだけの相対速度は充分にあるといえる。また、 UO_2 燃料が水と接触した際の接触界面温度を計算すると確かに UO_2 の融点 2800°C よりも低くなるが、水の自発核生成温度 (約 320°C) よりも高くなっており、その表面には蒸気膜ができ、直接接触を妨げるために、表面が固化するにはある程度の時間が必要となる。よって溶融状態にある燃料塊が水中を飛翔する間に流力的不安定性が生じて分裂・微粒子化する可能性は大きいと思える。さらに、内圧増大による微粒子化に対しても、照射後の燃料粒子に中空なものがあり、その表面には破裂孔を持っているという実験事実から実際に起こっているものといえる。以上のことから次の節では流体力学的効果、特に Weber タイプの微粒子化と内圧増加による微粒子化の可能性の面から反応度事故条件下における燃料微粒子化機構を考察することにする。

4.2 実験後燃料からの微粒子化機構の考察

文献(8)で報告されているように、微粒子化した燃料の形態は球形粒子、岩砕状粒子、多孔質粒子、殻状粒子の4つに大別されるが、Fig. 4.1の写真からわかるように発熱量が大きい場合 ($432 \text{ cal/g} \cdot \text{UO}_2$) にはその大部分が球形粒子およびそのかけらと思われる殻状粒子となり、岩砕状粒子はわずかに大きな粒径グループに見られるだけで、多孔質粒子はほとんど見られない。Fig. 4.2は各粒子径グループ内での球形粒子の割合が発熱量の増加によってどう変わるかを示した図である。図中でハッチングを施した部分が球形粒子の割合を示しているが、発熱量が増加するにつれて粒子径が小さくなるとともに球形粒子の量も多くなっているのがわかる。つまり、微粒子化が進むと球形粒子が増えるという結果であり、燃料の微粒子化においては球形粒子の生成機構が重要となることを示している。

球形粒子は、Fig. 4.1の写真からもわかるように、その表面に光沢をもっているので固化した

* 代表長さとして破損直後の噴出燃料の外径を選んだ、これはほぼ破損孔の直径に等しい。また、NSRR実験では破損燃料回収のためカプセル内側に金網を張っているが、破損孔に正対した位置の金網に焼け跡が見られた。この焼け跡の大きさや破損の大きさ等から $1 \sim 10 \text{ mm}$ を選んだ。

後に分裂してできたものではなく、溶融しているうちに分裂して表面張力によって球形になり、その後表面から固化していったものである。さらに、球形粒子のほとんどが中空となっており、その表面に破裂孔があることから、内圧増大によって破裂し固化しきれなかった溶融燃料がガスとともに噴出（二次噴出）したことがうかがえる。この二次噴出によって溶融燃料は再び水中へ飛び散り、さらに小さい粒子が形成されるとともに球形粒子の破片と思われる殻状粒子ができる。このように内圧増大による微粒子化は球形粒子が形成された後に起きるもので、球形粒子の形成に大きく依存している。なお、球形粒子のほとんどが中空であることを示す写真を Fig. 4.3 に示した。この写真は各粒径ごとに燃料粒子を樹脂に埋め込んで固めた後、研磨して得た断面写真である。

以上のことから、燃料棒が破損して燃料が微粒子化し、照射後に得た粒径分布になるまでの過程をフローチャートにすると Fig. 4.4 のように書き表わせると思われる。まず、燃料棒の内圧が上昇して被覆管強度を越えた時に燃料棒が破裂し、破裂孔から溶融燃料が噴出する。この時の状況を微視的に言えば、破裂孔から溶融燃料が液柱となって流出していくうちに不安定となり液柱は数箇所まで分断して種々の大きさの溶融塊が生じ、水中へ四散する。この際、破裂直後では噴出圧力が高いため噴出速度は大きいですが、後になるとこれが小さくなるために大きな塊が生じやすくなる。これらの大きな、あるいは速度の遅い塊りは、厚い蒸気膜に包まれてしまい水中を自然落下してそのまま温度降下していくか、または内圧破裂した後に徐冷されていく。もし溶融塊が十分な速度を持っていけば、発生する蒸気膜は排除され水と直接接触に近い状況となり、受ける流体力により変形して分裂し、その後表面張力により球形となる。その後、球形になった燃料は表面が固化していくうちに内圧が増加していき、内圧破裂する。その時に噴出した溶融燃料は再び流体力による分裂を受けるかあるいは球形粒子の破片とともにそのまま膜沸騰・遷移沸騰・核沸騰をへて徐冷されていく。このフローチャートによると、球形粒子ができて微粒子化が進むのは 2 の噴出の時と 3 の飛翔中の時であるが、噴出および飛翔の状況に差があれば微粒子にも差が出ることを例示してフローチャートの確かさを示したいと思う。

まず噴出および飛翔の状況に差を生じさせるものの一つとして発熱量が挙げられる。発熱量が低くて微粒子化の生じるしきい値近辺の発熱量では、被覆管の温度が高くなって強度が下がらないと燃料棒は破裂せず（実験番号 111-20B）、その時の破裂圧が低いために噴出速度も低くなる。しかし発熱量が大きくなると内圧上昇速度が大きいため被覆管温度が低いうちに破裂し、従って破裂圧を高く、噴出速度も大きくなるため、フローチャートの 2 および 3 における微粒子化が起りやすくなる。実際に、発熱量パラメータ実験で得た体面積平均径を発熱量に対してプロットすると Fig. 4.5 のようになり、発熱量の増加にともなって体面積平均径が小さくなっている。しかし発熱量がある一定の大きさになると平均径もさほど小さくはなっていないが、これは被覆管の強度がある一定のレベルすなわちほぼ常温で破裂するようになるため噴出速度にさほどの変化が生じてこないためと思われる。ここで、この考えを立証するために是非とも必要となるべき破損時の被覆管温度に関する情報が不足しているのは残念であるが、実験データの蓄積は今後の課題とし、ひとつの試算を試してみた。

燃料棒が破裂する時には、すでに溶融するに十分な発熱量が投入されており、有効発熱部の上下端ではギャップの閉塞が生じ、溶融した燃料と被覆管とが接触していることから、Fig. 4.6 (a)

に示したような2つの半無限体接触時の一次元非定常熱伝導モデルを考えて接触面での温度，ならびにプロフィール法により温度分布を求めると両者は次式で計算される。

接触界面温度： T_i

$$T_i = (T_c + T_p \sqrt{\frac{(\rho C \lambda)_p}{(\rho C \lambda)_c}}) / (1 + \sqrt{\frac{(\rho C \lambda)_p}{(\rho C \lambda)_c}}) \quad (4-1)$$

温度分布

$$|T_i - T(x)| = |T_i - T_0| \{- (x/\delta)^2 + 2(x/\delta)\} \quad (4-2)$$

ここで ρ : 密度, C : 比熱, λ : 熱伝導率であり添字 p は燃料ペレット, c は被覆管を表わす。さらに T_0 は初期温度で $x < 0$ の場合 $T_0 = T_p$, $x > 0$ の場合 $T_0 = T_c$ である。また δ は $\sqrt{12 \alpha \tau}$ で表わされ, ここに α は温度拡散係数, τ は時間である。

実験での燃料棒破損時の発熱量はおよそ $350 \text{ cal/g} \cdot \text{UO}_2$ なので, 完全断熱としてこの時の燃料温度を計算してみると約 3000°C である。被覆管の初期温度 T_c を 20°C として接触面温度を計算すると約 1150°C となり, その時の被覆管内温度分布は Fig. 4.6(b) のようになる。この結果によると, 接触した瞬間から 1, 5, 10 msec と時間が経過しても被覆管外表面の温度はさほど上昇しておらず, 実験で得ているデータと同じく $20 \sim 200^\circ\text{C}$ 程度であるが, 内面近傍ではしだいに高温となっており, 5 msec 後にはほとんど直線状の温度分布となっている。この時刻に被覆管が破裂したとしてその平均温度 600°C の時の破断圧力をこの場合の破裂圧力と仮定すると, 4.1 節で例示した時と同じく 10 MPa となり, 初期噴出速度 40 m/sec で噴出することになる。この結果から推測するに, 発熱部の上下両端でギャップを閉塞しその部分の被覆管温度は上昇していくものの, 発熱量が低い場合にはギャップガスを加熱圧縮する速度が遅いため, 被覆管温度が上昇して強度が低下した後に破裂するが, 発熱量が高い場合にはギャップガスの圧力上昇が速くおこり, 被覆管温度が上がる前に破裂圧力に達するものと思える。この破損時の状況の違いは有効発熱部両端にピーク部がない実験では顕著な差が現れており, 被覆管表面温度が $100 \sim 700^\circ\text{C}$ にならないと破損しておらず, この時の平均温度を前と同様の計算から 900°C として破裂圧力を求めると 2 MPa となり, 初期噴出速度が約 20 m/sec と遅くなる結果, 微粒子化が進まなかったと考えられる。さらに, 燃料棒初期内圧を 3 MPa に加圧して照射した実験では, Fig. 4.7 にその粒子径分布を示したとおり, 燃料はこれまでになく微細化しており, そのほとんどが $500 \mu\text{m}$ 以下の粒子であり, $2000 \mu\text{m}$ の綱目を持ったふるいには粒子はまったく残らなかったほどである。そのため体面積平均径は極度に小さく, $80 \mu\text{m}$ であった。このことから燃料棒破裂時の燃料噴出の差が微粒子化に最も大きな影響を与えることがわかる。

次に飛翔過程における違いが微粒子化に影響するという例を示す。それはカプセル径をパラメータとした実験であり, 燃料塊が飛翔できる距離を制限した場合である。その結果を Fig. 4.8 に体面積平均径と燃料棒からカプセル内壁までの距離の関係として示す。このように発熱量はほぼ同じであるが飛翔できる距離が小さくなるために, その間での流体力による分裂が妨げられて微粒子化が抑制されていることがわかる。

以上のように熔融燃料の噴出および飛翔の状況によって微粒子化の程度が異なっていることから, 反応度事故条件下における燃料の微粒子化は流体力学的効果によっておこる可能性が最も高いといえる。また球形粒子の内圧増大による微粒子化もあることは事実であるが, これらは流体

力学的微粒子化によって生じた球形粒子から生じるものであり、球形粒子が増えないとその効果は顕著に現れないから二次的なものと考えられる。この二次噴出過程に関してはあまりわかっていないので、ここでは二次噴出によってどのくらいの融体が噴出され、そのうちのどれくらいが機械的エネルギー転換率に寄与しうるのかを噴出量ならびに時間経過を調べて考察することにする。

Fig. 4.9 には発熱量パラメータ実験における微粒子化燃料を Fig. 4.3 の場合と同様に樹脂に埋め込んで金相試料を作成し、研磨して球形粒子の断面を観察し、その肉厚を測定した結果である。これによると、そのほとんどが直径の10%程度の肉厚しかなく発熱量にはほとんど影響されていない。ただ冷却水のサブクール度が変わると Fig. 4.10 に示したように若干の減少が見られるが、直径の7%程度に薄くなるだけであまりその差はない。そこでこの肉厚をもとにしてどの程度の量の熔融燃料が噴出するのかをまず試算してみると、肉厚が直径の10%である球形粒子の体積は、中実とした場合の球形粒子の体積の $\{1 - (1 - 2\frac{\delta}{D_0})^3\} = (1 - 0.512) = 0.488$ 倍(ここで δ は肉厚、 D_0 は直径)、すなわち約 $1/2$ である。よって中空部の体積も $1/2$ となるが、この中にはガスの占める体積も含まれるので、再噴出される燃料の体積はもとの球形粒子の体積の $1/2$ を越えることはないと言える。

次に、二次噴出が起こる時間を計算してみる。冷却固化の現象には、過冷却・核化・結晶成長および溶存ガスの析出などの物質固有の性質が介在し複雑であるが、ここでは Fig. 4.11 に示した冷却曲線に従うものとする⁽²³⁾ A-B は未固化状態である予冷期間で急な温度降下を示し、瞬間的な過冷却期を経て C-D の固化期間に移る。予冷期間では、液滴内の温度分布を無視した場合には次の関係式が成立する。

$$\frac{T - T_0}{T_i - T_0} = \exp \left\{ - \frac{3h \cdot t}{r \cdot C_{p1} \cdot \rho_1} \right\} \quad (4-4)$$

ここで、
 T_i : 液滴の初期温度 , T_0 : 雰囲気温度
 h : 表面での熱伝達率 , t : 時間
 C_{p1} : 液滴の定圧比熱 , ρ_1 : 液滴の密度
 r : 液滴の半径

である。固化が始まるまでの時間 t_c を求めるために h に膜沸騰熱伝達率のオーダーである $1 \times 10^5 \text{ kcal/m}^2 \text{ h}^\circ\text{C}$ を用い、 $T_0 = T_{\text{sat}} (\div 100^\circ\text{C})$ および $T_i = 3000^\circ\text{C}$ として t_c を求めると $t_c = 0.893 r \text{ [sec]}$ (ただし r の単位は [m]) となる。そこで、 $1000 \mu\text{m}$ の液滴は 0.89 msec 、 $100 \mu\text{m}$ の液滴は 0.09 msec となり瞬時にして固化期間に入ることになる。固化期間では固液界面の半径を r_i とすると時間 t との間には次の関係式が成立する。

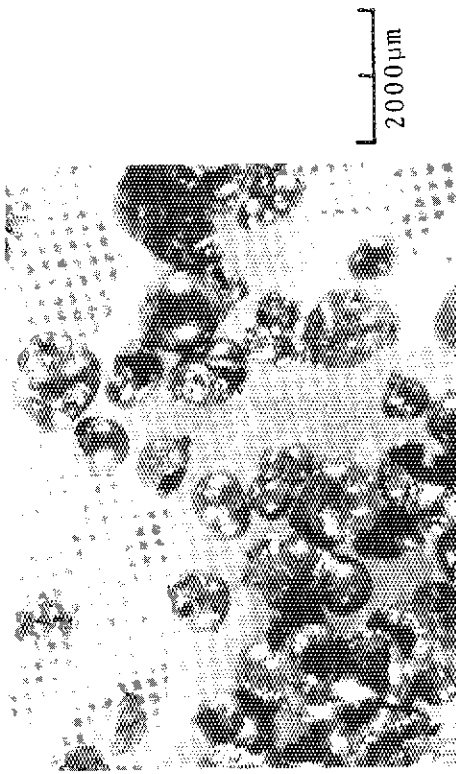
$$t = \frac{r \cdot \rho_s \cdot L}{b \cdot h (T_{1s} - T_0)} \left[2 + \frac{hr}{k_s} - \left(\frac{r_i}{r}\right)^3 \left\{ 2 + \frac{hr}{k_s} \left(2 - 3\left(\frac{r_i}{r}\right)^{-1}\right) \right\} \right] \quad (4-5)$$

ここで、 T_{1s} : 凝固点, ρ_s : 固体の密度, L : 潜熱, k_s : 固体の熱伝導率である。ここでも $h = 1 \times 10^5 \text{ kcal/m}^2 \text{ h}^\circ\text{C}$, $T_{1s} = 2800^\circ\text{C}$, $T_0 = 100^\circ\text{C}$, $\rho_s = 9.64 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$, $L = 67.4 \text{ kcal/kg}$, $k_s = 2.58 \text{ kcal/m h}^\circ\text{C}$ とし、 $r_i/r = 0.8$ とおいて直径の10%まで固化する時間を求めると

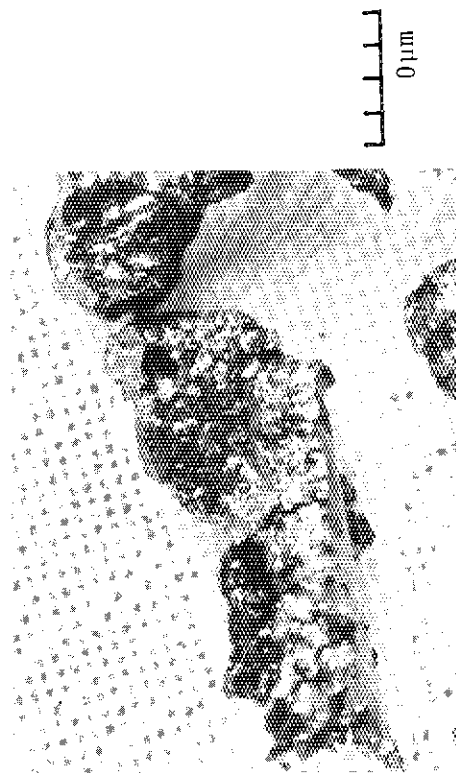
$$\tau = 3.91 \times 10^{-4} r + 29.5 r^2 \quad (4-6)$$

ただし、 τ の単位は[h]、 r の単位は[m]である。 $r = 1000 \mu\text{m}$ および $100 \mu\text{m}$ の場合の所要時間を計算してみると、それぞれ108 msec、1.2 msecとなる。

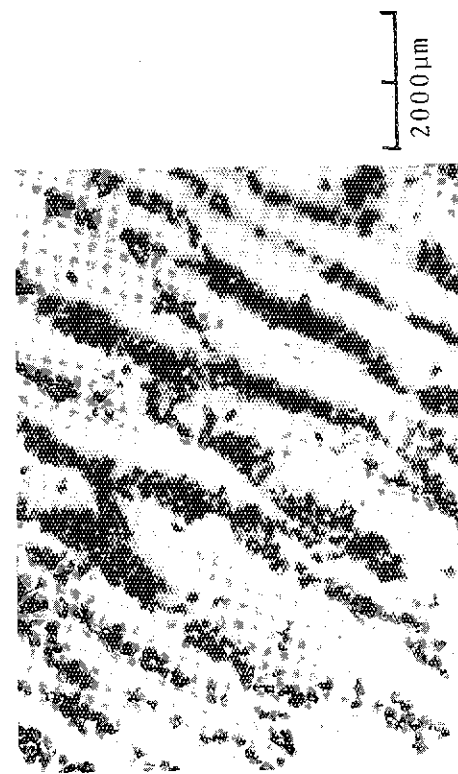
以上、球形粒子から内圧噴出する量は最大でももとの体積の $1/2$ であり、半径 $100 \mu\text{m}$ 程度の粒子は1 msec程度で内圧破裂することになるが、 $1000 \mu\text{m}$ 程度の粒子は100 msecのオーダーの時間が必要となる。水塊の上昇や衝撃圧は数 msec から数 10 msecの間に発生していることから、この時間帯での現象に寄与できる二次噴出は $100 \mu\text{m}$ 程度の小さな粒子に対して起こる場合のみである。さらに、 $1/2$ の中空部にしめるガスの体積を考えれば、二次噴出によって噴出する溶融燃料の保有するエンタルピは全燃料の数パーセントにすぎないが、機械の仕事への転換効率が大きい場合には機械的エネルギー転換率に十分に寄与する可能性が残る。現在のところ、これらの微小粒子に起こる二次噴出の機械的エネルギー転換率に対する影響を評価するには至っていない。



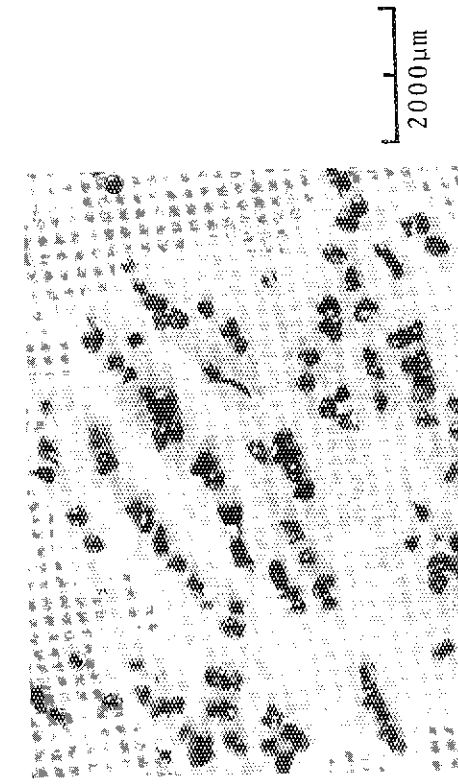
(1) ~ 4000 μm



(2) 1000 ~ 500 μm



(3) 250 ~ 125 μm



(4) 125 ~ 75 μm

Fig. 4.1 Apperance of fuel fragments in Test No.111-37 (432cal/gUO₂)

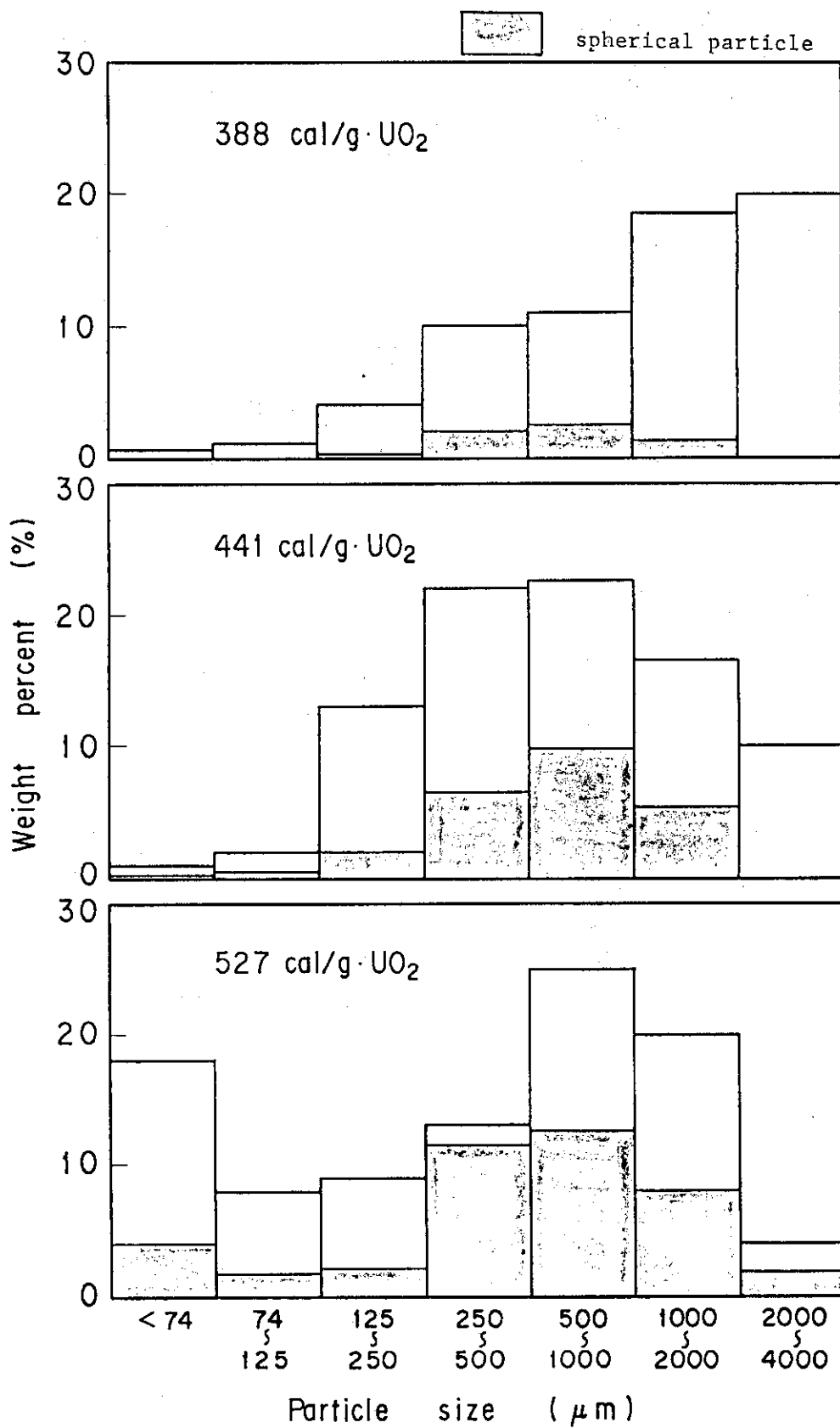
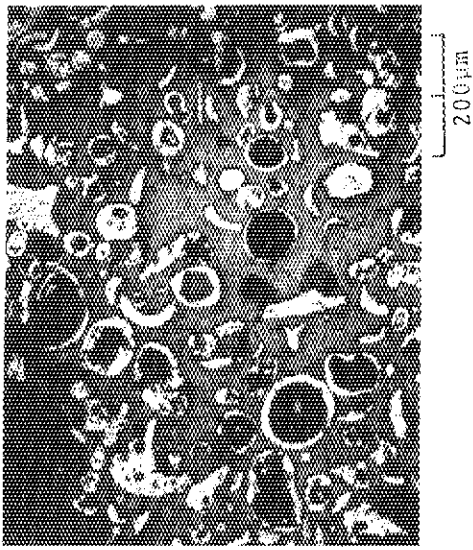
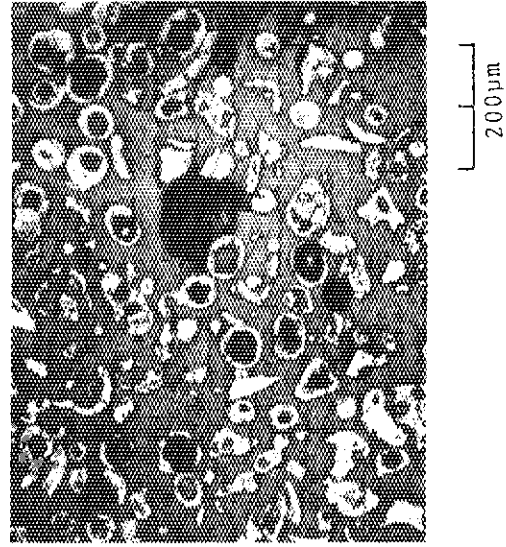


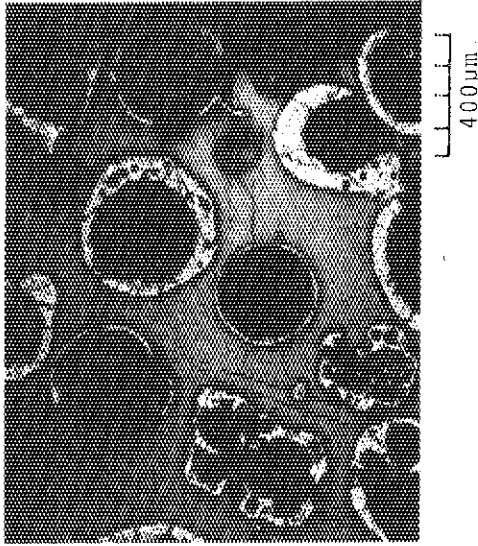
Fig. 4.2 Spherical particle rate in energy deposition parameter test



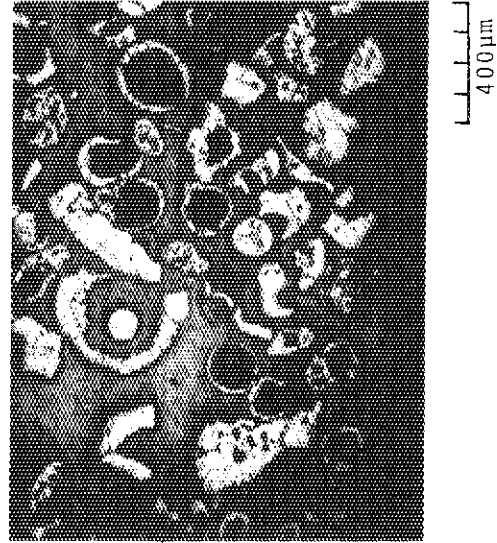
(5) 125 ~ 75 μm



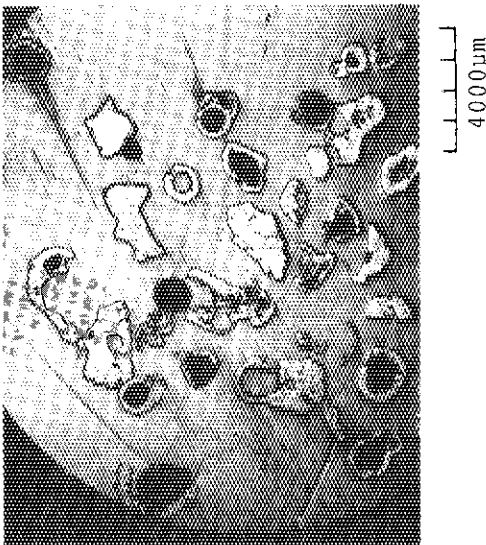
(6) ~ 75 μm



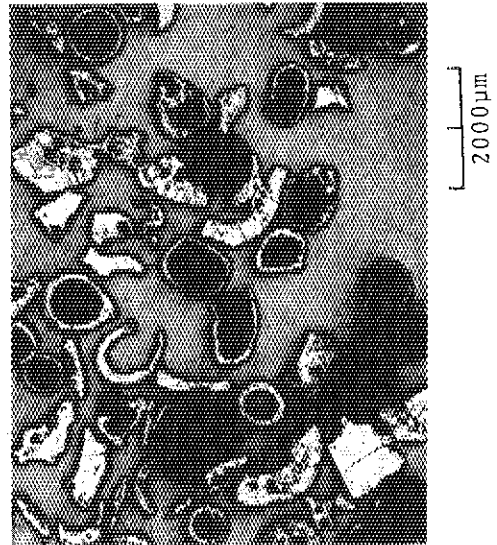
(3) 500 ~ 250 μm



(4) 250 ~ 125 μm



(1) 2000 ~ 1000 μm



(2) 1000 ~ 500 μm

Fig. 4.3 Microscopic photograph of cross section of fuel fragments in Test No.111-25 (555cal/gUO₂)

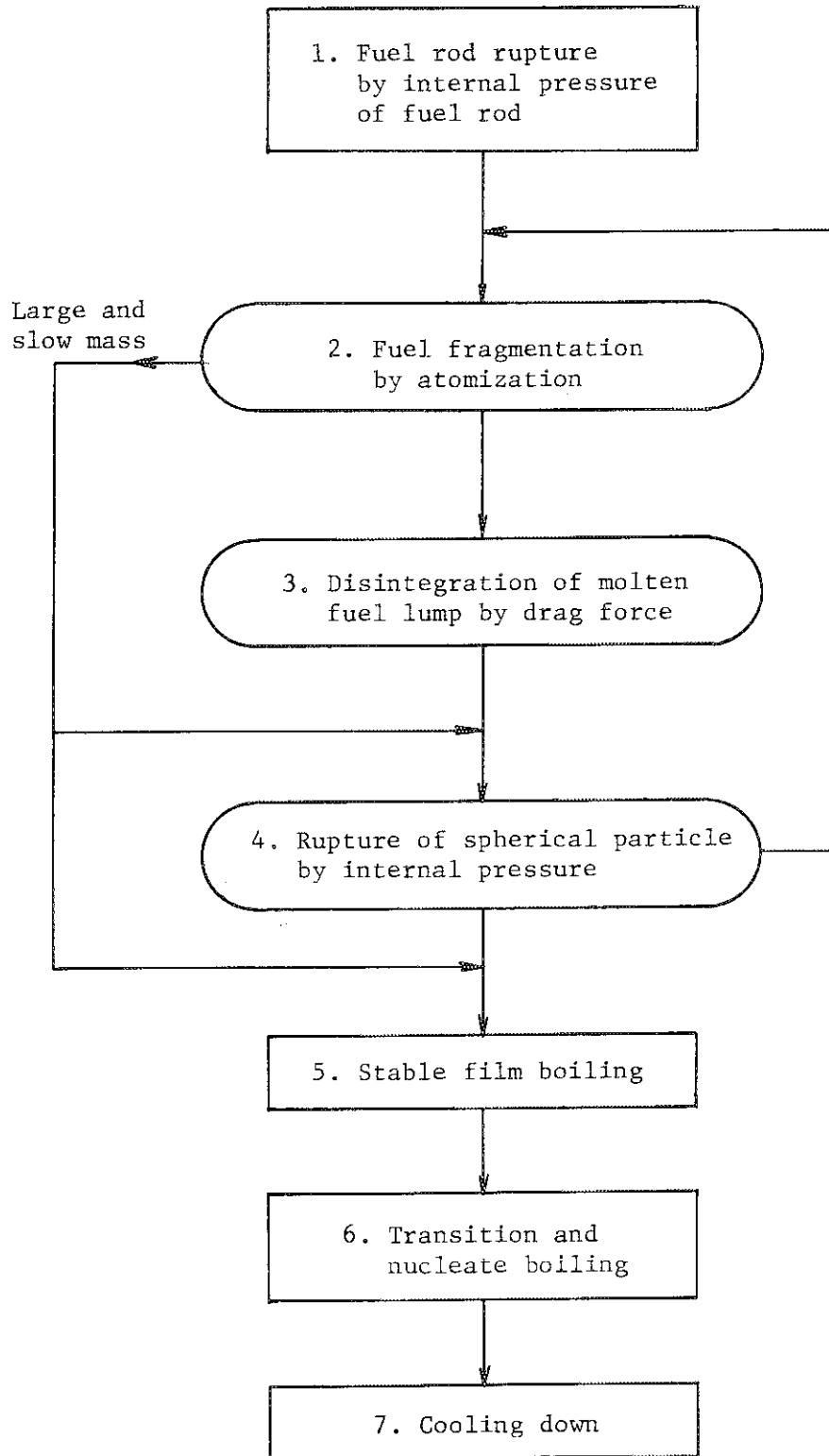


Fig. 4.4 Flow chart of fuel fragmentation process

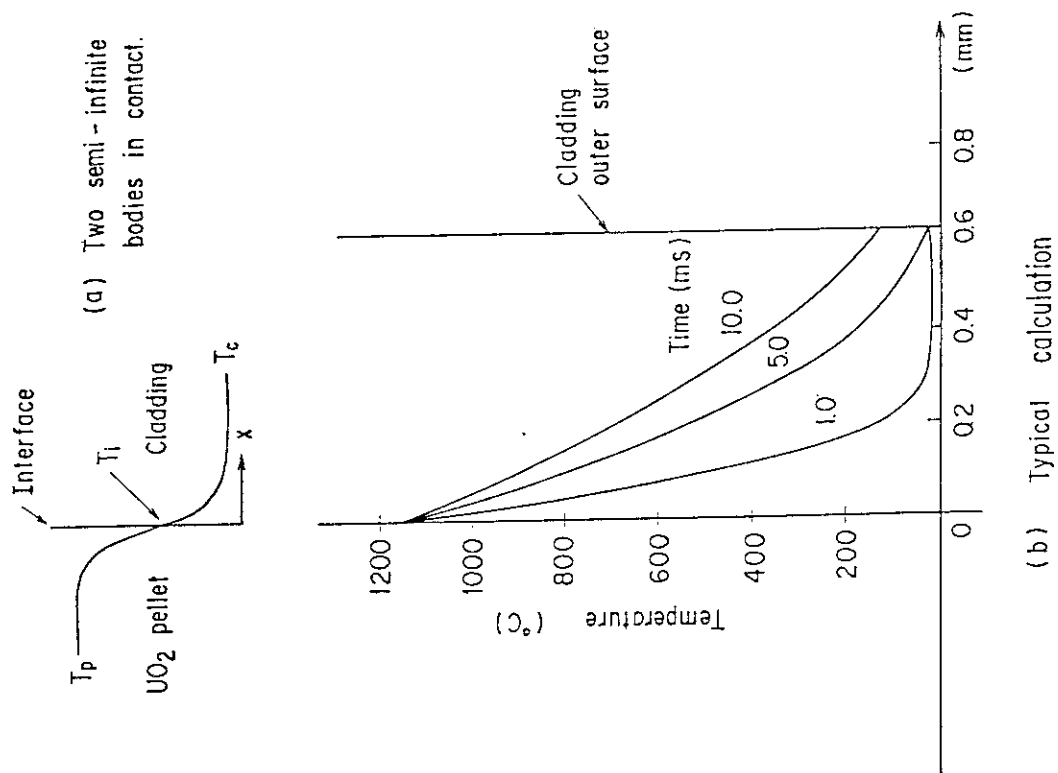


Fig. 4.6 Cladding temperature distribution

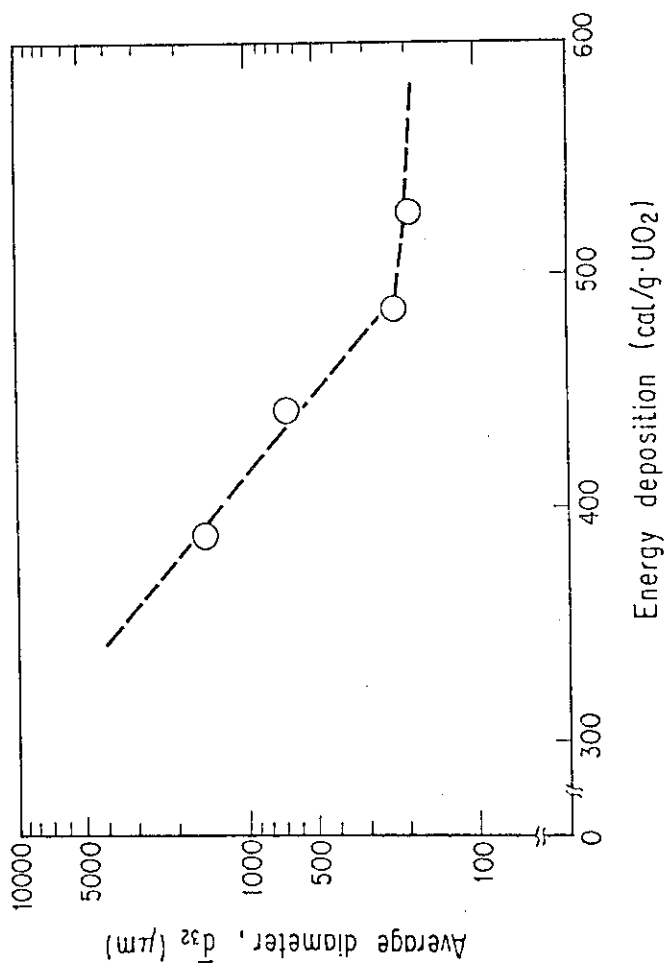


Fig. 4.5 Average diameter variation with energy deposition

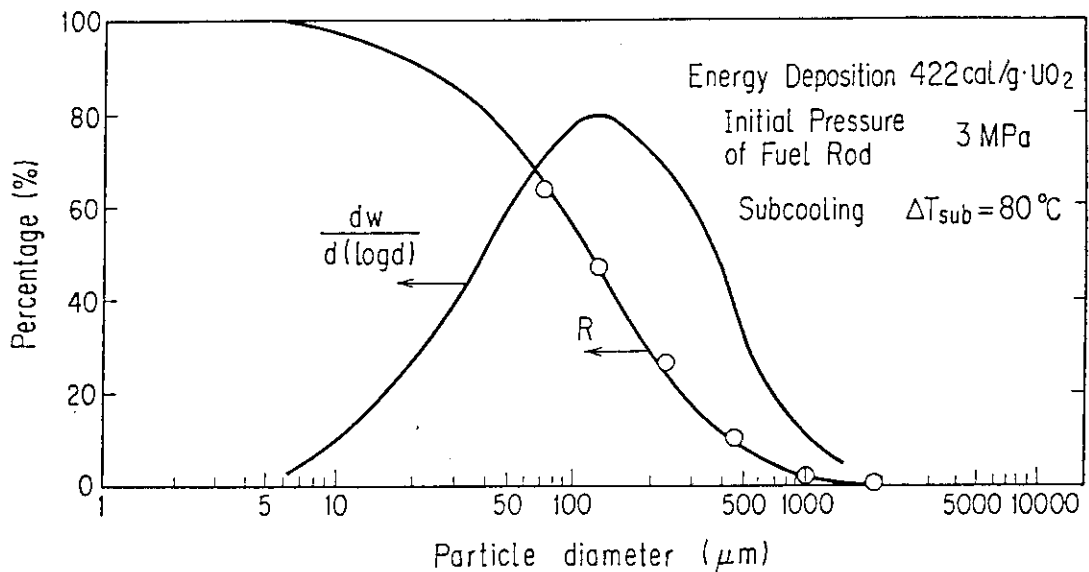


Fig.4.7 Particle size distribution of fragments in the high energy deposition test with pre-pressurized fuel rod

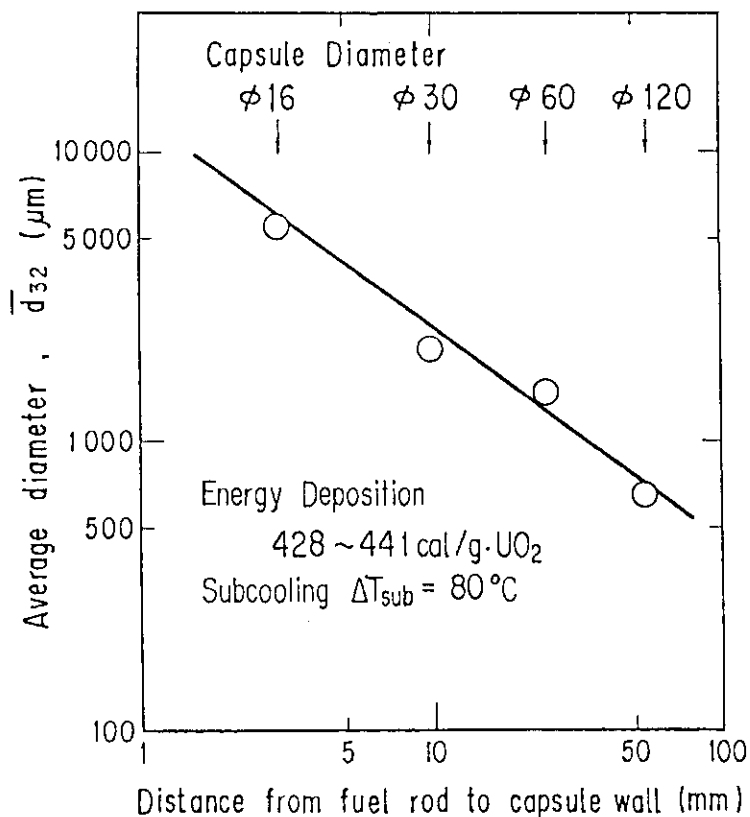


Fig.4.8 Effect of the capsule diameter on fuel fragmentation

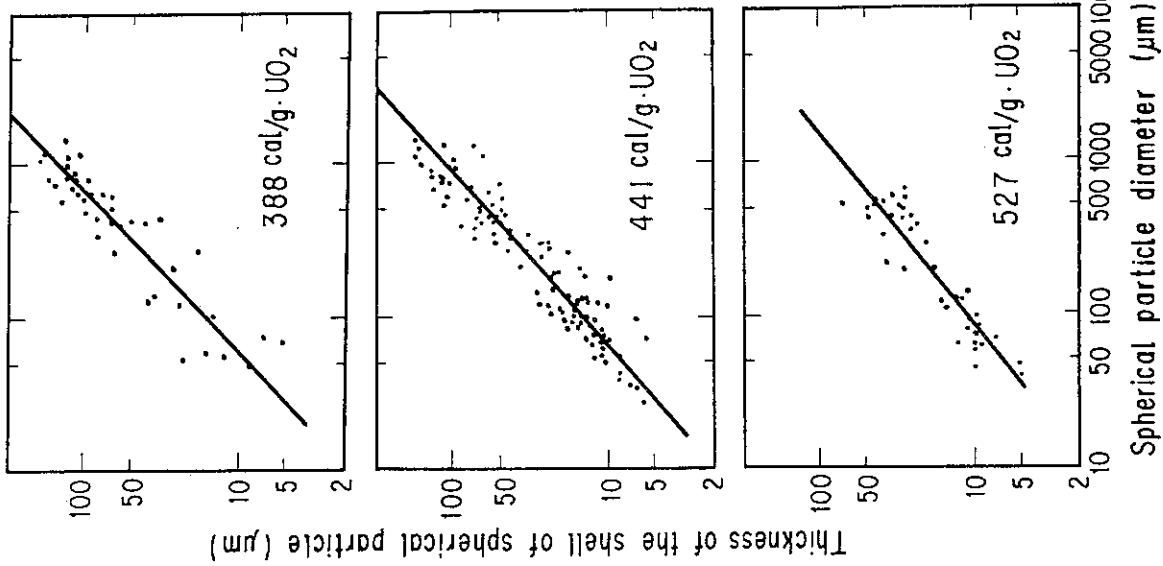


Fig.4.9 Thickness of the shell of once-molten spherical particles in the energy deposition parameter test

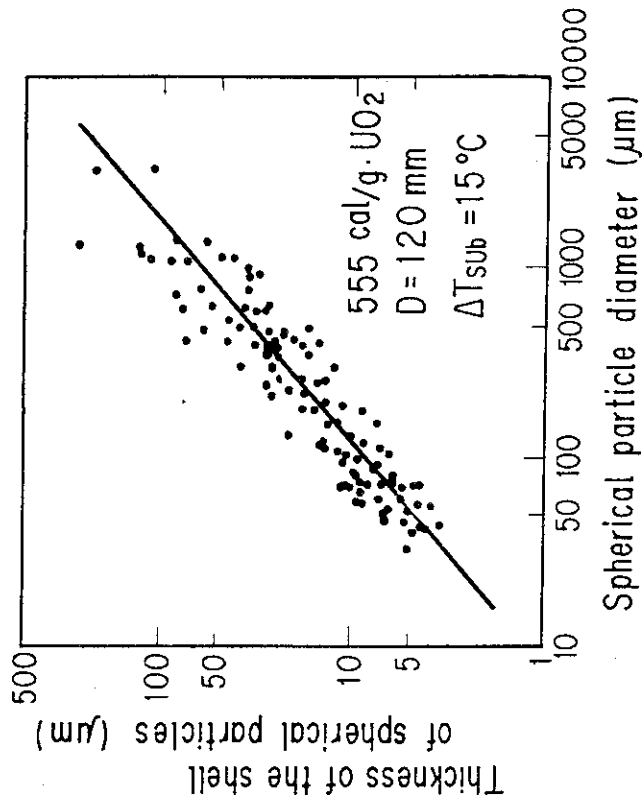


Fig.4.10 Thickness of the shell of once-molten spherical particles in the low sub-cooling test

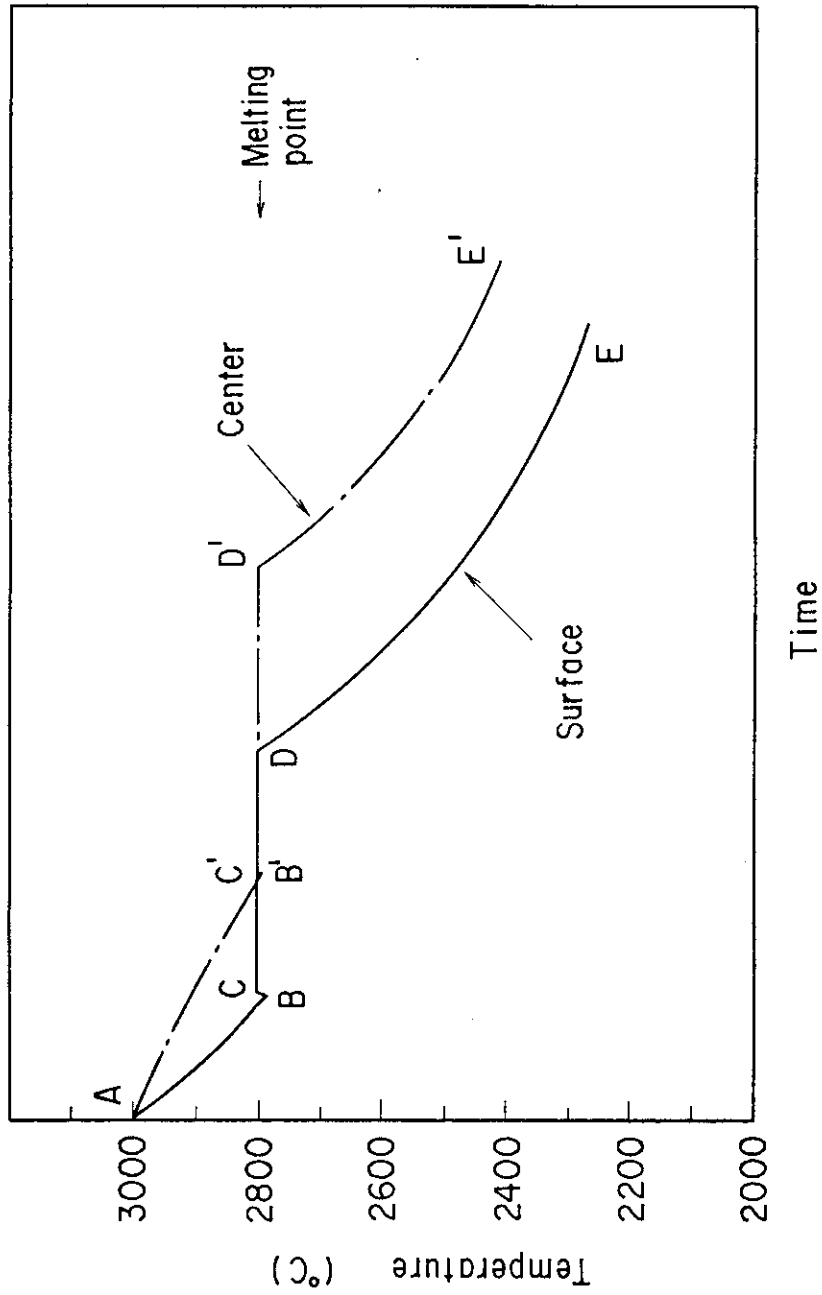


Fig. 4.11 An ideal cooling curve for a UO₂ droplet

5. 結 論

軽水型原子炉の反応度事故を模擬して、想定量以上の高発熱量を負荷した場合に生じるMFCCI に関し、NSRR実験で得た過渡挙動および実験後の微粒子化燃料を調べ、機械的エネルギーと燃料の微粒子化について検討を行った結果、次のような事がわかった。

- (1) 機械的エネルギーへの転換率は発熱量とともに増加し、冷却水のサブクール度及びカプセル径（水-燃料比）が減少するに従って低下する。
- (2) 照射後の微粒子化燃料の粒径分布は、対数表示のRosin-Rammler分布則により良く表示できる。
- (3) Rosin-Rammler分布則から求めた体面積平均径は微粒子化の程度を良く表現でき、機械的エネルギー転換率は体面積平均径に逆比例し、ほぼこの平均径によってその値は決まる。
- (4) 燃料の微粒子化は、燃料棒破損時に起こる一次噴出と、その時に生じた球形粒子からの二次噴出によって起こる。すなわち、燃料棒が内圧破裂すると高速で噴出するため、その際にWeber型流体力学的不安定によって微粒子化が生じる。また、一次噴出によりできた球形粒子が表面から冷却固化する間に内圧破裂を起こし、殻状粒子やさらに細かい粒子ができる。

6. 今後の課題

本報告は、機械的エネルギーと燃料の微粒子化について詳細に検討したものであるが、必ずしもすべての現象を定量的に理解しえたものとは言えず、今後の研究を待って確認しなければならない点が残っている。そこで今後の課題として残された問題を以下に列記する。

- (1) 被覆管破裂時温度の詳細な決定；これは破裂圧力を求める際に必要となり微粒子化の定量的予測を行う上で重要となる。これまでにも被覆管表面温度の測定は行っているが、現在のところ破裂圧力との相関はとれていない。従来の方法での温度測定は現象が非常に速いところなので進展は期待できないかもしれないので、ペレットの熔融・膨張による被覆管内壁との接触およびギャップガスの圧縮等のモデルを組み込んだ計算コードを作成して解析してみることが最良かとも思われる。
- (2) 加圧燃料を用いた高発熱量実験；今回、初期内圧を3 MPaに加圧した燃料棒を用いて高発熱量照射を行った結果、これまで以上に微粒子化が進み、転換率も1%を越える大きなものとなった。これは噴出による微粒子化が進んだためであるが、初期内圧との関係を求めるために、内圧をパラメータとした実験を行う必要があると思う。特にバーン・アップ燃料を考えた場合、燃焼によるFPガス発生のため内圧は上昇しているため、その必要性はさらに大きいと言える。
- (3) 模擬物質を用いた水中噴出実験；燃料の微粒子化を決定するものとして燃料棒破損時の内

5. 結 論

軽水型原子炉の反応度事故を模擬して、想定量以上の高発熱量を負荷した場合に生じるMFCl に関し、NSRR実験で得た過渡挙動および実験後の微粒子化燃料を調べ、機械的エネルギーと燃料の微粒子化について検討を行った結果、次のような事がわかった。

- (1) 機械的エネルギーへの転換率は発熱量とともに増加し、冷却水のサブクール度及びカプセル径（水-燃料比）が減少するに従って低下する。
- (2) 照射後の微粒子化燃料の粒径分布は、対数表示のRosin-Rammler分布則により良く表示できる。
- (3) Rosin-Rammler分布則から求めた体面積平均径は微粒子化の程度を良く表現でき、機械的エネルギー転換率は体面積平均径に逆比例し、ほぼこの平均径によってその値は決まる。
- (4) 燃料の微粒子化は、燃料棒破損時に起こる一次噴出と、その時に生じた球形粒子からの二次噴出によって起こる。すなわち、燃料棒が内圧破裂すると高速で噴出するため、その際にWeber型流体力学的不安定によって微粒子化が生じる。また、一次噴出によりできた球形粒子が表面から冷却固化する間に内圧破裂を起こし、殻状粒子やさらに細かい粒子ができる。

6. 今後の課題

本報告は、機械的エネルギーと燃料の微粒子化について詳細に検討したものであるが、必ずしもすべての現象を定量的に理解しえたものとは言えず、今後の研究を待って確認しなければならない点が残っている。そこで今後の課題として残された問題を以下に列記する。

- (1) 被覆管破裂時温度の詳細な決定；これは破裂圧力を求める際に必要となり微粒子化の定量的予測を行う上で重要となる。これまでにも被覆管表面温度の測定は行っているが、現在のところ破裂圧力との相関はとれていない。従来の方法での温度測定は現象が非常に速いところなので進展は期待できないかもしれないので、ペレットの溶融・膨張による被覆管内壁との接触およびギャップガスの圧縮等のモデルを組み込んだ計算コードを作成して解析してみることが最良かとも思われる。
- (2) 加圧燃料を用いた高発熱量実験；今回、初期内圧を3 MPaに加圧した燃料棒を用いて高発熱量照射を行った結果、これまで以上に微粒子化が進み、転換率も1%を越える大きなものとなった。これは噴出による微粒子化が進んだためであるが、初期内圧との関係を求めるために、内圧をパラメータとした実験を行う必要があると思う。特にバーン・アップ燃料を考えた場合、燃焼によるFPガス発生のため内圧は上昇しているため、その必要性はさらに大きいと言える。
- (3) 模擬物質を用いた水中噴出実験；燃料の微粒子化を決定するものとして燃料棒破損時の内

圧噴出が最も効果的であるという結論に達したが、このことをさらに確証するために、低融点物質（鉛・すずなどや、さらに融点の低い物質^{*}）を水中に高圧で噴出して微粒子化の様子さらには蒸気爆発の程度を調べる炉外実験を行い、また可視化することによってかなり詳細な情報が得られると思われる。

- (4) 周囲流体と高速の相対速度を有する高温球表面での熱伝達および蒸気膜の不安定性を調べる実験；蒸気爆発がおこるためには何らかの原因による蒸気膜の崩壊が必要であり、圧力波や温度降下によるクエンチ等がその原因であるとの報告が多くなされているが、本報告で述べたように高速で粒子が移動するために蒸気膜の形成が妨げられたり、あるいは蒸気膜ができたとしても排除されたりして、球の前縁はつねに直接接触に近い状況にあり、このことが蒸気爆発につながるものと思われる。さらに、破壊エネルギーの大きさを解析的に取り扱う際に微粒子化した粒子表面での熱伝達率が必要となる。そこで、水中を高速で移動する球か、あるいは速い流れに置かれた球の表面熱伝達率を測定するとともに、蒸気膜の不安定性を調べて蒸気爆発との関係を解析することが必要である。
- (5) 溶存ガス析出過程の定量的検討；球形粒子のほとんどが中空であり破裂孔を有することから、内圧破裂による微粒子化が起こっており、本報では、溶存ガスの析出による内圧増加が最も可能性があるとしているが、定量的検討までには至っていない。そこで溶存ガスの種類や溶解度を調べ、温度低下あるいは圧力誘発による析出過程を検討する必要がある。
- (6) 満水条件下での静圧上昇；これまでに機械的エネルギーを論じてきたことは、すべて開水面をもった体系を前提としたものであり、MFCIによって発生した蒸気が上部の水塊を持ち上げ水撃力を作用させる系を対象としてきた。そのために機械的エネルギーへの転換率にしても水塊の持つ運動エネルギーが最大になる時刻の値と定義している。しかしながら加圧水型原子炉においては開水面はなく満水となっている。このような場合においては、燃料棒破損時の蒸気爆発による破壊エネルギーはもとより、その後の沸騰による系内の圧力上昇も大きくなる。Fig.6.1は高温高圧カプセルを使ってBWR条件下で高発熱量照射実験を行った時の試験部容器内圧力挙動を示したものである。高温高圧カプセルの試験部容器には開水面がなく、上部の加圧器と細管で連結された構造であるため、この図にみられるようにMFCIによって第1次の圧力パルスが発生した後、沸騰によって内圧が比較的ゆっくりと上昇した第2次の圧力パルスが発生した。この実験では、圧力が細管を通して上部の加圧器に逃げたために圧力は降下したが、圧力の逃げ場がない場合にはさらに上昇し、MFCIによる圧力よりも大きくなる可能性があり、この圧力上昇の問題も検討しなければならない。

以上の事項をさらに検討し総括することができれば、原子炉の安全性に大きく貢献することができ、また、学術的にも価値ある知見となるものと思う。

* 例えば Asarcolo-158 など。これは文献(24)で使われたもので融点は70℃であり、これを用いると熱の影響を除外した実験が可能となる。

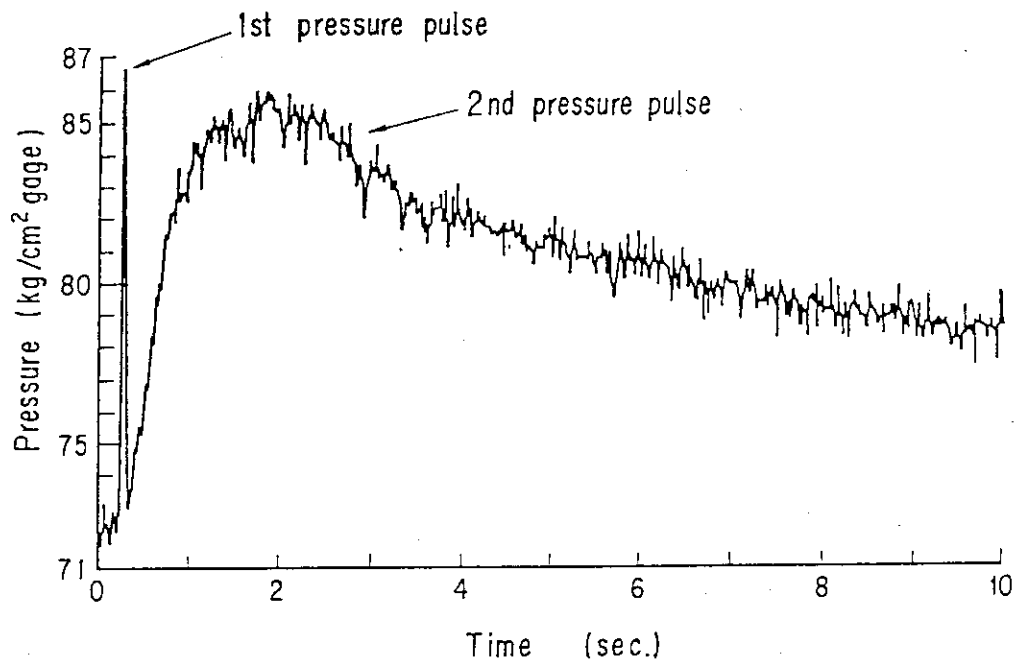


Fig.6.1 Transient data of internal pressure of capsule

謝 辞

本研究の遂行にあたり多くの助言をいただいた反応度安全研究室の方々、および実験の実施にあたり御協力をいただいたNSRR管理室の皆様へ感謝の意を表します。

参考文献

- (1) T.J. Thompson and J.G. Beckerly, The Technology of Nuclear Reactor Safety 1, MIT Press, 1964, pp.672.
- (2) R.W. Miller, A.Sola, R.K. McCardell, Report of the SPERT-1 Destructive Test Program on an Aluminum Plate-Type Water-Moderated Reactor, IDO-16883 (1964).
- (3) W.E. Kessler, Jr. L.N. Weydert, SNAPTRAN-2/10A-3 Destructive Test September 1969, IN-1370 (1970).
- (4) T.G. Taxelus, et al., Annual Report SPERT Project, October 1968 - September 1969, IN-1370 (1970).
- (5) P.E. MacDonald, et al., Assessment of Light-Water-Reactor Fuel Damage During a Reactivity-Initiated Accident, Nuclear Safety, Vol.21, No.5 (1980).
- (6) 星 篤雄, 他, 反応度事故条件下における未照射燃料の破損挙動, 日本原子力学会誌, Vol. 20, No. 9 (1978).
- (7) 反応度安全研究室, NSRR管理室, NSRR実験プログレス・レポート・6 (1978年1月～1978年6月), JAERI-M 7977, pp.6～11 (1978).
- (8) 床井博見, 他, 反応度事故に伴う破壊エネルギー発生機構の研究 — 炉外可視実験報告 —, JAERI-M 9840, (1981).
- (9) 床井博見, 他, 反応度事故条件下における高発熱量照射時の燃料微粒子化の形態 — 微粒化燃料の粒度分布測定および粒子の観察 —, JAERI-M 82-141, (1982).
- (10) 反応度安全研究室, NSRR管理室, NSRR実験プログレス・レポート・13 (1981年7月～1981年12月), JAERI-M 83-193, pp.5～8 (1983).
- (11) 日本粉体工業協会編, 造粒便覧, オーム社, p.21～24 (1975).
- (12) A.W. Cronenberg, R. Benz, Vapor Explosion Phenomena with respect to Nuclear Reactor Safety Assessment, NUPEG/CR-0245, TREE-1242 (1978).
- (13) H.K. Fauske, On the Mechanism of Uranium Dioxide-Sodium Explosive Interactions, Nuclear Science and Engineering, 51, pp.95-101 (1973).
- (14) M. Ochiai, S.G. Bankoff, Liquid-Liquid Contact in Vapor Explosion, ANS/ENS, Shicago Conf. (1976).

謝 辞

本研究の遂行にあたり多くの助言をいただいた反応度安全研究室の方々、および実験の実施にあたり御協力をいただいたNSRR管理室の皆様へ感謝の意を表します。

参考文献

- (1) T.J. Thompson and J.G. Beckerly, The Technology of Nuclear Reactor Safety 1, MIT Press, 1964, pp.672.
- (2) R.W. Miller, A.Sola, R.K. McCardell, Report of the SPERT-1 Destructive Test Program on an Aluminum Plate-Type Water-Moderated Reactor, IDO-16883 (1964).
- (3) W.E. Kessler, Jr. L.N. Weydert, SNAPTRAN-2/10A-3 Destructive Test September 1969, IN-1370 (1970).
- (4) T.G. Taxelus, et al., Annual Report SPERT Project, October 1968 - September 1969, IN-1370 (1970).
- (5) P.E. MacDonald, et al., Assessment of Light-Water-Reactor Fuel Damage During a Reactivity-Initiated Accident, Nuclear Safety, Vol.21, No.5 (1980).
- (6) 星 篤雄, 他, 反応度事故条件下における未照射燃料の破損挙動, 日本原子力学会誌, Vol. 20, No. 9 (1978).
- (7) 反応度安全研究室, NSRR管理室, NSRR実験プログレス・レポート・6 (1978年1月～1978年6月), JAERI-M 7977, pp.6～11 (1978).
- (8) 床井博見, 他, 反応度事故に伴う破壊エネルギー発生機構の研究 — 炉外可視実験報告 —, JAERI-M 9840, (1981).
- (9) 床井博見, 他, 反応度事故条件下における高発熱量照射時の燃料微粒子化の形態 — 微粒化燃料の粒度分布測定および粒子の観察 —, JAERI-M 82-141, (1982).
- (10) 反応度安全研究室, NSRR管理室, NSRR実験プログレス・レポート・13 (1981年7月～1981年12月), JAERI-M 83-193, pp.5～8 (1983).
- (11) 日本粉体工業協会編, 造粒便覧, オーム社, p.21～24 (1975).
- (12) A.W. Cronenberg, R. Benz, Vapor Explosion Phenomena with respect to Nuclear Reactor Safety Assessment, NUPEG/CR-0245, TREE-1242 (1978).
- (13) H.K. Fauske, On the Mechanism of Uranium Dioxide-Sodium Explosive Interactions, Nuclear Science and Engineering, 51, pp.95-101 (1973).
- (14) M. Ochiai, S.G. Bankoff, Liquid-Liquid Contact in Vapor Explosion, ANS/ENS, Shicago Conf. (1976).

- (15) D.J. Buchanan, A Model for Fuel-Coolant Interactions, Journal of Physics, D-7, pp.1441-1457 (1974).
- (16) L. Caldarola, W.E. Kastenberg, On the Mechanism of Fragmentation during Molten Fuel-Coolant Thermal Interactions, Proceedings of the American Nuclear Society Conference on Fast Reactor Safety, Los Angeles, (1974).
- (17) S.J. Board, R.W. Hall, R.S. Hall, Detonation of Fuel Coolant Explosions, Nature, 254, pp.319-321 (1975).
- (18) J.O. Hinze, Forced Deformations of Viscous Liquid Globules, Applied Scientific Research (A), pp.263-272 (1949).
- (19) R.O. Ivins, Interactions of Fuel, Clodding, and Coolant, ANL-7399, pp.162-165 (1967).
- (20) H. Schins, The Consistent Boiling Model for Fragmentation in Mild Thermal Interaction-Boundary Conditions, EUR/C-IS/677/73e (1973).
- (21) M.S. Kazimi, Theoretical Studies of Some Aspects of Molten Fuel-Coolant Thermal Interactions, Sci. D. Thesis, MIT, (1973).
- (22) M. Epstein, Thermal Fragmentation - A Gas Release Phenomena, Nuclear Science and Engineering, 55, pp.462-467 (1974).
- (23) 東畑平一郎, 他, 強制対流中における溶融液滴の固化について - 冷却曲線の検討 -, 化学工学第 32 卷第 1 号, pp. 50 ~ 55 (1968).
- (24) R.H. Bradley, L.C. Witte, Explosive Interaction of Molten Metals Injected into Water, Nuclear Science and Engineering, 48, pp.387-396 (1972).