総説

〔1〕 原子炉の自己制御性

武田 栄一*

Self-Regulation of the Nuclear Reactor

By E. TAKEDA

This is a review on the power excursion experiments such as SPERT, KEWB, etc., and refers also to their theoretical explanations.

I. 概 論

原子炉にある超過反応度を与え、炉の出力はその超過反応度と炉内における中性子寿命とによってきまる炉周期 (Reactor period) をもって時間とともに指数函数的に増加を始める。もしこの増加がいつまでも継続されるならば、その原子炉は暴走 (Run-away) することになる。けれども多くの型式の原子炉では、出力の増加に伴って炉心内部に発生するエネルギーが原因となって自己停止作用を誘発し、炉の出力上昇を極端な事態にいたらしめないということが数種の原子炉について実験的に確かめられている。このような自己停止作用をもつ原子炉はしばしば「固有の安全性」があるともいわれる。しかしどのような原子炉にも固有の安全性をもたせることはいまだできず、また安全性の高い種類の原子炉でも出力、圧力などの条件によっては固有の安全性の失われる可能性もある。

アメリカでは固体燃料軽水減速炉について BORAX - 実験 (1954~55)⁽¹⁾⁽²⁾、さらにそれを拡張して広範囲の条件での SPERT (Special Power Excursion Reactor Tests) - 実験 (1956~)⁽³⁾⁽⁴⁾ を行っており、また均質の軽水炉については SUPO についての実験、KEWB (Kinetic Experiments on Water Boilers) - 実験⁽⁵⁾⁽⁶⁾ が行なわれ、種々の条件の下での脱走 (Excursion) についての知識がえられつつある。なお、ほぼ同種の実験は TRIGA 炉⁽⁷⁾ などについても行なわれた。これらの実験の多くは種々の大きさの超過反応度を段階的に与えて、それによる出力上昇の時間的変化、温度変化、圧力変化などを求めるものであり、また一部にはある勾配をもって超過反応度を増加させながら過渡的变化を調べる実験も試みられている。前者を Step 試験、後者を Ramp 試験と呼ぶ。

これらの試験は炉の固有の安全性を調べ、原子炉が万一制御力を失ったとき、どのような行動をするかを知らうに貴重なデータを提供するものである。な

お、原子炉の事故を考える場合、反応度が完全に Step で挿入されることはなく、多少とも勾配をもって反応度の増加することが考えられるが、Ramp 試験の結果はある程度 Step 試験の結果から理解することができ、また Step 試験の方が理論的解析が簡単にできる利点があるように見受けられる。

一般に固有の安全性のある原子炉であれば、段階的な反応度挿入のさい、最初はある炉周期で出力を増すが、炉心に熱の発生があるため炉心温度は上昇し、それがなんらかの負の温度係数を誘起し、出力上昇の周期を長びかせていって、ついにはある時間ののち最高の出力を記録したのち、以後出力は低下し始める。このときにもなお熱の発生があるから温度は上昇を続け、ついにある温度で炉心からの熱の放散と炉心での熱の発生とが釣り合う状態になり、温度も出力もそれぞれ定常値に落ちつくことになる⁽¹¹⁾。以上の変化は一般にかなり短い時間内に起こるもので、原子炉の過渡的行動についての代表的な変化であるが、実際のデータは種々の条件により影響をうけ一層複雑なものとなる。

さて、上記の段階的反應度増加のさい見出される最高出力値、この出力変化の間の全発生エネルギー、燃料棒の最高温度、炉心部の最大圧力は、この脱走から起こる災害の評価に対して重要な尺度となる。まず発生エネルギーが比較的少なく、核燃料および炉心容器の破損を生じない場合には、炉の定格出力を大きく越える過渡的出力のさいの遮蔽の不十分さからくる照射が問題となるであろう。しかしこの影響は炉の附近にいる人間に対してのみ問題となり、少し離れば特別な問題は起こらないであろう。

単なる脱走が暴走となるかどうかについて重要なことは、核燃料の熔融破損ならびに炉心容器の破壊である。これらの事態がどのような程度の脱走から問題に

* 東京工業大学 原子炉研究施設 (Res. Lab. of Nuclear Reactor, Tokyo Inst. of Technology)

なるかを知ることが非常に大切である。ある災害報告書では12個の燃料要素からなる炉心を断熱的に加熱するとすれば約 31 MW・sec の全発生エネルギーでその融点に到達させることを計算している。しかし暴走破壊についての試験はただ1回 BORAX-I 炉についてのみ実施された⁽²⁾。その場合には約30個の燃料要素からなる炉心に 3.3% の超過反応度を与え、初期炉周期 $\tau = 0.0026$ sec としたとき燃料板の大部分の熔融が起こり、そのさいの全エネルギー発生は 135 MW・sec に達し、また炉心の最高圧力は 400 気圧以上（おそらく 700 気圧以上）に達した。しかし $\tau = 0.005$ sec の場合には燃料の熔融は起こらなかった。

BORAX-実験の結果はそのご SPERT-実験で補足され、たとえば燃料板間の軽水の層の厚さをへらすと反応度に対するボイド係数が1桁も大きくなりうることなどが明らかにされた。したがって中性子寿命を長くしたり、ボイド係数を大きくしたりすることによって、上記の値より大きな超過反応度を与えても燃料板の熔融を起こさぬことも可能と考えられる。しかしながら安全の側に立っていえば、普通程度の大きさの炉心に対して数十 MW・sec 以上のエネルギーの急激な

放出は燃料体を融解に導く可能性があるから、慎重な注意が肝要である。また逆にいえば、それまでに達しない脱走であればさほど恐れることもないといえそうである。

最後に脱走あるいは暴走で作られる放射能についていえば、出力の大きな定常運転の原子炉であれば、平常運転で燃料体内に蓄積されている放射能の方が脱走時の異常出力変化で作られる放射能よりはるかに大きいものと考えられる。けれども、ごく小出力の原子炉の場合には後者の方が大きくなる可能性がある。

II. BORAX および SPERT-実験の概要⁽¹⁾⁻⁽⁷⁾

1. 炉心の構造

BORAX-実験は最初の沸騰水型原子炉の実験であって、MTR 型燃料要素を軽水タンク内に配列したものである。この系列の実験は BORAX-I 炉および BORAX-II 炉の2つについて行なわれ、後者は前者にくらべて燃料要素当りの U^{235} 含有量を低く、また燃料板間隔を大きくとってある。第1表にその要項を示す。

第 1 表 BORAX-炉の炉心の要項

	炉 — I	炉 — II
炉心内の Al の容積／炉心内軽水の容積	0.626	0.422
U^{235} 含有量／燃料要素 (g)	138.6	93.4 または 157.3
燃料要素当りの燃料板枚数	18	10
燃料板中心間隔 (mm)	4.50	8.23
温度上昇による	27° → 93°C	0.45 % k_{eff} †
反応度減少	27° → 138°C	0.76 % " †
(測定値)	27° → 216°C	1.57 % " †
炉心部軽水の10%を水蒸気で置換えたときの反応度減少 (93°Cにおける計算値)	2.4 % k_{eff}	1.0 % k_{eff} †
実効的中性子寿命 (sec)	6.5×10^{-5}	7.5×10^{-5} †

† 低いウラン含有量の燃料要素についての値

SPERT-実験は1から5までの実験が実施または計画されているが、今日までのところ1についてのみ発表されている。このうちSPERT-1の実験はBORAXの炉と大体同じく軽水で減速、反射される型であるが、機械的強度をまず工夫がされ、1956年以来大気圧下での実験が行なわれている。燃料板は90%以上に濃縮された U-Al 合金を Al で被覆したものをを用いている。SPERT-1 炉はそのご燃料板間隔、したがって Al / 軽水 容積比を変化できるように作り変えられた。それで前者を炉心A、後者を炉心Bと名づけて区別して

いる。炉心Bで間隔を変えるとボイド係数が相当広い範囲に変化するが、他の特性にはあまり大きな変化は起こらない。炉心Bでは3つの異った配置について実験が行なわれた。そのうちB-12/64という配置は要素当り12枚の燃料板を用いたもので、最大64個までの燃料要素を用いる。燃料板の間の軽水の層の厚さは4.81 mmである。B-16/40の配置は要素当り16枚の燃料板を含み、最大40個までの燃料要素を用いる。燃料板間の軽水層の厚さは4.81 mmと1.65 mmの2種類が試みられた。B-24/32の配置についても同種の表現で

あり、この場合は水層の厚さは1.65mmであった。これら SPERT-1 炉心の特性は第2表に示される⁽⁴⁾。

第2表 SPERT-1 炉心の特性

	A-17/28	B-12/64	B-16/40	B-24/32
臨 界 質 量 (kg)	3.9	4.3	3.6	4.3
H/U 比	325	759	537	269
金属 / 軽水 比	0.79	0.46	0.63	1.14
可能な k_{ex} , ($\% \Delta k$)	3.9	3.0	3.9	4.6
充填全 U^{235} 量 (kg)	4.70	5.38	4.48	5.38
温度による反応度減少 $20^\circ \rightarrow 90^\circ C$ ($\% \Delta k$)	1.10	1.01	1.17	1.21
$20^\circ C$ における温度係数 ($\% \Delta k / ^\circ C$)	-0.5×10^{-2}	-1.3×10^{-2}	-1.2×10^{-2}	-0.8×10^{-2}
$95^\circ C$ " " "	-2.0×10^{-2}	-1.4×10^{-2}	-2.4×10^{-2}	-2.4×10^{-2}
平均ボイド係数 ($\% \Delta k / cc$)	-3.5×10^{-4}	-0.65×10^{-4}	-2.0×10^{-4}	-5.1×10^{-4}

以上の特性をもつ炉心は直径1.24 m、高さ3.2 mの原子炉容器内に設置され、それはまた直径約3 m、深さ約5 mのピット内に設置された。

なお、制御は5本の板状の制御棒で行なわれ、そのうち4本は放射状に設けられシム兼安全棒として働き、他の1本は炉心の中央に設けられて脱走実験のた

めに使われた。

2. 過渡試験の順序

ある与えられた構造の炉心の過渡的行動をしらべるための実験は第1図に示す順序にしたがって行なわれる。

3. SPERT-1 Step 試験の結果

SPERT-1 A 炉心について、ある超過反応度を段階的に与えた場合の結果の代表的なものを第2図および第3図に示す。第2図は比較的小さな超過反応度の場合で、その値は $0.76\% \Delta k$ 、その初期の炉周期は110 msec であった。この例に示されるように比較的に長い

炉周期の場合には燃料板の表面温度は水の沸点に近い平衡温度まで割合に単調に近づいてゆくが、出力のピークが起こるまでには飽和値に到達しない。またこの場合の圧力変化は小さい。

第3図は超過反応度 $1.1\% \Delta k$ の場合で、初期の炉周期は16 msec であった。この割合に短い炉周期の過

第 2 図 SPERT-1 過渡試験 No. 1412

渡変化は上の場合と様子が大分ちがひ、表面温度は出力ピークの起こる以前に飽和値に達し、出力が下がってから最高温度に到達する。その後は温度も減少をはじめ、出力の最初の谷に対応したときに著しい温度の低下が見られ、その後は沸点の近くの温度を保つ。一方圧力の過渡変化は2つの圧力の高い範囲が区別され、その中間のところでは平常の圧力以下に下がっている。最初の圧力の山は最高出力値のすぐあとで起こり、ほぼ温度の最高値と同じときに起っている。2回目の圧力の山は出力が一旦最小値を経たのち増加

第 3 図 SPERT-1 過渡試験 No. 1468

をはじめ、その最も増加割合の大きな時刻に現われている。

なお脱走の場合の出力変化は、同一の炉周期に対してもその他の条件によって多少の変化が見られ、たとえば同一の炉周期 (14 msec) の場合の BORAX-1 と SPERT-1 の結果は第4図に見られるようにちがひがあり、BORAX のときは出力の谷のあとで出力の振動が起こるのに反して SPERT ではそれが見られない。また初めの水溫が変わったときのちがひは第5図に示される。これから最初の出力ピークの形は水溫に

第 4 図 BORAX-1 と SPERT-1 との出力変化の比較

ほとんど関係しないが、その後の出力変化は水溫によって著しく変わることがわかる。

つぎに常温で、炉周期を 3 sec ~ 7 msec の範囲で変化させたときの、炉出力の最高値、出力最高値までの時間における発生エネルギー、燃料板表面温度の最高値、炉心タンク底部の最高圧力値の変化を第6~9図に示す。なお、各実験の点は各炉周期で5回ずつ繰返した平均値である。

第 5 図 初期水溫による出力変化の変化

第6図より出力最高値は超過反応度が0.74%というちょうど即発臨界の附近から上のところでは、炉周期の逆数 α の1.7乗で変化することが知られ、また即発臨界以下の範囲では、出力最高値は α の0.8乗で変化することが見られる。この2つの範囲のふるまいの相違は遅発中性子の寄与の有無に関係するものと考えられる。第7図では α の大きくなるとともに出力最高値までの時間に発生するエネルギーはほぼ直線的に増大

第 6 図 出力最高値の α による変化 第 7 図 出力最高値までの時間に発生したエネルギーの α による変化 第 8 図 燃料板温度と α との関係 第 9 図 炉心タンク底部で測った最高圧力と α との関係

することが知られる。ただし α が小さいところでは直線から外れている。第 8 図では α が 140 程度までは燃料温度は Al の融点よりかなり低く安全であることを示している。これは中性子寿命を $50 \mu\text{sec}$ として約 1.5% の超過反応度の場合に相当している。BORAX の破壊試験においては $\alpha = 200$ では燃料板の融解が起らず、 $\alpha \approx 380$ で燃料板の完全な融解の起こることを示した。BORAX-1 炉の中性子寿命は $6.5 \times 10^{-8} \text{ sec}$ であったから、前者は約 2.05% の超過反応度に、また後者は 3.3% の超過反応度に相当している。

第 9 図は炉心タンク底部で測った圧力のピーク値を α に対して記録したものであるが、SPERT の結果だけからすると、 $\alpha = 200$ でも最高 10^2 psig ($\approx 8 \text{ 気圧}$) 程度にしかならぬものと推測され、これは BORAX の破壊試験における $\alpha \approx 380$ で 10^4 psi ($\approx 700 \text{ 気圧}$) という値とかなりの相違を示している。

なお、第 6, 7 図の結果を組み合わせると、出力のピーク値 P_{max} と炉周期 τ との積は出力ピーク値までに発生したエネルギーと直線関係にあることが示される。同様なことは最初の出力ピークの間全発生エネ

ルギーについても成り立つ。この関係は簡単な理論で後に立証される (第 10 図参照)。

BORAX
—実験値に合せた直線 ———(14)式の理論
第 10 図

以上の結果は主として SPERT-1 A 炉心についてえられた結果であるが、ボイドの影響を調べる目的で行なわれた B - 炉心の実験をも合わせて結果をまとめると次のようである。

- (a) ピーク出力は α が即発臨界に対応する値 ($\alpha \approx 7 \text{ sec}^{-1}$) まで α とともに直線的に増大する。
- (b) 即発臨界以上ではピーク出力値はほぼ α^2 で増大する。
- (c) ピーク出力の時間までに発生するエネルギーは即発臨界に達するまでは大体一定であり、即発臨界の近くで少し下がり、それより α が大きくなると急上昇をする。
- (d) 最高出力時の燃料板表面温度の上昇は大体発生エネルギーと同様に α によって変化し、ピーク出力の後におこる燃料板表面最高温度はどの炉心についても α とともに単調に増大する。
- (e) 炉心内の特定の位置で測った過渡的な圧力は α が 50 sec^{-1} 以上の脱線に対して著しく現われ、その範囲では大体 α^2 で変化する。
- (f) ボイド係数が減少すると、ピーク出力値、ピーク出力までの時間に発生するエネルギー、燃

料板温度上昇などは増大する。

4. SPERT-1 Ramp 試験の結果

反応度を時間とともに直線的に増加してゆく傾斜試験は均質炉実験でも行なわれたが、SPERT-1A-炉心については反応度の増加割合の $0.1\% \Delta k/\text{sec}$ と $0.01\% \Delta k/\text{sec}$ の 2 つのグループの試験が試みられた。それぞれの場合、脱走の起こる以前の原子炉の定常出力の値が大きな影響を示すことが知られた。その結果を第 11 図および第 12 図に示す。このうち第 11 図は速やかな増加割合についての結果であり、出力が相当程度まで上昇するまでには長い反応度増加の時間を要し、その後は出力は急上昇をして、階段的な反応度増加の場合と類似したピークを生ずる。ピークのあとでは出力は漸減して一旦最小値を生じ、それから再び上昇する。このグループの曲線の著しい特徴は、最初のピークの性質は脱線開始時の出力レベルに影響を受けるけれども、そのあとのふるまいは明らかに影響を受けないことである。初めの出力レベルが低いと出力ピークの出現を遅らせ、またピークの高さを増す。またこのグループ試験では出力ピークは常に即発臨界のうちに現われている。

第 11 図 Ramp 試験における出力変化

第 12 図

第12図に示したおそい反応度増加率の場合にも大体類似の変化を示すが、10kW から始まった試験では最初の出力ピークに相当したものは連続的に上昇する曲線の小さな不規則性の程度に終わっている。またこのグループの最初の出力変動は即発臨界に達する以前に起こっており、そのあとの原子炉出力は最初の出力レベルには関係なく同様な変化を示す。

次に Ramp 試験の結果を Step 試験の結果と対応させて観察すると次のことが注目される。

- (1) 出力- α 曲線の勾配の最大な炉周期の逆数値を $\alpha_{\max}$ とすれば、もしその時までに加わった反応度

が Step で挿入された場合にえられるものと同じである。第13図(次頁)には Ramp 試験のとき $\alpha_{\max}$ に対してピーク出力を示してあるが、Step 試験のデータは第 6 図に示したものを実線で併記した。後の場合は横軸を α にとつてある。両者の結果はよく一致していることが知られる。このことから $\alpha_{\max}$ に到達した後に加えられる反応度はその後のふるまいに大きな影響を与えないことが知られ、また Ramp のときの出力脱走は $\alpha_{\max}$ のみに着目した同等の Step による脱走によって特徴づけられることがわかる。また、ある反応度を Ramp で与えられたときと、Step で加えたとき

第 13 図 出力最高値の α による変化

ピーク出力値をくらべると、前者の方が常に小さく、大体後者の0.2~0.7倍の程度である。

5. 各種脱走実験におけるピーク出力の比較

BORAX および SPERT-1 については第6図に示したように、 α の函数としてのピーク出力の関係は KEWB および TRIGA 炉についても求められている。それらを同一の図面に書き表わすと第14図の通りである。

Ⅱ. 炉の出力脱走の理論的解釈

1. 超過反応度と炉の安定周期

ある超過反応度を炉心に与えたとき原子炉出力の上昇が起こるが、その安定な炉周期は通常“逆時間公式”で示される。この式は通常空間的に不変な組成をもち、1つのエネルギー群についての動特性の方程式

第 14 図 炉周期によるピーク出力の変化

から導かれるものであり、次のように書き表わせる。

$$\frac{k_{ex}}{k_e} = \frac{l}{k_e T} + \sum_{i=1}^n \frac{\beta_i}{1 + \lambda_i} T \quad (1)$$

あるいはまた

$$k_{ex} = \alpha \left(l + \beta \sum_{i=1}^n \frac{a_i}{\alpha + \lambda_i} \right) \quad (2)$$

とも書ける。ここに $T=1/\alpha$ は炉周期、 k_e は実効増倍率、 l は炉内における中性子寿命、 $\beta_i = \beta a_i$ は遅発中性子の割合、 λ_i は遅発中性子の親の寿命である。

k_{ex} が小さなきときは、遅発中性子の作用で、上式の示すように T は割合い大きなものとなることは周知のことであるが、 k_{ex} が $\beta = \sum \beta_i$ にくらべて大きいときには $k_{ex} - \beta k_e = k_{ex}^p$ によって炉周期が与えられるようになる。 k_{ex}^p は即発超過増倍率と呼ばれる。

$$T = \frac{l}{k_{ex} - \beta k_e} = \frac{l}{k_{ex}^p} \quad (3)$$

また、ある一定の Ramp 割合で反応度の増す場合には、 k_{ex} が βk_e より小さい場合は Step の場合と同様緩やかな変化となるが、 k_{ex} が βk_e をこすと急激な出力の上昇を示し、

$$k_{ex}^p = k_{ex} - \beta k_e = \gamma t \quad (4)$$

で変化する。ここに t は反応度が βk_e を超したのちの時間であり、 γ は Ramp 割合である。いま遅発中性子の効果を無視すれば、中性子密度の変化は次式で与えられることとなる。

$$n = n_0 e^{\gamma t/2} \quad (5)$$

ここに、 n_0 は k_{ex} が βk_e に等しくなった時の中性子密度である。

2. 炉の動特性に無関係な出力脱走の関係⁽¹²⁾

逆周期 (炉周期 T の逆数) α をもって始められた初期の炉の出力 ϕ の変化は

$$\phi = \phi_1 e^{\alpha t} \quad (6)$$

で与えられる。ここに α は (2) 式で k_{ex} と結ばれているが、超温反応度は脱走に伴う熱の発生により変化する。それゆえ (2) 式では脱走の開始された時における $k_{ex} = k_0$ をとるべきである。

つぎに、出力の増大するとともに熱の発生はなんらかの理由で炉の停止に向う負の効果及ぼす。いまこれを一般的に Green 関数で表わせると考えれば、時間 t における超過増倍率は次の式で表わせる。

$$k_{ex} = k_0 - \int_0^t G(t-t') \phi(t') dt' \quad (7)$$

負の符号は上の負の効果を示している。ここで出力 ϕ が (6) 式の形をもつことを考え、 $t-t' = \eta$ を新しい変数として t' の代りに使うと、

$$k_{ex} = k_0 - \phi_1 e^{\alpha t} \int_0^t G(\eta) e^{-\alpha \eta} d\eta \quad (7')$$

と書き換えられる。

α が充分大きなきときは、被積分関数の $e^{-\alpha \eta}$ の項がきいて積分値は t の上限には割合い無関係なものとなるので、(7') 式は

$$k_{ex} = k_0 - k_1 e^{\alpha t} \quad k_1 = \text{const.} \ll k_0 \quad (8)$$

と書くことができる。この式がよい近似であるかどうかは α の値の大きさと $G(\eta)$ の形に関係する。

(7) 式から明らかなように k_{ex} と出力 ϕ とは相互に関係をもち、非線型な動特性方程式で結ばれている。(8) 式の k_{ex} 中の $k_1 e^{\alpha t}$ の項は $\phi = \phi_1 e^{\alpha t}$ の項と結合して ϕ に $e^{2\alpha t}$ に比例する項を還元しはじめる。したがって、

$$\phi = \phi_1 e^{\alpha t} - \phi_2 e^{2\alpha t} \quad \phi_2 \ll \phi_1 \quad (9)$$

と書くことができよう。この式は ϕ を $e^{\alpha t}$ の幂で展開する最初の部分を表わしているものと見ることができ。この式でどこまで正確に出力変化を表現できるかは ϕ_1 、 ϕ_2 などの相対的な大きさに関係することとなる。

展開の第二項までとった (9) 式を SPERT, BORAX および KEWB の実験と比較してみる。実験との比較を容易にするため次の記号を用いる。

$$\begin{aligned} \phi_m &= \text{ピーク出力} \\ E(\phi_m) &= \text{ピーク出力までの発生エネルギー} \\ t_m &= \text{ピーク出力の時間} \\ E_{tot} &= \text{出力の山の全発生エネルギー} \\ B &= \text{山の幅、すなわち半分の高さの幅} \\ Z &= e^{\alpha t_m} \\ \tau &= \alpha^{-1} \end{aligned}$$

(9) 式を微分して 0 と置けば、ピーク出力の場所の関係として、

$$Z = \frac{\phi_1}{2\phi_2} \quad (10)$$

$$\phi_m = \frac{\phi_1^2}{4\phi_2} \quad (11)$$

がえられ、これからまた、

$$\phi_m = \frac{1}{2} \phi_1 Z = \frac{1}{2} \phi_1 e^{\alpha t_m} \quad (12)$$

の関係がえられる。すなわちピーク出力は初期の出力上昇をピーク出力の時間まで延長したものの $1/2$ に等しいことが述べられる。この結果を上述の実験と比較すると第 3 表のようになる。

第 3 表

	SPERT	SPERT	KEWB	KEWB	BEPO
炉周期(msec)	12	100	1.97	5.11	28,000
ϕ_m (MW)	520	13.3	550	128	6.8
$\frac{1}{2}\phi_1 e^{\alpha t_m}$	460	13	580	118	15

ここに相当よい一致が見られるが、ピーク出力の時刻まで出力の上昇曲線を延長した値を正確に求めることは困難である。(9)式が正しく変化を表現することができるかどうかを一層明瞭にする方法を次に述べる。

(9)式を積分し、ピーク出力までに発生するエネルギー $E(\phi_m)$ を求めると

$$E(\phi_m) = \frac{1}{\alpha} \left[\phi_1 Z - \frac{1}{2} \phi_2 Z^2 \right] = \frac{3}{8} \frac{\phi_1^2}{\alpha \phi_2}$$

となり、 $E(\phi_m)$ と ϕ_m との関係は、(11)式を用いることにより、 ϕ_1 および ϕ_2 には無関係なものとなる。

$$\tau \phi_m = \frac{2}{3} E(\phi_m) \quad (13)$$

この式を SPERT のデータと比較すると第15図の通りであり、KEWB のデータとの比較は第16図(次頁)に示す。両図において $\epsilon = 0$ とした直線が(13)式の理論値であって、エネルギーの高いところでの実験との一致が特によい。

第 15 図 SPERT の $\tau \phi_m$ と $E(\phi_m)$ との関係

同様な比較は BORAX についても行なえるが、この場合には $\tau \phi_m$ に対して E_{tot} をプロットしたデータ(第10図参照)が与えられている。それで出力が一度ピークを描いて再び $\phi = 0$ となる時刻 $t = t_0$ まで(9)式を積分すれば

$$E_{tot} = \frac{1}{2} \left(\phi_1 e^{\alpha t_0} - \frac{\phi_2}{2} e^{2\alpha t_0} \right) = \frac{1}{2\alpha} \frac{\phi_1^2}{\phi_2}$$

となり、(11)式を用いて再び ϕ_1 , ϕ_2 に無関係な関係

$$E_{tot} = 2 \tau \phi_m \quad (14)$$

をうる。この計算値を第10図に破線で併記する。そこに見られるように実験と理論との一致は相当よい。

以上のように(9)式から導かれた(13)または(14)式は実験とよく一致することがわかったが、これだけから(9)式が出力脱走の充分よい表現を与えているということとはできない。それはたとえばピーク出力の1%以下に出力が下がった点からの全発生エネルギーへの効果は非常に小さく、そこで多少の外れがあっても問題にならないからである。

いま t_1 および t_2 はその出力がピーク出力の $1/n$ 倍に等しい時間であるとし、 $e^{\alpha t_1}$ または $e^{\alpha t_2}$ を y と置けば、(9)式から

$$\phi_2 y^2 - \phi_1 y + \frac{\phi_m}{n} = 0$$

がえられる。

第 16 図 KEWL の $\tau\phi_m$ と $E(\phi_m)$ との関係

第 17 図 出力の時間変化

それゆえ(11)式を用いて

$$y = \frac{\phi_1}{2\phi_2} \left(1 \pm \sqrt{1 - 1/n} \right)$$

あるいはまた、

$$t_2 - t_1 = \tau \ln \frac{1 + \sqrt{1 - 1/n}}{1 - \sqrt{1 - 1/n}} \quad (15)$$

がえられ、ここにも、 ϕ_1 、 ϕ_2 に無関係な関係式が導かれる。 $n=2$ とすれば、出力の山の幅 B として

$$B = \tau \ln \left(\frac{\sqrt{2} + 1}{\sqrt{2} - 1} \right) = 1.76 \tau \quad (16)$$

をえる。第17図は炉周期を単位として測った時間に対して SPERT のピーク出力を一定に規格化した出力変化を示した。ここに $\tau \leq 35 \text{ msec}$ 以下の急速な脱走に対して(16)式との一致は非常にいいことが知られる。なお、 $n=10$ に対して $t_2 - t_1$ の実験値および計算値はそれぞれ 3.9 および 3.8 sec であり、また $n=100$ に対してはそれぞれ 7 および 6 sec という値が比較される。 n が大きくなるほど(15)式からの外れが増す傾きがあるようである。

次に(9)式にさらに1項を追加して、その影響を調べる。

$$\phi = \phi_1 e^{\alpha t} - \phi_2 e^{2\alpha t} + \varepsilon \frac{\phi_2^2}{\phi_1} e^{3\alpha t} \quad (17)$$

ε は次元のない量であって、第三項の係数は便宜上 $\varepsilon \phi_2^2 / \phi_1$ の形にとった。 ε の値は $1/3$ をこえると出力はピークを生じないで単調に増大していつてしまう。それで(17)式を用いて自己制御を考える場合には ε の値は $0 > \varepsilon > 1/3$ の範囲に入るべきである。 $\varepsilon = 1/3$ とした効果は第15, 16図に見られ、直線の勾配は $3/5$ でなくて $5/11$ となる。 $E(\phi_m)$ の小さな値に対して $\varepsilon = 0$ よりいくらか一致がよい。しかし $\varepsilon = 1/3$ の直線以下にも実験の点が散在する。

$0 \leq \varepsilon \leq 1/3$ に対して、(13)式に対応した式は次のようになる。

$$\tau \phi_m = E(\phi_m) \left[\frac{6\varepsilon - 1 + \sqrt{1 - 3\varepsilon}}{8\varepsilon - \frac{5}{6}(1 - \sqrt{1 - 3\varepsilon})} \right] \quad (13')$$

また $\varepsilon \leq 1/4$ に対しては、一度ピーク出力に達したのち

$$\tau \ln \left[\frac{3}{2} \frac{1 - \sqrt{1 - 4\varepsilon}}{1 - \sqrt{1 - 3\varepsilon}} \right] \quad (17)$$

の時間たつて(17)式の ϕ は0となる。この時間のおくれは $\varepsilon = 0$ に対して 0.69τ であるのに対して、 $\varepsilon = 1/4$ に対しては 1.1τ となる。しかし $\varepsilon \leq 1/4$ ではピークからの出力の下がり方は非常に似ている。 ε が $1/4$ から $1/3$ に増すにしたがってピーク出力を超したあとの変化に対して第三項の効果は支配的になる。それらの変化を

第18図に示し、また SPERT などのおそい出力変化の実験結果をあわせて示す。いずれも実験はピーク以後理論とずれていて、これから ε を決めることはできない。

第 18 図

3. 出力変化の実験式⁽¹⁸⁾

前節では任意の時間までに発生されたエネルギーに比例する自己制御効果を仮定してきた(Fuch の模型)。この理論はある程度の成功を収めることができたが、Forbes は軽水減速の不均質炉心についての実験結果から即発臨界以上の反応度の場合にあてはまる式として次の式を提出した。

$$\frac{\dot{\phi}}{\phi} = \alpha - b [E(t - \xi)]^n \quad (18)$$

ここに ϕ は炉出力、 $\dot{\phi}$ はその時間的変化の割合、 b は反応度係数、 ξ はおくれ時間(Delay time)、 $E(t - \xi)$ は $t - \xi$ の時間に核分裂で発生したエネルギー、 n は正の定数、 α は初期の逆炉周期である。すべての実験はかなり長い一定時間おくれと n の 1.5~2 の値に対してよい一致を示すということである。

これらの長いおくれ時間の場合、出力は

$$\phi(t) = \exp \left(c_1 + \alpha t - \frac{1}{n} e^{n\alpha t} \right) \quad (19)$$

で与えられ、また時間 t に発生熱で打消された反応度

の値 $k_c(t)$ は

$$k_c(t) = c_2 e^{n\omega t} \quad (20)$$

で与えられるといわれる。またピーク出力の値は

$$\phi_m = \frac{\alpha \frac{n+1}{n}}{b \frac{1}{n}} e^{(\xi - \frac{1}{n})} \quad (21)$$

となる。これらの式は実験とよく合うということであるが、おくれ時間や n の値の物理的解釈は全くついていない。

IV. SPERT 炉心における自己制御の過程⁽¹⁴⁾

これまでの議論は出力脱走で発生したエネルギーがなんらかの作用をして自己制御を行なうことを考えてきたが、その過程がどういう種類のものであるかについてはふれずにきた。Clarke⁽¹⁵⁾は熱中性子に対してきわめて大きな吸収断面積をもつ放射性の即発核分裂生成物によるという仮定で説明を与えているが、Forbes⁽¹⁴⁾はこの場合吸収断面積の下限として 6×10^{10} barn の必要なことを計算し、Breit-Wigner の式から考える最大の断面積 $\sim 10^8$ barn よりはるかに大きくなければならぬことを指摘している。

自己制御に対する別な仮定は炉心および減速材の熱膨張による考え方である。これは

- (1) 減速材の熱膨張による減速材密度の減少
- (2) 炉心構造材の熱膨張から生ずる減速材の炉心からの排出
- (3) 加熱による炉心形状の変化

などの内容を含んでいる。これらの過程を仮定すると沸騰を起こさぬ範囲の出力脱走を十分に説明することが可能である。

(3)の仮定は沸騰によるボイドの発生である。しかし急激な出力変化の下での水蒸気のボイドの生成は充分よく理解されていないので、この仮定で正確な計算はできない。しかし実測される反応度変化は定常的な熱の伝達によって予期されるより少ない容積の水蒸気を含むことを示している。

以上の仮定の外にも過渡的な圧力による沸点の低下、燃料板を水蒸気で包むことの効果、沸騰の起こるまえの過渡的な過熱などがいろいろの著者によって試みられている。

(1959年 5月14日 受理)

— 参考文献 —

- (1) J. R. DIETRICH : *1st Geneva Conference*, 481 (1955).
- (2) C. R. McCULLONGH : "Safety Aspects of Nuclear Reactors", Chap. 9, (1957).
- (3) NYER, FORBES, BENTZEN, BRIGHT, SCHROEDER, WILSON : "Experimental Investigations on Reactor Transients", IDO-16285 (Apr. 1956).
- (4) J. E. GRUND : 'Static Measurement on the SPERT "B" Cores', *Nuc. Sci. & Eng.*, Supplement 1, Nr. 2, 84 (1958).
- (5) BENTZEN, NYER : 'Dynamic Behavior of the SPERT Cores-Step Tests', *ibid.*, 1, Nr. 2, 86 (1958).
- (6) HAIRE, NYER : 'Dynamic Behavior of the SPERT Cores-Step Test', *ibid.*, 1, Nr. 2, 86 (1958).
- (7) WALKER, FRENCH, FORBES : 'Shutdown Processes in the SPERT Reactor', *ibid.*, 1, Nr. 2, 87 (1958).
- (8) REMLY, FLORA, HETRICK, INGLIS : 'Program Review of the Water Boiler Reactor Kinetic Experiments', NAA-SR-1525 (Mar. 1956).
- (9) REMLY, FLORA, HETRICK et al : 'Experimental Studies on the Kinetic Behavior of Water Boiler Type Reactors', *2nd Geneva Conference*, 1079 (1958).
- (10) STONE, SLEEPER : 'Operating Characteristics of the TRIGA Reactor', *Nuc. Sci. & Eng.*, Supplement 1, Nr. 2, 14 (1958).
- (11) R. L. MURRAY : "Nuclear Reactor Physics", 154, 197~201 (1957).
- (12) H. C. CORBEN : 'Power Burst in Nuclear Reactors', RWC-22-127 (Sept. 1958) ; *Nuc. Sci. & Eng.*, Supplement 1, Nr. 1, 105 (1958).
- (13) S. G. FORBES : 'An Empirical Model for Reactor Burst Behavior', *Nuc. Sci. & Eng.*, Supplement 1, Nr. 2, 84 (1958).
- (14) WALKER, FRENCH, FORBES : 'Shutdown Processes in the SPERT Cores', *ibid.*, 1, Nr. 2, 87 (1958).
- (15) E. T. CLARKE : 'Initial Shut off in a SPERT -1 Type Reactor Transient', *ANS Abstracts*, (June 1957).