

図-7.4 相对変位, 相对速度の比較 (1) TAFT 波

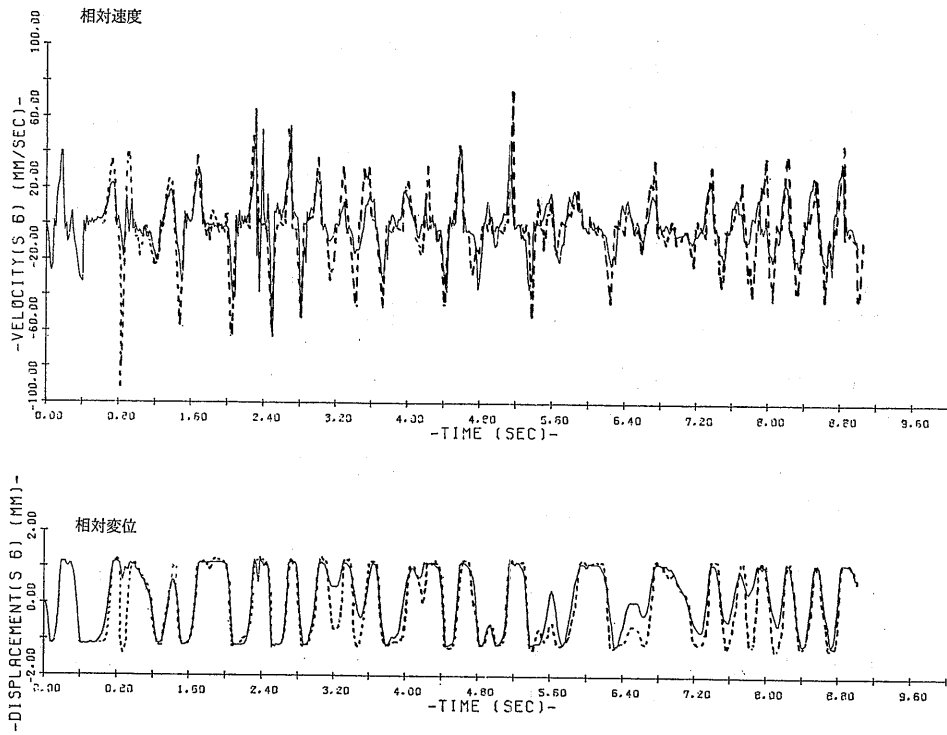


図-7.4 相对変位, 相对速度の比較 (2) EL CENTRO 波

実験により得られた最大加速度を1.0として規格化し、計算値との大小を比較すると、前述の表の通りとなり、全体として計算値が1.1倍大きな値を与えることがわかる。

TAFT M18Y-50 では、計算値が $-15.0 \times 10^8 \text{ mm/sec}^2$ であるのに対し、実験値は $-21.5 \times 10^8 \text{ mm/sec}^2$ でかなり大きい。その第1の原因として、変位量過大による振動子のストッパーへの衝突が考えられる。このケースでは地震開始後0.9秒までの間に衝突が起り、最大 $-20.5 \times 10^8 \text{ mm/sec}^2$ の衝撃加速度が発生し

ている。しかし、 $-21.5 \times 10^8 \text{ mm/sec}^2$ の記録されている4~5秒ではストッパーに衝突していない。更に、このケースでは(+)側についても計算値/実験値=0.83で、実験値の方が大きい。

以上のとおり、本解析計算コードにより、1,2のケースを除くと、相対加速度の大きさおよびその発生点を実用上十分な精度で解析できる。

振動波形の比較の1例を図-7.4および図-7.5に示す。図-7.4(1)の相対変位波形は変位量の小さな部分で計算値が実験値より小さい波形を示すが、その他の

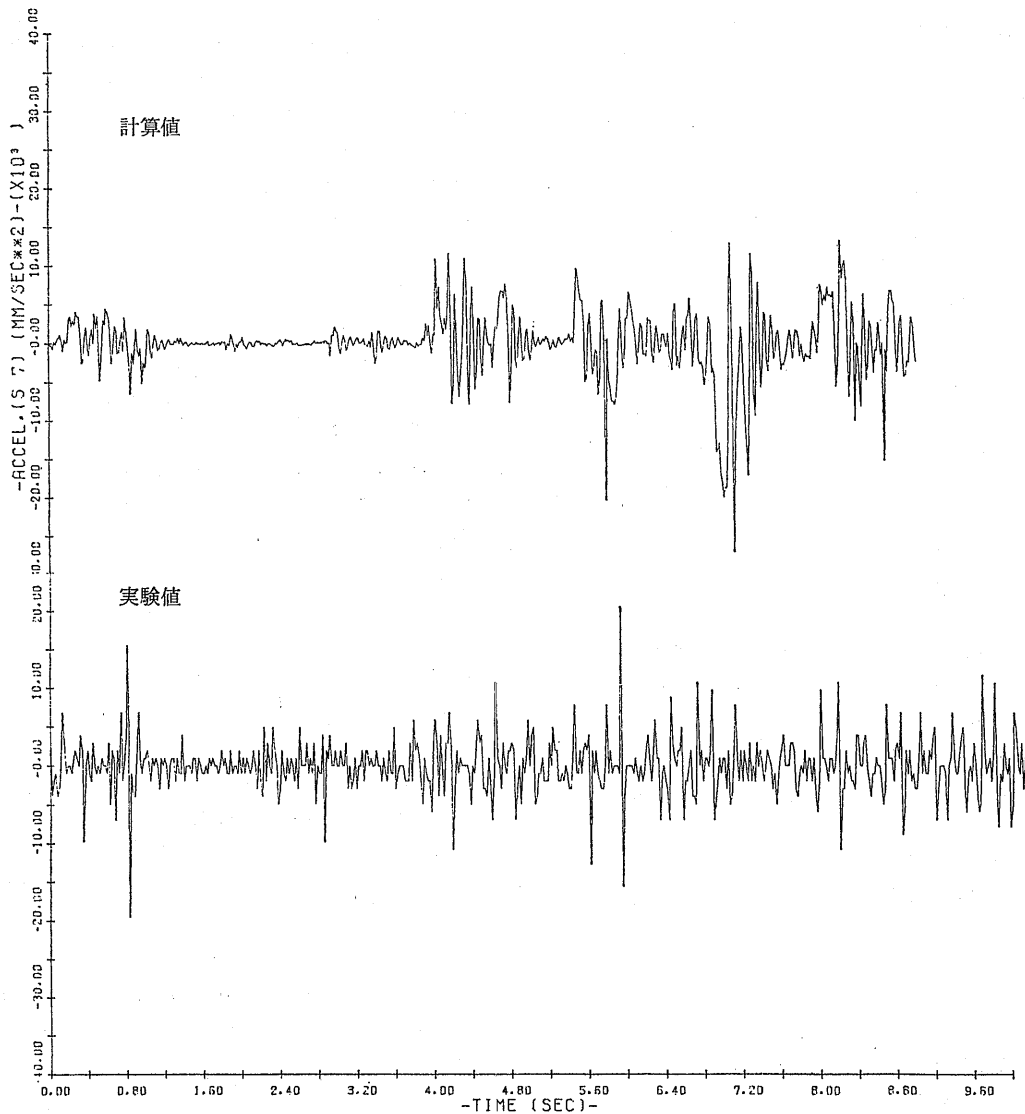


図-7.5 相対加速度の比較

部分ではよく一致している。また、相対速度の波形は極めてよく一致している。相対速度の大きさは全般に計算値が僅かに小さいかまたは等しい値を示している。

図-7.4(2)も(1)図と同様の傾向にある。

相対加速度の波形には衝撃加速度と運動加速度が含まれており、その波形は極めて複雑な形となっている(図-7.5参照)。そのため、計算波形と実験値の比較による有意な結論は得られない。そこで、本研究では最大値の発生点、時期とその大きさの比較(前述)にとどめることにする。また、燃料被覆管に生ずる最大応力(燃料集合体のたわみおよびスペーサ部の局部的曲げによる応力の合成値)は 1kg/mm^2 以下であり、強度上問題のない範囲にある。

以上、地震波による振動実験データとの比較により、次の結果を得た。

- (1) 解析計算による相対変位、相対速度の時刻歴応答波形はかなりの精度で実験値と一致する。
- (2) 地震外力が小さく、燃料集合体が圧力管との隙間内で“おどる”状態の場合には、相対変位の計算波形が実験値より小さなものとなる傾向がある。
- (3) 相対加速度の最大値は、全体として、計算値が実験値より約1.1倍大きい値を示す。
- (4) 相対加速度最大値の発生点は、実験値とほぼ一致する。
- (5) 燃料被覆管に生ずる最大応力は、強度的にみて十分に小さな値である。

7.2 地震波のパワー・スペクトラム密度

地震波のパワーがどのような周波数に分布しているかを調べ、解析モデルの妥当性を評価するため、パワー・スペクトラム密度の分析を行った。

ここで言うパワーは仕事をする割合で、調和振動の振幅の2乗に比例する。地震波のようなランダム振動は専用の振幅と位相を持つ調和振動の非常に多くの和であると考えることができる。

地震波の全パワーは成分である調和振動の和であり、このパワーが周波数の関数としてどのように分布しているかを知る必要がある。そこで、単位周波数間隔あたりのパワーをパワー・スペクトラム密度(power spectrum density)と定義し、その量をパワーの周波数分布として表示する。

パワー・スペクトラム密度 $P_{xx}(f)$ は、自己相関関数

$$R_{xx}(z) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} x(t+z)x(t)dt$$

のフーリエ変換

$$P_{xx}(f) = \int_{-\infty}^{\infty} R_{xx}(z)e^{-i2\pi fz}dz$$

として理解することができる。即ち、自己相関関数を求めることにより、一見不規則に見える地震波の信号を統計処理し、そこに存在する周期性を明らかにし、同時に全体から見た規則性の強さを明らかにする。これをフーリエ変換して周波数の関係として表わすことにより、どの周波数の振幅が概して大きいかを平均的に表わしていることになる。

パワー・スペクトラム密度の分析には TOSBAC 用時系列統計計算プログラム、STATE-1E を用いた。STATE-1E は TOSBAC 用ライブラリー計算コードである。

TAFT, EL CENTRO の2波について行った分析の結果は図-7.6の通りであり、各分析結果とも、約3Hzに主成分のピークがある。次に高いピーク値は8Hz~12Hzにあり、主ピークより1桁ないし2桁小さい。

EL CENTRO M18Y-50では、第3のピークが20Hz前後にあり、主ピーク値の約1/14に達している。また、TAFT M18Y-50では20Hz前後のピークが8~12Hzのピークとほぼ同一値で存在する。

その他のものは、主ピーク値より3桁程度小さな値である。

以上、ふげん燃料集合体に加わる地震波のスペクトラム密度分析を行った結果、その性質は次のようなものであることがわかった。

- (1) 入力波の主成分は、約3Hzに1つの大きく鋭いピークを持つスペクトラム密度分布を示す。
- (2) 第2のピークは、8~12Hzにあり、主ピーク値の1/10~1/100程度である。
- (3) 第3のピークは、あるものとならないものがある。第3のピークのあるものとしては、質点番号50のものが顕著である。

燃料集合体の1次共振振動数が2~3Hzにあること。また、2次共振が7~10Hzにあり、圧力管内燃料集合体の振動ピークが8~9Hzにあることから、解析計算コードには、

- (1) 約3Hzの主成分に対する忠実な応答が得られること、

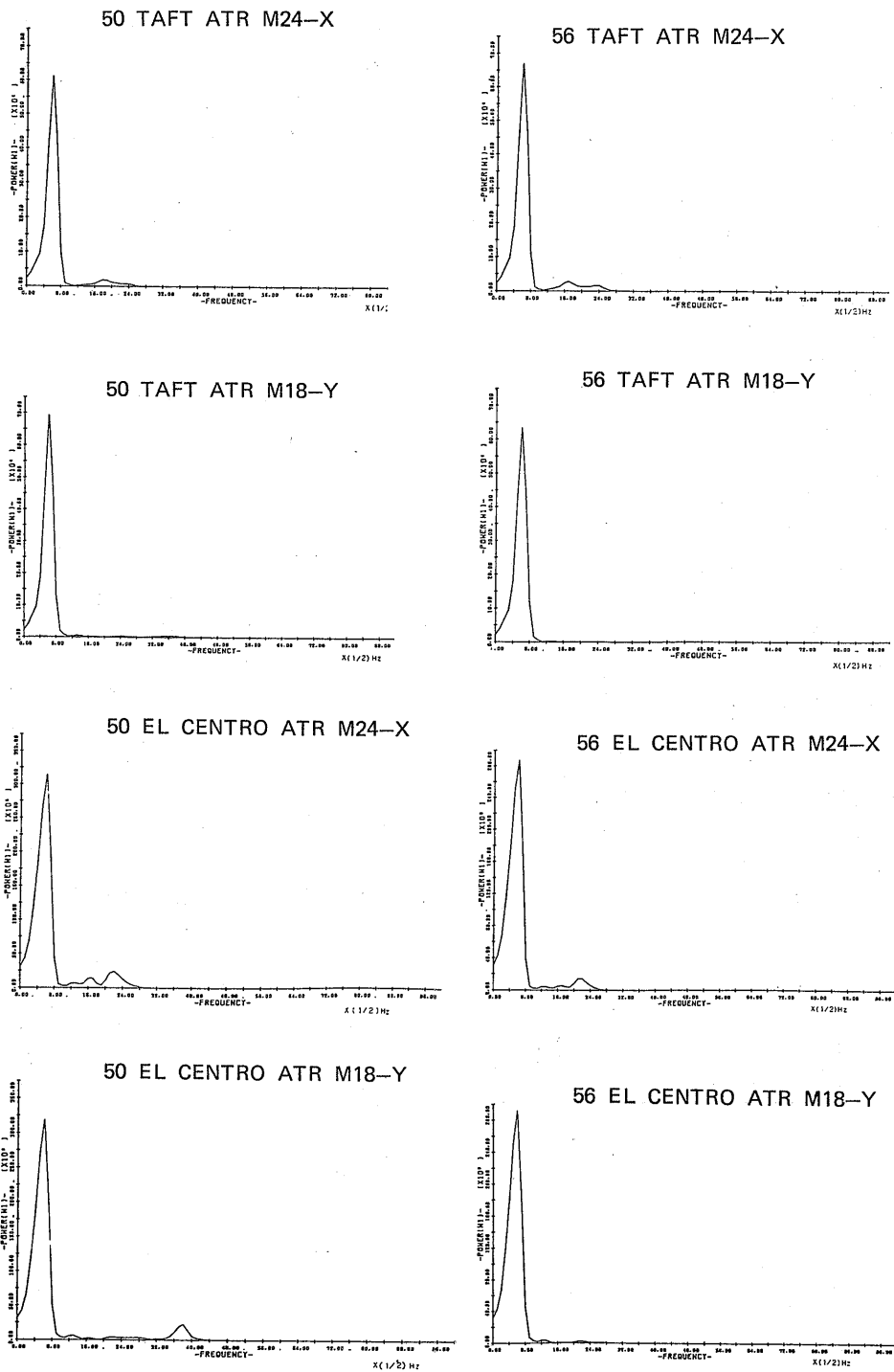


図-7.6 地震波のパワースペクトラム密度分布

(2) 8~12Hz の成分に対して大きな誤差を伴わないことが要求される。

7.3 振動定数等の再検討

7.1 節の比較検討により、動的応答の計算値が、耐震強度上問題となる衝撃加速度の大きさ、発生点および変位応答の面で実用上十分な精度を有するものであることが立証された。

本節では衝撃加速度並びに変位応答波形の計算精度を更に高めるため、振動定数等の再検討を行った。

計算精度を更に高めるうえでの主な問題点として、圧力管の剛体近似、スペーサの取扱いおよび振動定数の振振依存性の点を探り上げて検討する。

7.3.1 圧力管の剛体近似

本解析計算コードでは、圧力管の固有振動数が燃料集合体のそれに較べて十分に高いため、圧力管を完全剛体として取扱っている。この仮定は耐震強度上問題となる地震波の周波数成分が、圧力管の固有振動数より十分低い領域にあることを前提としたものである。

それは地震波のパワー・スペクトラム密度の分析値からも理解できる。即ち、7.2 節における各地震波のパワー・スペクトラム密度は燃料集合体の固有振動数に近い約 3Hz に主ピークがあり、それが支配的な要素となっている。次のピークは 8~12Hz にあり、主ピークより 1桁ないし 2桁小さい。18~19Hz に第3のピークのあるものは TAFT M18Y-50 および EL CENTRO M18Y-50 の 2 波のみである。

TAFT M18Y-50 は計算による相対加速度の最大値

が実験値より小さい唯一のケースである。その発生点は一致するが、大きさが (-) 側で大幅に違っている(計算値/実験値=0.7)。しかし、約 18Hz にあるパワー・スペクトラム密度のピーク値は約 3Hz の主ピークの約 1/150 であり、共振点での共振倍率を考慮しても相対加速度の最大値の大幅な相違につながるとは考えられない。

また、EL CENTRO M18Y-50 では約 19Hz に主ピークの約 1/14 に達する顕著なピークがあるが、相対加速度の最大値の発生点およびその大きさは実験値とよく一致している。

従って、圧力管の共振点付近における地震波のパワー・スペクトラム密度が十分に小さな値であれば、圧力管の剛体近似による耐震強度算出への影響は、実用上許容し得る範囲のものであると考えてよいであろう。

しかし、圧力管の共振点を選んで行なった 23Hz, 0.6G の正弦波による振動実験においては、圧力管の共振倍率(振幅)は S6 点で 3~4 倍に達し、相対加速度の最大値は 4.3G を記録している。

このため、本解析計算コードの利用に際しては、先ず地震波(あるいは他の入力波)のスペクトラム密度分布がどのようなものであるかを分析し、本解析計算コードによる計算値の信頼性を評価する目安とする必要がある。

7.3.2 スペーサの取扱い

スペーサのばね定数および反発係数が振動波形に及ぼす影響を調べるため、振動定数を変化させたいくつ

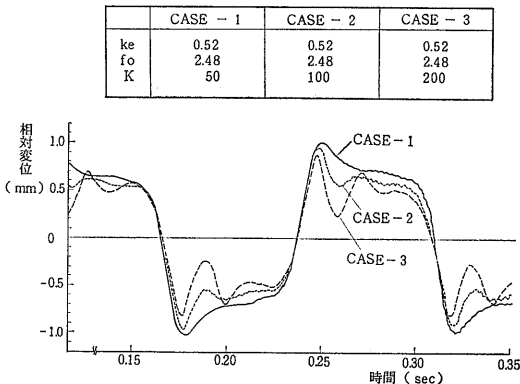


図-7.7 (1) スペーサのばね定数 K の効果 (4 特型 7Hz)

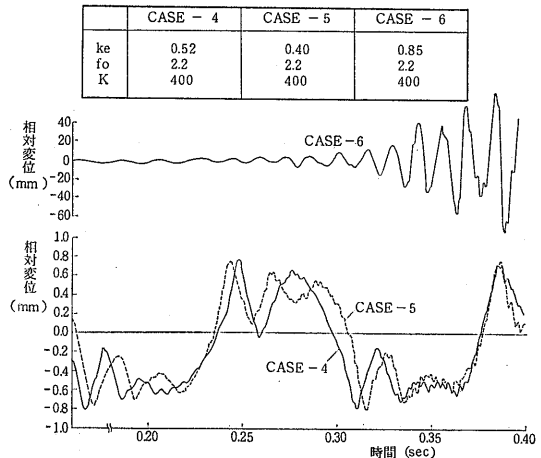


図-7.7 (2) スペーサの反発係数 Ke の効果 (4 特型 7Hz)

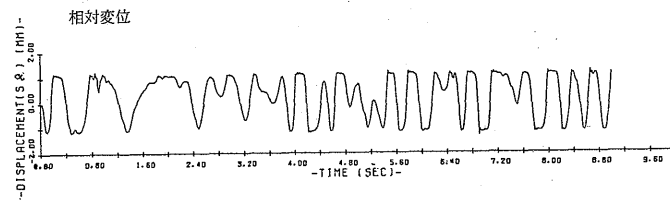
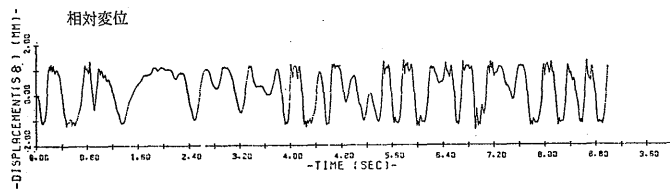
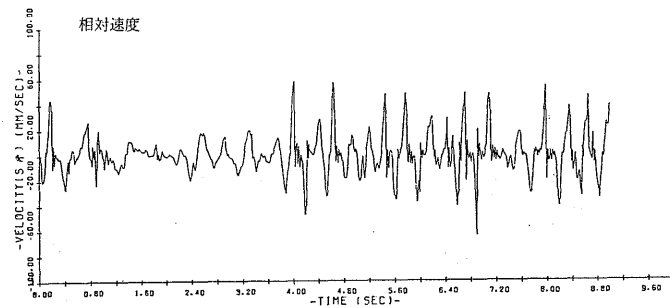
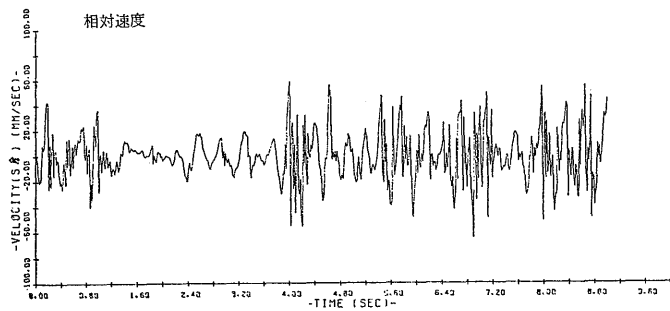
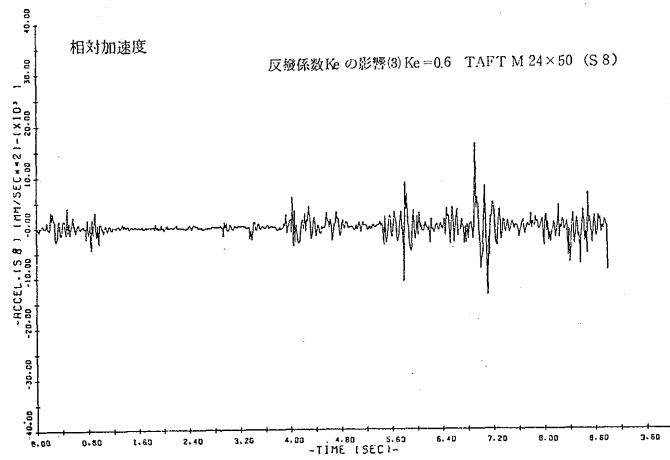
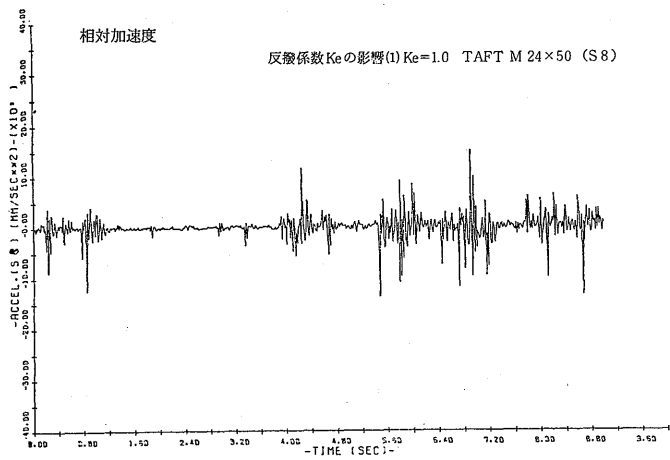


図-7.8 スペーサの反撥係数の効果 (1) $K_e=1.0$, 地震波

図-7.8 スペーサの反撥係数の効果 (2) $K_e=0.6$, 地震波

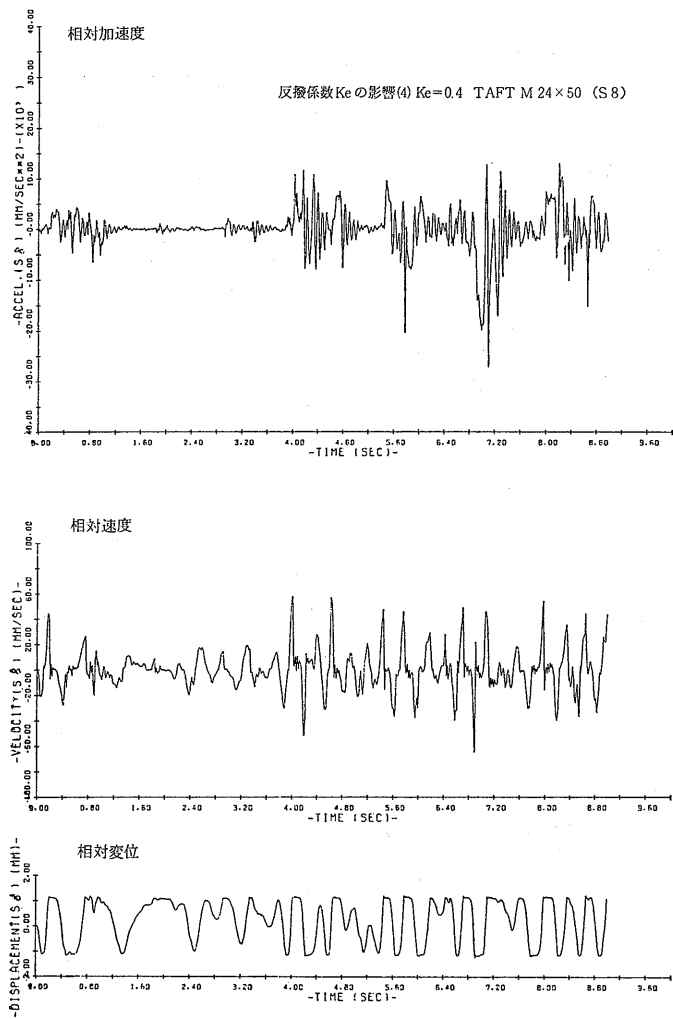


図-7.8 スペーサの反発係数の効果 (3) $K_e=0.4$, 地震波

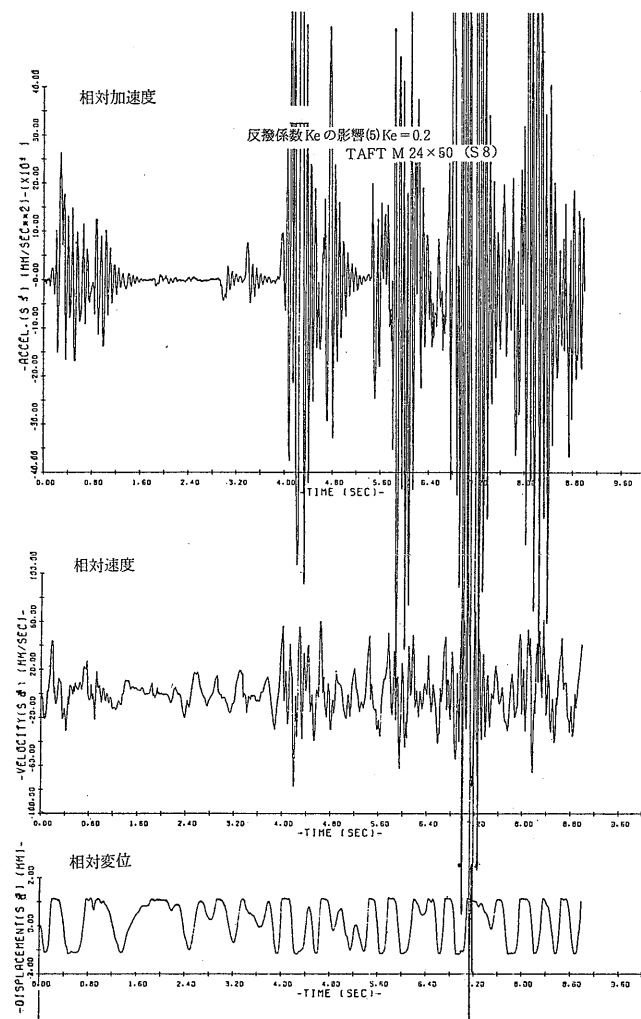


図-7.8 スペーサの反発係数の効果 (4) $K_e=0.2$, 地震波

かのケースについて計算を行い、それらの効果を調べた。

図-7.7(1) はスパーサのばね定数の相対変位に及ぼす効果について示したものである。(4 特型, 7Hz, 正弦波)。CASE-2 は, ばね定数 k を 4 特型の実測値に合わせて 100 kg/mm としたものであり, CASE-1, 3 はその 0.5 倍および 2 倍のばね定数比としたものである。

相対変位の最大値は, 次のとおりであり, ばね定数が小さいほど相対変位は大きくなる。

	ばね定数比	相 対 変 位 (片振幅)
CASE-1	×0.5	1.06 mm
CASE-2	×1	0.94 mm
CASE-3	×2	0.85 mm

燃料集合体が圧力管に衝突した後に生ずるはね返りの大きさは, ばね定数が大きいほど大きくなる。また, 衝突後に生ずる減衰振動は, ばね定数が大きいほど持続する。

図-7.7(2) は反発係数 K_e の相対変位に及ぼす効果について示したものである。(4 特型, 8Hz, 正弦波)。CASE-4 は 4 特型燃料集合体の反発係数についての計算値である。CASE-5 は 5F 型燃料集合体の反発係数を用いた場合のものである。CASE-6 は 4 特型燃料集合体で, 衝撃力が最小となる時の反発係数の外挿値を用いた場合のものである。

反発係数 0.85 は, 衝突によるはね返りの高さが初期高さの 92% に戻ることを意味しており, CASE-6 では振動が次第に増幅され, 発散してしまう。

CASE-4 と CASE-5 においては, 相対変位の最大値に大差はないが, 反発係数が大きいほど最大値も大きくなる傾向が僅かに見られる。衝突後のはね返りの高さは反発係数が大きいほど大きく, 移動距離の大きさの差が次の衝突 (または接触) までの時間に影響を及ぼしている。

燃料集合体が圧力管に衝突して生ずる衝撃加速度は, 衝突の際のスパーサばねの変形により吸収され, 次の瞬間反発力として作用する。従って, 物理的にはスパーサのばね力と反発力を切り離して考えることができない。本解析計算ではそれぞれを独立の要素として取扱い, 反発係数は一定値として与えている。

しかし, 反発力の実測値は 図-4.18 に示すとおりであり, その大きさは衝撃力の大きさに左右される。そ

こで, 地震波の応答が反発係数の大小によりどのように変化するかを調べるため, K_e を 1.0 から 0.2 までの広範囲に変化させた場合についての解析計算を行った。その結果を図-7.8(1)~(4) に示す。

これらのグラフにおいて K_e が 1 に近いケースでは, 集合体が圧力管に衝突した後に, 高い振動数で小さな振幅の減衰振動が見られる。この振動は 30 Hz 前後の振動数であり, スパーサのばね定数とスパーサ間の燃料集合体の質量で構成される振動系の振動数 31.5 Hz に対応する。

この部分の減衰振動波形を除くと, 全ケースにわたり相対変位に違いは認められない。

相対加速度および相対速度は K_e によって変化する。その最大値は 表-7.3 のとおりである。 K_e が 0.6 以上の場合, 応答に与える影響は小さく, 平均的な値による定数近似で十分な精度が得られる。 K_e が 0.4 ~ 0.6 の範囲では, 定数のとり方により相対加速度の最大値に差がでてくる。 K_e が 0.4 以下では相対加速度が急激に増加する。

表-7.3 スパーサの反発係数と相対速度, 相対加速度の最大値の関係 (TAFT M24X-50 計算値)

反発係数 K_e	最大加速度 $\times 10^3$ mm/sec ²		最大速度 mm/sec	
	S 7	S 5	S 7	S 5
1.0	15.0	19.5	63	62
0.8	15.7	13.2	63	64
0.6	16.5	10.8	63	64
0.4	27.5	20.5	65	66
0.2	155	138	99	78

以上のように, 反発係数の減少は相対加速度の増加をもたらすが, 燃料集合体についての実測値 $K_e=0.4 \sim 0.6$ の範囲ではそれほど大幅な増加には結びつかないことがわかる。そこで, 安全側の評価のためには衝撃力 200~600 kg で実測された一定値 (図-4.8 参照) を採用するのが妥当であると考えられる。

7.3.3 振動定数の振幅依存性

燃料集合体の固有振動数および減衰係数比は 図-4.7 および 図-4.6 に示すとおり, 振幅に依存してその値が変化する。

自由振動特性からの逆算による燃料集合体断面二次モーメントの推定値は, 4.2 節 (図-4.9) に示す通りであり, 明らかに振幅に依存する。

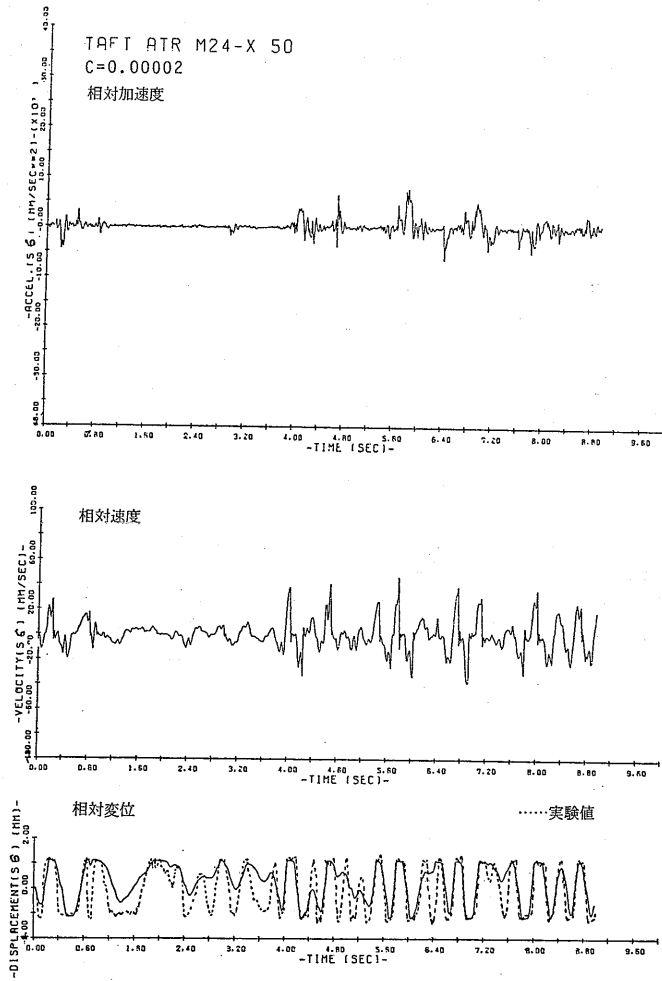


図-7.9 減衰係数の効果 (1) $C=0.00002 \text{ kg} \cdot \text{sec}/\text{mm}^2$

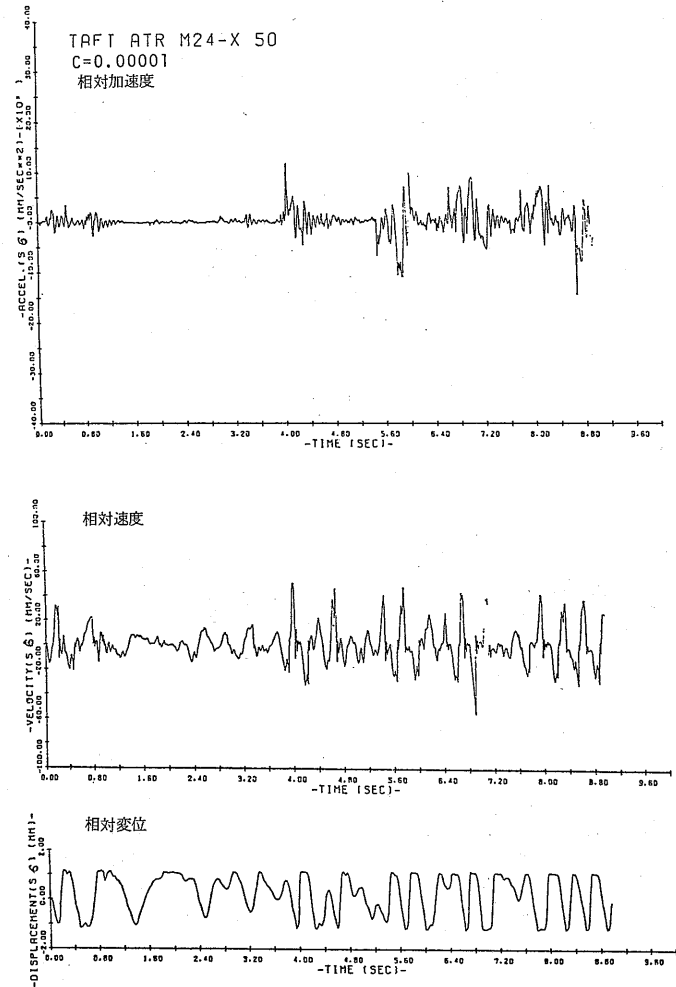
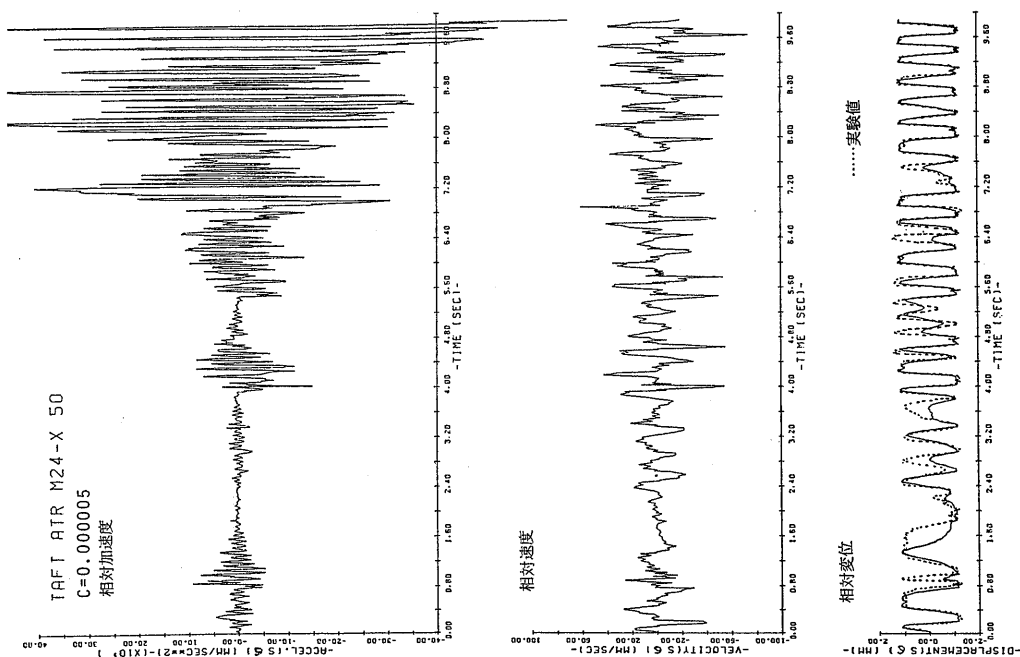


図-7.9 減衰係数の効果 (2) $C=0.00001 \text{ kg} \cdot \text{sec}/\text{mm}^2$

表-7.4 振動定数の入力値

振動定数	関数形, 実験値	基本プログラム	改良プログラム
単位長質量 A/g	—	0.05772 kg/mm 一定	同左
燃料集合体の剛性 EI	$A < 1.8$ mm $F_0 = 2.94$ Hz 一定 $I = \text{const.}$ $1.8 < A < 200$ mm $F_0 \div 0.472 \ln A \times 10^4$ $I \div k_r (\ln A \times 10^4)^2$	$I = 4 \times 10^5$ mm ⁴ $E = 7,800$ kg/mm	同左
燃料集合体の減衰係数 C	$0 < A < 1.8$ mm $C = 0.62 \times 10^{-6} e^{0.48A}$ $A > 1.8$ mm $C \div 2 \times 10^{-5}$ const.	$C = 1 \times 10^{-5}$ kg·sec/mm ²	$C = 0.62 \times 10^{-6} e^{0.48A}$ kg·sec/mm ²
スぺーサのばね定数 K	同右	変位 mm 荷重 kg 0 0 0.5 60 1.0 140 1.5 240 2.0 380 2.5 620 3.0 1,160	同左
スぺーサの反発係数 Ke	$100 < F < 900$ Kg $Ke \div \text{const.}$	$Ke = 0.4$	同左

図-7.9 減衰係数の効果 (3) $C=0.000005$ kg·sec/mm²

しかし、圧力管の中での振動に限定した場合、その相対変位量は 3.12mm (両振幅) 未満であり、断面二次モーメント I の平均値は $(4.0\sim 4.8)\times 10^6 \text{ mm}^4$ の範囲にある。 $f \propto \sqrt{I}$ の関係にあることから、 $I=4\times 10^6 \text{ mm}^4$ を用いることによる固有振動数の計算値の誤差は数%未満に留めることができる。地震時には固有振動数の差が相対変位、相対加速度に影響を及ぼすことが考えられるが、 $I=(4\sim 5)\times 10^6 \text{ mm}^4$ の正弦波による計算では、殆んど差が表われていない。

以上のとおり、燃料集合体の質量 M と剛性 EI で構成される慣性力と復元力の項は振幅依存性が小さく、その定数近似により、実用上有意な障害を及ぼすことはないと考えてよい。

減衰力の項の振幅依存性は明らかである。本解析計算では振動実験により得られた相対変位の最大値

11 Hz, 0.6 G 時	3.12 mm (P-P)
その他の正弦波	< 2.83 mm (P-P)
地震波	< 2.8 mm (P-P)

から、両振幅 3mm における自由振動時の振動数 $f_0 = 2.7 \text{ Hz}$ 、減衰係数比 $\zeta = 0.055$ を用いて、次の関係式から減衰係数 $C = 1 \times 10^{-5} \text{ kg}\cdot\text{sec}/\text{mm}^2$ を算出し、採用している。

$$C = \zeta \cdot C_0 = 4\pi f_0 m \zeta \tag{65}$$

$$\zeta = \frac{C}{C_0}, \quad C_0 = 2\sqrt{mK}, \quad f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{K}{m}}$$

しかし、4.2 節で求めた減衰係数比は振幅の減少に

つれて急激に小さくなる傾向があり、燃料集合体が圧力管との隙間内で“おどる”時には $\zeta < 0.03$ であることが明らかになっている。このことから、“おどる”状態での相対変位の計算値が実験値より小さなものとなることが理解できる。

本解析計算コード開発の主目的が耐震強度の評価にあることからすれば、衝撃加速度が精度よく算出できるよう、配慮すべきであり、採用した C 値は妥当なものであると評価してよい。

炉心内の燃料集合体の変位挙動の精度よいシミュレーションに重点をおく必要がある場合には、前述のような特性を持つ C 値の補正が必要である。 C 値をパラメータとして変化させ、その様子を調べた結果を図-7.9 に示す。同図において、 C 値を $1/2$ とした $C = 0.000005 \text{ kg}\cdot\text{sec}/\text{mm}^2$ のケースでは実験値にかなり近い波形となる。そして、更に小さな C 値では更に実験値に近い波形となることが期待できる。しかし、相対加速度について見ると、前記のケースでも最大値が 6.6 G を超え、更に発散する傾向を示している。

そこで、衝撃加速度の計算精度を損うことなく変位挙動をより忠実に模擬するため、プログラムの改良を行なった。以下、このプログラムを「改良プログラム」と呼び、改良前のプログラムを「基本プログラム」と呼ぶ。

(65) 式に、4.2 節の実験で得られた固有振動数 (図-4.7) および減衰係数比 (図-4.6) を代入して得られた

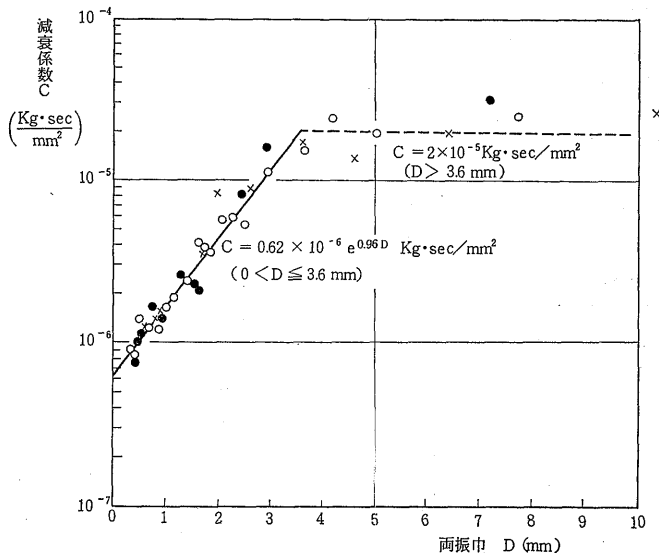


図-7.10 減衰係数と振幅の関係

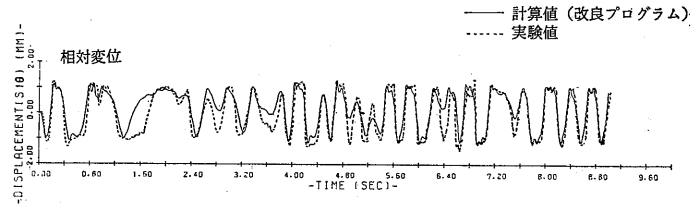
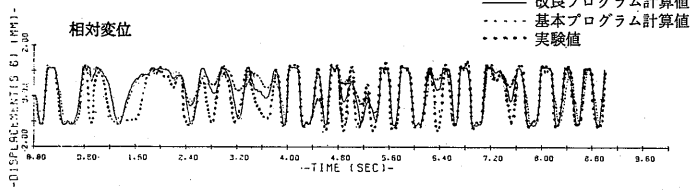
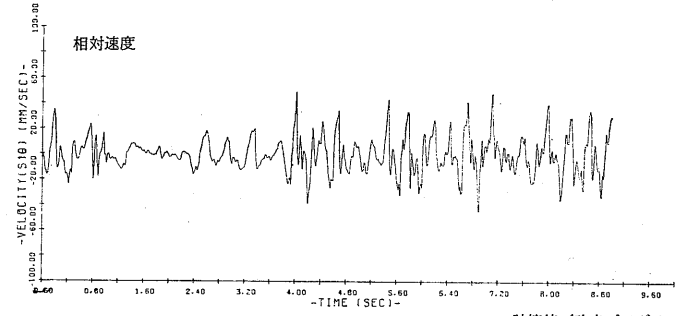
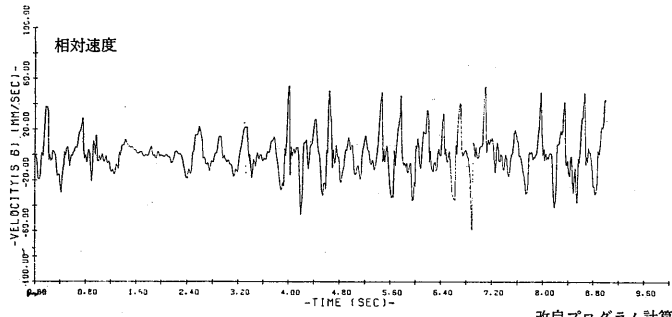
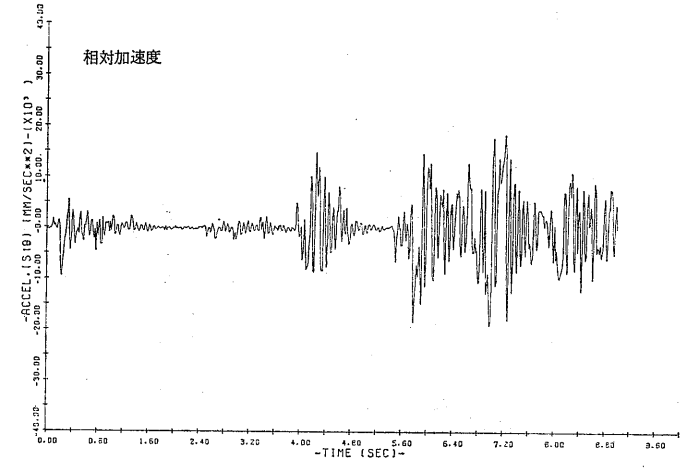
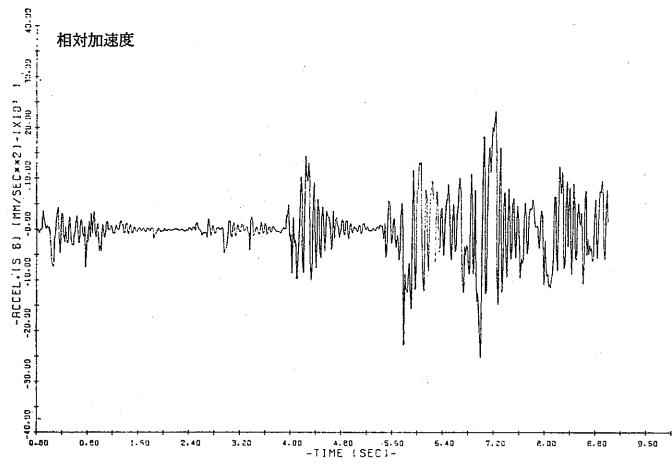


図-7.11 改良プログラムによる計算値 (1) S6

図-7.11 改良プログラムによる計算値 (2) S10

減衰係数の値を図-7.10に示す。同図から、減衰係数 C を、

$$C=0.62 \times 10^{-6} e^{0.96D} \text{ kg} \cdot \text{sec}/\text{mm}^2, \\ 0 < D \leq 3.6 \text{ mm}$$

$$C=2 \times 10^{-5} \text{ kg} \cdot \text{sec}/\text{mm}^2, \\ D > 3.6 \text{ mm}$$

で近似し、これを改良プログラムの C 値として入力する。その他の定数等は全て基本プログラムと同一値である。表-7.4 参照。

改良プログラムによる計算値と実験値の比較の1例を図-7.11に示す。同図において、実線は改良プログラムによる相対加速度、相対速度、相対変位の計算値を示し、点線および細点線は相対変位の実験値および基本プログラムの計算値を示す。

改良プログラムによる相対加速度の計算値は基本プログラムのそれより全般的に大きく、その最大値は基本プログラムとほぼ同等のケースと僅かに大きいケースとがある。

相対速度の波形は基本プログラムの場合と同等で、顕著な差異は認められない。

相対変位の波形は全般に基本プログラムによる計算値と実験値の間にある。加速度の大きい本震の部分では実験値とほぼ一致（基本プログラムの場合も同じ）し、予震の部分では実験値にかなり近い波形を示す。

但し、図-7.11では0.8~2秒において、振動子のストッパーへの衝突（振動子の変位量が±20mm以上）による不都合に起因する不一致の部分を除く。

改良プログラムの採用により、相対加速度の最大値を変えることなく、相対変位波形を実験値にかなり近づけることができた。しかし、実時間10秒間の耐震計算に要する計算時間はTOSBAC-5600で200分を超え、（基本プログラムでは約15分）汎用性に欠ける面を有している。従って、本解析計算コードの利用に際しては、基本プログラムによる耐震計算を主体とし、必要に応じて改良プログラムを利用するのが得策であろう。

以上のとおり、燃料集合体の振動定数のうち、単位長質量、燃料集合体の剛性、スパーサの反発係数は、定数近似によりその応答を十分な精度で模擬できる。

スパーサのばね定数および燃料集合体の減衰係数については、その振幅依存性を考慮する必要がある。このうち、スパーサのばね定数については基本プログラムでその振幅依存性を考慮し、地震時の変位、加速度などの時刻歴応答が実用上十分な精度で解析できるこ

とを立証した。改良プログラムでは更に減衰係数の振幅依存性を考慮し、シミュレーション精度を更に高めることができることを明らかにした。

8. あとがき

ふげん燃料集合体の地震時の振動挙動を明らかにすることを目的として、実燃料集合体の振動試験および動的応答解析を行い、次の事項を明らかにした。

- (1) 燃料集合体の固有振動数は、小振幅では一定値(2.94 Hz)である。振幅が或る範囲を超えると、振幅の増大につれて振動数は低下する。その原因は燃料棒をバンドル状に束ねたスパーサの保持力に抗して燃料棒の移動が生ずるものであり、断面二次モーメントは振幅に依存する。
- (2) 振幅の大きな部分の減衰には、前述の理由による固体摩擦の項が含まれており、減衰係数比はほぼ一定値(0.08~0.15)である。振幅の小さな部分の減衰係数比は、振幅に依存して急激に低下する。
- (3) スパーサのばね定数は、一定値ではなく、変位量のべき乗に比例する関数形で近似できる。スパーサの反発係数は衝撃力に依存し、0.4~0.8である。
- (4) 地震時の最大衝撃加速度は約2.2Gであり、発生する応力は十分に小さい。

燃料棒の振動は振動性二次要素の系で近似でき、減衰係数比は約0.08である。燃料棒がスパーサ間で大きくたわむことはなく、圧力管との間の最小隙間は確保できる。

- (5) 解析計算による相対変位、相対速度の時刻歴応答波形は実験値とかなりよく一致する。相対加速度は大き目の値となる。

地震外力が小さく、燃料集合体が圧力管との隙間内で“おどる”状態の時には、相対変位波形の計算値が実験値より小さなものとなる。

- (6) 解析計算のシミュレーション精度は、振動系要素の振幅依存性（エネルギー依存性）を考慮することにより、更に高めることができる。
- (7) 解析計算コードでは、圧力管を剛体近似している。しかし、圧力管の固有振動数は、地震波のパワー・スペクトラム密度分布から見て無視し得る程高いとはいえない。このため、本解析計算コードの使用に際しては、その信頼性評価の目安として、入力波のパワー・スペクトラム

密度の分析を行なう必要がある。

- (8) 上記の弊害を取り除き、より完全な形で解析計算を行なうためには、圧力管のたわみを考慮する必要がある。

9. 謝 辞

本報告の基礎となる試験研究は、動力炉・核燃料開発事業団の依頼による受託試験として実施したものである。試験研究の遂行に際し、長年にわたり、同事業団新型転換炉開発本部、大洗工学センター、東海事業所の関係者諸氏の御協力を頂いた。

振動実験の実施に際しては原子燃料工業(株)の金子光信氏を初め、関係者の協力を頂いた。また、解析計算コードは同社竹内毅吉氏の御指導のもとに作成したものである。

振動挙動の高速度撮影並びにその映像処理に関しては信州大学教授(元機関開発部長)玉木恕乎氏および交通公害研究所車両構造研究室長石川健三郎氏の協力を頂いた。また、地震波の再現には当所原子力船舶稲坂富士夫氏等の協力を頂いた。

関係諸氏の御協力を謹んで謝意を表します。

付録—1 新型転換炉原型炉「ふげん」の概要

新型転換炉は、動力炉・核燃料開発事業団がナショナル・プロジェクトとして開発を進めている重水減速沸騰軽水冷却圧力管型の原子炉である。この原子炉は、減速材に中性子吸収の少ない重水を用い、天然ウランまたは減損ウランとプルトニウムを混合した燃料を主に使用する。

「ふげん」は電気出力 16,500 kW の原型炉で、敦賀市に建設され、昭和 54 年 3 月に運転を開始した。その主要目および概念を付表-1.1 および付図-1.1 に示す。原子炉本体は練炭のような形のカランドリア・タンクとその外周の鉄・水遮蔽体からなり、全体の寸法は直径約 10.5 m、高さ約 6.7 m である。練炭の孔に相当する部分の圧力管集合体は合計 224 本で、225 mm ピッチの正方格子状に配列されている。

圧力管集合体はジルコニウム・2.5% ニオブ合金製の圧力管とそれを取り巻くジルカロイ-2 製のカラ

付表-1.1 新型転換炉「ふげん」の主要目

炉型式		重水減速沸騰軽水冷却 (圧力管型)
出 力	熱出力	557,000 kW
	電気出力	165,000 kW
炉 心	炉心高さ	3.70 m
	炉心直径	4.05 m
	圧力管間隔	24 cm
	燃料装荷量	34 ton
	重水装荷量	90 ton
燃 料	種類, 濃縮度	(1) 1.5% 二酸化ウラン焼結ペレット (2) 富化度 0.66% および 1.3% プルトニウム 混合天然ウラン酸化物焼結ペレット
	燃料棒配列	28 本三層同心円配列
	燃料集合体数	224 体
	被覆管	ジルカロイ-2 (外径 16.5 mm)
圧力管	ジルコニウム 2.5% ニオブ合金 (内径 118 mm)	
カランドリア管	ジルカロイ-2 (肉厚 1.9 mm)	
炉心冷却系	冷却材	軽水 (H ₂ O)
	炉心入口温度	277° C
	圧力 (蒸気ドラム)	68 kg/cm ² g
	冷却材流量	7,600 ton/h
タービン	蒸気温度	279° C
	蒸気圧力	63.5 kg/cm ² ・g
	蒸気流量	910 ton/h

ドリ管からなり、その両端はカランドリア・タンクの上・下格子板にロール・ジョイント法で接合されている。燃料集合体は圧力管に挿入され、下部を支持される。圧力管は約 92 kg/cm² の耐圧管で、その下部から流入する冷却用軽水 (約 70 kg/cm²) は、燃料棒からの熱を受けて一部が蒸気となり、2 相流の形で上昇し、上昇管を経て蒸気ドラムへ導かれる。

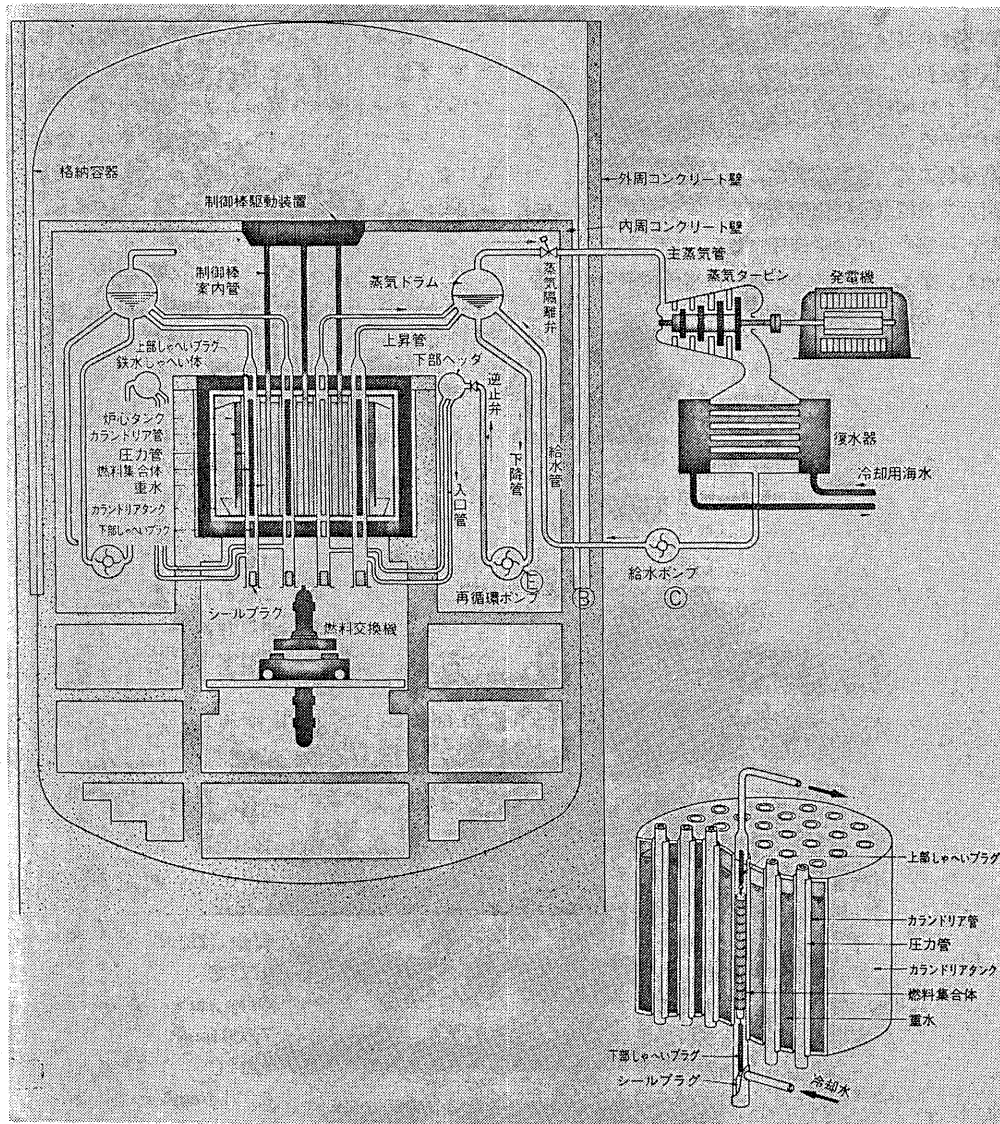
カランドリア管の外側には減速材の重水が満たされており、カランドリア管と圧力管の間には断熱のた

めの炭酸ガスがゆっくりと流されている。圧力管集合体を構成する圧力管とカランドリア管の間隙は約 5 mm あるが、地震時には両管がほぼ一体となって振動する。上・下端を支持された圧力管集合体の横振れ固有振動数は、

$$f_n = \frac{(\beta L)^2}{2\pi L^2} \sqrt{\frac{EIg}{W}}$$

で求められる。ここで、

βL ; 両端の支持条件で決まる定数



付図-1.1 「ふげん」の概念図

- L ; 支持点間の距離
- g ; 重力の加速度
- EI ; 圧力管集合体の剛性
- W ; 単位長さ当りの重量

を表わす。上式による1次, 2次の固有振動数は, 支持条件が両端単純支持の場合で,

$$f_1=13 \text{ Hz}, \quad f_2=52 \text{ Hz}$$

であり, 燃料集合体の固有振動数(約2Hz)より, かなり高い。また, カランドリア・タンクは十分な耐震強度を有する設計で, 原子炉本体の1次および2次の固有振動数は $f_1=21 \text{ Hz}, f_2=92 \text{ Hz}$ である。

付録一2 弾性支持された棒の固有振動数および歪と変位の関係

Burgreen^{6),7)} は, 流水中で振動している燃料棒の変位曲線が, その支持点で或る程度の傾斜角と曲げモーメントを有するものであることをつきとめた。そして, 棒の末端の傾斜角は末端にかかる曲げモーメントに比例するものと考え, 末端の支持条件(end fixity)を $\alpha(L)$ 値(end fixity factor)で表わした。末端の支持条件が②式で弾性支持されている場合で, 棒が一次モードの振動をしている場合について考えてみる。

基準関数を $y(x)$ とした時の棒の横振動の形態①式に②③式の境界条件を入れると,

$$y(x) = C_1 \cosh \beta x + C_2 \sinh \beta x + C_3 \cos \beta x + C_4 \sin \beta x \quad \text{①}$$

$$\left. \begin{aligned} x = -\frac{L}{2}, \quad y''\left(-\frac{L}{2}\right) = -\alpha y'\left(-\frac{L}{2}\right) \\ x = +\frac{L}{2}, \quad y''\left(\frac{L}{2}\right) = \alpha y'\left(\frac{L}{2}\right) \end{aligned} \right\} \quad \text{②}$$

$$\left. \begin{aligned} x = \pm \frac{L}{2}, \quad y\left(\pm \frac{L}{2}\right) = 0 \\ x = 0, \quad y'(0) = 0 \end{aligned} \right\} \quad \text{③}$$

$$y(x) = C_4 \left(\cosh \beta x - \frac{\cosh \beta L/2}{\cos \beta L/2} \cos \beta x \right) \quad \text{④}$$

$$\alpha L = \frac{-2\beta L}{\tan \beta L/2 + \tanh \beta L/2} \quad \text{⑤}$$

となる。ここで β は固有振動数 ω_n と棒の固有値 $EI/\rho A$ で決まる定数である。

$$\beta = \sqrt[4]{\frac{\rho A \omega_n^2}{EI}} \quad \text{⑥}$$

$$\omega_n = \frac{(\beta L)^2}{L^2} \sqrt{\frac{EI}{\rho A}}$$

厚さ (t) の梁が振動している時の歪 (ϵ_0) と変位 (δ) の関係は曲率半径を (ρ) とすると, 材料力学の公式により,

$$\frac{\delta}{\epsilon_0} = \frac{2y(0)}{ty''(0)} \quad \text{⑦}$$

$$\epsilon = \frac{y}{\rho}, \quad \epsilon_0 = \frac{t}{2\rho}, \quad \frac{1}{\rho} = \frac{d^2y}{dx^2}, \quad \delta = y(0)$$

であるから, ④式のたわみ曲線を持つ梁の δ と ϵ_0 の関係は,

$$\frac{\delta}{\epsilon_0} = \frac{1 - \frac{\cosh \beta L/2}{\cos \beta L/2}}{2 \left(\frac{\beta L}{2} \right)^2 \left(1 + \frac{\cosh \beta L/2}{\cos \beta L/2} \right)} \cdot \frac{L^2}{t} \quad \text{⑧}$$

となる。ここで, ⑧式を⑨式のように表わすと, K_0 は梁の固有値と末端の支持条件(固有振動数)によって決まる固有の値となる。

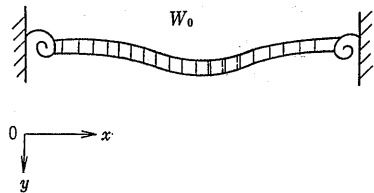
$$\frac{\delta}{\epsilon_0} = K_0 \frac{L^2}{t} \quad \text{⑨}$$

従って, 空気中で振動している棒の δ と ϵ_0 の関係はその物性値と固有振動数を知ることにより求められる。

Burgreen は, 弾性支持されている梁に等分布荷重がかかる場合の方程式と δ/ϵ_0 の関係を求め, 更に, 影響する因子について検討している。また, 岡崎⁸⁾, その他は各種の荷重のかかる場合について, レーリーの方法による振動数を求めている。

各種の荷重に対するたわみ曲線と固有振動数は以下のとおりである。

(1) 等分布荷重のとき



梁のたわみ

$$\frac{EI}{W_0} y = \frac{x^4}{24} - \frac{L}{12} x^3 + \frac{L^2}{24} \frac{\alpha L}{\alpha L + 2} x^2 + \frac{L^3}{12} \frac{1}{\alpha L + 2} x \quad \text{⑩}$$

レーリー法による固有振動数

$$\omega_n^2 = -\frac{EI}{\rho A}$$

$$L^4 \left[\frac{23}{72576} + \frac{1}{2880} \left(\frac{\alpha L}{\alpha L + 2} \right)^2 + \frac{1}{432} \left(\frac{1}{\alpha L + 2} \right)^2 + \frac{1}{576} \frac{\alpha L}{(\alpha L + 2)^2} - \frac{1}{1512} \left(\frac{\alpha L}{\alpha L + 2} \right) - \frac{7}{4320} \frac{1}{\alpha L + 2} \right] \cdot \left(\frac{1}{120} + \frac{1}{144} \left(\frac{\alpha L}{\alpha L + 2} \right)^2 - \frac{1}{72} \frac{\alpha L}{\alpha L + 2} \right)$$

⑩

K_0 値 (この場合の K_0 値を K_{0u} とする)

$$K_{0u} = \frac{\alpha L + 10}{8\alpha L + 48}$$

⑪

但し, K_0 値は ⑧ 式と比較できるように座標軸を変換し, 梁の中央で $x=0$, 弾性支持点で $x=\pm L/2$ とする。この時の ⑩ 式は ⑩' 式で表わされ, ⑩' と ⑦ 式から ⑫ 式を得る。

$$\frac{EI}{W} y = \frac{x^4}{24} - \frac{L^2 x^2}{48} \left(\frac{\alpha L + 6}{\alpha L + 2} \right) + \frac{L^4}{384} \frac{\alpha L + 10}{\alpha L + 2}$$

⑩'

以下, K_0 値と K_{0c} (中央集中荷重), K_{0s} (正弦状分布荷重) で表わし, 座標軸を前記のとおりに変換する。

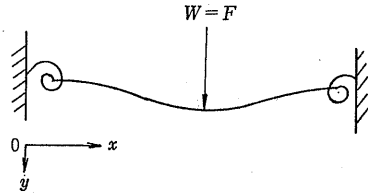
(2) 中央集中荷重のとき

$$\frac{EI}{F} y = -\frac{x^3}{12} + \frac{\alpha L}{\alpha L + 2} \frac{L}{16} x^2 + \frac{1}{\alpha L + 2} \frac{L^2}{8} x,$$

⑬

ただし $x \leq \frac{L}{2}$

$$\omega_n^2 = \frac{EI}{\rho A}$$



$$L^4 \left[\frac{1}{6.4512} + \frac{1}{2.048} \left(\frac{\alpha L}{\alpha L + 2} \right)^2 + \frac{100}{7.68} \left(\frac{1}{\alpha L + 2} \right)^2 + \frac{\alpha L}{(\alpha L + 2)^2} \frac{10}{2.048} - \frac{1}{1.8432} \frac{\alpha L}{\alpha L + 2} - \frac{1}{0.384} \frac{1}{\alpha L + 2} \right] \cdot \left\{ \frac{1}{48} - \frac{1}{32} \frac{\alpha L}{\alpha L + 2} + \frac{1}{64} \left(\frac{\alpha L}{\alpha L + 2} \right)^2 \right\} \times 10^4$$

⑭

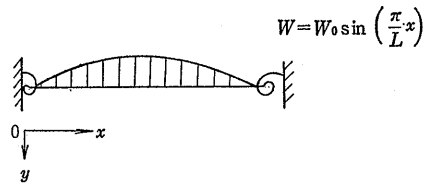
$$K_{0c} = \frac{\alpha L + 8}{12\alpha L + 48}$$

⑮

(3) 正弦状分布荷重のとき

$$\frac{EI}{W_0} y = \left(\frac{L}{\pi} \right)^4 \sin \frac{\pi}{L} x + \frac{\alpha}{\alpha L + 2} \left(\frac{L}{\pi} \right)^3 x^2 - \frac{\alpha L}{\alpha L + 2} \left(\frac{L}{\pi} \right)^3 x$$

⑯



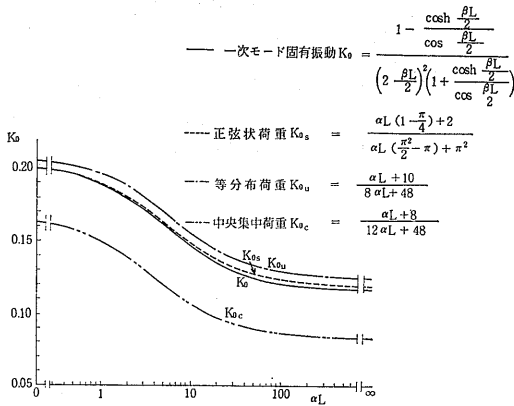
$$\omega_n^2 = \frac{EI}{\rho A} \cdot \frac{\frac{1}{2} - \frac{8\alpha L}{\alpha L + 2} \frac{1}{\pi^2} + \left(\frac{\alpha L}{\alpha L + 2} \right)^2 \frac{4}{\pi^2}}{\left(\frac{L}{\pi} \right)^4 \left\{ \frac{1}{2} - \frac{8\alpha L}{\alpha L + 2} \frac{1}{\pi^2} + \left(\frac{\alpha L}{\alpha L + 2} \right)^2 \frac{\pi^2}{30} \right\}}$$

⑰

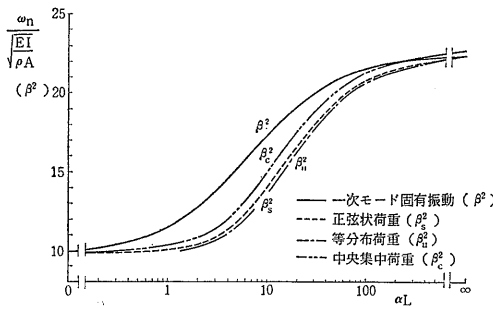
$$K_{0s} = \frac{\alpha L \left(1 - \frac{\pi}{4} \right) + 2}{\alpha L \left(\frac{\pi^2}{2} - \pi \right) + \pi^2}$$

⑱

以上の各仮想分布荷重についての αL と K_0 の関係および αL と $\omega_n / \sqrt{EI/\rho A}$ の関係を付図-2.1 および付図-2.2 に示す。



付図-2.1 αL と K_0 の関係



付図-2.2 αL と $\omega_n / \sqrt{\frac{EI}{\rho A}}$ の関係

付録-3 スペーサの粘性減衰係数

粘性減衰力の働く振動の運動方程式 (22) 式において,

$$\frac{M}{g} x'' + \mu x' + Kx = 0 \quad (22)$$

$\mu < 4K(M/g)$ のとき、衝突後逆方向に運動する。(22) 式の解は,

$$x = Ae^{-\alpha t} \cos \beta t + Be^{-\alpha t} \sin \beta t \quad (1)$$

で表わされる。ここで,

$$\alpha = -\frac{\mu g}{2M}$$

$$\beta = \sqrt{\frac{Kg}{M} - \frac{\mu^2 g^2}{4M^2}}$$

A, B は初期条件によって決まる定数である。

初期条件 $t=0$ で $x=0$ より、 $A=0$ であるから、 x および速度 v は (2), (3) 式で表わされる。

$$x = Be^{-\alpha t} \sin \beta t \quad (2)$$

$$v = \frac{dx}{dt} = Be^{-\alpha t} (-\alpha \sin \beta t + \beta \cos \beta t) \quad (3)$$

$t=0$ で $v=V_1$ より、(3) 式から、

$$B = \frac{V_1}{\beta}$$

(3), (4) 式は

$$x = \frac{V_1}{\beta} e^{-\alpha t} \sin \beta t \quad (4)$$

$$v = \frac{V_1}{\beta} e^{-\alpha t} (-\alpha \sin \beta t + \beta \cos \beta t) \quad (5)$$

となる。物体が衝突してから離れるまでの時間 t は、 $\beta t = \pi$, $t = \pi/\beta$ であるから、その時の速度 V_2 は (5) 式より、

$$V_2 = \frac{V_1}{\beta} e^{-\alpha(\pi/\beta)} (-\beta) = -V_1 e^{-\alpha(\pi/\beta)} \quad (6)$$

となる。

反発係数 K_e は定義により、

$$K_e = \frac{-V_2}{V_1} = e^{-\alpha(\pi/\beta)}$$

$$\log K_e = -\alpha \frac{\pi}{\beta}$$

$$= \frac{\mu g}{2M} \frac{\pi}{\sqrt{Kg/M - \mu^2 g^2/4M^2}}$$

で表わされる。両辺を 2 乗して整理すると、

$$(\log K_e)^2 = \frac{\pi^2 \mu^2 g^2}{4KMg - \mu^2 g^2}$$

$$\mu^2 = \frac{4K(M/g)(\log K_e)^2}{(\log K_e)^2 + \pi^2}$$

となり、

$$\mu = \frac{2\sqrt{K(M/g)} \log K_e}{\sqrt{(\log K_e)^2 + \pi^2}}$$

$$= \frac{2(M/g)\sqrt{K(g/M)} \log K_e}{\sqrt{(\log K_e)^2 + \pi^2}} \quad (27)$$

を得る。

参考文献

- 1) 横村武宣, 林 清純; 「ふげん」燃料集合体の強制振動試験, 動力炉技報, No. 14 (1975.5)
- 2) 横村武宣, 林 清純, 他; ATR 新燃料輸送容器開発試験, 動力炉技報, No. 18 (1976.5)
- 3) 横村武宣, 竹内毅吉, 神谷正征, 他; ATR 燃料模型の振動試験 (1) 概要, (2) FB 型燃料集合体の振動特性, (3) SA 型燃料集合体の振動特性, 日本原子力学会講演集 (1970.4)
- 4) 横村武宣, 他; 新型転換炉燃料集合体の振動特性, 日本原子力学会講演集 (1972.4)
- 5) 横村武宣, 岡島正彦; 燃料集合体の振動特性に

- ついて その 1, その 2, その 3, 船研講演会講演集 19
- 6) D. Burgreen, J. J. Byrnes and D. M. Benfords; Vibration of Rods Induced by Water, Trans. ASME (July, 1958)
 - 7) D. Burgreen; Effect of End-Fixity on the Vibration of Rods, Proc. ASME (July, 1958)
 - 8) 岡崎元昭, 山崎弥三郎; JPDR 燃料棒の流れによる振動, 日本原子力研究所, JAERI-M 5478 (1973.12)
 - 9) M. P. Paidoussis; An Experimental Study of Vibration of Flexible Cylinders Induced by Nominally Axial Flow, NSE (1969)