

# 航空宇宙技術研究所資料

TECHNICAL MEMORANDUM OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TM-106

動安定微係数測定用風洞天秤について

高島一明・榊原盛三  
原 亘利・北出大三  
金成正好

1967 年 5 月

航空宇宙技術研究所  
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

既 刊 資 料

TM- 46	翼胴結合金具の疲労特性	1964年12月	竹内和之, 藤枝郭俊一
TM- 47	ローター後流中のヘリコプター胴体の抵抗について	1965年 1月	幸尾治朗, 岡 遠一
TM- 48	極超音速風胴用ペブル加熱器の予備実験	1965年 2月	平木一, 橋本登崇 林二識, 吉永 山口富夫, 岡遠一男 山幸治朗, 田幸武 照井祐一, 堀 中井咲夫, 高島明史 泉日出夫, 近藤洋 谷原亘利, 高島明史 板垣芳雄
TM- 49	Queen-Air 機の失速特性について	1965年 2月	
TM- 50	LS-A 型ロケットの曲げ剛性および振動試験について	1965年 5月	武藤洋治郎, 池田為治雄 坂元思無邪, 光山敏 河崎俊夫, 谷
TM- 51	超音速風胴空力データ表示記録装置	1965年 5月	
TM- 53	ベクトルのノルムと行列のノルム—数値解法の収束条件その他への応用—	1965年 5月	
TM- 54	熱衝撃試験用風胴整備試験	1965年 5月	
TM- 55	ロケット模型風胴試験における超音速相似則の応用	1965年 5月	
TM- 56	2024-T4 アルミニウム合金平滑丸棒の常温回転曲げ疲労試験	1965年 7月	石田 誠, 河野哲雄
TM- 57	極超音速における軸対称物体の前面抵抗	1965年 7月	曾我 国男
TM- 58	試験用飛しょう体の超音速風胴試験	1965年 8月	斎藤秀夫, 木村友昭 近藤 博, 増田 惣平
TM- 59	ジェットリフトエンジン空気取入口の実験 (I)	1965年 9月	
TM- 60	吹出式超音速風胴における実験データの処理方式について (II)	1965年 9月	原 亘利, 高島一明夫 関根英夫, 中 戸川保子, 矢沢健司 広末健一, 田村征一 塚野雄吉, 能村 佐野四郎, 宏 別府信宏, 一 江川幸一, 飯田宗一郎
TM- 61	クインエア機の風胴試験	1965年 9月	
TM- 62	高温歪ゲージの温度特性試験	1965年10月	
TM- 63	2024-T3アルミニウム合金の有孔補強平板の軸荷重による疲労特性	1965年10月	
TM- 64	応力集中による材料の疲れ強さに関する一実験 (I)	1965年10月	池田為治, 坂元思無邪 光山敏雄, 雄 武内澄夫, 宮地敏雄 星谷昌二, 堀内正司 斎藤隆子, 計測部 機体第一部, 石黒登美子 原動機部, 戸川隼人
TM- 65	ジェットエンジンの翼の固有振動に関する実験	1965年11月	
TM- 69	質量分析計による水蒸気を含む試料のガス分析	1965年12月	
TM- 71	可動アイアンバードの構造および機能	1965年12月	
TM- 72	地上付近の風の影響による小型ロケットの姿勢角変化	1965年12月	
TM- 73	固定端を有する薄肉円筒殻の自由振動について	1966年 1月	田寺木一, 泉 日出夫
TM- 74	回転振動試験装置の計画, 構造および特性	1966年 2月	武内澄夫, 宮地敏雄 星谷昌二, 清水福寿 牛田健二, 崇 吉永 一 小川 鈺
TM- 76	コーティングの断熱効果のアナログシミュレーション	1966年 2月	
TM- 77	テレメータ電波の偏波面の回転を利用したロケットのスピン測定について	1966年 3月	田畑浄治, 桜井善雄 三浦雅男, 森 幹彦 堀川勇壮, 直 中野佳直, 慶治二 新崎慶哲, 蔵 石外久藏, 斎藤秀夫 宗立政隆, 柳原盛三 美均夫, 柏原登喜子 長洲秀夫
TM- 78	昇降舵の操舵力特性に関するシミュレート解析	1966年 3月	
TM- 79	テレメータ機上装置の小型化の研究	1966年 3月	
TM- 80	安定制御のための一計算法	1966年 3月	
TM- 81	吹出式超音速風胴の起動時および停止時における過負荷防止装置	1966年 3月	
TM- 82	ピトー管による境界層速度分布測定について	1966年 4月	
TM- 83	ジェットリフトエンジン空気取入口の実験 (II)	1966年 4月	近藤 博, 増田 惣平
TM- 84	二段ロケットの低速風胴試験	1966年 7月	毛利浩, 田村敦宏 佐野四郎, 能村 実 小野 幸一
TM- 85	航空機の滑走路走行時の振動に関する実験的研究	1966年 8月	
TM- 87	極小型超音速機用姿勢制御装置の特性解析	1966年 8月	池谷光栄, 畑山茂樹
TM- 88	プロペラ後流偏向型 STOL 機の風胴試験 (I)	1966年 9月	犬丸矩夫, 岡部祐二郎 北村清美, 川幡長勝 木村友昭

# 動安定微係数測定用風胴天秤について\*

高島一明\*\*・榊原盛三\*\*・原 亘利\*\*  
北出大三\*\*・金正好\*\*

## 概 要

強制振動法によって動安定微係数を測定する際に使用する内そう型風胴天秤の試作を行ない、風胴外で予備試験を行なった結果について述べる。そのさい気流による減衰力を模擬するものとしてうず電流による減衰力を用いた。天秤としては半導体歪ゲージによる特殊なブリッジを作ってモーメントを検出し、また天秤からの信号をレゾルバを使ってある位相と、それから90°位相のずれた信号に分解して処理するような測定系を作った。うず電流により発生された減衰力をこれにより測定して、天秤、測定系の試験をした。得られた減衰係数の値は、強制振動数の高低によってかなりずれるが、これはある程度補正しうるものであり、減衰力の着力点変化による影響は小さく、全体的にみて満足できる結果を得た。

## 1. ま え が き

航空宇宙技術研究所、1m×1m吹出式超音速風胴において動安定微係数測定装置を設置するための予備試験の一部として、同装置に使用すべき天秤の実物大模型を製作し、その特性および計測法等を風胴外試験で調べた結果について報告する。

すでに当所、2m×2m遷音速風胴においては動的試験が試みられており、超音速飛行時の航空機、ロケットの動特性は握への要求は強い。減圧可能で回流型の遷音速風胴と異なり、吹出式超音速風胴では風胴の大きさ以外に、測定時間が短いこと、風胴起動、停止時に大きな負荷が模型に加わること等の制約があるので遷音速風胴での動的試験方法をそのまま使用するわけにはいかない。そこで種々の動的試験法を参照して、吹出式超音速風胴に最も適当と思われる動的試験用天秤を設計試作した。

動安定試験の主要目的は減衰係数の測定であるから試作天秤を用いて風胴外で減衰係数を測定する試験を行なった。減衰力はいず電流を利用して電氣的に発生

させ、強制振動法により振動数5～20サイクルの範囲でこの相似的な試験を行ない、天秤の特性を調べ良い結果を得た。以下測定原理、試験装置、結果について説明する。

## 2. 記 号

- $a_n$  : 強制モーメントの  $n$  番目の高調波成分
- $c$  : 天秤固有の減衰係数 (kg cm sec/rad)
- $c_i$  : うず電流による減衰係数 (kg cm sec/rad)
- $E$  : 天秤モーメントビーム部の弾性係数 (kg/cm<sup>2</sup>)
- $E$  : 信号電圧
- $F$  : 荷重
- $\dot{G}$  : 歪ゲージのゲージ率
- $I$  : 回転振動軸まわりの模型の慣性能率 (kg cm sec<sup>2</sup>)
- $I$  : 天秤モーメントビーム部の断面二次モーメント (cm<sup>4</sup>)
- $i$  : 電磁石電流 (アンペア)
- $j$  :  $\sqrt{-1}$
- $K$  : 天秤固有のばね定数 (kg cm/rad)
- $L_c$  : 回転中心と磁極中心間基準距離
- $L_m$  : 回転中心と磁極中心間距離
- $l$  : 基準長

\* 昭和42年3月28日受付

\*\* 空気力学第二部

$M$  : 空気力による縦揺れモーメント

$M$  : 模型に与える強制モーメント (kg cm)

$n$  : 天秤駆動軸の回転数 (rps)

$q$  : 風洞気流動圧

$R$  : 歪ゲージの抵抗 (オーム)

$S$  : 基準面積

$t$  : 時間 (sec)

$V$  : 風速

$\alpha$  : 風洞内での模型の迎角

$\varepsilon$  : モーメントビームの歪

$\theta$  : 振動変位角 (rad)

$\lambda$  : 位相角

$\tau$  :  $l/2V$

$\Phi$  : 電磁石で作られる磁束

$\omega$  : 角振動数 (rad/s)

$C_m$  : 空力モーメント係数

$C_{m\dot{\theta}}$  :  $\partial C_m / \partial \dot{\theta}$

$C_{m\ddot{\theta}}$  :  $\partial C_m / \partial (\tau \ddot{\theta})$

$C_{m\ddot{\theta}}$  :  $\partial C_m / \partial (\tau^2 \ddot{\theta})$

添字

$j$  : 虚部

$M$  : モーメント

$r$  : 実部

$\theta$  : 変位

$0$  : 振幅

a) 慣性によるもの :  $-I\ddot{\theta}$

b) 天秤からの機械力によるもの :  $-K\theta - c\dot{\theta}$

$-K\theta$  は天秤内部のばねによる復元モーメントであり、 $-c\dot{\theta}$  は天秤内部の可動部分における粘性摩擦によるものである。

c) 空気力によるもの :

$$M = \frac{\partial M}{\partial \theta} \theta + \frac{\partial M}{\partial \dot{\theta}} \dot{\theta} + \frac{\partial M}{\partial \ddot{\theta}} \ddot{\theta}$$

ここで模型は  $Y$  軸に平行な軸のまわりに縦揺れ強制振動を与えられるとした。右辺各項は微小角振動したために生ずる空気力による復元モーメント、減衰モーメント、慣性モーメントである。ここで静的な状態における空気力によるモーメントは模型の姿勢がトリム状態でない限り常に作用するが、それは天秤を介してスティングによる支持力と平衡しており、この場合の運動方程式では考える必要がなく変動分 ( $\theta$ ) による影響のみを考えればよい。無次元係数を使うと上式は次のごとく書ける :

$$M = qSlC_m = qSl(C_{m\theta}\theta + \tau C_{m\dot{\theta}}\dot{\theta} + \tau^2 C_{m\ddot{\theta}}\ddot{\theta})$$

d) 重力によるもの :  $-mg\bar{x}_g\theta \sin \alpha$

$m$  は模型質量、 $\bar{x}_g$  は模型重心と回転中心間の距離である。通常重心位置を回転中心に一致させるよう風洞模型を設計するから重力によるモーメントは生じない。また振動面が重力に直角であれば同じことが言える。その他の場合、重力の影響が存在するが  $\theta_0$  は  $1 \sim 2^\circ$  であり、迎角も  $10^\circ$  程度で重力の影響は他のものに比較して小さく、以下無視する。静的な重力によるモーメントは静的空気力と同様の理由により考える必要がない。

e) 強制力によるもの :  $M_0 e^{j\omega t}$

運動方程式は以上のモーメントの和を零とおいて得られ、整理すると :

### 3. 測定原理

#### 3.1 風洞内における模型の運動方程式

模型は天秤を介してスティングで支持され、天秤から正弦波状の強制モーメントを与えられて回転中心まわりに微小角  $\theta$  の回転振動を行なう (図1参照)。

したがって模型に加わるモーメントは :

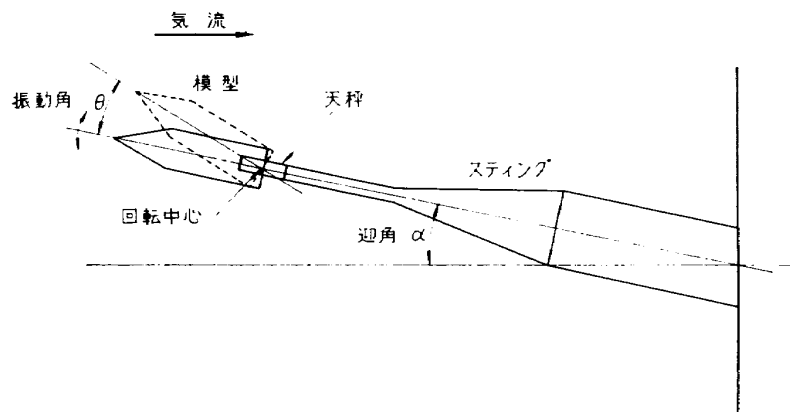


図1 模型の運動

表1 係数間関係

	Y 軸まわりの振動	Z 軸まわりの振動
$C_{m\ddot{\theta}}$ ( $C_{m\ddot{\varphi}}$ )	縦揺れ運動の空気慣性力係数	偏揺れ運動の空気慣性力係数
$C_{m\dot{\theta}}$ ( $C_{m\dot{\varphi}}$ )	縦揺れ運動の空気減衰力係数 $C_{m\dot{\alpha}} + C_{mq}$	偏揺れ運動の空気減衰力係数 $C_{n\dot{\gamma}} - C_{n\dot{\beta}} \cos \alpha$
$C_{m\theta}$ ( $C_{m\varphi}$ )	ある迎角での $C_m$ のこう配	ある迎角での $C_n \cos \alpha$ のこう配

$$\left( \frac{I}{qSl} - \tau^2 C_{m\ddot{\theta}} \right) \ddot{\theta} + \left( \frac{c}{qSl} - \tau C_{m\dot{\theta}} \right) \dot{\theta} + \left( \frac{K}{qSl} - C_{m\theta} \right) \theta = \frac{M_0}{qSl} e^{j\omega t} \quad (1)$$

この式から明らかなごとく  $C_{m\ddot{\theta}}$  は模型慣性能率と等価な空気力による影響を表わし、負の  $C_{m\ddot{\theta}}$  は縦揺れ運動において正の空気慣性力を表わす。 $C_{m\dot{\theta}}$  は粘性抵抗  $c$  と等価であり、空気減衰力を表わし負の  $C_{m\dot{\theta}}$  は正の減衰力を意味する。 $C_{m\theta}$  は復元力係数  $K$  と等価で負の  $C_{m\theta}$  はトリム角においてはトリム状態で静的に安定なことを表わし、その他の迎角の状態では静的な縦揺れモーメント曲線のその迎角でのこう配を表わしている。

以上は模型を Y 軸に平行な軸のまわりに振動させた場合について説明したが Z 軸に平行な軸のまわりに振動させた場合についてもまったく同じ事が言える。記号の意味は表 1 のとおりである。

(1) 式の解は過渡解と定常解とに分けられるが過渡解はこの場合ほとんど存在しないと考える。何故なら振動の周期、振幅は常に強制された定常解になるよう強い力で制御されていると考えられるからである。

定常解は：

$$\theta = \theta_0 e^{j(\omega t - \lambda)} \quad (2)$$

動的試験では強制モーメント  $M$  および変位  $\theta$  を測定して運動方程式の係数を求めることになる。

(2) 式を (1) 式に代入して

$$-\omega^2 \left( \frac{I}{qSl} - \tau^2 C_{m\ddot{\theta}} \right) + j\omega \left( \frac{c}{qSl} - \tau C_{m\dot{\theta}} \right) + \left( \frac{K}{qSl} - C_{m\theta} \right) = \frac{M_0}{qSl\theta_0} e^{j\lambda} \quad (3)$$

ここで

$$e^{j\lambda} = \cos \lambda + j \sin \lambda$$

であるから (3) 式の両辺を実部と虚部とに分けると

$$\left. \begin{aligned} -\omega^2 \left( \frac{I}{qSl} - \tau^2 C_{m\ddot{\theta}} \right) + \left( \frac{K}{qSl} - C_{m\theta} \right) &= \frac{M_0}{qSl\theta_0} \cos \lambda \\ \omega \left( \frac{c}{qSl} - \tau C_{m\dot{\theta}} \right) &= \frac{M_0}{qSl\theta_0} \sin \lambda \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

風洞実験の場合、求めようとする空気力係数は  $C_{m\theta}$ ,  $C_{m\dot{\theta}}$ ,  $C_{m\ddot{\theta}}$  である。S, l, I は模型に固有の定数, K, c は天秤に固有の定数であり, q,  $\tau$ ,  $M_0$ ,  $\theta_0$ ,  $\lambda$ ,  $\omega$  は実験で測定し得るものである。(4) 式を書き直して：

$$\left. \begin{aligned} C_{m\theta} - \omega^2 \tau^2 C_{m\ddot{\theta}} &= -\frac{I\omega^2}{qSl} + \frac{K}{qSl} - \frac{M_0}{qSl\theta_0} \cos \lambda \\ \tau C_{m\dot{\theta}} &= \frac{c}{qSl} - \frac{M_0}{qSl\theta_0 \omega} \sin \lambda \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

今無風時に通風時とまったく同じ試験を行なうと (5) 式の右辺のみを考えればよく

$$\left. \begin{aligned} K - I\omega^2 &= \left( \frac{M_0 \cos \lambda}{\theta_0} \right)_{\text{wind off}} \\ c &= \left( \frac{M_0 \sin \lambda}{\theta_0 \omega} \right)_{\text{wind off}} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

これはこの種の動的試験で常に表われる風袋値である。空気の影響を完全になくすためにはむしろ真空中で (6) 式を求める方がよい。(6) 式を (5) 式に代入すると

$$\left. \begin{aligned} C_{m\theta} - \omega^2 \tau^2 C_{m\ddot{\theta}} &= \frac{-1}{qSl} \left\{ \left( \frac{M_0 \cos \lambda}{\theta_0} \right)_{\text{wind on}} - \left( \frac{M_0 \cos \lambda}{\theta_0} \right)_{\text{wind off}} \right\} \\ \tau C_{m\dot{\theta}} &= \frac{-1}{qSl} \left\{ \left( \frac{M_0 \sin \lambda}{\theta_0 \omega} \right)_{\text{wind on}} - \left( \frac{M_0 \sin \lambda}{\theta_0 \omega} \right)_{\text{wind off}} \right\} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

$C_{m\theta}$  と  $C_{m\ddot{\theta}}$  は結合した形で求まるが種々の  $(\tau\omega)^2$  に対する  $C_{m\theta} - \omega^2\tau^2 C_{m\ddot{\theta}}$  の値をプロットし  $(\tau\omega)^2=0$  のときの値を読むことにより容易に  $C_{m\theta}$  のみを取り出せる。 $C_{m\ddot{\theta}}$  はその際のこう配である。 $C_{m\theta}$  はすでに述べたごとくその迎角の状態での  $C_m$  のこう配である。 $C_{m\dot{\theta}}$  は  $C_{m\dot{\alpha}}$  と  $C_{mq}$  との結合した形であるがこれを分離することはこの場合はできない。得られた  $C_{m\alpha}$ ,  $C_{m\dot{\alpha}} + C_{mq}$  の基準点は回転中心であるが  $X$  軸上の別の位置を基準点とした場合を求めるには、基準点の移動距離を  $x$  (後方正) として次式を用いる。

$$C_{m\alpha, new} = C_{m\alpha} - C_{za} \frac{x}{l}$$

この式の  $C_{m\alpha}$ ,  $C_{za}$  は静的試験で容易に得られる。 $C_{m\dot{\alpha}}$ ,  $C_{mq}$  については：

$$C_{m\dot{\alpha}, new} = C_{m\dot{\alpha}} - C_{z\dot{\alpha}} \frac{x}{l}$$

$$C_{mq, new} = C_{mq} - (C_{zq} + 2C_{m\alpha}) \frac{x}{l} + 2C_{\dot{\alpha}\alpha} \left( \frac{x}{l} \right)^2$$

$C_{za}$ ,  $C_{zq}$  はこの場合の試験では得られない。理論的に求められる場合もあるが通常小さく、これを無視すると

$$(C_{m\dot{\alpha}} + C_{mq})_{new} = (C_{m\dot{\alpha}} + C_{mq}) - \tau C_{m\alpha} \frac{x}{l} + C_{z\dot{\alpha}} \left( \frac{x}{l} \right)^2$$

### 3.2 風洞外試験の場合

上の風洞試験において  $C_{m\theta}$  は静的試験で求める事ができ、 $C_{m\ddot{\theta}}$  は普通極めて小さいから動的試験の特徴は減衰係数  $C_{m\dot{\theta}}$  の測定にあると言える。そこで電氣的に減衰力を発生させる装置を作り、天秤の特性、計測法等を調べるのがより効果的であると考えた。模型は風洞試験とまったく同じように強制振動をうける。翼に相当する部分は電磁石の磁極間にあって磁束を切るように振動させられ、翼面上に生じたいず電流によって振動速度に比例し、運動に反する力、すなわち減衰力が翼に発生する。これが回転中心まわりの減衰モーメントとなるから風洞試験と同じ方法で測定する。減衰モーメントは

$$M_i = \frac{bvL_m\dot{\theta}^2}{K_b S_p \phi^0}$$

$b$  は磁極間の翼厚、 $v$  は磁極間での翼の速度で  $L_m\dot{\theta}$  に等しい。 $K_b$  は模型翼の形および磁極との相対位置で定まる定数で、うず電流の流れる回路の等価抵抗と

磁極面直下の部分の抵抗との比で一般的な場合に対して理論的に求めることはできない。 $\rho$  は模型翼の比抵抗、 $S_p$  は磁極面積。 $L_m$  はモーメント腕長と同じである。さらに軟鋼に対してはある程度

$$\Phi = K_N i \quad (K_N : \text{比例定数})$$

が成立するから

$$M_i = K_c' \Phi^2 L_m^2 \dot{\theta} = K_c i^2 L_m^2 \dot{\theta} = C_i \dot{\theta}$$

ここで

$$K_c' = \frac{b}{K_b S_p \phi^0}, \quad K_c = \frac{b K_N^2}{K_b S_p \phi^0}, \quad C_i = K_c i^2 L_m^2$$

$C_i$  はうず電流による減衰係数で、電磁石電流の二乗およびモーメント腕長の二乗に比例する。

運動方程式は前と同じようにして

$$I\ddot{\theta} + (c + C_i)\dot{\theta} + K\theta = M_0 e^{j\omega t} \quad (8)$$

風袋値は

$$\left. \begin{aligned} K - I\omega^2 &= \left( \frac{M_0 \cos \lambda}{\theta_0} \right)_{\text{current off}} \\ c &= \left( \frac{M_0 \sin \lambda}{\theta_0 \omega} \right)_{\text{current off}} \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

電磁石電流を変化させた場合の減衰係数は

$$\begin{aligned} C_i &= \left( \frac{M_0 \sin \lambda}{\theta_0 \omega} \right)_{\text{current on}} \\ &\quad - \left( \frac{M_0 \sin \lambda}{\theta_0 \omega} \right)_{\text{current off}} \end{aligned} \quad (10)$$

種々のモーメント腕長の場合の減衰係数がある基準のモーメント腕長 ( $L_c$ ) の場合に換算することにして

$$\begin{aligned} C_i &= C_i' \left( \frac{L_c}{L_m} \right)^2 = \left( \frac{L_c}{L_m} \right)^2 \left\{ \left( \frac{M_0 \sin \lambda}{\theta_0 \omega} \right)_{\text{current on}} \right. \\ &\quad \left. - \left( \frac{M_0 \sin \lambda}{\theta_0 \omega} \right)_{\text{current off}} \right\} \end{aligned} \quad (11)$$

減衰係数  $C_i$  は電磁石電流の二乗にほぼ比例する。

## 4. 試験装置

### 4.1 機械系の装置

図2は本装置の外観で図3は概念図である。モータは1馬力誘導電動機で種々の回転数が得られるよう取替可能な減速歯車を介して駆動軸に回転トルクを与える。駆動軸の回転はクランク、スコッチヨークをへて往復運動にかわり天秤駆動片およびその先に取り付けられた模型を強制振動させる。振幅は0.017ラジアンである。天秤は固定片、駆動片、変位測定用板ばねから成り模型に与えた強制モーメントを駆動片中間部のモーメントビーム部により付けられた歪ゲージで測定

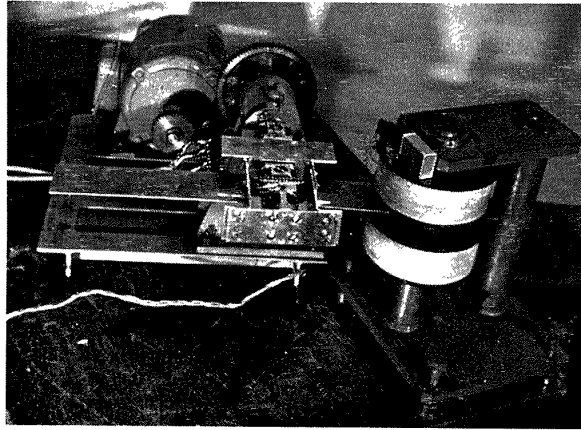


図2 試験装置

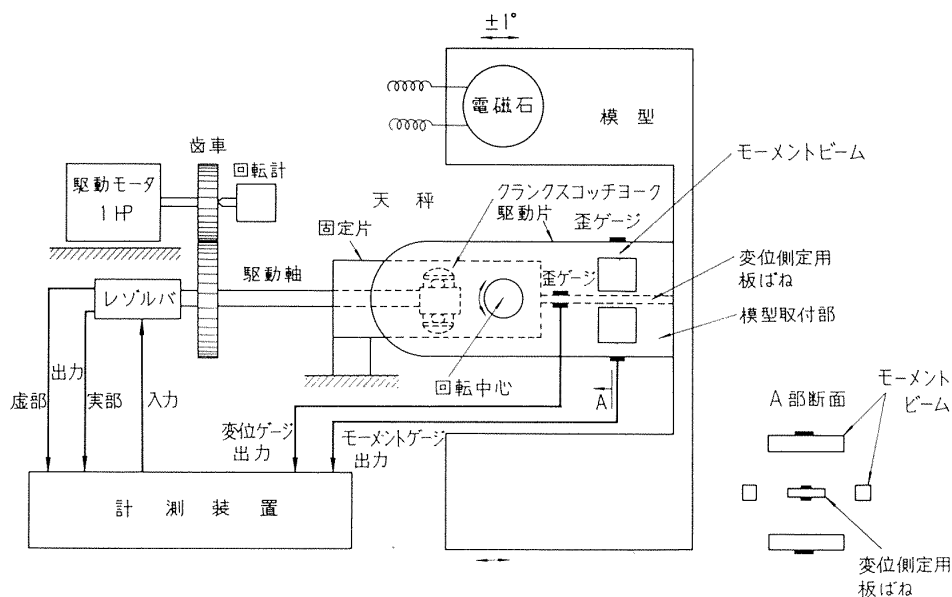


図3 減衰力測定装置概念図

する。また一端を固定片に、他端を薄い金属片を介して模型取付部につけられた変位測定用板ばねのたわみを利用して板ばねの根元に歪ゲージを貼付し、模型変位を測定する。図4はモーメントビーム、変位測定用板ばねを示す。モーメントビームは天秤の特性を調べるため特に取替可能な構造とし、断面二次モーメントが  $2.5\text{cm}^4$ 、 $4.9\text{cm}^4$  のものについて試験した。以下では M1, M2 と呼ぶ。変位測定用板ばねは実際の動的試験においてしばしば取り替えられるであらうもので、これについては断面二次モーメント 11, 16,  $22\text{mm}^4$  の3種について試験した。以下では D1, D2, D3 と呼ぶ。材料は SUS27 である。モーメントビーム上での歪みは非常に小さく、大きな出力信号を得るため、非線形性、経年変化等に問題はあるが半導体歪ゲージを貼付した。変位用は普通の歪ゲージである。

先の運動方程式は回転中心を原点とした式であるから測定すべきモーメント、変位は回転中心基準でないといけない。変位は力のかかる位置に無関係に回転中心まわりで測定できるがモーメントは図4(a)のように歪ゲージをはり  $G_1 \sim G_4$  のゲージを利用して(b)のごとくブリッジを作るとモーメントビームの中心が基準点となる。以下4ゲージ法と呼ぶ。減衰力の働く方向が天秤軸に平行であれば回転中心まわりのモーメントと測定値は一致するからそのようにして4ゲージ法の試験を行なった。次に一般の場合にでも測定値が回転中心基準であるようにするため図4(a)の  $G_1, G_3, G_5 \sim G_8$  の6枚のゲージを図4(c)のごときブリッジにした。 $G_1, G_3$  はこの点まわりのモーメントに比例した抵抗変化を、また  $G_5 \sim G_8$  ゲージによるものは加えた力に比例した出力信号を与えると考えるとよく、そ

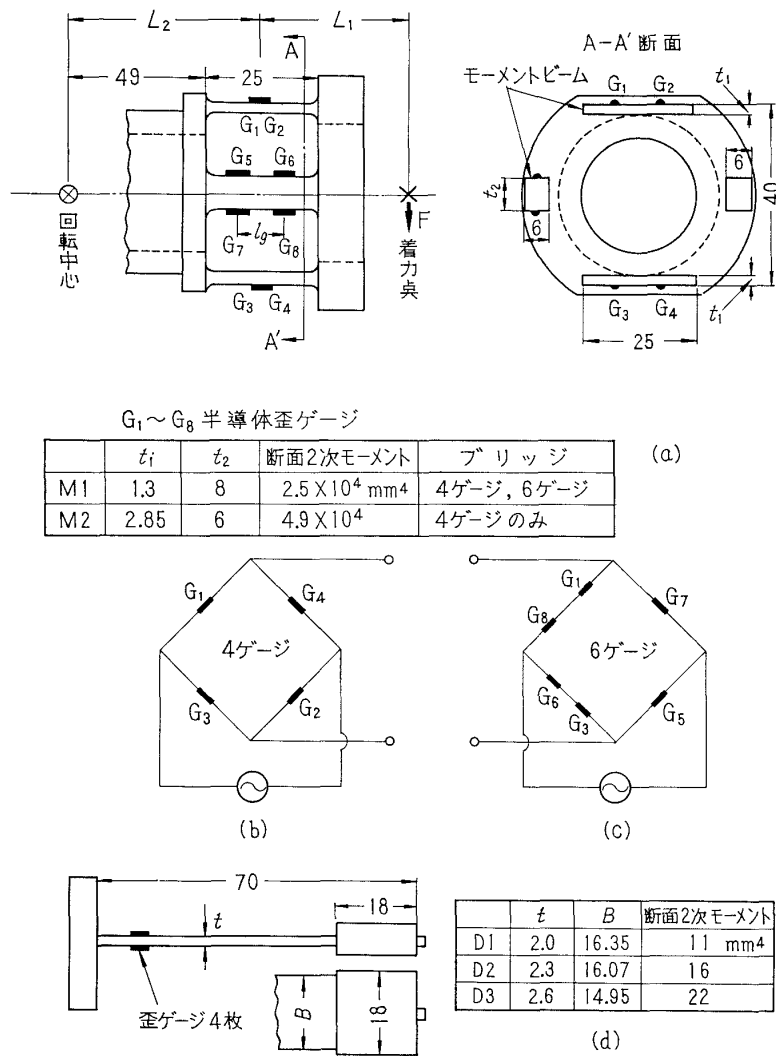


図4 モーメントビームと変位測定用ばね (単位 mm)

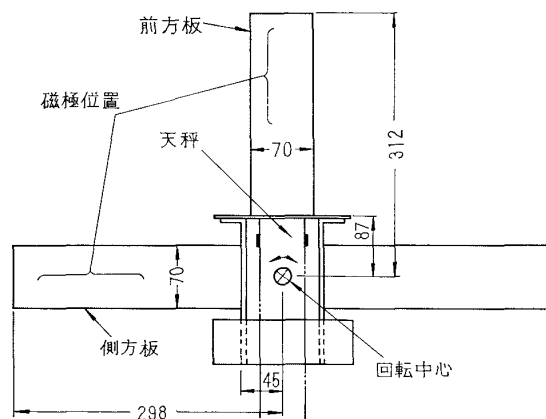


図5 模 型 (単位 mm)



の大きさは  $G_5$ ,  $G_7$  と  $G_6$ ,  $G_8$  の距離  $l_g$  に比例する。したがって図4 (c) の出力は両方の和となり  $k_1F L_1 + k_2F$  の形である。ゲージ間隔  $l_g$  を適当に選べばこれは  $k_1F (L_1 + L_2)$  の形にすることができ、前方に加わった力によるモーメントを回転中心まわりで測定することができる。以下6ゲージ法と呼ぶが  $G_2$ ,  $G_4$  のゲージを加えて8ゲージにしてもよいことは当然である (付録参照)。

模型はアルミニウム板で製作した軽量のもので図5に示される。重心は前方板がない場合は回転中心に一致している。慣性能率の計算値は回転中心まわりで、 $0.086 \text{ kg cm sec}^2$ 、前方板のある場合は  $0.115 \text{ kg cm sec}^2$  である。4ゲージ法の場合は前方板を取り除いて側方板に減衰力が働くようにし、6ゲージ法の場合は前方板をつけて各板に減衰力が働くようにして試験した。

駆動軸の他端にはレゾルバが取り付けられているがこの働きについては後述する。

電磁石は直径5cmの軟鋼を芯にし0.55mmのエナメル被覆銅線を約15,000回巻いたもので磁極間距離は約9mmである。

強制角振動数  $\omega$  は駆動軸の回転数と比例するからモータの回転数と歯車の減速比から求めた。

#### 4.2 電気計測系とデータ処理

ブロック図を図6に示す。

天秤で検出されたモーメント、変位の信号は3KCの搬送波にのったまま切替器をへて増幅されレゾルバの入力となる。レゾルバは駆動軸と同軸で回転しており

入力信号をレゾルバの回転子を基準にしたある直交軸系の各成分にわけける。今モーメント信号がレゾルバに入った場合を考えるとレゾルバの出力  $E_{R1}$ ,  $E_{R2}$  はそれぞれ

$$E_{R1} = K_R E_{bM} \sin \omega t$$

$$E_{R2} = K_R E_{bM} \cos \omega t$$

と書ける。ただし  $K_R$  は比例定数 (固定子と回転子の巻線比),  $E_{bM}$  はモーメントを表わす信号電圧である。強制モーメントはできるだけ正弦波的に与えられるようにはなっているが天秤出力は必ずしも単一な正弦波ではなく、種々の原因、たとえば風胴試験における気流の乱れ等の影響による高調波成分を持っていると考えられるから  $E_{bM}$  は基本角振動数  $\omega$  を持ったフーリエ級数で表わすことができ

$$E_{bM} = B \left\{ a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \sin (n\omega t + \lambda_{Mn}) \right\} \sin \omega_c t$$

$B$  はモーメントを電圧に換算する定数,  $\omega_c$  は搬送波の角周波数である。 $a_0$  はモーメントブリッジの初期不平衡量である。したがって前の式は

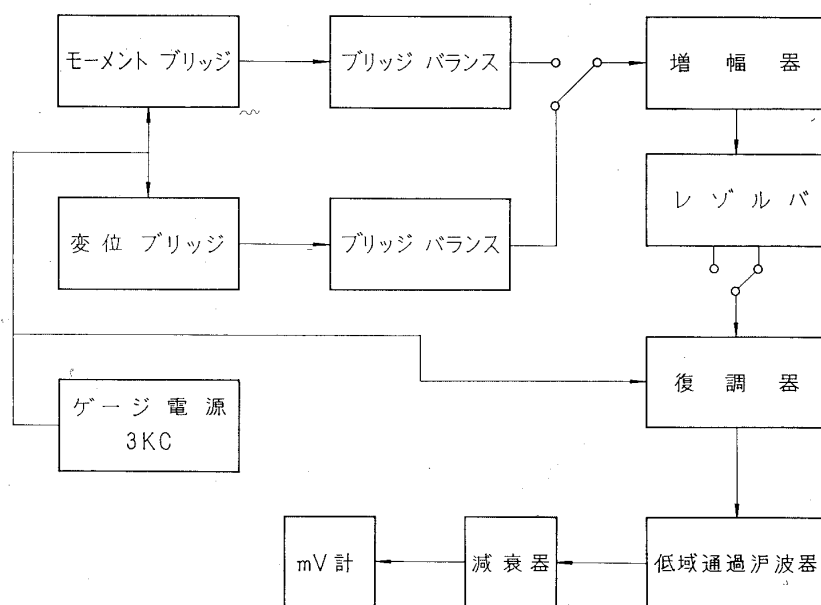
$$E_{R1} = K_R B \left\{ a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \sin (n\omega t + \lambda_{Mn}) \right\}$$

$$\times \sin \omega t \sin \omega_c t$$

$$E_{R2} = K_R B \left\{ a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \sin (n\omega t + \lambda_{Mn}) \right\}$$

$$\times \cos \omega t \sin \omega_c t$$

復調器の信号出力  $E_{D1}$ ,  $E_{D2}$  は



$$E_{D1} = K_D K_R B \left\{ a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \sin(n\omega t + \lambda_{Mn}) \right\} \sin \omega t$$

$$E_{D2} = K_D K_R B \left\{ a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \sin(n\omega t + \lambda_{Mn}) \right\} \cos \omega t$$

$K_D$  は復調器の倍率である。この信号を十分時定数の大きな低域通過濾波器に通せば上式の平均値が系の出力となる。

$$E_{01} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T E_{D1} dt = \frac{K_D K_R B}{2} a_1 \cos \lambda_{M1}$$

$$E_{02} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T E_{D2} dt = \frac{K_D K_R B}{2} a_1 \sin \lambda_{M1}$$

かようにしてレゾルバと濾波器は角周波数  $\omega$  の信号成分のみを取り出すからきわめて狭帯域の帯域通過濾波器のようなものである。上式で  $2/K_D K_R B$  は尺度を表わす係数で  $K_s$  と書くことにする。 $a_1$  は強制モーメントの振幅と同じであり、位相差  $\lambda_{M1}$  を  $\lambda_M$  と書けば

$$\left. \begin{aligned} M_r &= M_0 \cos \lambda_M = E_{01} \cdot K_s \\ M_j &= M_0 \sin \lambda_M = E_{02} \cdot K_s \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

したがって与えられたモーメントの基本波振幅は

$$M_0 = \sqrt{M_r^2 + M_j^2} \quad (13)$$

またこの基本波がレゾルバ回転子となす角は

$$\lambda_M = \tan^{-1} \frac{M_j}{M_r} \quad (14)$$

強制振動による模型変位を測定する系統についてもまったく同じことが言え、実部、虚部はそれぞれ

$$\left. \begin{aligned} \theta_r &= \theta_0 \cos \lambda_j \\ \theta_j &= \theta_0 \sin \lambda_j \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

振幅、位相角は

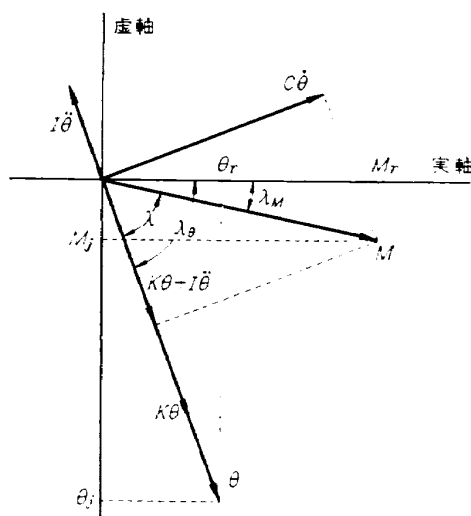


図7 モーメント、変位ベクトル図

$$\left. \begin{aligned} \theta_0 &= \sqrt{\theta_r^2 + \theta_j^2} \\ \lambda_j &= \tan^{-1} \frac{\theta_j}{\theta_r} \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

これらの関係を図7に示す。

レゾルバ軸系と模型軸系との角度差は測定に何の影響も与えず

$$\lambda = \lambda_M - \lambda_j = \tan^{-1} \frac{M_j}{M_r} - \tan^{-1} \frac{\theta_j}{\theta_r}$$

駆動軸の回転数  $n$  rps は先に述べたようにして求まり

$$\omega = 2\pi n \quad (17)$$

(7), (11) 式で必要な  $M_0$ ,  $\theta_0$ ,  $\omega$ ,  $\lambda$  は測定値  $M_r$ ,  $M_j$ ,  $\theta_r$ ,  $\theta_j$ ,  $n$  から (13), (14), (16), (17) 式を用いて計算され、減衰係数、風袋値が求まる。

## 5. 試験結果

### 5.1 減衰係数の測定

試験の種類は表2に示される。

図8は試験結果の一例でモーメント、変位のベクトル先端を複素面上にプロットしたものである。変位ベクトルは振動数  $\omega$  をかえてもあまり変化しない。電磁石電流を増加させるとモーメントベクトルの先端は変位ベクトルに直角に移動し、減衰モーメントの増加を表わす。また  $\omega$  をかえた試験では全体の軌跡が“ $-\theta$ ”の方向に移動し慣性力  $I\ddot{\theta}$  の影響が強く表われることを示す。図9は電磁石電流を変化させた時の減衰係数

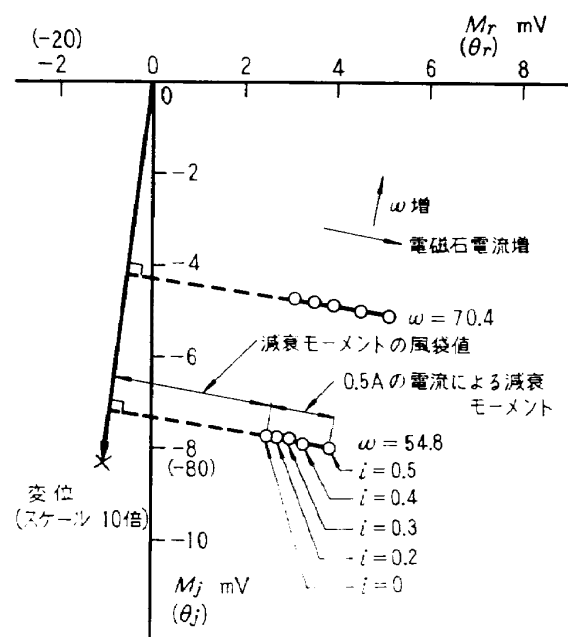


図8 データ例 (M1D1, 6ゲージ, 磁極横 24.5cm)

表2 試験内容

受 感 子	ブリッジ	磁 極 位 置	cm	$\omega$ (rad/s)	模 型
M1D1	4	横25		31.3, 39.1, 47.0, 54.8, 78.3	前方板なし
M1D1	4	横18		47.0	"
M1D2	4	横25		70.4, 86.1	"
M1D3	4	"		47.1, 70.4, 86.1	"
M1D1	4	"		31.3, 47.0, 78.3	"
M1D3	4	"		86.1, 101.7, 117.4	"
M1D1	6	前20.2, 23.5, 26.8		54.8, 70.4	前方板つき
M1D1	6	横20.8, 24.5		54.8, 70.4	"

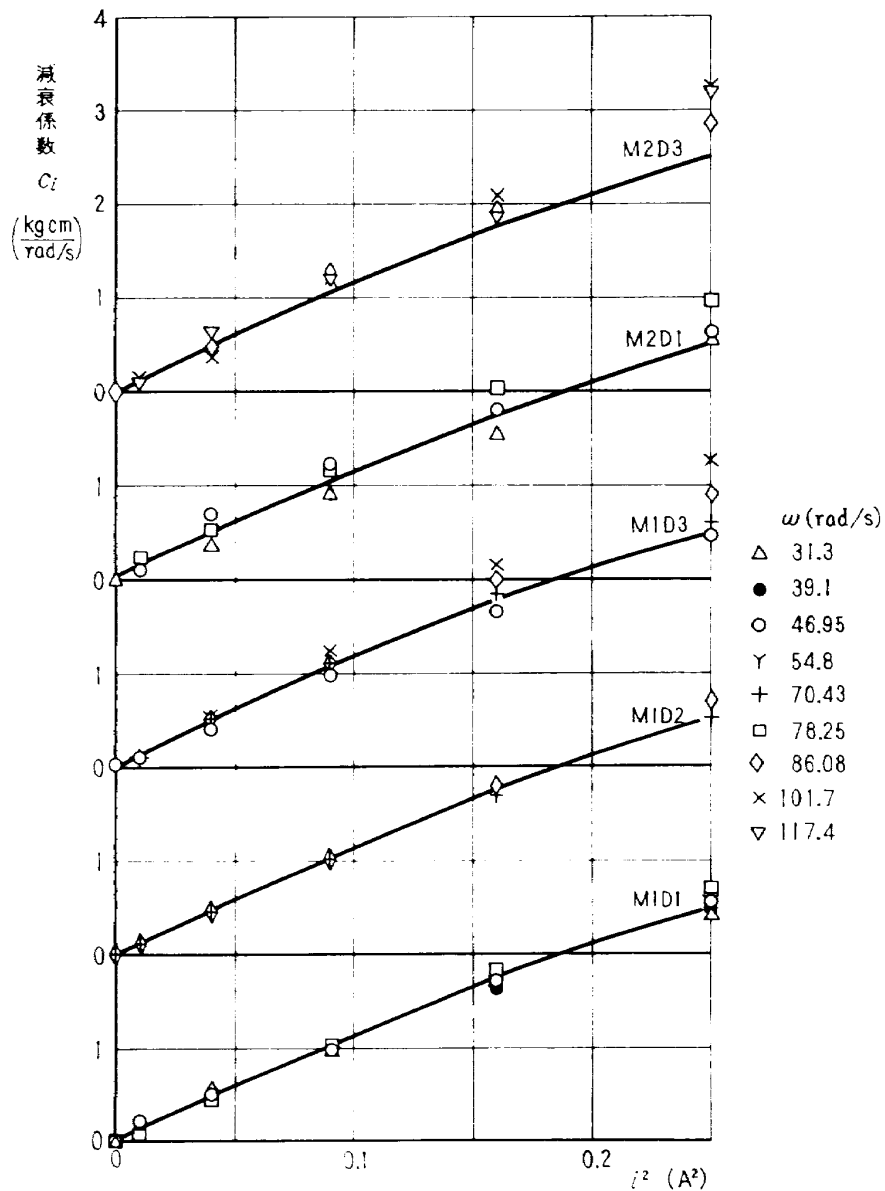


図9 電磁石電流—減衰係数

の変化を4ゲージ法によって測定した結果である。すでに述べたごとく軟鋼の磁化曲線は直線ではなく電流の増加にともない磁束は飽和し、減衰係数は磁束の二乗に比例するから、横軸に電流の二乗をとると図9に示すような曲線となる。この曲線は $\omega$ の小さい場合の実験点を基準にして得たもので理論的に求めたものではないが、受感素子による影響を求め易くするため記入してある。

受感素子に無関係に各データはほぼ同一曲線上にのっているが振動数の影響が見られ、振動数を増加させると減衰係数はやや大きく表われている。図10は電磁石電流を0.5Aにした時の減衰係数を、振動数を横軸にしてプロットしたもので、図で見るごとく $\omega$ とともに減衰係数は漸増している。この原因の一つは変位測定用板ばねの静的たわみ曲線と動的たわみ曲線とが異なり、振動数が高くなると板ばね根元部はたわみの変化に追従できず歪ゲージの出力は減少し、一定の校正係数を用いると変位の測定値が実際より小さくなるため減衰係数が大きくなるわけである。そこで受感素子を用いた実験での最小振動数の場合の変位値を他の

振動数の場合にも用いて減衰係数を求めると同じ図10のぬりつぶした点になる。 $\omega$ による $C_i$ の増加の割合は前の場合より減小し $\omega=80\text{rad/s}$ 位までは一定であるがその後は漸増する。この原因は模型自身のたわみによるものと思われる。図11は磁極位置をかえた場合の試験結果を(11)式を用いて換算したものと、基準距離 $L_c=25\text{cm}$ の場合の $C_i$ を比較したもので両者はよく一致する。

次に6ゲージ法の実験結果について説明する。まず6ゲージ法によってモーメントが回転中心基準で測定できることを静的試験で確認した。図12(a)はその結果を示す。荷重を図(b)に示すように種々の位置にかけ、回転中心を基準点としてモーメントを計算し図(a)の横軸に、6ゲージによるブリッジ出力を増幅した値を縦軸にとってある。結果は1本の直線上にのっているから6ゲージ法によって回転中心を基準点としてモーメントを測定できることを示す。モーメント受感素子はM1である。図13は受感子M1D1、6ゲージ法によって電磁石電流をかえた場合の減衰係数の変化を測定したものである。(a)、(b)は磁極を前

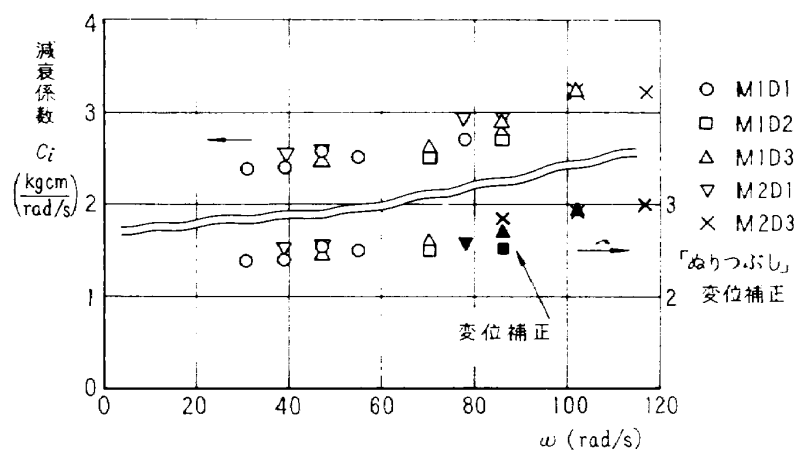


図10  $i=0.5\text{A}$ の時の減衰係数

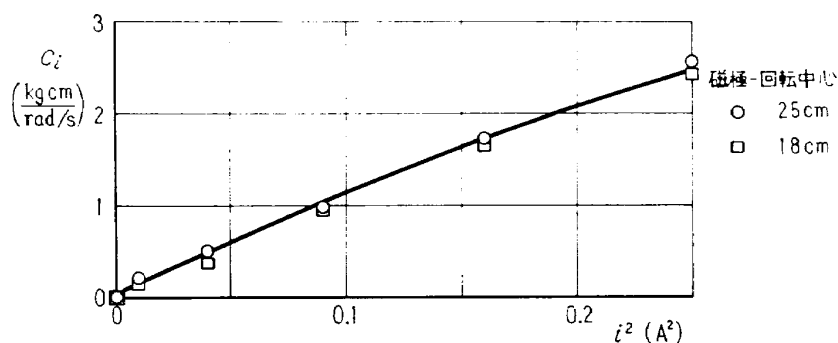


図11 磁極位置をかえた時の減衰係数

方種々の位置に置いた場合で減衰モーメントは回転中心まわりと受感部中心まわりでは明らかに異なる。

(a), (b) に見るごとく、荷重位置、振動数に無関係に減衰係数が良く測定できているがやはり前と同様振動数が高くなると減衰係数が大きめに求まっている。

(c), (d) は磁極を側方に置いた場合でモーメントは回転中心まわりでも受感部中心まわりでも同じであ

る。先の4ゲージ法の場合とよく一致した結果が得られ、振動数の影響も同じように言える。

磁極を前方に置いた場合は側方に置いた場合より20%程度  $C_i$  が小さくなっているがこれは模型前方板と側方板の大きさの違い、その取付法の違いによりすでに述べたうず電流抵抗比  $K_b$  が異なるためで前方板と側方板を取り替えて試験し確認した。

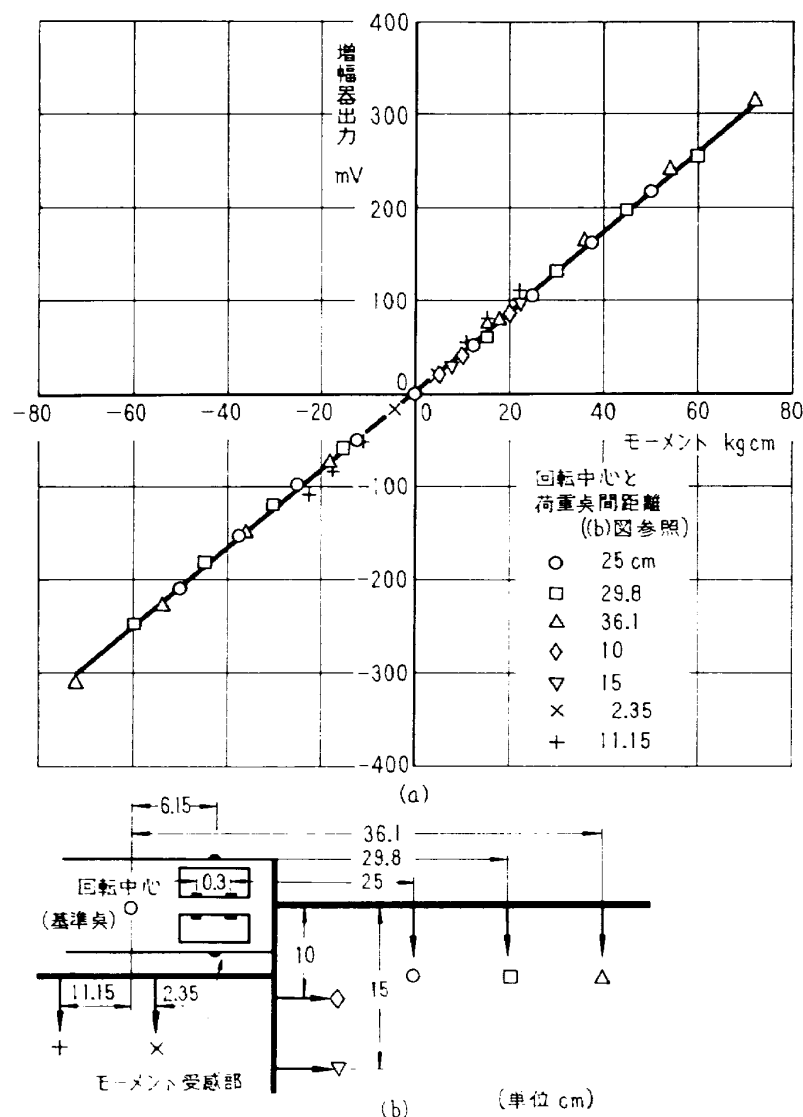


図12 6ゲージ法静的試験

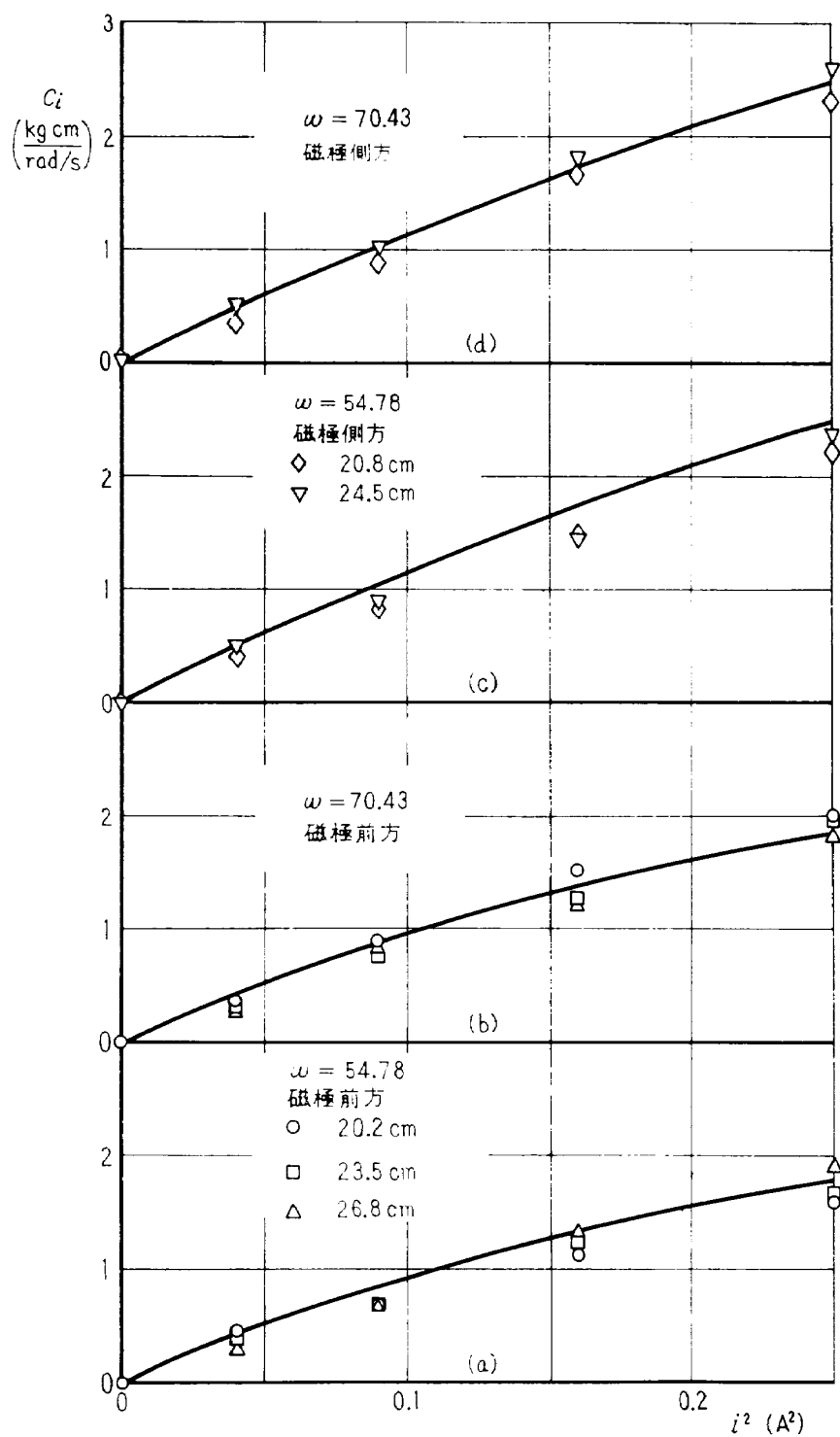


図13 M1D1 6ゲージ法による減衰係数測定結果  
(距離は回転中心基準, 基準距離25cm)

## 5.2 風袋値の測定

模型、天秤の慣性力、復元力等による風袋値は

$$K - I\omega^2 = \left( \frac{M_0 \cos \lambda}{\theta_0} \right)_{\text{current off}} \quad (18)$$

で表わされ、これを縦軸に、 $\omega^2$ を横軸に取ったものが図14である。この図で4ゲージ法による結果は回転中心基準に換算してある。図の直線のこう配は(18)式から明らかのように模型の慣性能率  $I$  で  $0.104 \text{ kg cm sec}^2$  である。これは計算値  $0.086 \text{ kg cm sec}^2$  よりかなり大きい計算値に含まれていない変位測定用ばねおよびモーメントビームの分布質量の影響等のためである。6ゲージ法の場合は模型に前方板がつくため慣性能率は大きくなり測定値、計算値はそれぞれ  $0.136$ ,

$0.115 \text{ kg cm sec}^2$  である。前方板のみの慣性能率はそれぞれ  $0.032$ ,  $0.029 \text{ kg cm sec}^2$  でよく一致する。

次に  $\omega^2 = 0$  における縦軸の値は天秤のばね定数  $K$  で、変位測定用ばねの断面二次モーメントを増加させると共に増大する。同じ変位ばねについてもモーメントビームの断面二次モーメントを増加させると  $K$  は増大する。これはモーメントビーム自身もばねとしての働きをしているための影響であるが変位ばねを変化させた場合と比較してその影響は小さい。4ゲージ法の場合の  $K$  の値と6ゲージ法による値とがほぼ等しくなっているのは当然である。次に  $K - I\omega^2 = 0$  で与えられる  $\omega$  の値は、その模型—天秤系における共振角振動数である。与えられた天秤に対しては通常モーメン

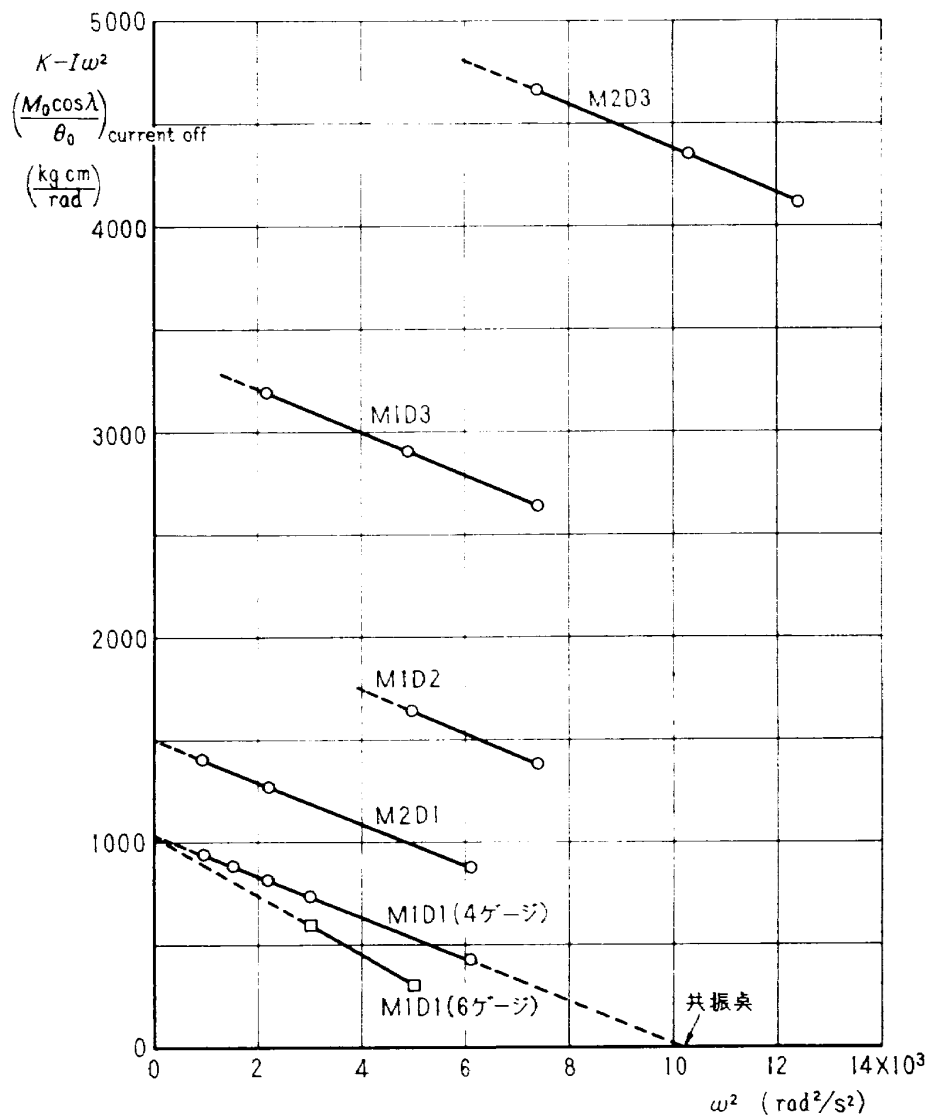


図14 慣性—復元力系風袋値

トビームは取替不能であるから種々の変位測定用ばねを用意し、与えられた模型と所定の強制振動数に応じてばねをかえ共振点前後で実験を行えば慣性力、復元力は相殺されて減衰力測定に便利である。共振点から大きく離れると  $M_r$ ,  $M_j$  は共に大きくなり、測定値のみならず風袋値も大きくなって精度が低下する場合がある。

この試験における変位用ばねは、くり返し荷重を受けるわけで、D 1 ばねについては約15万回であったが疲労その他による影響はなかった。

次に減衰係数の風袋値  $c$  は図15に示される。4ゲ

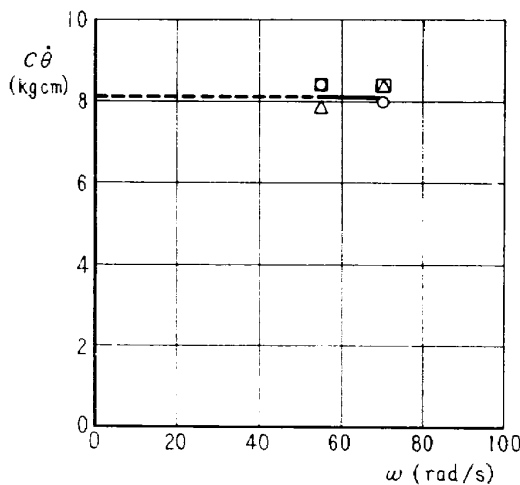


図15 減衰力系風袋値 (M1D1)

ージ法の場合は回転中心基準に換算しにくいいため6ゲージ法の試験から得たものである。縦軸に減衰モーメント  $c\dot{\theta}$  をとってあり結果は横軸  $\omega$  に無関係であるから  $c=0$  であると言える。生じた減衰モーメントはクーロン摩擦によるものと思われ非常に大きいが減衰係数の測定にはほとんど影響を与えない。

### 5.3 精 度

この実験データの持つ誤差はほとんど天秤、歪計ドリフトによる。うず電流で得られた減衰モーメントは天秤の測定可能最大モーメントに比較して著しく小さくドリフトの影響が大きい場合がある。通常ドリフトは低出力信号（モーメント信号）の2.5%以下であるがある場合は  $M_r$  の測定値の10%に達する場合があった。天秤の持つ精度は動的状態では不明であるが静的試験から推察してモーメントに対しては2~3%と思われる。変位に対しての静的誤差はほとんどないが静的状態と動的状態のたわみ曲線の違いによる誤差が存在することはすでに述べたとおりである。

## 6. 結 論

(1) 電氣的に発生させた減衰力を、試作した動安定微係数測定用天秤を用いて測定できた。

(2) レゾルバ、フィルタをデータ処理部に用いることにより慣性力、減衰力、復元力をそれぞれ簡単に測定できた。

(3) モーメント受感部に適当に歪ゲージをはり付けることにより回転中心基準でモーメントを測定できた。

(4) 動的天秤の変位用ばねを取り替えることで全体の系の共振点での動的試験ができる。

(5) 振動数をかえると減衰係数の測定値は若干変化するがこれは変位測定用ばねの動的たわみが静的なものと異なることによるものである。

この試験を行なうにあたっていろいろご協力をいただいた超音速風洞制御、計測研究室の諸氏に感謝致します。

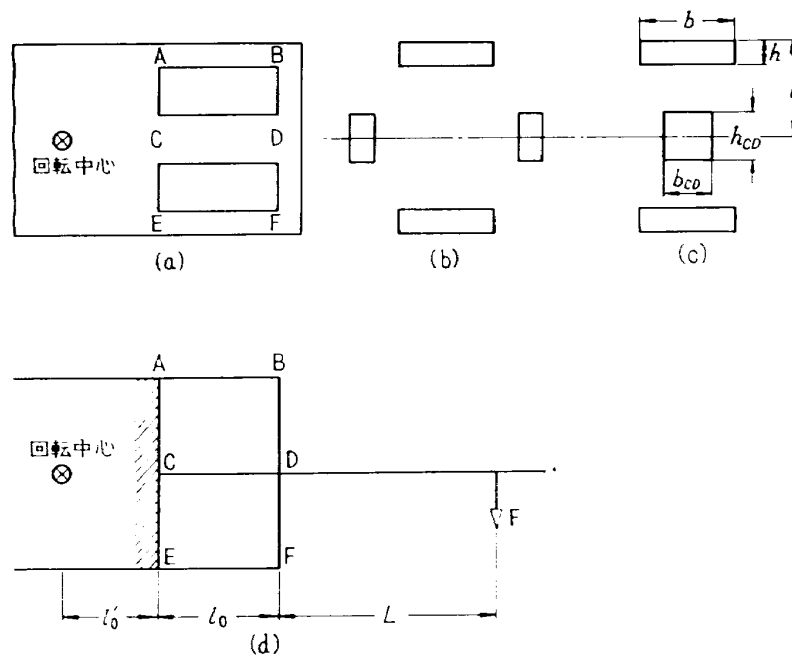
## 文 献

- 1) 小橋安次郎, 河野長正, 西 武徳; 遷音速動安定試験, 航技研報告 TR-93 (昭和40)
- 2) Kilgore, R. A., and Averett, B. T.; A Forced Oscillation Method for Dynamic-Stability Testing, AIAA Aerodynamic Testing Conference, (1964/3), pp 59-92
- 3) Braslow, A. L., Wiley, H. G., and Lee, C. Q.; A Rigidly Forced Oscillation System for Measuring Dynamic-Stability Parameters in Transonic and Supersonic Wind Tunnels, NASA TN D 1231 (1962/3)
- 4) Bielat, R. P., and Wiley, H. G.; Dynamic Longitudinal and Directional Stability Derivatives for a 45° Sweptback-Wing Airplane Model at Transonic Speeds, NASA TM X-39, (1959/8)
- 5) Lessing, H. C., Fryer, T. B., and Mead, M. H.; A System for Measuring the Dynamic Lateral Stability Derivatives in High-Speed Wind Tunnels, NACA TN-3348
- 6) 小西一郎, 横尾義貫, 成岡昌夫; 構造力学, 昭和38, 丸善株式会社

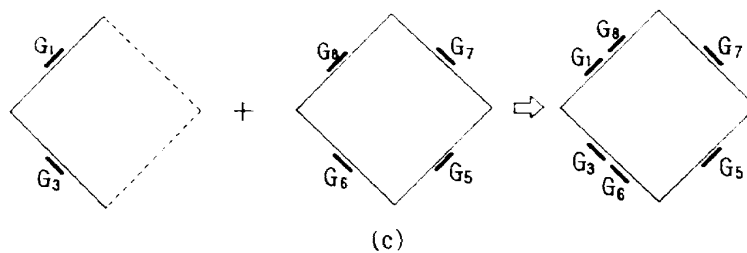
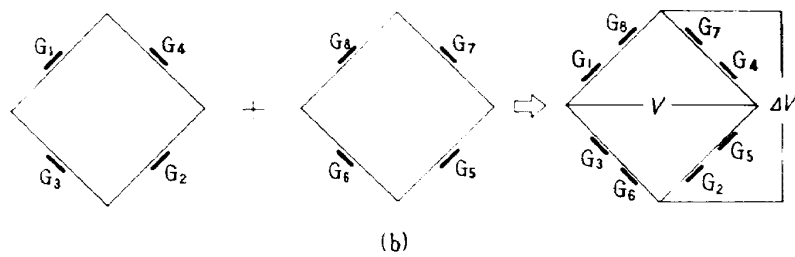
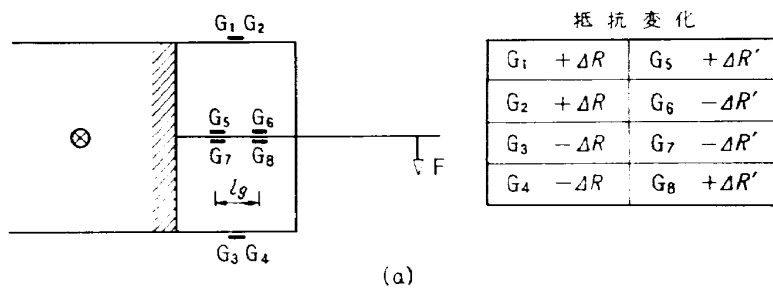
### 付録 回転中心基準でのモーメント測定法

付図1(a), (b) はモーメントビームであるが中央2本のビームをまとめて(c)のごとく考える。モー





付図1 モーメントビーム



付図2 ゲージはり付けと組合せ

メントビーム全体は一つのラーメンと考えられる。  
図 (b) において荷重  $F$  を  $DF$  に沿った荷重  $F$  と  $D$  点まわりのモーメント  $FL$  に分解して考え各場合の節点方程式、層方程式を解くとそれぞれの場合の節点モーメントが得られ、そこで  $I_{BD}=I_{DF}\rightarrow\infty$  とすればほぼ天秤の場合と同じになり、両方の場合を最後に合成する。

(1)  $D$  点におけるモーメント  $FL$  による場合：

各節点モーメントはすべて 0 でビーム  $AB$ ,  $EF$  はそれぞれ純粋の引張り、圧縮のみが働く

(2)  $D$  点における荷重  $F$  による場合：

$$M_{AB}=M_{BA}=M_{EF}=M_{FE}=-\frac{l_0 F}{2k+4}$$

$$M_{CD}=M_{DC}=-\frac{kl_0 F}{2k+4}$$

ここで

$$k=\frac{I_{CD}}{I_{AB}}, \quad I_{AB}=I_{EF}$$

はり付けた歪ゲージの出力は両者の荷重によって生ずる歪みの和となる。付図 2 (a) のようにゲージをはるとして、ビームの中心にはられたゲージは (2) の場合の影響を受けないから引張り、圧縮側に応じて

$$\varepsilon=\pm\frac{LF}{2l_0bhE}$$

次に  $CD$  ビームの中心から  $l_0/2$  だけずれた所上下にゲージをはると引張り、圧縮側に応じて

$$\varepsilon=\pm\frac{kl_0 F}{2k+4}\cdot\frac{h_{CD}}{2EI_{CD}}\cdot\frac{l_0}{l}$$

歪ゲージの抵抗変化は各  $\varepsilon$  にゲージ率  $G$  をかけたも

のになる。

各荷重に対応する歪ゲージ 4 枚をそれぞれブリッジに組み両者の和をとるため付図 2 (b) のようにするとブリッジの出力は

$$\begin{aligned}\frac{\Delta V}{V} &= \frac{G}{2R} \left( \frac{LF}{2Elbh} + \frac{kl_0 F}{(2k+4)} \cdot \frac{h_{CD}}{2EI_{CD}} \cdot \frac{l_0}{l_0} \right) \\ &= \frac{G}{2R} \cdot \frac{F}{2Elbh} \left( L + \frac{k}{2k+4} \cdot \frac{h_{CD}}{I_{CD}} \cdot lbh \cdot l_0 \right)\end{aligned}$$

かっこ内第 2 項を  $l_0+l_0'$  に等しくなるように  $l_0$  を選べば常に回転中心まわりでモーメントが測定できる。

次に付図 2 (a) で  $G_2$ ,  $G_4$  を除いた 6 ゲージ法の場合は図 (c) で表わされブリッジの出力は

$$\begin{aligned}\frac{\Delta V}{V} &= \frac{2\Delta R + 6\Delta R'}{9R} \\ &= \frac{G}{9R} \left( \frac{2LF}{2Elbh} + \frac{6kl_0 F}{2k+4} \cdot \frac{h_{CD}}{2I_{CD}E} \cdot \frac{l_0}{l_0} \right) \\ &= \frac{G}{9R} \cdot \frac{F}{Elbh} \left( L + \frac{3k}{2k+4} \cdot \frac{h_{CD}}{I_{CD}} \cdot lbh \cdot l_0 \right)\end{aligned}$$

かっこ内第 2 項を実際の M1 ビームについて計算すると

$$X = \frac{3k}{2k+4} \cdot \frac{h_{CD}}{I_{CD}} \cdot lbh \cdot l_0 = 15.2l_0(\text{cm})$$

一方  $l_0+l_0'=7.4\text{cm}$ , したがって  $l_0=0.49(\text{cm})$  となる。実験では最初はこの位置にゲージをはって静的試験を行ない、上式  $l_0$  の係数を実験から求め、その係数を使用して改めて  $l_0$  を計算し、ほぼその位置にゲージをはり付けた。この場合  $l_0 \approx 3.5\text{mm}$  であった。

TM- 89	有孔板の振動について	1966年 9 月	川 井 忠 彦, 泉 日出夫
TM- 90	地上付近の横風の影響による小型ロケットの方位角変化	1966年 9 月	戸 川 隼 人, 石 黒 登 美 子
TM- 91	高速タービン翼列二次元試験	1966年10月	近 藤 博, 蓑 田 光 弘
TM- 92	リフトジェットエンジン試験設備(I) 一 台上運転設備一	1966年10月	山 崎 紀 雄, 吉 田 晃 昇
TM- 94	J-3 ジェットエンジン用タービン動翼の固有振動特性	1966年11月	大 中 山 耕 一, 菅 原 晃 昇
TM- 95	超軽量軸流圧縮機動翼の固有振動特性	1966年11月	五 武 光 澄, 宮 地 敏 雄
TM- 96	2024-T4および7075-T6有孔平板の曲げ疲労試験と2024-T4平滑丸棒の軸荷重疲労試験	1966年11月	星 内 澄 昌, 宮 地 敏 雄
TM- 97	高マッハ数風洞について (II)	1966年11月	星 内 澄 昌, 菅 岡 一 洋
TM- 98	40kW プラズマ発生装置の諸特性	1967年 1 月	吉 永 崇, 井 上 建 二
TM- 99	搭載機器用環境試験装置の特性	1967年 1 月	広 田 正 行, 楯 原 康 彦
TM-100	二連型リフトエンジンの吸込み抵抗	1967年 2 月	野 村 茂 昭, 相 鈴 木 孝 雄
TM-101	低圧環境下における固体ロケットモータの性能	1967年 3 月	大 田 畑 正 治, 円 大 城 章 一
TM-102	弾性支持片持板の振動	1967年 3 月	近 藤 博 昌, 大 斎 藤 克 弥
TM-103	結合梁の振動について	1967年 3 月	望 月 代 富 文, 伊 宜 敏 一
TM-104	平板翼模型の固有振動モードの測定	1967年 3 月	五 湯 克 武, 築 地 恒 夫
TM-105	非定常境界層方程式を含む放物型微積分方程式の数値解法	1967年 4 月	越 武 慎 一, 林 林 洋 甫
		1967年 4 月	関 中 井 口 映 清, 田 森 甫

注：欠番は配布先を限定したもの

## 航空宇宙技術研究所資料106号

昭和42年5月発行

発 行 所 航空宇宙技術研究所  
東京都調布市深大寺町1880  
電話武蔵野三鷹(0422)44-9171(代表)

印 刷 所 奥村印刷株式会社  
東京都千代田区西神田1-10

