吊屋根の空力弾性振動に関する基礎的研究

第2報 渦放出と励振発生の関係について

A FUNDAMENTAL STUDY OF AERODYNAMIC EXCITATION
OF SUSPENDED ROOF MODELS

Part 2 On relation between shed vortices and occurrence of excitation

三宅 昭春*, 吉村 健**

Akiharu MIYAKE and Takeshi YOSHIMURA

This study was made for investigating the mechanism of the onset of the aerodynamic excitation of suspended roof models mainly in a wind tunnel. It was observed in the experiment that the separated shear layer on stationary models rolled up in very faint vortices, and that the shear layer was greatly excited by the model motion in a range of wind speed centered around the onset wind speed of the excitation. Therefore, it can be concluded that the role for the occurrence of the excitation of models is played by the vortices that are formed originally on stationary models, and are greatly amplified by the model motion as the inverse of the obtained reduced frequency of vortex shedding equaled to the reduced onset wind speed.

Keywords : *suspended roof, aerodynamic excitation, vortex excitation, wind tunnel test, mechanism of onset of excitation*

吊屋根, 空力弾性振動, 渦励振, 風洞実験, 励振発生機構

1. はしがき

筆者らは、吊屋根模型に生じる1自由度空力弾性振動（以下に励振と呼ぶ）の発生機構について研究し、その結果を文献1）に第1報として報告した。その中で、吊屋根の励振が、斜張橋の主桁などの扁平構造断面に生じる鉛直曲げあるいはねじれの渦励振と良く似た特性を示すことから、吊屋根の励振は、単一はく離バブルを持つせん断層の不安定現象（渦）に起因する渦励振であることを示唆した。しかし同文献では、励振源となる渦の存在を明らかにするまでには至らなかった。

そこで文献2）では、フラッタ実験とはほぼ同一のレイノルズ数領域で流れの可視化実験を行い、励振源となる渦が静止屋根まわりに存在するか否かを検討した。その結果、はく離せん断層が間欠的に周期的な渦に巻き込むこと、ならびに巻き込み渦がカルマン渦に比べて非常に微弱なことが示された。ただし、その結果は定性的なものであって、定量性に欠けるものであった。また文献1）では、2種の吊屋根模型のみの応答特性に着目した検討結果を記した。したがって、例外もしくは特殊性の存在を否定し得ない結果にとどまっている。

以上の考察に基づき本研究では、まず、単純化された吊屋根模型の断面比と屋根重量を種々変化させ、励振特性を調べた。つぎに、静止屋根および振動屋根まわりの流れ特性を調べ、渦放出と励振発生の関係について考察した。以上の検討を一樣流中で行ったが、乱流中における模型の挙動についても、簡単な検討を加えた。それらの結果は文献3)~7)に報告したとおりであり、本論文では、それらに二・三の考察を加えて取りまとめることにしたい。

2. 実験概要

本研究では、1.5 mの正方形断面の測定部を有する九州産業大学のエッフェル型吹出し式風洞と、0.4 mの正方形断面で長さが8 mの水槽を有する同大学の曳航式水路を用いて実験した。

2.1 フラッタ実験

断面比 d/h と屋根重量が振動特性に及ぼす影響を調べるために、単純化された断面で3~10の8種の断面比を有する模型を用いてフラッタ実験を行った。ここに d と h は、それぞれ模型のスパンと軒高を示す。 $d \times h$ は

* 有明工業高等専門学校建築学科 助教授

** 九州産業大学工学部土木工学科 教授・工博

Assoc. Prof., Dept. of Architecture, Ariake National College of Technology
Prof., Dept. of Civil Engineering, Kyushu Sangyo Univ., Dr. Eng.

(24~33 cm)×(3.3~11 cm)であった。図-1に示すように、弾性膜①、金属棒②、アングルと合板製の溝型断面材③で構成された模型を、地面盤用の合板④に取り付けた。模型の屋根を形成する弾性膜として、厚さ0.28 mmあるいは0.5 mmのゴム膜を用いた。最大風洞風速25 m/s以下の風速域で励振が生じるように、このゴム膜を、溝型断面材の上面に適当な張力を加えた状態で張り付けた。屋根重量を変える目的と流れ直角方向の曲げ剛性を増す目的で、7本以上の金属棒を弾性膜の裏面に両面テープで均等に貼り付けた。これらの付加重量の材料はステンレス、黄銅鋼および真鍮などの棒、帯板、角棒等であった。

基礎研究であるから、以上の実験では、断面比と重量以外のパラメータが励振特性に及ぼす影響がないよう極力注意した。つまり、図-2(a)に示すように、一様流中で2次元流に近い流れを模型まわりに形成させた。以下にこの模型を2次元模型と呼ぶことにする。かつ、屋根振動による模型内部体積(内部圧力)変動が励振特性に及ぼす影響⁸⁾も除くために、模型内部空気を両側の開口部から大気へ開放した。

つぎに、2次元流、接近流ならびに模型内部体積に関する上記の理想化された条件を緩和するために、以下の追加実験を行った(図-2(b)参照)。つまり、断面比が8でアスペクト比 AR が1, 2および4の3次元弾性膜模型を用い、一様流中と乱流中で励振特性を調べた。模型の屋根は、厚さ0.28 mmで裏面に付加重量(コイン)を張り付けたゴム膜であり、四周の壁面を構成するアングルに適当な張力を加えて張り付けられている。この模型の底面には屋内体積の100倍の空気室を取り付けた。

図-1 2次元吊屋根模型の断面形状

(a) 一様流中における2次元模型実験

(b) 乱流境界層中における3次元模型実験

図-2 実験装置の概要

風洞気流については、スパイヤとフロートリップで乱流境界層を作った。その平均風速プロファイルのべき指数は $\alpha=0.28$ であった。

上記追加実験の主目的は、一様流中の2次元模型に生じる励振が乱流中の3次元模型にも生じるか否かにある。したがって、この実験もまた基礎研究の領域を脱するものでなく、そこで用いられた模型は実構造を想定し相似則に沿って作られたものではない。

模型の振動の倍振幅 y は、2次元および3次元模型とも流れ方向、流れ直角方向の1/4点における値であり、それらを非接触電子光学式変位測定装置(OPT-FOLLOW, 500 M, YA-MAN製)で測定した。

2.2 渦放出特性に関する実験

2次元静止吊屋根模型まわりの流れの特性は、扁平矩形柱のそれと本質的には変わらないものと思われる。後者に関する鶴田らの研究⁹⁾によれば、渦放出特性はレイノルズ数(以下では Re 数と書く)に依存する。そこで本研究では、流れの可視化実験と変動流速のパワースペクトル解析を行い、低 Re 数領域と高 Re 数領域における静止吊屋根模型の渦放出特性を詳細に調べた。

まず、低 Re 数領域における実験について述べる。低 Re 数領域における流れを実現するためには、低流速の制御が容易であるという理由で、風洞より水槽の方が便利である。本実験では、上記の曳航式水路を用い、軒高10 mmの亚克力板製で断面比が3, 5および10の3種類の剛体(静止あるいは非振動)模型について検討した。これらの模型を、厚さ1 mmの銅板製地面盤に取り付けた。

流れの可視化を水素気泡法で行った。この実験では、模型前縁付近に張り渡されたステンレス線から水素気泡を発生させてはく離せん断層を着色し、その挙動をビデオテープに収録した。また、変動流速については、熱線流速計を用いて断面後縁付近における主流方向の変動流速を求めた。

これに対して高 Re 数領域における風洞実験では、剛体模型と弾性膜模型を用いた。スモークワイヤー法によ

る剛体模型に関する予備的な流れの可視化実験によれば、模型のまわりは、周期的変動と非周期的変動が混在する複雑な流れで特徴づけられた。そこで図-3に黒点で示すように、屋根面から上方（高さ方向 H ）に28の測点を取り、比較的広範囲にわたって十分長い時間の変動流速を計測した。さらに、渦放出特性に及ぼす屋根振動の影響も調べた。この実験では、模型内部に設置された小型電磁式加振器（VIBRO PET-05、国際機械振動製）で弾性膜を加振し、フラッタ実験で観測された逆対称1次の振動モード（加振倍振幅 $y=0.15h$ ）を再現して変動流速を計測した。以上の計測で得られた流速計のアナログ出力を、解析器（シグナルアナライザ SM-2100 C、岩通電子製）で解析し、パワースペクト

図-3 模型上面の流速測定位置

ルを得た。

3. 一様流中における2次元模型の励振特性

図-4と図-5は、2次元模型に対するフラッタ実験結果の例であり、それぞれ断面比が3と10に関するものを示す。図の(a)と(b)は、それぞれ質量比、 $M_r = 2M_m / (M_a \cdot d^2)$ 、が小さい弾性膜と大きいものに対する結果を示す。ここに M_m と M_a は、それぞれ単位桁行長さあたりの弾性膜の質量と空気密度である。無風時における系の対数減衰率 δ は、以下に示すすべての模型について約0.02であった。図中●、▲および■の各印は、互いに異なる振動モードの弾性膜の変位応答振幅 y/h (y は倍振幅) であり、○、△および□の各印は対応する弾性膜の振動数 f である。また、点線は弾性膜の (M, N) 次の固有振動数 $f_{M,N}$ であって、 M と N は、それぞれ振動モードにおける気流方向と気流直角方向の節の数を表す。

まず図-4(a)では、低風速域から気流方向に2次（逆対称1次）モードの励振が発生し、高風速域で励振は同3次モードに遷移した。図-4(b)の場合、風速の増加に伴い、励振は低次から高次のモードに順次遷移した。つぎに図-5(a)では、同一風速域で異なる2種のモー

(a) $M_r = 5.24$

(b) $M_r = 32.0$

図-4 2次元吊屋根模型の励振特性。 $d/h=3$

(a) $M_r = 5.24$

(b) $M_r = 76.3$

図-5 2次元吊屋根模型の励振特性。 $d/h=10$

図-6 2次元吊屋根模型の励振発生無次元風速域

図-7 矩形断面柱の渦励振発生無次元風速域

ドの励振が混在して発生したが、図-5(b)では単一モードの励振しか発生しなかった。図-5(b)を除き、風速をさらに増すと弾性膜がはらんだため、計測を中止した。また図-5(b)では、図示した単調増加の傾向を持つ励振が高風速域でも認められた。

以上に記した実験結果の例から、(1)弾性膜は、扁平矩形断面柱などの渦励振とよく似た応答を示すこと(図-4(a),(b)と図-5(a)),(2)弾性膜の応答特性に及ぼす断面比と質量の影響は極めて大きいこと、などが明らかにされた。しかし、それ以上の知見はこれらの図だけからは得難い。

そこで、断面比と屋根重量を種々変化させてフラッタ実験を行い、得られた結果を取りまとめて図-6を得た。ただし、松本¹⁰⁾が得た結果と文献1)のそれらも図示している。図では、次式で表される無次元風速 $V_r = V/(f_{M,N} \cdot d)$ で励振発生風速域のみが示されており、観測された約10種の励振の振動次数と振幅特性は省かれている。つまり、励振発現の開始と終止の風速が○印などで表されていて、モードの遷移のための終止風速が規定されなかったもの(例えば図-4(b)の(0,3)モード)については、○印などが付されていない。開始風速が規

定されなかった励振(例えば図-4(b)の(1,4)モード)は図から省かれている。なお、図中の白抜きと黒塗りの印は、流れ方向に对称モードと逆対称モードの励振をそれぞれ示す。また、軒高 h を代表長とする Re 数は $(0.23 \sim 4.6) \times 10^5$ であった。

図に見られるように、2つの励振発現開始無次元風速 $V_{on,r}$ がほとんどの断面に存在する。注目すべきことは、この $V_{on,r}$ が、断面比、質量比および振動次数の3つのパラメータによらずほぼ一定値を示すことであって、その値は約1と2である。筆者らは、文献1)で2種の模型に対する $V_{on,r}$ がこれらのいずれかの値を取ることを示した。この特性が、上記3つのパラメータに依存しないことがここで明らかにされたわけである。なお、約1.5の無次元風速から発現する励振も一部の断面に見受けられる。

図-7は、筆者ら¹¹⁾が行った扁平矩形断面柱のねじれの渦励振に関する実験結果を示す。ただし、気流直角方向曲げの渦励振に関する中村・中島¹²⁾の結果も●印で図中に付記している。図中 Sc の数値は、式 $Sc = I_r \cdot \delta$ で定義されるスクルトン数を表す。ここに $I_r = 2I/(M_a \cdot d^4)$ は系の無次元極慣性モーメント、 I は単位スパン長さあたりの系の極慣性モーメントをそれぞれ表す。これらの実験では、つぎの目的のために、模型の後流に十分長いスプリッタ板を挿入した。つまり、スプリッタ板の挿入によってカルマン渦を消し、「断面の上面もしくは下面に形成されたはく離せん断層の不安定性そのものと渦励振発生の関係」を明らかにするのがその目的であった。よく知られているように、カルマン渦は2つのはく離せん断層の相互干渉によって生じるので、スプリッタ板の挿入によって相互干渉を抑制すれば、カルマン渦を消すことができる。

一見して明らかなように、図-6と図-7の結果の間に次の共通点がある。つまり、 $V_{on,r}$ は、断面比によらずほぼ一定値を示す。しかも、図-7におけるそれらの風速のうち約1と1.8の分枝は、図-6に見た値に近い。これらの共通点は、吊屋根(弾性膜)の励振が扁平構造断面柱の渦励振と本質的に同じメカニズムで発生することを示唆しているといえる。ただし、吊屋根の場合、 $V_r \gg 2$ の高風速域まで励振が持続するケースが図-5(b)と図-6に見られる。この高風速における励振の発生機構については第6節で考察することにし、以下では、 $V_r = 1, 2$ の近傍で生じる励振について検討した結果を記す。

4. 2次元静止模型まわりの流れの特性

4.1 低 Re 数領域

まず、低 Re 数領域における2次元静止模型まわりの流れの特性について記す。写真-1(a)は、断面比が3

写真—1 低 Re 数領域における静止模型まわりの流れの観察写真(a) 2次元吊屋根. $d/h=3$ (b) スプリッタ板付矩形断面柱. $d/h=3$ 図—8 低 Re 数領域における静止模型まわりの変動流速のパワースペクトル

の吊屋根模型まわりの流れの観察写真の一例を示す。観察における Re 数は 530～860 であった。模型上面のはく離せん断層がスパン d とほぼ同一波長 L_v の渦に巻き込むことを写真は示している。観察によれば、この巻き込み渦は極めて周期的に放出された。

写真—1(b) は、断面比が 3 でスプリッタ板付の静止矩形柱まわり（上半分）の流れを示す。写真に見る渦もまた、極めて周期的に放出された。このように、写真—1(a) に示した吊屋根まわりの流れは矩形柱まわりの流れとよく類似している。

上記流れのパターンの類似性については、代表長をスパン d とするストローハル数が断面比（矩形柱では 3～6）に関係なくほぼ一定値を取ることに¹²⁾、地面板の有無による応答特性の差異はさほど顕著には認められないこと¹⁾、などから伺える。ただし、厳密に言えば、上流側における地面板と壁面との接合線付近に小さなはく離バブルが形成されているわけであって、模型上面のはく離せん断層はこのバブルの影響を受けるものと思われる。

つまり、一様流中とはいえ、接近流はこのバブルにより乱されている。そのため、模型上面のはく離バブルがいくらか縮小することも考えられる（例えば文献 13)). その詳細については、今後検討することにした。

図—8(a) は、3 種の静止吊屋根模型まわりの変動流速（主流方向）を解析して得られたパワースペクトルを示す。計測における Re 数は、上記流れの可視化実験におけるそれと同一であった。図中の St の数値は、スパン d を代表長に取った渦放出無次元周波数であり、式 $\overline{St} = (f_v \cdot d)/V$ で定義されている。以下ではこれを無次元周波数あるいは St 数と呼ぶことにする。

ここに f_v は、パワースペクトルに見られる卓越周波数である。断面比が 3 の模型における図の卓越周波数は、写真—1(a) に示した $L_v=d$ を有する渦の放出周波数と対応する。また、断面比が 5 の場合、 $L_v=d/2$ を有する 1 対の放出渦が後流で合体し（pairing を起こし）、 $L_v=d$ の渦に巻き込む現象が観測された。図に見る 2 つのピークがこの現象と対応する。なお、断面比が 10 の模型における低周波側のピークは、 $L_v=d/2$ を有する放出渦と対応することもわかったし、高周波数側のピークは、変動流速記録に見られた基本波の第 1 高調波成分の寄与によるものと思われる。本論文では、この高調波の無次元周波数も St 数と呼ぶことにする。

いずれの模型においても、スペクトルに見る低周波数側のピークは鋭く、この鋭いピークの存在は、周期的な渦放出で特徴づけられた流れの可視化実験の結果と対応する。無次元の渦励振共振風速 $V_{cr,r}$ はストローハル数の逆数で与えられるが、ここでは St 数の逆数を用いると、図の結果から得られる $V_{cr,r}$ は 2, 1 もしくは 0.5 となる。図—6 に示した励振の多くが、これらの $V_{cr,r}$ の約 2 と 1 から発現したことが重要である。

図—8(b) に示すスプリッタ板付の 3 種の静止矩形柱に対するパワースペクトル特性も、図—8(a) の結果と本質的に変わらない。つまり、断面比が 5 と 10 の場合、 $L_v=d$ を有する渦の放出周波数とその高調波の周波数でピークが認められる。ただし、断面比が 3 の場合、分数調波成分も変動流速に混在することが他の 2 つの断面に対する結果と異なる。いずれにしても、図—7 に見たほとんどの励振が、図—8(b) から得られる複数の共振風速のいずれかより発現することが再確認された。

結局、静止断面上のはく離せん断層は、例えば写真—1 に示したように周期的な渦に巻き込むこと、吊屋根における巻き込み渦の波長もまた、スプリッタ板付矩形柱

のそれ¹²⁾と同様に約 d あるいは $d/2$ であること、ならびにその渦が原因となって、図-6と図-7にそれぞれ示した吊屋根と矩形柱の励振が発生することが示された。ただし、写真-1および図-8に示した流れの特性と図-6および図-7に示した応答特性は、異なる Re 数領域で得られたものであるから、 Re 数が流れの特性に与える影響についても検討した。その結果を次節に述べる。

4.2 高 Re 数領域

フラッタ実験と同じ高 Re 数領域で、数種の静止吊屋根模型について流れの可視化実験を行った。その結果、流れの特性は、上記低 Re 数領域におけるそれといくぶん異なることがわかった。つまり、はく離せん断層は断面上の後方で渦に巻き込みはするが、必ずしも定常的に周期的な渦には巻き込まず、数回の周期的な渦への巻き込みが不規則な時間間隔で繰り返された。周期的な渦放出のない時間帯では、巻き込みかけた渦が壊れたり、周期的渦とは異なる波長の渦に巻き込んだりした。

以上に記した流れの特性は、以下に記す変動流速のパワースペクトルと対応する。つまり、図-9中 $n=1$ と記されているように、解析器による1回の(短時間の記録の)解析で得られたスペクトルにピークは認められず、しかも、スペクトルの形状は非定常であって、解析の度に变化した。

一般に、周期的変動成分が不規則な時間間隔でノイズの中に混在する場合、ノイズを除去して周期成分の特性を取り出す手法はいくつか挙げられよう。ここでは、スペクトル計算における平均回数を増すこと(十分長い時間の記録を解析すること)でその目的を達成することができた。その結果も図-9に示している。図中 n は平均回数であり、 n を増すと、広帯域ながらピークを持つ定常なスペクトルが得られることを図は示している。3種の断面上の異なる測点における変動流速について検討した結果、 $n=30\sim50$ で定常なパワースペクトルが得られることがわかった。

図-9 高 Re 数領域における吊屋根模型まわりの変動流速のパワースペクトルの一例。 $d/h=3$

図-10は、断面比が3の静止吊屋根模型に関する結果の例であって、測点 $[H/h=1.8, IV]$ (図-3参照)における流速変動のパワースペクトルを示す。風速を横軸に取り、図中の矢印で示す卓越周波数 f_v をプロットして図-11(a)を得た。図に見るように、 f_v は原点を通る直線上に乗る。よって計測の範囲内では、この無次元周波数は Re 数によらず一定値を示すことがわかった。ただし、一部の測点では St 数の Re 数依存性が認められた。その一例を図-11(b)に示す。風速約 7 m/s ($Re=5.4\times10^4$) を境にして、 St 数が急変するのを図に見ることができる。

以上の手順により、3種の吊屋根模型について各測点で St 数を求めた。得られた結果のうち、断面比が3と10の模型に対する結果をそれぞれ図-12の(a)と(b)に示す。また、比較のために、断面比が3のスプリッタ板付矩形柱に対する結果も図-12(c)に記す。図中アン

図-10 高 Re 数領域における静止吊屋根模型まわりの変動流速のパワースペクトルの例。 $d/h=3$

(a) 測点 $[H/h=1.8, IV]$

(b) 測点 $[H/h=1.2, III]$

図-11 変動流速の卓越周波数と風速との関係。 $d/h=3$

H/h	I	II	III	IV
2.4	+	+ 0.44	+ 0.33	+ 0.31
2.1	+	+ <u>0.88</u>	+ 0.40	+ 0.38
1.8	+	+ 0.28	+ <u>0.52</u>	+ <u>0.50</u>
1.5	+	+	+ <u>0.47</u>	+ <u>0.50</u>
1.2	+	+ <u>0.42</u> <u>0.88</u>	+ <u>0.84</u> <u>1.1</u>	+ <u>0.68</u>
0.9	+	+ <u>0.88</u>	+ <u>0.98</u>	+ 0.42
0.6	+	+ <u>0.57</u>	+ 0.41	+ <u>0.72</u>

(a) 静止2次元吊屋根模型。d/h=3

H/h	I	II	III	IV
2.4	+ 1.4	+	+	+ <u>1.3</u>
2.1	+ <u>1.3</u>	+	+	+ 1.4
1.8	+ 1.6	+ <u>1.0</u>	+	+ 1.7
1.5	+ 1.8	+ 1.4	+	+ 1.9
1.2	+	+ 2.0	+	+
0.9	+	+ 1.8	+	+
0.6	+	+	+	+

(b) 静止2次元吊屋根模型。d/h=10

H/h	I	II	III	IV
2.4	+	+	+	+ 0.40
2.1	+	+	+	+ 0.33
1.8	+	+	+ 0.32	+ 0.45
1.5	+	+	+ 0.41	+ <u>0.49</u>
1.2	+	+	+ <u>0.68</u>	+ <u>0.62</u>
0.9	+	+ <u>1.1</u> <u>1.6</u>	+ <u>1.0</u>	+ <u>0.60</u>
0.6	+	+ <u>1.5</u>	+ 0.43	+ 0.48

(c) 静止矩形断面柱。d/h=3

図—12 高Re数域における渦放出無次元周波数

ダーラインが付されている $\overline{St}$ 数は、図—6あるいは図—7に見た V_{onr} とほぼ対応するものを表す。また、図—11(b) に示した Re 数依存型の $\overline{St}$ 数については、同一測点に2つの $\overline{St}$ 数が記入されているし、パワースペクトルに顕著な卓越周波数が認められなかった測点や、 $V-f_v$ 図にばらつきが見られた測点には $\overline{St}$ 数が記入されていない。

これらの図より次のことがわかる。すなわち、(1) 各測点で得られた $\overline{St}$ 数にはばらつきが認められた^{注1)}。その中の約半数は、図—6あるいは図—7に見た励振の発現とかかわるものである。(2) 扁平な吊屋根では、 $\overline{St}$ 数が定められる測点が少ない、などのことがらである。高 Re 数領域では、周期的渦放出が定常的に起こらないことは既述のとおりであり、上記(1)はこの流れと対応する。また、扁平な吊屋根ほど、周期的渦放出の継続時間が短いことを上記(2)は意味する。

いずれにしても、図—6に見た励振発現の渦が、高 Re 数領域における静止屋根面まわりでも低 Re 数領域におけると同様に確かに存在することが示されたわけであって、この意味で、 $\overline{St}$ 数の違いによる流れに差異はないことがわかった。結局、吊屋根模型の励振が、矩形柱の渦励振と本質的に同一種族の渦によって発生することが明らかにされた。

5. 2次元振動屋根面まわりの流れの特性

2次元振動屋根面上方におけるはく離せん断層の挙動を調べることも、励振の発生メカニズムを解明する上で重要である。特に、励振発現の渦が希薄な扁平吊屋根の場合、その渦が屋根面の振動によってどのように発芽・成長して励振をもたらすのか、興味の持たれるところである。

そこで、断面比が10の吊屋根模型について風速を変化させ、屋根面上方の各測点における流速変動のパワースペクトルを求めた。得られた結果の例を図—13に示す。図に見るように、パワースペクトルは加振振動数で鋭いピークを有する(上方の図)。なお、高調波成分が混在する測点もあった(下方の図)。

以上の手順で得られたパワースペクトルからピーク周波数13.5 Hzに含まれるパワーを読み取り、取りまとめて図—14が得られた。図では、図—3に記したI~IVの

図—13 振動吊屋根上面の流速変動のパワースペクトル。d/h=10

注1) 例えば、図—12(a)の模型に関する流れの可視化実験の結果によれば、 $L_v=d$ と $L_v=d/2$ の渦が異なる時間帯に放出されるのが見られた。この現象が $\overline{St}$ 数のばらつきの一因と考えられる。あるいは図—8と同様に、変動流速に含まれる高調波成分もしくは分数調波成分の寄与によってばらつくことも考えられる

図—14 振動吊屋根上面のパワースペクトルのピークパワー分布。 $d/h=10$

4つのグループごとに、 V_r を横軸に取って各測点($H/h=0.9, 1.8, 2.4$)におけるパワーがそれぞれプロットされている。 $V_r=1$ もしくは2付近で、曲線群はなだらかなピークを持つことが図よりわかる。希薄な励振発現の渦が、共振風速を含む比較的広い風速域で大きく成長することを図の結果は示しているといえよう。

6. はく離せん断層の不安定現象と渦励振の発生

フラッタ実験が実施された高 Re 数領域における静止吊屋根模型まわりの流れは、低 Re 数領域におけるそれと同様に、 $V_{on,r}$ の逆数に近い St 数の渦放出で特徴づけられることが、以上の実験結果で明らかにされた。ただし、この渦は極めて微弱であり、断面が扁平になるにしたがってさらに弱くなる傾向にある。

一般に、吊屋根や扁平構造断面に関する渦励振の発現は、はく離バブルを持つ単一はく離せん断層の不安定現

象の問題に帰着される^{12,14)}。このはく離せん断層の弱い不安定性は、例えば、下流に存在するエッジや突起^{12,14)}、物体振動による周期的かく乱^{12,15)}、脈動流¹⁶⁾等々によって大きく増幅され、ある特定の渦に巻き込むことが知られている。吊屋根に関する図—14の結果もその一例と考えられる。つまり、はく離せん断層の弱い不安定性が、屋根振動による周期的かく乱のため V_{cr} 付近で大きく増幅されたと考えることができよう。

扁平構造断面柱の渦励振については、小松・小林¹⁵⁾が先駆的で広範囲の研究を行っている。

その中で、上記の増幅された渦

によって、いかにして励振エネルギーが柱体に流入するかを彼らは明らかにした。彼らの考え方は、白石・松本¹⁷⁾、松本^{10,18)}、久保・平田¹⁹⁾、大熊・丸川²⁰⁾、著者らを始め、多くの研究者によって支持され、今日に至っている。

ただし、上記渦励振の発生機構に関する説明は、 V_r が1と2の近傍の励振のみに適用されよう。図—5(b)や図—6に示した実験結果の中で、 $V_r \gg 2$ の高速風域における励振は渦励振とは考えにくい。松本^{10,18)}が指摘したように、これらの励振は純粋なフラッタであると考えた方が合理的であると思われる。また、断面比の大きい吊屋根では、増幅された渦に比べて静止断面上に形成された渦はきわめて微弱である(図—12(b))。したがって、この種の吊屋根に生じる $V_r=1, 2$ 近傍の励振も、純粋なフラッタに近いと言ってよいであろう。ここで、純粋なフラッタとは、カルマン渦あるいは上記静止断面上に

(a) $AR=4$

(b) $AR=1$

図—15 一様流中における3次元模型の励振特性。 $d/h=8$

存在する渦によって引き起こされる励振ではなく、ねじれフラッタのような、いわゆる弾性構造物の自励振動を指す。

7. 3次元模型の励振特性

最後に、図—2(b) に示した3次元模型の実験結果を記す。本実験の目的は第2.1節に述べたとおりであるが、比較のために、まず一様流中で実験した。その結果を図—15に示す。図の(a)と(b)は、それぞれアスペクト

(a) $AR=4$

(b) $AR=2$

(c) $AR=1$

図—16 乱流境界層における3次元模型の励振特性。 $d/h=8$

比 AR が4と1の模型に関するものであり、 AR が2のそれは図(b)とほとんど同一であったので図示していない。図—6に示した $d/h=8$ の2次元模型の励振と同様に、3次元模型でも V_r が1あるいは2から励振が生じることを図の結果は示している。よって、 AR が小さい模型でも、一様流中で渦励振を生じることがわかった。

つぎに、乱流中における3次元模型の挙動について記す。模型の屋根の高さにおける主流方向の乱れの強さと乱れのスケールは、それぞれ約25%と20cmであった。図—16の(a)~(c)は、それぞれ AR が4, 2および1の模型に関する実験結果を示す。図の(a)と(b)では、いずれも V_r が約2から励振が始まることから、図の励振は渦励振と考えられる。一方図(c)では、 V_r が約3から励振が始まっており、この励振が渦励振か否かは定かでない。むしろ、この励振は純粋なフラッタであると考えた方が良いように思われる。なぜならば、記述のように、断面比の大きい模型では励振発生が希薄であり、一様流中の2次元模型でも純粋なフラッタに近い励振しか生じないからである。

以上に記した基礎研究結果を踏まえ、実構造に渦励振あるいはフラッタが生じ得るか否かについて、本模型実験の手法で今後検討する予定である。

8. 結 論

吊屋根に生じる空力弾性振動(励振)について、その発生機構を風洞と水槽による模型実験で調べた。本実験では、①2次元に近い流れ、②一様流、および③屋根振動による模型内部体積変動の影響を除去、の3つの理想化された条件のもとで検討した。その結果、以下のことが明らかとなった。

- 1) 励振の発現開始無次元風速 $V_{on,r}$ は断面比、質量比および振動次数によらずほぼ一定値を示した。スパン d を代表長に取ったそれらの値は約1と2であった。
- 2) 静止模型の後流では、はく離せん断層が; スパン d あるいは $d/2$ とほぼ同一の波長を有する渦に巻き込む。この巻き込み渦は、レイノルズ数が高いほど、また断面の扁平度が増すほど微弱となる。
- 3) 変動流速のスペクトルにおける卓越周波数から得られた無次元周波数の逆数は、上記の $V_{on,r}$ と対応した。かつ、上記はく離せん断層の弱い渦への巻き込み現象は、 $V_{on,r}$ 付近で屋根振動によって大きく増幅される。よって、静止断面に形成される弱い渦が屋根振動によって増幅され、この渦が原因となって励振を生じると結論される。
- 4) 励振の中には、 $V_r \gg 2$ の高風速域まで持続するものがあつた。この励振は純粋なフラッタと考えられる。また、上記扁平度の大きい断面に見られる $V_r=1, 2$ 近傍の励振も、純粋なフラッタに近いものと考えられる。

以上のほかに、上記3つの理想化された条件を緩和するために追加実験を行った。つまり、空気室を有する3次元模型について、乱流中で励振特性を調べた。その結果、上記と同様の渦励振もしくはフラッタと思われる励振を生じることがわかった。

謝 辞

本研究を行うにあたり、九州大学の中村泰治教授と牧野 稔名誉教授、カナダ国立研究所の R. L. Wardlaw 氏ならびに大阪市立大学の故木本英爾助教授に貴重な助言をいただいた。また、九州産業大学の亀井頼隆氏と研究室の大学院生・卒論生諸君ならびに有明工業高等専門学校卒論生諸君の援助を受けた。ここに記して謝意を表する。

参考文献

- 1) 三宅昭春ほか：一方向型吊屋根のフラッタに関する基礎的研究——壁付吊屋根のフラッタ発生機構について、日本建築学会構造系論文報告集，第367号，pp.37～47，1986.
- 2) 三宅昭春ほか：上記(1)に対する討論，日本建築学会構造系論文報告集，第375号，pp.94～99，1987.
- 3) Miyake, A. et al. : Separated Shear Layer Instability and Vortex Excitation of Bluff Bodies with Elongated Cross-Sections, J. Wind Eng., No.37, pp.347～354, 1988.
- 4) Miyake, A. et al. : Instability Characteristics of Separated Shear Layers and Vortex Excitation of Bluff Bodies, 2nd Asia-Pacific Symp. on Wind Eng., pp.316～323, 1989.
- 5) 三宅昭春ほか：吊屋根の渦放出に関するレイノルズ数の影響，日本風工学会誌，第41号，pp.87～88，1989.
- 6) 三宅昭春ほか：吊屋根の渦励振——渦放出特性ならびに応答に及ぼす模型内部体積の効果，第11回風工学シンポジウム論文集，pp.7～12，1990.
- 7) Miyake, A. et al. : Aerodynamic Instability of Suspended Roof Models, J. Wind Eng. and Ind. Aerodyn, 1991, to be published.
- 8) Tryggvason, B.V. and N. Isyumov : Similarity Requirements for Inflatable Structures, Proc. 3rd U.S.

Wind Eng. Conf., pp.335～338, 1978.

- 9) 鶴田秀紀ほか：扁平矩形柱の渦放出の風洞実験と数値解析，第10回風工学シンポジウム論文集，pp.217～222，1988.
- 10) 松本武雄：一様流中の一方向吊屋根の自動振動についての風洞実験，日本建築学会構造系論文報告集，第384号，pp.90～96，1988.
- 11) 吉村 健ほか：扁平矩形断面柱のねじれの渦励振，第9回風工学シンポジウム論文集，pp.157～162，1986.
- 12) Nakamura, Y. and M. Nakashima : Vortex Excitation of Prisms with Elongated Rectangular, H. and Cross-Sections, J. Fluid Mech., Vol.163, pp.149～169, 1986.
- 13) 桂 順治：流れ方向に細長い長方形断面2次元模型の格子乱流における風圧分布，第24回応用力学連合講演論文抄録集，pp.85～92，1974.
- 14) Rockwell, D. and E. Naudascher : Review—Self-Sustaining Oscillation of Flow Past Cavities, Trans. ASME, Vol.100, pp.152～165, 1978.
- 15) Komatsu, S. and H. Kobayashi : Vortex-Induced Oscillation of Bluff Cylinders, J. Wind Eng. and Ind. Aerodyn, Vol.6, pp.335～362, 1980.
- 16) 松本 勝ほか：非定常流れの中での矩形断面の流れのパターンと空力特性について，第8回風工学シンポジウム論文集，pp.263～270，1984.
- 17) 白石成人・松本 勝：充腹構造断面の渦励振応答特性に関する研究，土木学会論文報告集，No.322, pp.37～50, 1982.
- 18) Matsumoto, T. : On Self-Excited Oscillation of the Cable Trussed Roof with Single Curvature, J. Wind Eng., No.37, pp.363～370, 1988.
- 19) Kubo, Y. and K. Hirata : Aerodynamic Responses and Pressure Function of Shallow H-Section Cylinder, J. Wind Eng., No.37, pp.355～362, 1988.
- 20) 大熊武司・丸川比佐夫：大スパン屋根の空力不安定振動の発生機構について，日本風工学会誌第42号，pp.35～42，1990.
- 21) 松本武雄：大スパン屋根模型の強風応答に及ぼす内部体積の影響，日本建築学会大会学術講演梗概集，pp.709～710，1985.

(1991年7月5日原稿受理，1992年5月19日採用決定)