

UDC 534. 12 :
624.042. 8

航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-207

境界層内圧力変動による板の振動解析(I)

—— 周辺単純支持板 ——

藤 森 義 典

1970 年 9 月

航空宇宙技術研究所
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

既 刊 報 告

TR-185	FRP ロケットノーズコーンの赤外線輻射による加熱実験 Thermal Characteristics of FRP Rocket Nosecone	1969年11月	小川 鑛一, 遠藤 修司
TR-186	ロケット搭載用伝送線路型アンテナの解析 The Analysis on Transmission-line Rocket Antennas	1969年12月	田畑 浄治, 桜井 善雄 三浦 雅男, 松崎 良継 塚本 憲男
TR-187	ホール効果を用いた地磁気式姿勢計の研究 A Magnetic Attitude Measuring Instrument Applying the Hall Effect	1969年12月	木村 茂, 田畑 浄治 松崎 良継
TR-188	浮動型1自由度積分ジャイロの不等弾性誤差 Analysis of the Anisoelastic Errors of a Floated Single Degree of Freedom Integrating	1970年1月	大月 正男, 新宮 博公 田畑 浄治, 鈴木 孝雄 円居 繁治
TR-189	誘導制御を含んだロケットの運動のハイブリッドシミュレーション The Hybrid Simulation of Guided and Controlled Flight of Rocket	1970年1月	興石 肇, 中 正夫 森 英彦, 大石 晃 冠 昭夫, 本間 幸造
TR-190	超音速における鈍い物体の干渉 Interaction of Blunt Bodies in Supersonic Flow	1970年2月	谷 喬, 河本 巖 神原 盛三, 野田 順一
TR-191	Nearly-Free-Molecule-Flow の物体抵抗 Drag Measurement in Nearly-Free-Molecule-Flow Regime	1970年2月	恩地 瑛, 山本 稀義
TR-192T	Transient Couette Flow of Rarefied Binary Gas Mixtures	1970年3月	Katsuhisa Koura
TR-193	サーボ弁の非線形流量特性を考慮した油圧サーボ系のシミュレーション研究 Simulation Study of Hydraulic Servo System with Consideration of non-linear flow Characteristic of Servo Valve	1970年3月	興石 肇, 鈴木 崇弘 中村 光義
TR-194	直接式誘導法を用いた誘導システムの誤差—観測および制御システムの誤差の影響— Guidance Errors—The Effects of the Navigation and Control Systems on the Guided Trajectories—	1970年4月	松島 弘一, 新田 慶治 大坪 孔治, 志 甫 徹
TR-195	箱型主翼構造模型のひずみ分布とたわみに関する計算と実験 Results of Strain and Deflection Measurements Carried out on Model Wings and their Comparison with Calculated Results	1970年5月	久能 和夫
TR-196	回転式動安定測定装置による遷音速試験 Dynamic Stability Test-in Transonic Wind Tunnel Rotary System	1970年5月	小橋 安次郎, 河野 長正 西 武徳, 宮沢 政文
TR-197T	Wind Tunnel Investigations of the STOL Airplane with Attention to the Relations between the Aerodynamic Characteristics and their Wake Structure	May. 1970	Norio Inumaru, Kiyomi Kitamura, Nagakatsu Kawahata, Hitoshi Takahashi, Tomoaki Suzuki
TR-198	低マッハ数における翼型の翼型抗力の計算 A Calculation of the Profile Drag of Airfoils at Low Mach Numbers	1970年5月	河崎 俊夫, 石田 洋治

境界層内圧力変動による板の振動解析(I)*

—— 周辺単純支持板 ——

藤 森 義 典*

Response Analysis of a Simply Supported Plate to Boundary Layer Pressure Fluctuations

By Yoshinori FUJIMORI

The response cross-correlation of a simply-supported elastic panel is derived through the normal mode approach assuming an analytic formula for the space-time cross-correlation function of pressure fluctuations and non-interference between the vibration modes. The author proposes new quantities "Dynamic Effect Function (DEF)" and "Orientation Sensitivity Factor (OSF)" as suitable measures for estimating the dependency of each vibration mode on the pressure fluctuation in convecting velocity, and the response magnification due to the difference of flow directions, respectively; and further clarifies the physical meaning of these quantities based on a general theory of two-dimensional bending wave propagation. Numerical examples indicate that DEF of the fundamental mode (DEF_{11}) becomes a maximum among the vibration modes, and is almost ten times larger than other modes; moreover, OSF_{11} is nearly equal to unity for various rectangular plates, which means that the response of the fundamental mode is very insensitive to the panel orientation.

記 号

$a(\omega)$: 変位フーリエ変換の展開係数	$p(r, t)$: 圧力変動
B : 屈曲波の伝播速度	R : 半径
$b(\omega)$: 圧力変動フーリエ変換の展開係数	T, t : 時間または時刻
C : 複素平面上の積分路	U : 空気力学的共振速度 (無限板について)
D : 板の曲げ剛性	V : 空気力学的共振速度 (有限板について)
E : ヤング率	v : 圧力変動の移動速度
f : 板の振動周波数	$W(r, \omega)$: 変位のフーリエ変換
g : 重力定数	$w(r, t)$: 変位
$H(\omega)$: 周波数応答関数	$\begin{matrix} x \\ y \end{matrix} \}$: 板上の座標
h : 板厚	α : 任意の定数
j : 虚数単位 $\sqrt{-1}$	β : 板の減衰率
k : 波数ベクトル	γ : 正方形板縮退振動時の位相角
L : 渦の大きさ	r : 板上の位置ベクトル
l : 板の寸法	$\delta(r)$: デイラックのデルタ関数
M : 板の単位面積当り質量	ϵ : 正の定数
$P(r, \omega)$: 圧力変動のフーリエ変換	ζ : 渦の寿命 (圧力変動の時間的減衰率)
	$\theta(r_1, r_2, \omega)$: クロスパワースペクトル
	θ : 屈曲波の伝播方向
	$K(r_1, r_2, \tau)$: 相互相関関数
	λ : 波長

* 昭和45年3月24日受付

** 機体第二部

ν : ポアソン比

ρ : 板の密度

τ : 時間差

$\phi(x, y)$: 正方形板縮退振動時のモード関数

$\psi(x, y)$: 短形板の固有関数

Ω : 複素周波数

ω : 円振動数

添字の意味

b : 屈曲波

c : 空力的共振

e : 起振力

$\left. \begin{matrix} l \\ i \end{matrix} \right\}$: 振動次数を示す自然数

$\left. \begin{matrix} m \\ n \end{matrix} \right\}$: X 方向または Y 方向の半波数を示す自然数

p : 圧力変動

$\left. \begin{matrix} r \\ s \end{matrix} \right\}$: X 方向または Y 方向の半波数を示す自然数

T : 有限区間で定義される関数

W : 変位

$\left. \begin{matrix} X, Y \\ x, y \end{matrix} \right\}$: X 方向または Y 方向

$*$: 共役複素数

$\langle \rangle$: 時間平均

1. 緒 言

最近構造物の不規則振動の問題は航空宇宙工学の分野で重要な課題となっている。軽量で推力の大きい Engine が開発されたので1950年以降速度、大きさ両面にわたって急速な発展をなし、今もお進歩しつつある。しかしそれと同時に困難な問題も生ずることとなった。その一つは音響疲労と云われるもので、これは普通各種の圧力変動により機体構造が加振されて疲労を生ずることをさしている。騒音にさらされ損傷を生ずるものは外板、翼板、フラップ外板等二次的な構造物であり、騒音として考えられるおもなものは次のようである。

1. Engine の排気音、燃焼音。
2. 空力的騒音、たとえば境界層、衝撃波、振動衝撃波、はく離流、伴流などによる圧力変動。

以上のような不規則な外力を受ける構造物の振動解析は、航空機、ロケットの設計者にとり重要な問題であるにもかかわらず、従来は構造物の共振点、座屈、応力解析にとどまっていた。最近になり研究も進み、統計的な手法を不規則な外力を受ける構造物の変位、ひずみの解析に導入することができるようになっ

た。¹⁾

一方起振力になる各種の騒音の測定も多くの研究者によりなされており Engine の排気、燃焼音については時間的に Random、空間的に Uniform であることがわかっている。これは音響学的な音の延長として取扱ってよい。空力的騒音の中で比較的多く実測がされている境界層内圧力変動については、時間的に Random であり、空間的に Homogenous であるので先の Engine 騒音より複雑である。他の衝撃波、はく離流中の圧力変動については実測例も少なく、今後の研究課題である。この報告では特に巡航中の航空機の外板などのおもな起振源となっていると思われる境界層内圧力変動による板の定常的応答を対象としている。振動系が Linear であればどんな外力が加わっても数学的には解析可能である。しかし実測される相関関数、スペクトル (Power Spectral Density = P. S. D) は解析に用いるには複雑すぎるので、それらを用いた応答解析は実際は非常に困難である。Maidanik ⁵⁾, Dyer ⁶⁾, は初めて外力を適当な近似式で置き、応答解析を行なった。Tack と Lambert ⁵⁾ らは留数計算により応答を求める方法を提案し棒の場合について具体的に計算を行なっている。筆者はこの留数計算法により周辺単純支持板の解析を行ない、応答相互相関関数を導いた。また若干の数値計算を行なって応答の検討を行なった。

2. 基礎理論

統計的諸量、規準振動法 (モード法) については Lin ¹⁾ によりまとめられている。まず最初にこの報告に用いる解析上の定義式を概説する。

板の振動方程式として次式を用いる。

$$\frac{D}{M} \nabla^4 w(r, t) + 2\beta \frac{\partial^2 w(r, t)}{\partial t} + \frac{\partial^2 w(r, t)}{\partial t^2} = \frac{p(r, t)}{M} \quad (1-1)$$

外力 $p(r, t)$ は時間、空間について不規則な関数であるので(1-1)式の解も不規則な関数となり、これらの性質は統計的な量により表現する方がわかりやすかつ便利である。この報告においては $p(r, t)$, $w(r, t)$ は Weakly Ergodic A) (弱エルゴード) であると仮定している。また $p(r, t)$ は Homogeneous A) (空間的に均一) であるとする。振動系の定常的応答を問題としており過渡的な応答は取扱わない。

まず加振力 $p(r, t)$ について有限な区間で定義される Truncated Function $p_T(r, t)$ を導入する。すなわち

$$p_T(r, t) = p(r, t) \quad |t| \leq T \\ = 0 \quad |t| > T \quad (1-2)$$

また $w_T(r, t)$ は (1-1) 式の右辺 $p(r, t)$ を $p_T(r, t)$ で置き変えたときの解であるとする。

有限区間の Fourier 変換は次式のように書く。

$$P_T(r, \omega) = \int_{-T}^T p(r, t) e^{-j\omega t} dt \quad (1-3)$$

Parseval の定理から

$$\int_{-T+1/2(\tau+|\tau|)}^{T+1/2(\tau-|\tau|)} p_T(r_1, t) p_T(r_2, t_2) d\tau \\ = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} P_T(r_1, \omega) P_T^*(r_2, \omega) e^{j\omega\tau} d\omega \quad (1-4) \\ \text{ただし } \tau = t_1 - t_2$$

圧力変動の相互相関関数は次式で求められる。

$$\langle p_T(r_1, t_1) p_T(r_2, t_2) \rangle$$

$$\equiv \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T p_T(r_1, t_1) p_T(r_2, t_2) d\tau \quad (1-5)$$

(1-4) 式より

$$\langle p_T(r_1, t_1) p_T(r_2, t_2) \rangle \\ \equiv \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} [P_T(r_1, \omega) P_T^*(r_2, \omega)] e^{j\omega\tau} d\omega \quad (1-6)$$

圧力変動のスペクトル (P, S, D) は

$$\Theta_P(r_1, r_2, \omega) \\ = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} [P_T(r_1, \omega) P_T^*(r_2, \omega)] \quad (1-7)$$

圧力変動は Weakly Ergodic でありかつ Homogeneous であるので (1-6) 式から

$$K_p(r_1, r_2, \tau) = K_p(r_1 - r_2, \tau) \\ \equiv \langle p_T(r_1, t_1) p_T(r_2, t_2) \rangle \\ = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Theta_p(r_1 - r_2, \omega) e^{j\omega\tau} d\omega \quad (1-8)$$

そして

$$\Theta_p(r_1 - r_2, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} K_p(r_1 - r_2, \tau) e^{-j\omega\tau} d\tau \quad (1-9)$$

変位 $w(r, t)$ の相関関数, スペクトルについても同様な関係が成立つ, ただし Homogeneous ではないので,

$$K_W(r_1, r_2, \tau) = \langle w(r_1, t_1) w(r_2, t_2) \rangle \\ = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Theta_W(r_1, r_2, \omega) e^{j\omega\tau} d\omega \quad (1-10)$$

ただし

$$\Theta_W(r_1, r_2, \omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2\pi} [W_T(r_1, \omega) W_T^*(r_2, \omega)] \quad (1-11)$$

$$W_T(r_1, \omega) = \int_{-T}^T w_T(r_1, t) e^{-j\omega t} dt \quad (1-12)$$

次に $P_T(r_1, t)$, $W_T(r_1, t)$ を板の固有関数を用いて展開級数表示する。

$$P_T(r, \omega) = \sum b_i(\omega) \phi_i(r) \\ W_T(r, \omega) = \sum a_i(\omega) \phi_i(r) \quad (1-13)$$

ただし $\phi_i(r)$; i 一次の固有関数

$$\int_R \phi_i(r) \phi_l(r) dr = \delta_{il} \quad R; \phi_i(r) \text{ の定義される領域} \quad (1-14)$$

(1-1) 式を Fourier 変換し, (1-13) 式を代入し (1-14) 式の関係を使えば次の関係式を得る。

$$\left(\frac{D}{M} k^4 + 2j\beta_i \omega - \omega^2 \right) a_i(\omega) = \frac{b_i(\omega)}{M} \quad (1-15)$$

ただし $\nabla^4 \phi_i(r) = k_i^4 \phi_i(r)$

$$\beta_i = \int_R \beta \phi_i^2(r) dr$$

$$\text{今 } \frac{1}{M(\omega^2 - 2j\beta_i \omega - D/M \cdot k_i^4)} = H_i(\omega) \quad (1-16)$$

と置けば (1-15) 式は

$$a_i(\omega) = -b_i(\omega) H_i(\omega) \quad (1-17)$$

と書ける。 $H_i(\omega)$ は Frequency Response Function (周波数応答関数) と云われ, 単位圧力に対する i 一次の振動変位を表わす。(1-17) 式の結果から変位のスペクトルは

$$\Theta_W(r_1, r_2, \omega) \\ = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \left[\sum_i \left\{ -b_i(\omega) H_i(\omega) \phi_i(r_1) \right\} \right. \\ \left. \times \sum_l \left\{ -b_l^*(\omega) H_l^*(\omega) \phi_l(r_2) \right\} \right] \\ = \sum_i \sum_l \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \left[b_i(\omega) b_l^*(\omega) H_i(\omega) H_l^*(\omega) \phi_i(r_1) \right. \\ \left. \times \phi_l(r_2) \right] \quad (1-18)$$

またスペクトルの定義 (1-7) 式を使って

$$\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} b_i(\omega) b_l^*(\omega) \\ = \int_R \int_R \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} [P_T(r_1, \omega) P_T^*(r_2, \omega)] \phi_i(r_1) \\ \times \phi_l(r_2) dr_1 dr_2 \\ = \int_R \int_R \Theta_p(r_1, r_2, \omega) \phi_i(r_1) \phi_l(r_2) dr_1 dr_2$$

$$=G_{il}(\omega) \quad (1-19)$$

を得るが、これは外力のスペクトルに固有関数を乗じて板の領域で積分するものである。これは応答解析をするときかならず出てくる重要な形式である。

(1-18) 式を逆 Fourier 変換すると変位の相互相関関数が求められる。

$$\begin{aligned} \langle w(\gamma_1, t_1) w(\gamma_2, t_2) \rangle &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \theta_w(\gamma_1, \gamma_2, \omega) e^{j\omega t} d\omega \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_i \sum_l G_{il}(\omega) H_i(\omega) H_l^*(\omega) \phi_i(\gamma_1) \phi_l(\gamma_2) e^{j\omega t} d\omega \end{aligned} \quad (1-20)$$

(1-20) 式が外力と入力との関係を表わす一般式である。この式から構造物の固有関数がわかっているならば応答が求められることがわかる。振動系が線形であれば入力の統計的性質はそのまま出力の性質となると考えてよいが板の大きさが有限であると、外力が Homogeneous であっても振動応答は Homogeneous とならない。

2. 周辺単純支持板の解析

先のモード法を周辺が単純に支持されている平板について適用してみる。変位の応答相互相関関数は (1-20) 式に基づいて求められる。板上の座標を Fig. 1 のようにとり、固有関数を次のように書く。

$$\phi_i(\gamma_1) = \phi_{mn}(x, y) = \frac{2}{\sqrt{l_x l_y}} \sin k_m x \sin k_n y$$

ただし l_x ; 板の長さ
 l_y ; 板の幅
 $k_m = m\pi / l_x$ $k_n = n\pi / l_y$ (2-1)

周波数応答関数は次のように書く。

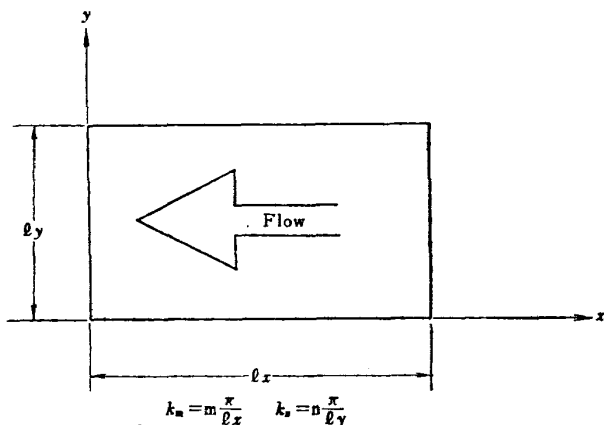


図1 板上の座標

$$H_i(\omega) = H_{mn}(\omega) = \frac{1}{M(\omega^2 - 2j\beta_{mn}\omega - D/M \cdot k_{mn}^4)} \quad (2-2)$$

$$\begin{aligned} \text{ただし } k_{mn}^2 &= k_m^2 + k_n^2 \\ \omega_{mn}^2 &= \omega_{mn0}^2 - \beta_{mn}^2 \\ &= D/M \cdot k_{mn}^4 - \beta_{mn}^2 \end{aligned}$$

ω_{mn0} ; mn 次の非減衰円振動数

ω_{mn} ; mn 次の減衰円振動数

β_{mn} ; mn 次の減衰率

つぎに $\Omega_{mn} = \omega_{mn} + j\beta_{mn}$ と置き (2-2) 式を

$$H_{mn}(\omega) = \frac{1}{M(\omega - \Omega_{mn})(\omega + \Omega_{mn}^*)} \quad (2-3)$$

のように書きかえる。(1-20) 式は

$$\begin{aligned} \langle w(\gamma_1, t_1) w(\gamma_2, t_2) \rangle &= \sum_m \sum_n \sum_r \sum_s \phi_{mn}(x_1, y_1) \phi_{rs}(x_2, y_2) \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G_{mn, rs}(\omega) \\ &\times H_{mn}(\omega) H_{rs}^*(\omega) e^{j\omega t} d\omega \end{aligned} \quad (2-4)$$

のように書けるので、 nm 次の相互相関関数は次のようになる。

$$\begin{aligned} \langle w_{mn}(\gamma_1, t_1) w_{mn}(\gamma_2, t_2) \rangle &= \phi_{mn}(x_1, y_1) \phi_{mn}(x_2, y_2) \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G_{mn, mn}(\omega) H_{mn}(\omega) \\ &\times H_{mn}^*(\omega) e^{j\omega t} d\omega \end{aligned} \quad (2-5)$$

(2-4) 式は overall (全次数) についての応答相関関数であり (2-5) 式は mn 次についての相関関数である。これを用いてわれわれは任意の次数の応答を計算することができる。また減衰の小さい構造で振動次数間の干渉が無視できるとすると、overall の応答は (2-4) 式のかわりに次式で計算することができる。

$$\langle w(\gamma_1, t_1) w(\gamma_2, t_2) \rangle = \sum_m \sum_n \langle w_{mn}(\gamma_1, t_1) w_{mn}(\gamma_2, t_2) \rangle \quad (2-6)$$

最終結果を出すにはまず (2-5) 式中の $G_{mn, mn}(\omega)$ を求めなければならない。このためには圧力変動の空間一時間についての相互相関関数が解析可能な単純な型式で表わされると都合がよい。しかし実測で求められる相関関数は複雑な型をしており、実際の解析に用いるのには不向きである。そこで多くの実験から次のような近似式が適当であると云われている。(3), (4)

$$K_p(\xi, \eta, \tau) = \langle p^2 \rangle 2\pi L_x L_y \delta(\xi - v\tau) \delta(\eta) e^{-|\tau|/c} \quad (2-7)$$

ただし L_x, L_y 乱れの大きさ

$\langle p^2 \rangle$ 圧力変動の二乗平均

ζ 乱れの減衰係数

$\xi = x_1 - x_2, \eta = y_1 - y_2, \tau = t_1 - t_2$

(2-7) 式は時間軸について指数減衰と空間軸については δ -関数を含んでいて、解析に用いるには最も簡単な形式をしているが、境界層内圧力変動などの一般的性質を示すものとして適当とされている。5)

(2-7) 式は板の X -軸方向に気流が存在する場合の式である。ここでは L_x, L_y, ζ などは振動次数により異なる値をとると仮定する。このため “ mn ” などの添字が必要であるが、簡単のため用いない。 $\langle p^2 \rangle$ については mn 次の振動に最も寄与する二乗平均として $\langle p^2_{mn} \rangle$ なる表現を用いる。 $\langle p^2_{mn} \rangle$ は圧力変動のスペクトルより求められるものである。(2-7) 式を用いれば (1-9) 式は次のように書ける。

$$G_{mn, mn}(\omega) = 2\pi L_x L_y \langle p^2_{mn} \rangle \int_{-\infty}^{\infty} e^{-j\omega\tau - |\tau|/\zeta} d\tau$$

$$\times \int_0^{l_x} \int_0^{l_y} \delta(x_1 - x_2 - v\tau) \int_0^{l_y} \int_0^{l_x} \delta(y_1 - y_2) \phi_{mn}(x_1, y_1)$$

$$\times \phi_{mn}(x_2, y_2) dy_2 dy_1 dx_2 dx_1$$

$$= 2\pi L_x L_y \langle p^2_{mn} \rangle \int_{-\infty}^{\infty} I S e^{-j\omega\tau - |\tau|/\zeta} d\tau \quad (2-8)$$

ただし

$$I S = \int_0^{l_x} \int_0^{l_y} \delta(x_1 - x_2 - v\tau) \int_0^{l_y} \int_0^{l_x} \delta(y_1 - y_2)$$

$$\times \phi_{mn}(x_1, y_1) \phi_{mn}(x_2, y_2) dy_2 dy_1 dx_2 dx_1$$

積分の範囲は次の不等式を考慮して

$$0 < x_1 < l_x, \quad 0 < x_2 < l_x \quad (2-9)$$

x_1 について次の区間で行なえばよい。

$$\begin{array}{ll} \text{No Integration} & \text{when } |\tau| > l_x/v \\ 0 < x_1 < l_x + v\tau & \text{when } -l_x/v < \tau < 0 \\ v\tau < x_1 < l_x & \text{when } 0 < \tau < l_x/v \end{array} \quad (2-10)$$

ゆえに

$$I S = \left(1 + \frac{v\tau}{l_x}\right) \cos k_m v\tau - \frac{\sin k_m v\tau}{k_m l_x} \text{ for } -l_x/v < \tau < 0$$

$$= \left(1 - \frac{v\tau}{l_x}\right) \cos k_m v\tau + \frac{\sin k_m v\tau}{k_m l_x} \text{ for } 0 < \tau < l_x/v$$

$$= 0 \text{ for } |\tau| > l_x/v \quad (2-11)$$

これより (2-8) 式は次のようになる。

$$G_{mn, mn}(\omega) = 2\pi L_x L_y \langle p^2_{mn} \rangle \int_0^{l_x/v} 2e^{-\tau/\zeta} \left\{ \left(1 - \frac{v\tau}{l_x}\right) \right.$$

$$\left. \cos k_m v\tau + \frac{\sin k_m v\tau}{k_m l_x} \right\} \cos \omega\tau d\tau$$

$$= 2\pi L_x L_y \langle p^2_{mn} \rangle \left[\frac{1/\zeta}{1/\zeta^2 + (k_m v + \omega)^2} \right.$$

$$+ \frac{1/\zeta}{1/\zeta^2 + (k_m v - \omega)^2}$$

$$- \frac{v}{l_x} \left\{ \frac{1/\zeta^2 - (k_m v + \omega)^2}{(1/\zeta^2 + (k_m v + \omega)^2)^2} \right.$$

$$+ \frac{1/\zeta^2 - (k_m v - \omega)^2}{(1/\zeta^2 + (k_m v - \omega)^2)^2} \left. \right\} + \frac{1}{k_m l_x}$$

$$\times \left\{ \frac{k_m v + \omega}{1/\zeta^2 + (k_m v + \omega)^2} \right.$$

$$\left. + \frac{k_m v - \omega}{1/\zeta^2 + (k_m v - \omega)^2} \right\} \quad (2-12)$$

(2-12) 式を導くとき $e^{-ix/\zeta}$ を含む項は無視した。すなわち (2-12) 式は $e^{ix/\zeta} \ll l$ のとき有効である。これは ζ なる時間内に圧力変動が移動する距離が板の長さ l_x に比較して非常に小さい場合ということである。

(2-5) 式を次のように書き

$$\langle w_{mn}(x_1, y_1, t_1) w_{mn}(x_2, y_2, t_2) \rangle = \phi_{mn}(x_1, y_1)$$

$$\times \phi_{mn}(x_2, y_2) \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G_{mn, mn}(\omega) H_{mn}(\omega)$$

$$\times H_{mn}^*(\omega) e^{j\omega\tau} d\omega \quad (2-13)$$

(2-12) 式の結果をこれに代入すると、

$$\langle w_{mn}(x_1, y_1, t_1) w_{mn}(x_2, y_2, t_2) \rangle = (2\pi L_x L_y$$

$$\times \langle p^2_{mn} \rangle / M^2) \phi_{mn}(x_1, y_1) \phi_{mn}(x_2, y_2)$$

$$\times \left(AFR - \frac{v}{l_x} BFR + \frac{1}{k_m l_x} CFR \right) \quad (2-14)$$

ただし

$$AFR = \frac{M^2}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} H_{mn}(\omega) H_{mn}^*(\omega) \left\{ \frac{1/\zeta}{1/\zeta^2 + (k_m v - \omega)^2} \right.$$

$$\left. + \frac{1/\zeta}{1/\zeta^2 + (k_m v + \omega)^2} \right\} e^{j\omega\tau} d\omega \quad (2-15)$$

$$BFR = \frac{M^2}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} H_{mn}(\omega) H_{mn}^*(\omega) \left\{ \frac{1/\zeta^2 - (k_m v - \omega)^2}{(1/\zeta^2 + (k_m v - \omega)^2)^2} \right.$$

$$\left. + \frac{1/\zeta^2 - (k_m v + \omega)^2}{(1/\zeta^2 + (k_m v + \omega)^2)^2} \right\} e^{j\omega\tau} d\omega \quad (2-16)$$

$$CFR = \frac{M^2}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} H_{mn}(\omega) H_{mn}^*(\omega) \left\{ \frac{k_m v - \omega}{1/\zeta^2 + (k_m v - \omega)^2} \right.$$

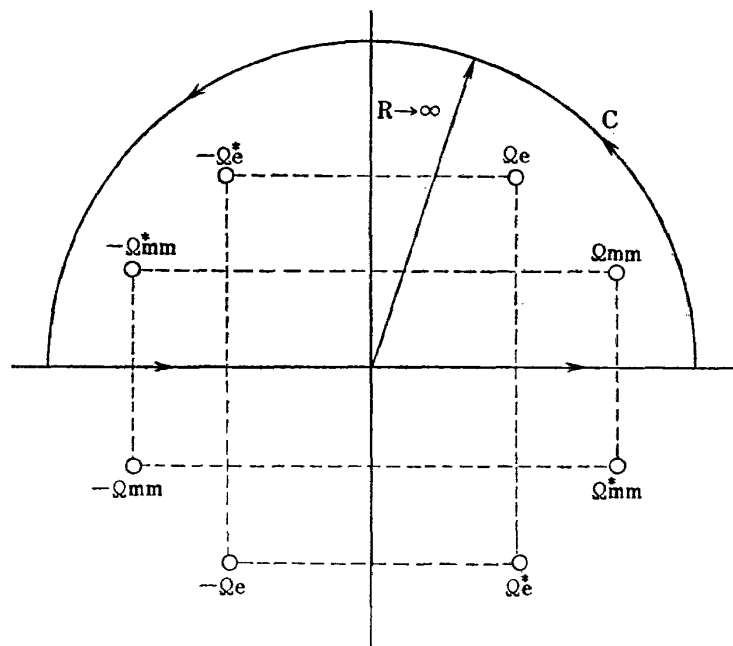


図 2 複素平面上の積分路

Ω_e ; Complex frequency of Pressure fluctuations

Ω_{mn} ; Complex frequency of the m - n mode response

$$+ \frac{k_m v + \omega}{1/\zeta^2 + (k_m v + \omega)^2} \} e^{j\omega\tau} d\omega \quad (2-17)$$

最終的な応答を求めるには(2-15)~(2-17)式の積分を求めなければならない。周波数応答関数 $H_{mn}(\omega)$ に(2-3)式の型式を代入し、加振極を $\Omega_e = k_m v + j/\zeta$ と複素数表示するとこれらの積分の結果を留数計算により求めることができる。すなわち、

$$\begin{aligned} AFR(k_m, v, \zeta, \omega, \beta, \tau) = & \frac{1}{2\pi} \oint_C \frac{e^{j\Omega\tau}}{(\Omega^2 - \Omega_{mn}^2)(\Omega^2 - \Omega_{mn}^{*2})} \left\{ \frac{1/\zeta}{(\Omega - \Omega_e)(\Omega - \Omega_e^*)} \right. \\ & \left. + \frac{1/\zeta}{(\Omega + \Omega_e)(\Omega + \Omega_e^*)} \right\} d\Omega \quad (2-18) \end{aligned}$$

$$BFR(k_m, v, \zeta, \omega, \beta, \tau) =$$

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2\pi} \oint_C \frac{e^{j\Omega\tau}}{(\Omega^2 - \Omega_{mn}^2)(\Omega^2 - \Omega_{mn}^{*2})} \\ & \times \left\{ \frac{1/\zeta^2 - (k_m v - \Omega)^2}{(\Omega - \Omega_e)^2 (\Omega - \Omega_e^{*2})} \right. \end{aligned}$$

$$\left. + \frac{1/\zeta^2 - (k_m v + \Omega)^2}{(\Omega + \Omega_e)^2 (\Omega + \Omega_e^{*2})} \right\} d\Omega \quad (2-19)$$

$$CFR(k_m, v, \zeta, \omega, \beta, \tau) =$$

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2\pi} \oint_C \frac{e^{j\Omega\tau}}{(\Omega^2 - \Omega_{mn}^2)(\Omega^2 - \Omega_{mn}^{*2})} \\ & \times \left\{ \frac{k_m v - \Omega}{(\Omega - \Omega_e)(\Omega - \Omega_e^*)} \right. \\ & \left. + \frac{k_m v + \Omega}{(\Omega + \Omega_e)(\Omega + \Omega_e^*)} \right\} d\Omega \quad (2-20) \end{aligned}$$

積分経路CはFig.2に示されるような半円である。 $\tau \geq 0$ については実数軸の上半分にある4個の極について留数を計算すればよく、 $\tau \leq 0$ については下半分の4個のそれを計算すればよい。今われわれの最も着目する量としては二乗平均応答であるので、 $\tau \geq 0$ についての留数を計算しておけば十分である。結果を列記すると

$$AFR = j(Res(\Omega_{mn}) + Res(-\Omega_{mn}^*) + Res(\Omega_e))$$

$$\begin{aligned}
& + \text{Res}(-\Omega_e^*) \\
& = e^{-\tau/\zeta} (A_1 \cosh k_m v \tau + A_2 \sinh k_m v \tau) / (A_3 \cdot A_4) \\
& + e^{-\beta \tau} (B_1 \cos \omega \tau + B_2 \sin \omega \tau) / (2\zeta \omega \beta \cdot DF) \\
& \quad (2-21)
\end{aligned}$$

ただし

$$\begin{aligned}
A_1 &= AA^2 - BB^2 - IS \cdot IP \\
A_2 &= IS(AA - BB) + IP(AA + BB) \\
A_3 &= (AA + BB)^2 + IS^2 \\
A_4 &= (AA - BB)^2 + IP^2 \\
B_1 &= (FF + 2\beta^2)\omega(DD^2 - BB^2 - ES \cdot EP) \\
& + (2\omega^2 - FF)\beta\{ES(DD - BB) + EP(DD + BB)\} \\
B_2 &= (2\omega^2 - FF)\beta(DD^2 - BB^2 - ES \cdot EP) \\
& - (FF + 2\beta^2)\omega\{ES(DD - BB + EP(DD + BB))\} \\
DF &= (\omega^2 + \beta^2)\omega\{(DD + BB)^2 + ES^2\}\{DD - BB\}^2 \\
& + EP^2\} \\
AA &= (vk_m)^2 - 1/\zeta^2 - \omega^2 - \beta^2 \\
BB &= 2\beta/\zeta \\
DD &= \omega^2 - \beta^2 - (vk_m)^2 - 1/\zeta^2 \\
IS &= 2vk_m(1/\zeta - \beta) \\
IP &= 2vk_m(1/\zeta + \beta) \\
FF &= \omega^2 - \beta^2 + (vk_m)^2 + 1/\zeta^2 \\
ES &= 2\omega(\beta - 1/\zeta) \\
EP &= 2\omega(\beta + 1/\zeta)
\end{aligned}$$

(2-19) 式も同様に計算できるが, $\Omega_e, -\Omega_e^*$ で 2 次の極となる。

$$\begin{aligned}
AFR &= \frac{e^{-\tau/\zeta} (E_1 \sinh k_m v \tau + E_2 \cosh k_m v \tau)}{2(P_1^2 + P_2^2)} \\
& - \frac{e^{-\beta \tau}}{8\omega\beta(\omega^2 + \beta^2)} \sum_{i=1}^4 \frac{K_i \cos \omega \tau + L_i \sin \omega \tau}{J_i^2 + I_i^2} \quad (2-22)
\end{aligned}$$

ただし

$$\begin{aligned}
RA &= (vk_m)^2 - 1/\zeta^2 - \omega^2 + \beta^2 \\
FA &= 4(RA - k_m v - 2k_m^2/\zeta) + \tau \cdot RA(IS + IP) \\
FB &= \tau(RA^2 - IS \cdot IP) - 4(RA/\zeta + 2(vk_m)^2/\zeta) \\
P_1 &= (RA^2 - IS \cdot IP)^2 - (IP + IS) \cdot RA^2 \\
P_2 &= 2(RA^2 - IS \cdot IP) \cdot (IP + IS) \cdot RA \\
E_1 &= FA \cdot P_1 - FB \cdot P_2 \\
E_2 &= FB \cdot P_1 - FA \cdot P_2 \\
J_1 &= (\omega - k_m v)^2 - (\beta - 1/\zeta)^2 \\
J_2 &= (\omega - k_m v)^2 - (\beta + 1/\zeta)^2 \\
J_3 &= (\omega + k_m v)^2 - (\beta + 1/\zeta)^2 \\
J_4 &= (\omega + k_m v)^2 - (\beta - 1/\zeta)^2 \\
I_1 &= 2(\omega - k_m v)(\beta - 1/\zeta) \\
I_2 &= 2(\omega - k_m v)(\beta + 1/\zeta) \\
I_3 &= 2(\omega + k_m v)(\beta + 1/\zeta)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
I_4 &= 2(\omega + k_m v)(\beta - 1/\zeta) \\
\left. \begin{aligned} K_i &= \omega J_i - \beta I_i \\ L_i &= \beta J_i + \omega I_i \end{aligned} \right\} \quad (i = 1 \sim 4)
\end{aligned}$$

(2-20) 式の結果は

$$\begin{aligned}
CFR &= \frac{e^{-\tau/\zeta} (S_1 \sinh k_m v \tau - S_2 \cosh k_m v \tau)}{S_1^2 + S_2^2} \\
& + \frac{e^{-\beta \tau} k_m v (Q_5 \cos \omega \tau + Q_6 \sin \omega \tau)}{\omega \beta (\omega^2 + \beta^2) (Q_1^2 + Q_2^2)} \quad (2-23)
\end{aligned}$$

ただし

$$\begin{aligned}
QA &= (vk_m)^2 + 1/\zeta^2 - \omega^2 - \beta^2 \\
QT &= \omega^2 - \beta^2 - (vk_m)^2 + 1/\zeta^2 \\
S_1 &= RA^2 - IS \cdot IP \\
S_2 &= IS + IP \\
Q_1 &= QT^2 + IS \cdot IP \\
Q_2 &= (IP - IS) \cdot QT \\
Q_3 &= Q_1 \omega - Q_2 \beta \\
Q_4 &= Q_1 \beta + Q_2 \omega \\
Q_5 &= QA \cdot Q_3 - 2\omega \beta \cdot Q_4 \\
Q_6 &= 2\omega \beta \cdot Q_3 + QA \cdot Q_4
\end{aligned}$$

(2-21), (2-22), (2-23) 式を (2-24) 式に代入すれば周辺単純支持板の応答相関関数を求めることができる。二乗平均変位についても板上の任意の点において計算できる。これには (2-14) において $x_1 = x_2 = x, y_1 = y_2 = y, \tau = 0 = t$ と置いて次式のようになる。

$$\begin{aligned}
\langle w^2_{mn}(x, y, t) \rangle &= \frac{2\pi L_x L_y \langle p^2_{mn} \rangle \phi_{mn}(x, y)}{M^2} \left\{ AFR_0 \right. \\
& \left. - \frac{v}{l_x} BFR_0 + \frac{1}{k_m l_x} CFR_0 \right\} \quad (2-24)
\end{aligned}$$

ただし $AFR_0 = AFR_{\tau=0}, BFR_0 = BFR_{\tau=0}, CFR_0 = CFR_{\tau=0}$ over all についての二乗平均応答は次式で求められる。

$$\langle w^2(x, y, t) \rangle = \sum_m \sum_n \langle w^2_{mn}(x, y, t) \rangle \quad (2-25)$$

(2-24) 式の左辺を $2\pi L_x L_y \langle p^2_{mn} \rangle \phi^2_{mn}(x, y) / M^2$ で除した数式は Tack と Lambert⁴⁾ により両端単純支持棒の場合について導かれている。筆者もこれにならない (2-24) 式を書きかえて,

$$\begin{aligned}
\langle w^2_{mn}(x, y, t) \rangle / (2\pi L_x L_y \langle p^2_{mn} \rangle \phi^2_{mn}(x, y) / M^2) &= AFR_0 - \frac{v}{l_x} BFR_0 + \frac{1}{k_m l_x} CFR_0 \\
&= \text{Dynamic Effect Function (DEF}_{mn}) \quad (2-26)
\end{aligned}$$

(2-28) 式で与えられる量は各振動次数の振動し易さを示すはなはだ便利な数値であるので, 気流による動的な効果を示すものとして “Dynamic Effect Function” 略して DEF と呼ぶことにする。Tack と Lam-

bert⁴⁾ が求めたものは第一項の AFR_0 に相当するが、筆者の結果とは一致せず、棒の場合としても正しくない。

mn 次の計算において L_x, L_y, ζ, β 等は定数と仮定するので、(2-26) 式は v についての関数となり応答の周波数に対する変化と対比して応答の圧力変動の速度 v に対する変化とみなしてよい。この DEF の値は各振動次数の振動し易さ（気流による加振効果が大きいという意）が v によりどのように変わるかを知る目安となる。(2-26) 式において $v=0$ のときは $\langle p^2 \rangle = 0$ となり式の意味が失われるので、この式をそのまま用いることはできない。

DEF の値を計算すれば各振動次数の振動し易さを比較できると同時に、外力の強さを知って二乗平均変位を計算することができる。

次に若干の数値計算例を掲げる。特にことわらぬかぎり C, G, S 単位系を用いた。計算に用いる $\zeta, \beta/\omega$ 等は実験的に求められるものであるが、ここで各振動次数について一定であると仮定した。正方形板についての例を Tab. 1 に示す。この表を見やすくするために基本次数の DEF に対する dB 表示をしてその等高線を (k_m, k_n) 平面上に描いてみた。

Tab. 1 の結果を Fig. 3 に、矩形についての例を Fig. 4 に示す。Fig. 3 の等高線群は近似的に円とみなし得るし、Fig. 4 のそれらは近似的に楕円とみなしてよ

い。 dB 表示とは次の意味である。すなわち

$$dB_{mn} = 10 \log_{10} [DEF_{mn}/DEF_{11}] \quad (2-27)$$

Fig. 3, 4 の小さい○印は振動次数の存在する点である。矢印は気流の向きすなわち圧力変動の移動する方向を示す。Fig. 4 の実線は気流が長辺沿いに流れる場合であり、点線は短辺沿いに流れる場合である。これらの結果より DEF の値は ω のべき乗に反比例する傾向にある。すなわち

$$DEF_{mn} \propto 1 / \omega_{mn}^\epsilon \quad (2-28)$$

$$\epsilon \approx 3.3$$

Tab. 1 の数値を検査してみると次の不等式が成立つ。

$$DEF_{12} > DEF_{21}$$

$$DEF_{17} > DEF_{55} > DEF_{71}$$

$$\dots\dots\dots \text{(for the square plate)} \quad (2-29)$$

これらより $\omega_{21} = \omega_{21}$, $\omega_{17} = \omega_{55} = \omega_{71}$ であるにもかかわらず、流れ方向に波数の少い次数の方がより加振されやすいことがわかる。それゆえ Fig. 3 の正方形についての等高線図が多少軸の方に偏っているものと思われる。

DEF は各振動次数の振動しやすさを示す値であるがこの値の大きい次数程加振されやすいことを意味する。数値的にみると基本次数のそれが圧倒的に大きい。これは基本次数についての動的効果が最も顕著で

kn								
8	1.693 ⁻¹²	1.521 ⁻¹²	1.288 ⁻¹²	1.044 ⁻¹²	8.197 ⁻¹³	6.252 ⁻¹³	4.574 ⁻¹³	3.123 ⁻¹³
7	4.015 ⁻¹²	3.452 ⁻¹²	2.742 ⁻¹²	2.062 ⁻¹²	1.497 ⁻¹²	1.059 ⁻¹²	7.229 ⁻¹³	4.638 ⁻¹³
6	1.113 ⁻¹¹	8.972 ⁻¹²	6.506 ⁻¹²	4.414 ⁻¹²	2.890 ⁻¹²	1.853 ⁻¹²	1.155 ⁻¹²	6.834 ⁻¹³
5	3.744 ⁻¹¹	2.732 ⁻¹¹	1.732 ⁻¹¹	1.019 ⁻¹¹	5.827 ⁻¹²	3.301 ⁻¹²	1.840 ⁻¹²	9.858 ⁻¹³
4	1.616 ⁻¹⁰	9.978 ⁻¹¹	5.159 ⁻¹¹	2.492 ⁻¹¹	1.198 ⁻¹¹	5.841 ⁻¹²	2.855 ⁻¹²	1.367 ⁻¹²
3	9.746 ⁻¹⁰	4.433 ⁻¹⁰	1.666 ⁻¹⁰	6.171 ⁻¹¹	2.404 ⁻¹¹	9.880 ⁻¹²	4.189 ⁻¹²	1.786 ⁻¹²
2	9.454 ⁻⁹	2.298 ⁻⁹	5.298 ⁻¹⁰	1.413 ⁻¹⁰	4.391 ⁻¹¹	1.521 ⁻¹¹	1.521 ⁻¹²	2.166 ⁻¹²
1	1.698 ⁻⁷	1.081 ⁻⁸	1.329 ⁻⁹	2.593 ⁻¹⁰	6.675 ⁻¹¹	2.025 ⁻¹¹	6.778 ⁻¹²	2.426 ⁻¹²
	1	2	3	4	5	6	7	8 km

$$l_x = 22 \quad l_y = 22 \quad h = 0.01 \quad \beta/\omega = 0.006 \quad (-10 = 10^{-10})$$

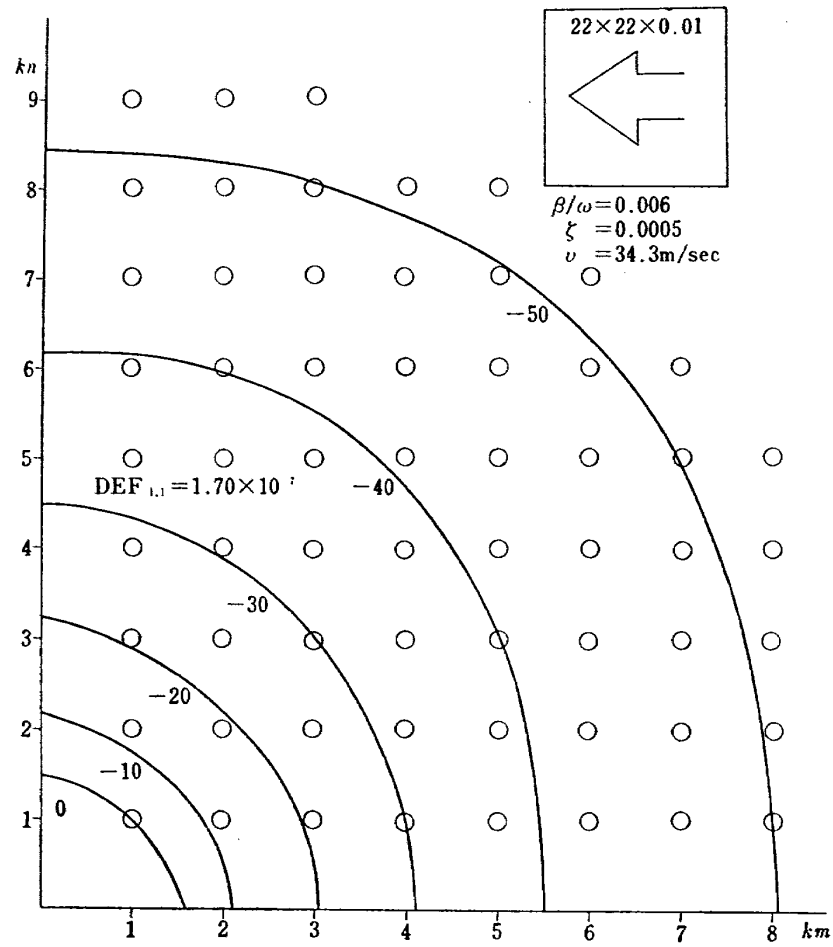
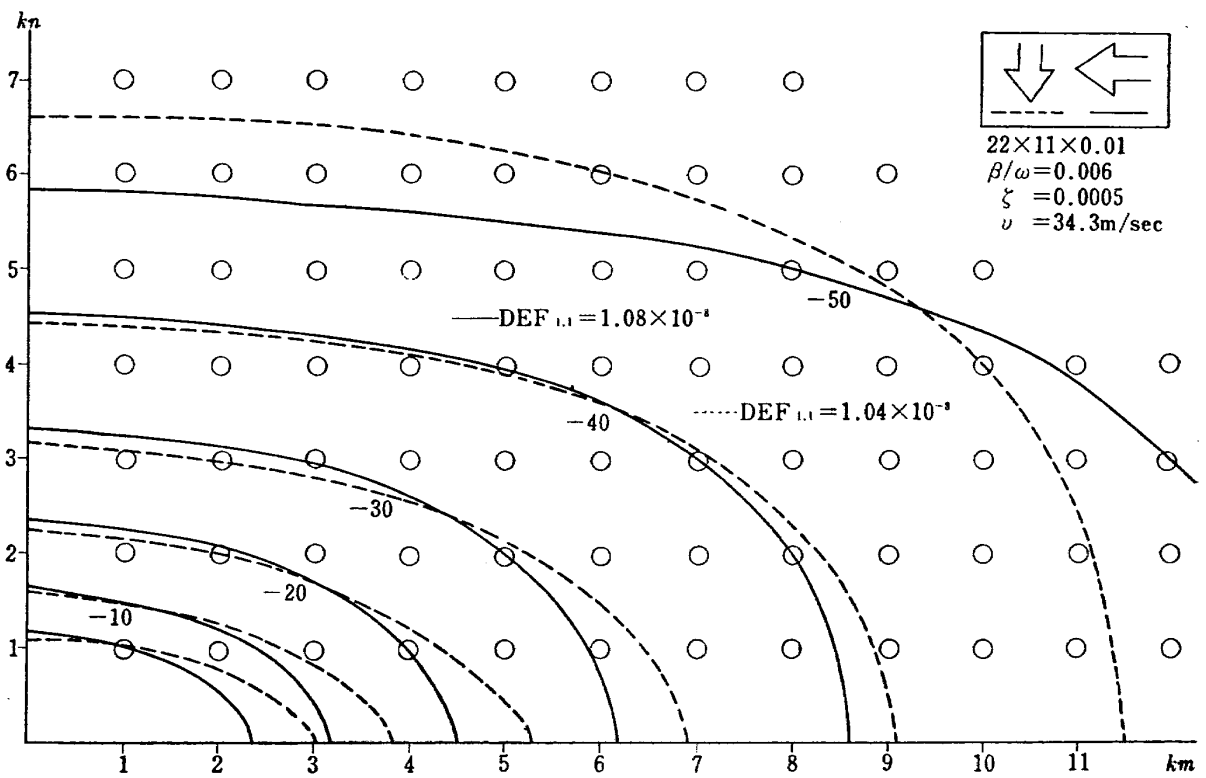
$$E = 0.21 \times 10^{10} \quad \zeta = 0.0005$$

$$\nu = 0.3 \quad \nu = 34.3 \text{ m/sec}$$

$$\rho = 7.87$$

$$g = 980$$

付図1 DEF の数値計算例

図 3 Contours of DEF (dB versus $DEF_{1,1}$)図 4 Contours of DEF (dB versus $DEF_{1,1}$)

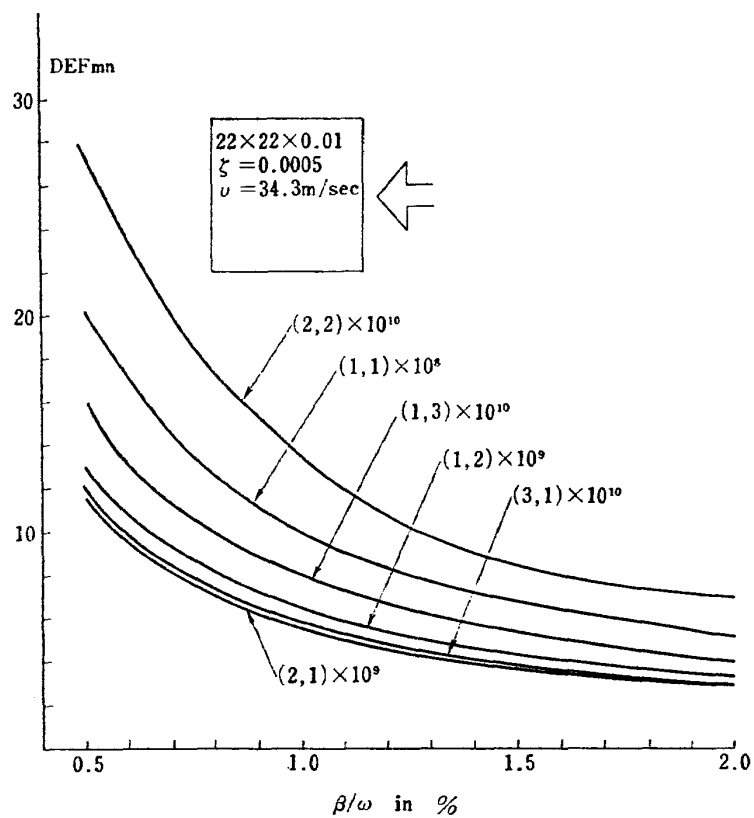


図 5 $DEF \sim \beta/\omega$

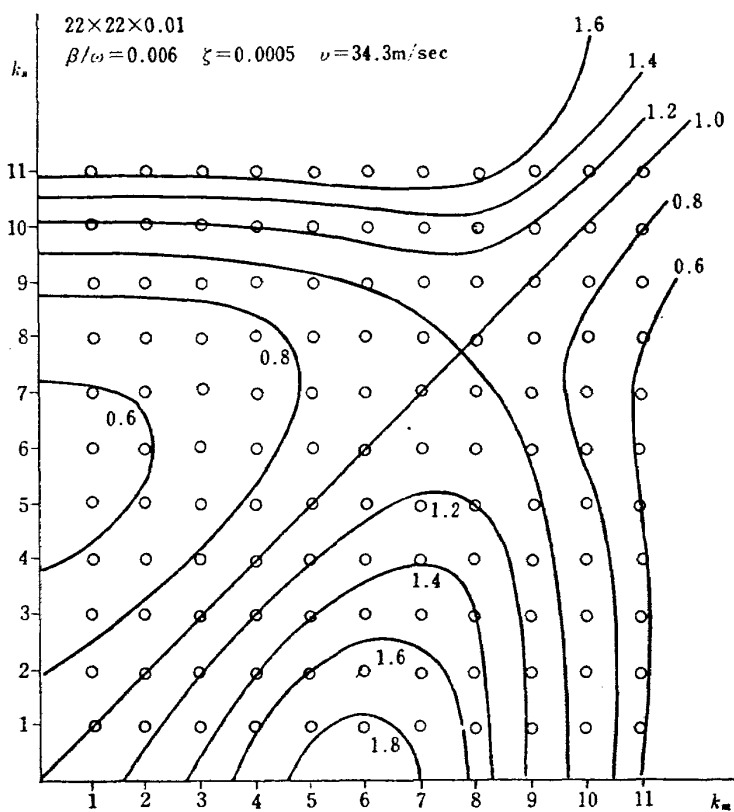


図 6 Contours of OSF

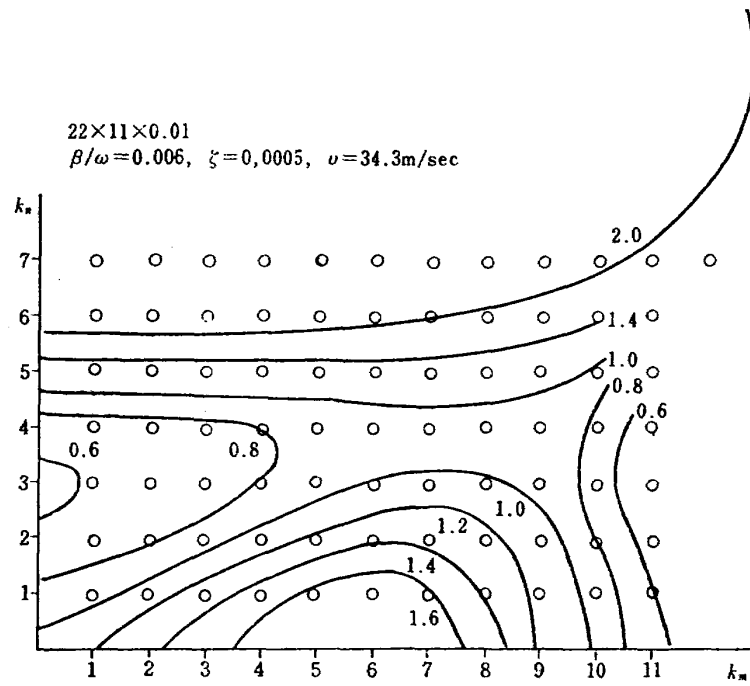


図 7 Contours of OSF

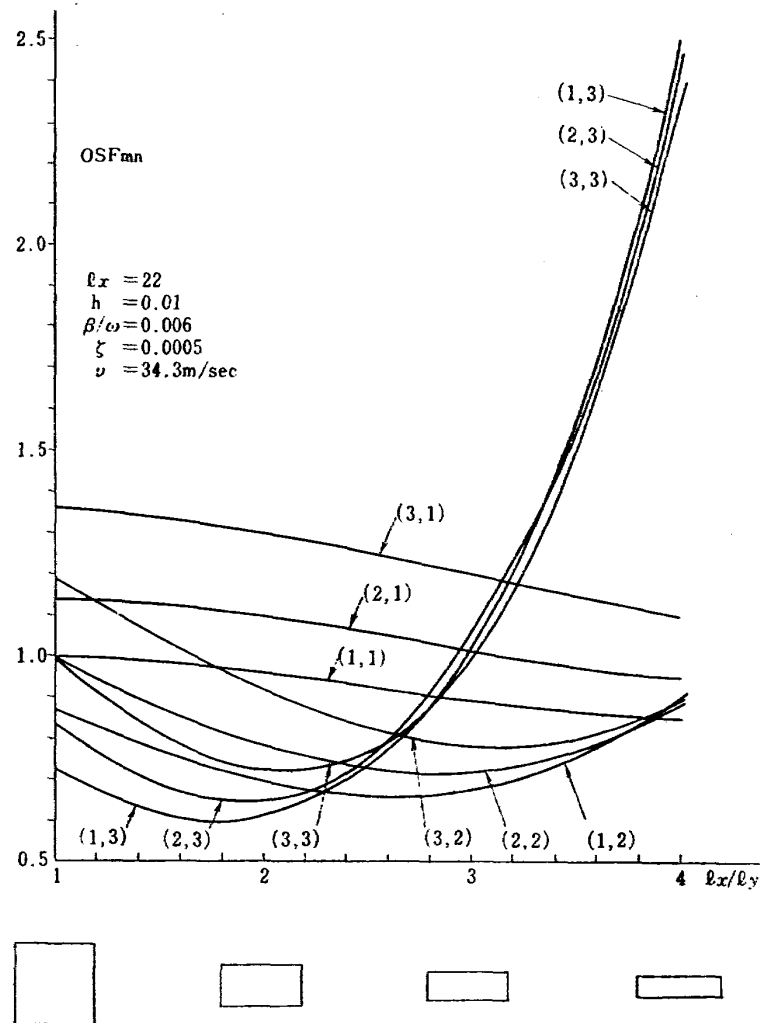


図 8 $OSF \sim l_x/l_y$

あることを示している。しかし実際に計測される二乗平均変位は外力の強さ $\langle p^2 \rangle$ にも左右されるので、 $\langle p_{11}^2 \rangle$ が小さいと応答 $\langle w_{11}^2 \rangle$ が当然小さくなり、他の次数より小さくなることもあり得る。

DEF の値は減衰係数 β/ω によっても変化する。例を Fig. 5 に示す。各振動次数もこの減衰係数が大きくなると応答が小さくなる。

同一振動次数でも板の向きが変わると DEF の値が異なるので、板の向きに対する方向性の目安として次のような Orientation Sensitivity Factor 略して OSF を考えるとよい。

$$\frac{DEF_{mn} (Y\text{-wise flow})}{DEF_{mn} (X\text{-wise flow})} = \text{Orientation Sensitivity Factor of } mn \text{ Mode} \quad (OSF_{mn}) \quad (2-30)$$

正方形の例を Fig. 6 に、矩形板の例を Fig. 7 に示す。いずれも OSF の値を等高線表示してある。OSF > 1 なる領域にある振動次数は X-方向に気流が流れた方が応答が小さく、OSF < 1 なる領域にあるものは Y-方向に気流が当たったとき応答が小さくなる。しかしどの次数にとっても望ましい（応答が小さいという意）ように板を配置することはできないので、実際問題として DEF の大きい次数の OSF の値が重要である。OSF が板の Aspect 比に対してどのように変化するかを Fig. 8 に示す。これは向い合う一方の対辺の長さを固定し他方の長さを減らしながら計算したものである。Fig. 8 には実用上重要と思われる低次の振動次数についての OSF のみを例示してある。こ

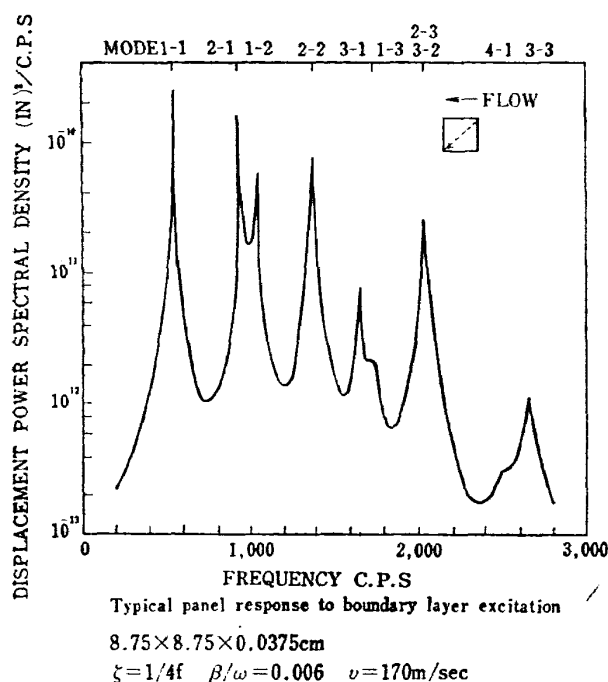


図 9 Experimental Result (Ref. 2)

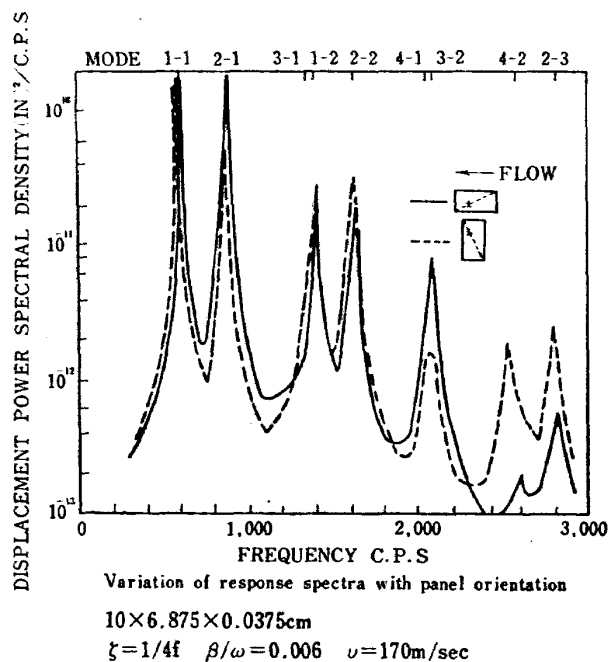


図 10 Experimental Result (Ref. 2)

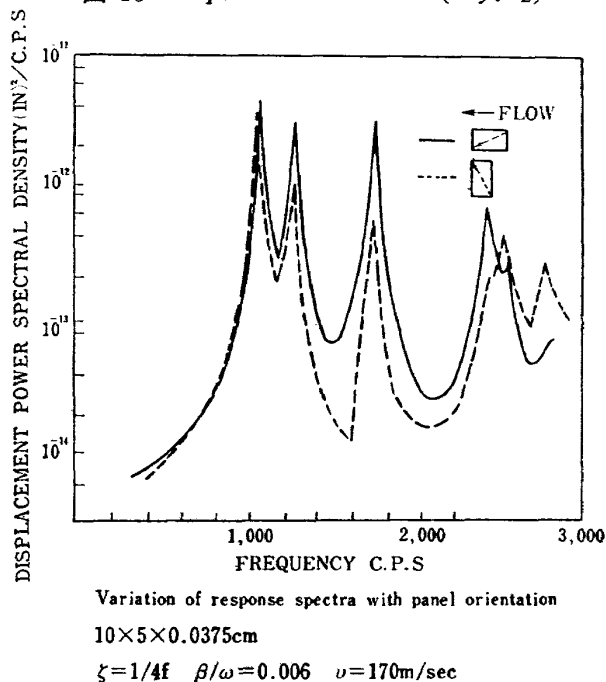


図 11 Experimental Result (Ref. 2)

の例より云えることは、特に重要と思われる基本次数の方向性 DEF がほぼ 1 の値をとり気流の方向変化に対して純感であるということである。外の次数についても Aspect 比に対して急峻に変化するものもあれば、ゆるやかに変化するものもあり、さまざまである。しかし大体 0.5 と 1.5 の間に入るものが多いようである。

次に筆者の計算と実験結果を比較したものを示す。Wilby と Richards の実験²⁾ は風洞壁に平板を固定してその応答を測定しスペクトル解析をしたものである。正方形や矩形板についての結果はそれぞれ Fig. 9, 10, 11 である。これらの実験例について筆者の計

MODE	(1, 1)	(2, 1)	(1, 2)	(2, 2)	(3, 1)	(1, 3)	(2, 3)	(3, 2)	(4, 1)	(3, 3)
<i>f</i>	238	595	595	952	1191	1191	1548	1548	2024	2143
<i>DFE</i>	⁻¹² 4.81	⁻¹⁴ 9.79	⁻¹³ 3.54	⁻¹⁴ 3.08	⁻¹⁵ 7.70	⁻¹⁴ 1.62	⁻¹⁵ 6.94	⁻¹⁵ 4.25	⁻¹⁵ 1.29	⁻¹⁵ 1.78
<i>USF</i>	1.00	3.61	0.28	1.00	2.10	0.48	0.61	1.63	1.32	1.00
<i>Uc</i>	41.7	52.1	104	83.3	69.5	208	135	10.3	88.5	125
<i>Vc</i>	70	—	160	95	70	—	160	90	95	130

($-12=10^{-12}$) (*Uc, Vc* in m/sec; *f* in Hz)

$8.75 \times 8.75 \times 0.0375$ $\zeta=1/4$ f $\beta/\omega=0.006$ $\nu=170\text{m/sec}$

付図2 図9についての計算結果

MODE	(1, 1)	(2, 1)	(3, 1)	(1, 2)	(2, 2)	(4, 1)	(3, 2)	(4, 2)	(2, 3)
<i>f</i>	284	557	1013	86.2	1136	1651	1591	2230	2100
<i>DEF</i>	⁻¹² 3.54	⁻¹³ 1.41	⁻¹⁴ 1.40	⁻¹⁴ 6.10	⁻¹⁴ 2.21	⁻¹⁵ 2.65	⁻¹⁵ 4.86	⁻¹⁵ 1.29	⁻¹⁵ 1.94
<i>OSF</i>	0.619	2.50	2.69	0.443	0.642	1.70	1.14	1.26	0.716
<i>Uc</i>	56.8	55.7	67.5	173	114	82.6	106	111	210
<i>Vc</i>	85	70	70	—	130	85	110	115	—

($-12=10^{-12}$) (*Uc, Vc* in m/sec; *f* in Hz)

$10 \times 6.875 \times 0.375$ $\zeta=1/4$ f $\beta/\omega=0.006$ $\nu=170\text{m/sec}$

付図3 図10についての計算結果

MODE	(1, 1)	(2, 1)	(3, 1)	(1, 2)	(2, 2)	(4, 1)	(3, 2)	(4, 2)	(2, 3)
<i>f</i>	456	729	1185	1550	1823	1823	2279	2917	3646
<i>DEF</i>	⁻¹³ 9.47	⁻¹⁴ 7.29	⁻¹⁵ 9.83	⁻¹⁵ 5.13	⁻¹⁵ 3.56	⁻¹⁵ 2.06	⁻¹⁵ 1.53	⁻¹⁶ 5.70	⁻¹⁶ 1.69
<i>OSF</i>	0.424	1.55	2.30	0.766	0.733	1.46	0.890	0.973	1.22
<i>Uc</i>	91.1	72.9	79	310	182	91.2	152	146	365
<i>Vc</i>	140	85	85	—	—	90	155	150	—

($-13=10^{-13}$) (*Uc, Vc* in m/sec; *f* in Hz)

$10 \times 5 \times 0.00375$ $\zeta=1/4$ f $\beta/\omega=0.006$ $\nu=170\text{m/sec}$

付図4 図11についての計算結果

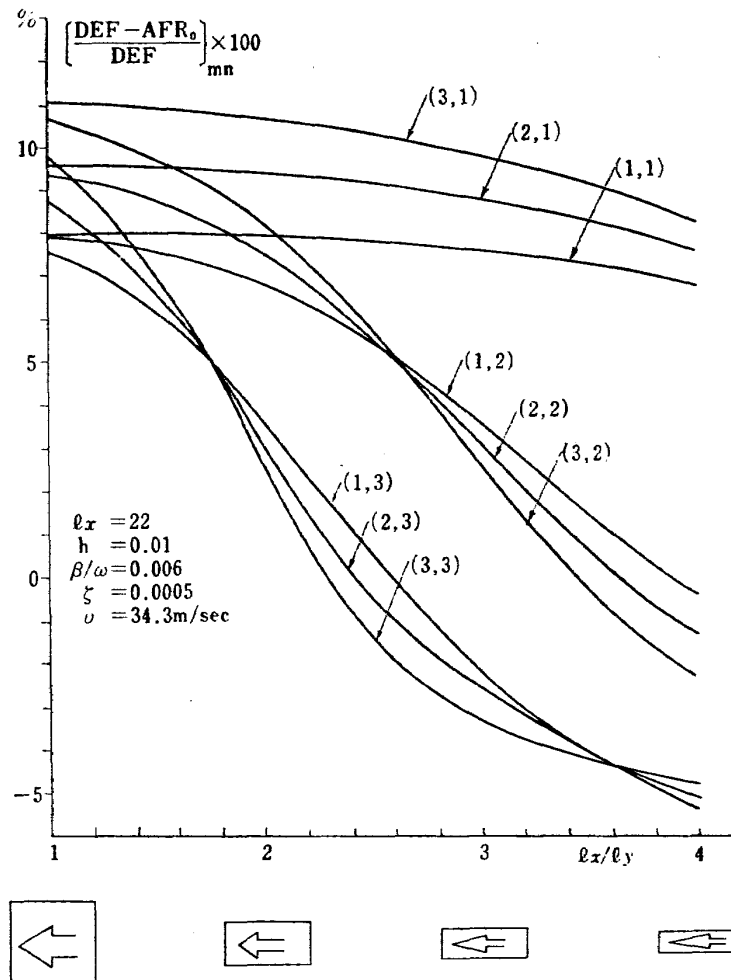


図 12 Percent Share of Secondary Terms
(X-wise flow)

算法を適用し、 DEF 、 OSF を計算したものをそれぞれ Tab. 2, 3, 4 に掲げる。用いた定数は減衰係数 $\beta/\omega = 0.006$ 、乱れの減衰係数 $\zeta = 1/(4f)$ 、ただし f は板の振動数とした。筆者の解析は周辺単純支持板についてのものであるので共振周波数が実測のものとは異なる。表中に求められている正方形の OSF_{11} は 1 であるので、正方形の基本次数については方向性はない。Tab. 3, 4, の OSF_{11} は 1 より小さい。これは Fig. 10, 11 の基本次数の peak 値の傾向と大体一致する。しかし DEF_{12} は DEF_{21} より大きくそのため OSF_{21} は Fig. 10 の結果と反対になっている。この差異は次の理由によるものと思われる。第一に解析と実験では周辺の条件が違ふこと、第二に β/ω などは実測値でないこと、などが考えられる。気流が長辺沿いに流れているときもし ω_{21} における振動応答が、進行波と風下の端部で進行波が反射した反射波から構成されているとし、両者に位相差がなければ Fig. 10 の peak

の測定値は計算値より 4 倍大きくなることになり、Tab. 3 の OSF_{21} はもとの $1/4$ になる。そうすると Fig. 10 の $P.S.D$ 曲線の傾向と一致する。

しかし概して云えることは、計算結果からは $P.S.D$ 曲線の peak 値が周波数の増大に従って小さくなること、基本次数が最も方向変化に対して鈍感であることなどである。

(2-26) 式で与えられる DEF は 3 個の項より成っているが、第一項 AFR_0 以外の項の大きさを調べてみた例を Fig. 12, 13 に示す。Fig. 12 は X -方向に、Fig. 13 は Y -方向に気流が流れている場合である。いずれもおもな振動次数について Aspect 比を変えて結果を % 表示した。これから、第一項が第二第三項に比して大きいと云える、しかし場合によっては第二、第三項も無視してよいほど小さくはない。

Ref. 4 のように第一項に相当するものだけの計算は粗い近似である。

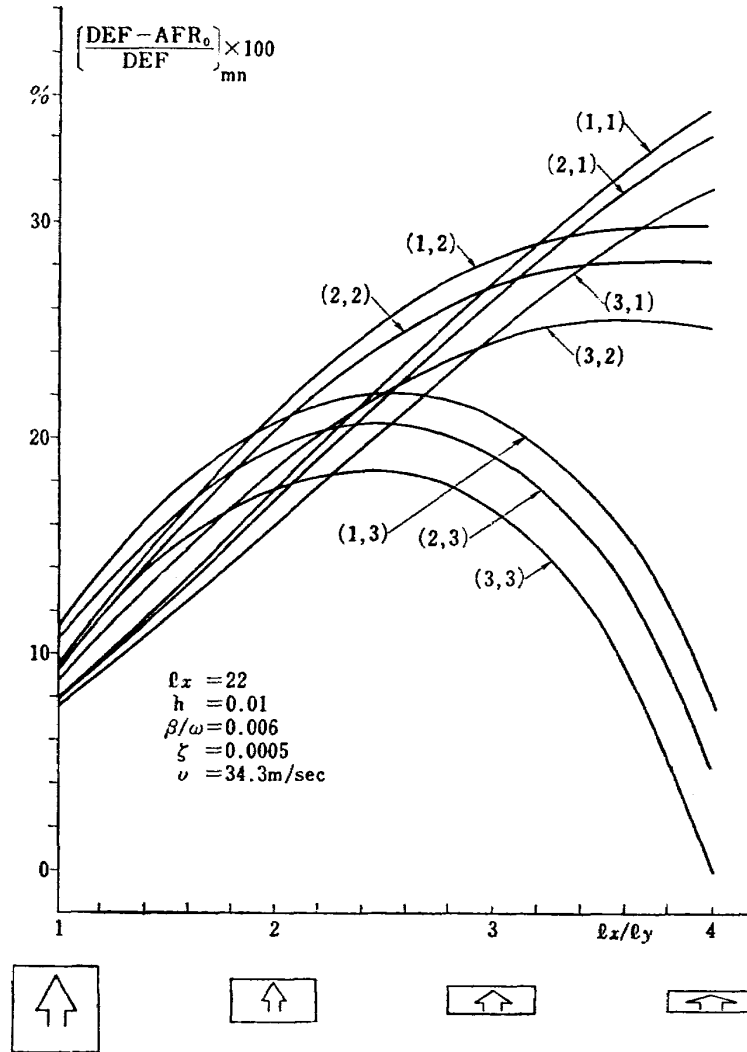


図 13 Percent Share of Secondary Terms
(Y-wise flow)

(2-21) 式で $c=0$ と置き求められる AFR_0 は次の等式が満足されたとき最大となる。

$$\nu k_m = \omega_{mn} \quad (2-31)$$

$$\beta_{mn} = 1/\zeta_{mn} \quad (2-32)$$

これらの等式は加振極 Ω_e と振動極 Ω_{mn} が重なることを意味している。しかし実測から β や ζ は大体 10^2 , 10^{-4} ぐらいの値となるので、物理的に (2-32) 式が満足されることはないと言ってよい。それゆえ DEF の第一項 AFR_0 は (2-31) 式が満足されるとき最大値をとる。これより求められる変動の移動速度 U_c は

$$U_c = \omega_{mn} / k_m \quad (2-33)$$

で与えられ mn -次の Aerodynamic coincidence speed と呼ばれている。3), 4), 6)

3. 二次元屈曲波の伝播

板の応答 DEF は ν , β , ζ , ν などの多くの変数よ

り計算されるが、 ν , ζ などは互いに従属していて本来ならば ν と ζ を独立に与えることはできない。筆者は特に応答の ν による変化に着目しており、ここでは二次元波の伝播についての一般理論が、実際の有限な板の応答に対してどの程度の説明が可能であるかについて概説する。

二次元波については Fig. 14 のように k_x , k_y の成分に分けて考える。伝播の方向は *vector sum* の方向である。二次元波はまた伝播速度を持っており、その大きさは方向により変化しないので次の関係が成立つ。

$$\lambda_b \sqrt{k_x^2 + k_y^2} = \lambda_b k = \lambda_x k_x \quad (3-1)$$

$$\lambda_b = \lambda_x \cos \theta \quad (3-2)$$

vector k_x, k_y の定義から

$$k_x = \frac{2\pi}{\lambda_x}, \quad k_y = \frac{2\pi}{\lambda_y}, \quad k = \frac{2\pi}{\lambda_b} \quad (3-3)$$

また λ_b , B の定義から

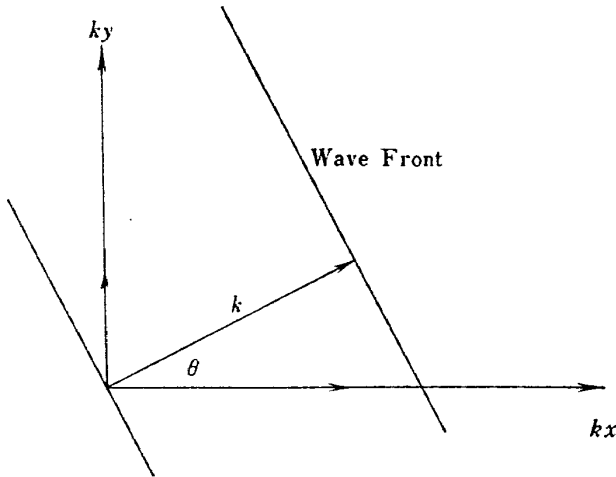


図 14 2-Dim. Bending wave Propagation

$$\lambda_b \times \frac{\omega}{2\pi} = \bar{B} \quad (3-4)$$

これより

$$\frac{\omega}{k} = \bar{B} \quad (3-5)$$

(3-5) 式は円振動数 ω と波数 vector k と, 伝播速度 B との関係を示す。周辺支持板の場合には

$$k_x = k_m = m\pi/l_x, \quad k_y = k_n = n\pi/l_y \quad (3-6)$$

とにおいて, 有限板の場合の屈曲波の伝播速度も(3-5)式に基づいて

$$B = \omega_{mn}/k_{mn} \quad (3-7)$$

となる。減衰が小さいとすると

$$\omega_{mn}^2 = k_{mn}^4 \frac{D}{M} - \beta_{mn}^2 \approx k_{mn}^4 \frac{D}{M} \quad (3-8)$$

これより

$$B = \frac{\omega_{mn}}{k_{mn}} = k_{mn} \sqrt{\frac{D}{M}} \quad (3-9)$$

板の応答が大きくなる場合の条件は次式で与えられる。³⁾

$$\frac{B}{U_c} = \frac{\lambda_b}{\lambda_x} = \cos \theta \quad (3-10)$$

これを書き変えると,

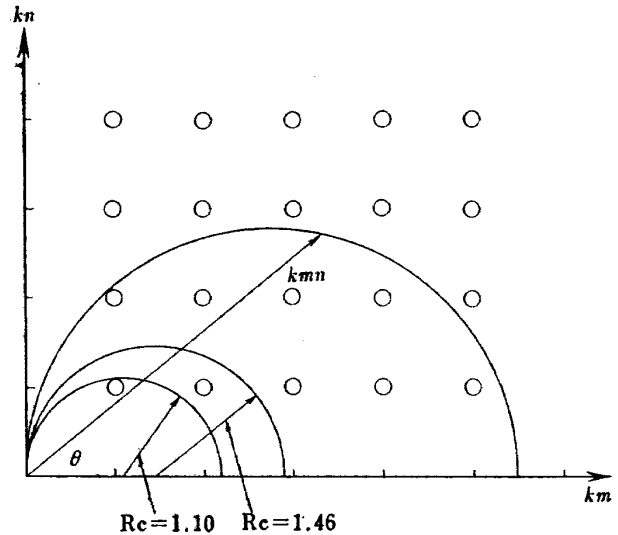
$$U_c k_m = B k_{mn} = \omega_{mn} \quad (3-11)$$

$$\text{または } \omega_{mn} = \sqrt{M/D} U_c^2 \cos \theta \quad (3-12)$$

(3-11) 式は (2-31) 式と同じ意味である。(3-12) 式は応答の大きい場合の円振動数は圧力変動の移動速度のみならず (k_m, k_n) 平面上の二次元波の伝播方向により決定されることを表わしている。今 $k_m^2 + k_n^2 = k_{mn}^2$ なる関係を用いれば (3-11) 式を満足する振動次数の存在する軌跡は

$$\left(k_m - \frac{U_c}{2} \sqrt{\frac{M}{D}}\right)^2 + k_n^2 = \left(\frac{U_c}{2} \sqrt{\frac{M}{D}}\right)^2 \quad (3-13)$$

となる。これを Fig. 15 に示す。これより圧力変動の

図 15 Wave Matching Loci on the (k_m, k_n) Plane

速度 v や板の材料定数 M, D などを知れば, (k_m, k_n) 平面上で次のように円の半径を決めることができる。

$$R_c = \frac{v}{2} \sqrt{\frac{M}{D}} \quad (3-14)$$

(3-13) 式で与えられる軌跡の上または近くに存在する振動次数は遠くに離れているものよりも加振されやすいことを意味する。 k_m, k_n は不連続な値をとるので, (3-13) 式で与えられる円も (k_m, k_n) 平面上で不連続な円となる。(3-14) 式で与えられる半径 R_c は板の曲げ剛性に依存するが, 長さや幅により変わらない。これはもとの式 (3-10) 式が, 二次元波が無限に伝播するときのみ有効であることによる。たとえば R_c の具体的な数値を求めてみると, Tab. 1 の板について R_c を出してみる。 $v = 34.3 \text{ m/sec}$ として

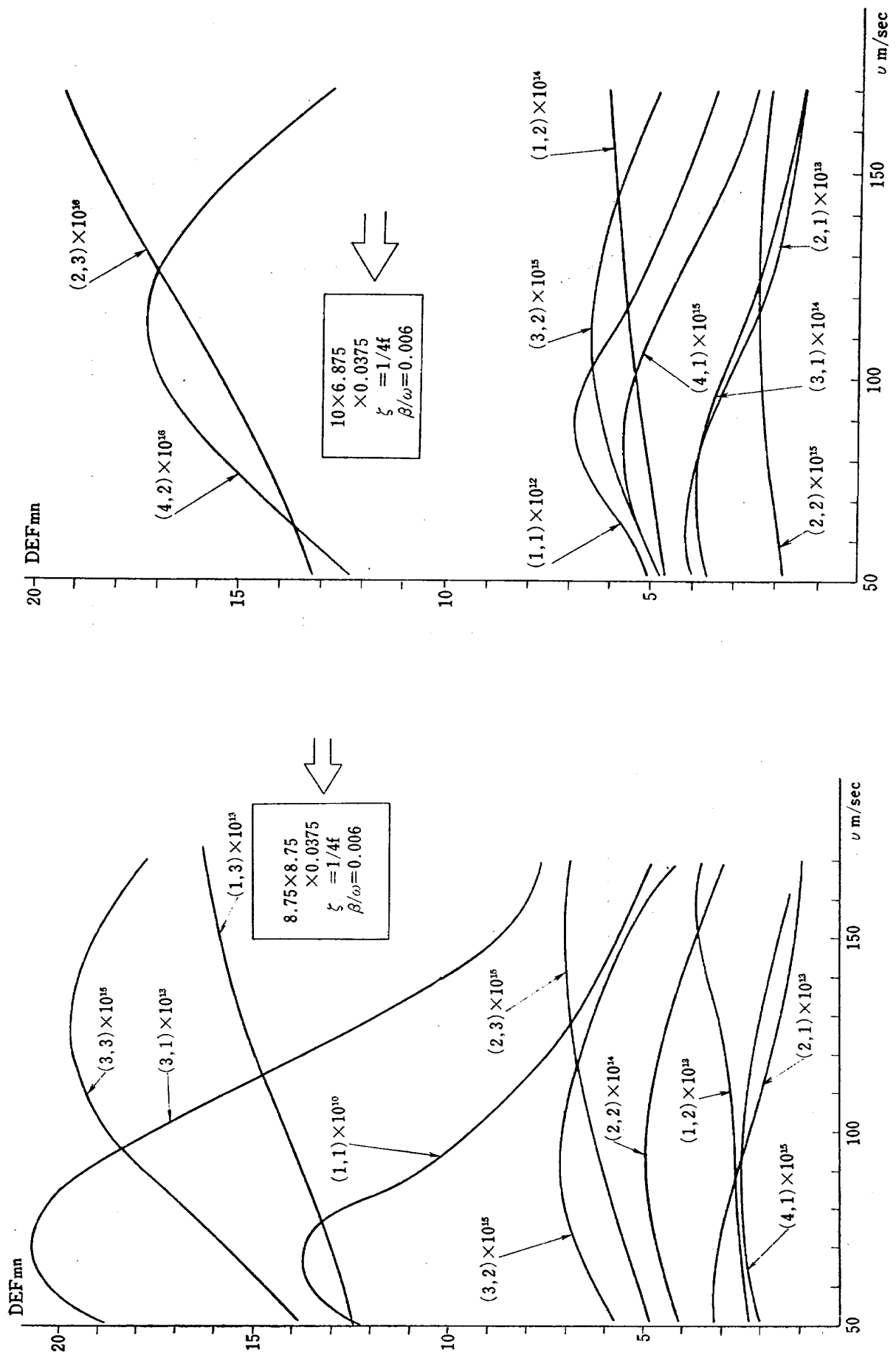
$$R_c = 1.10$$

結果を Fig. 15 に重ねて示す。この軌跡に近い次数が $v = 34.3 \text{ m/sec}$ のとき最も加振されやすいことを示す。この場合は基本次数である。次に Fig. 9, 10, 11 で示した板については

$$R_c = 1.46$$

軌跡を Fig. 15 に示す。この半円の近くに存在する次数は (1, 1), (2, 1), (3, 1), (1, 2), (2, 2) でありこれらは $v = 170 \text{ m/sec}$ のとき他の次数より加振されやすいことがわかる。これは Fig. 10 の P. S. D. 曲線の peak から裏付けられる。これら R_c の値から一般的に速度が早いほど R_c の値が大きくなり, 高次の次数は速度が早くなる程加振され易くなると云える。

筆者の解析法によれば DEF を構成しているのは 3



16 $DEF \sim \nu$

17 $DEF \sim \nu$

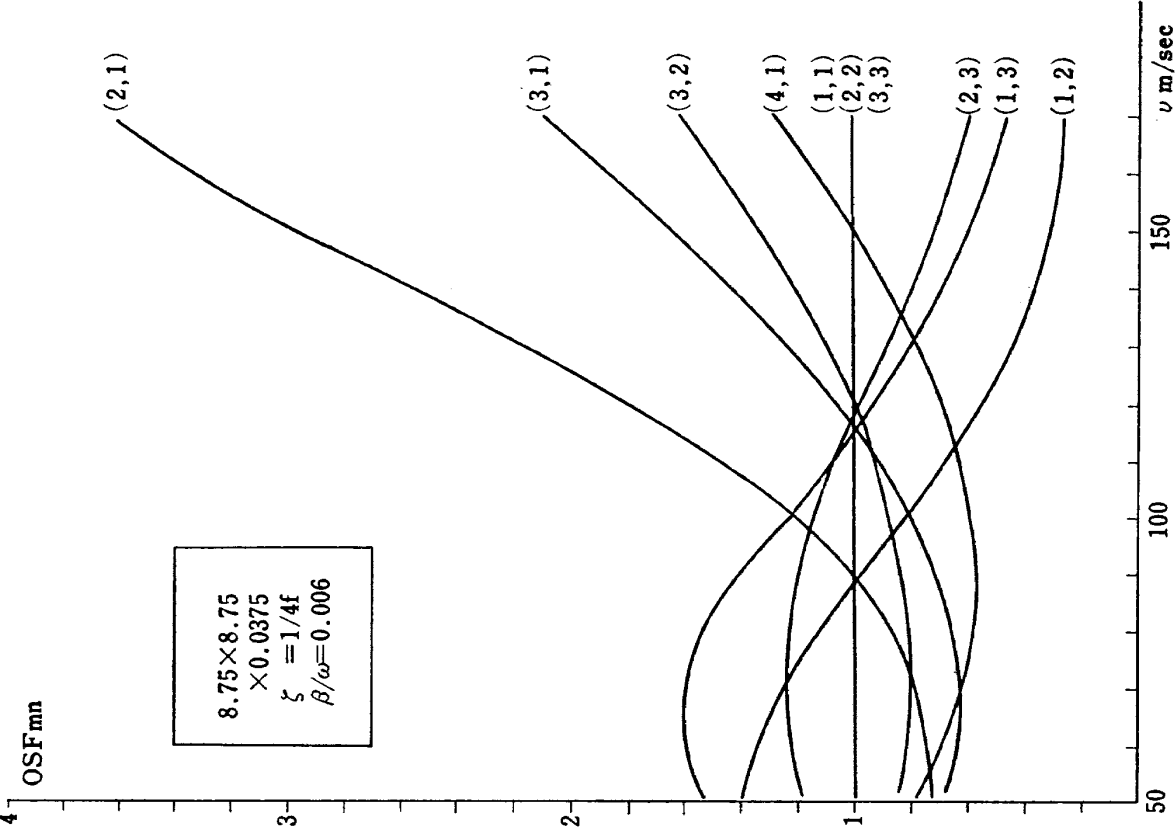


図 19 OSF ~ v

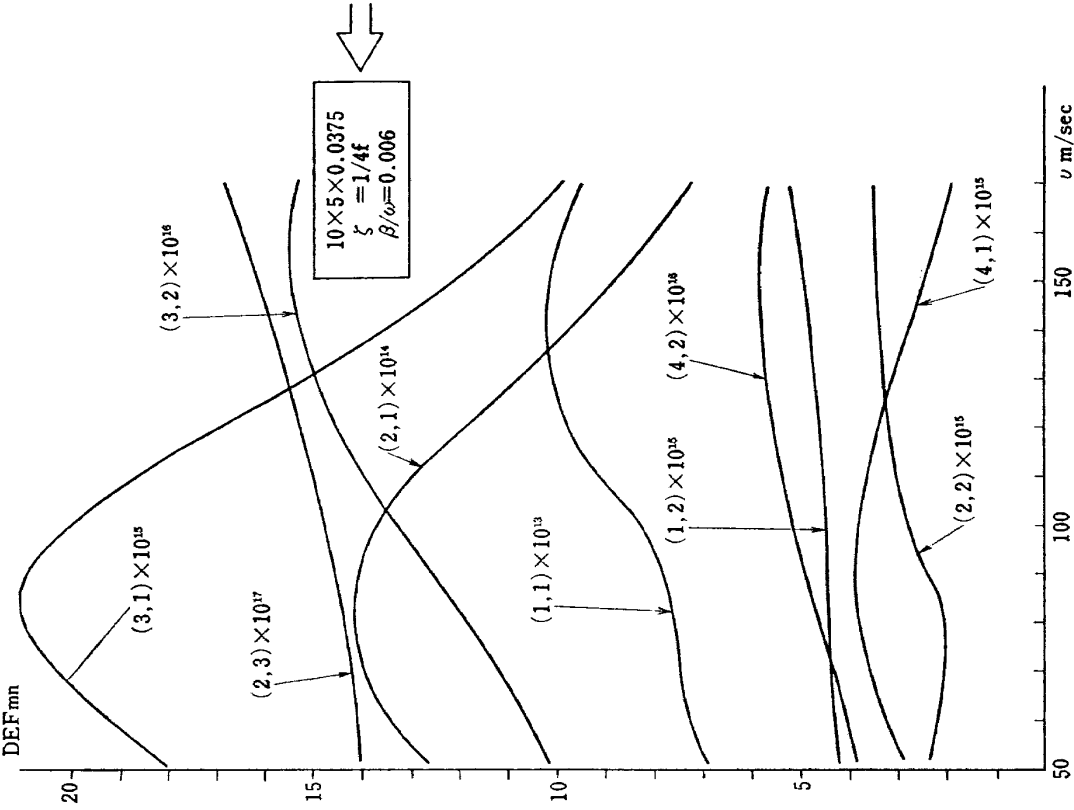


図 18 DEF ~ v

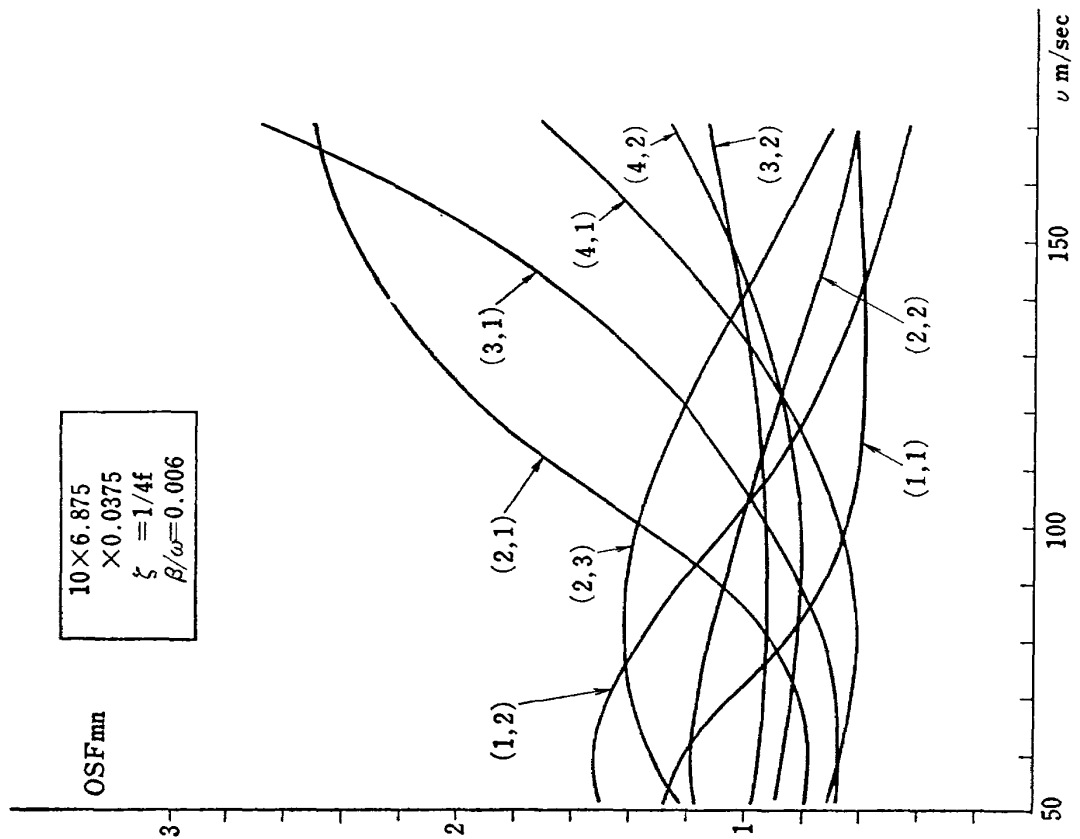


図 20 OSF ~ v

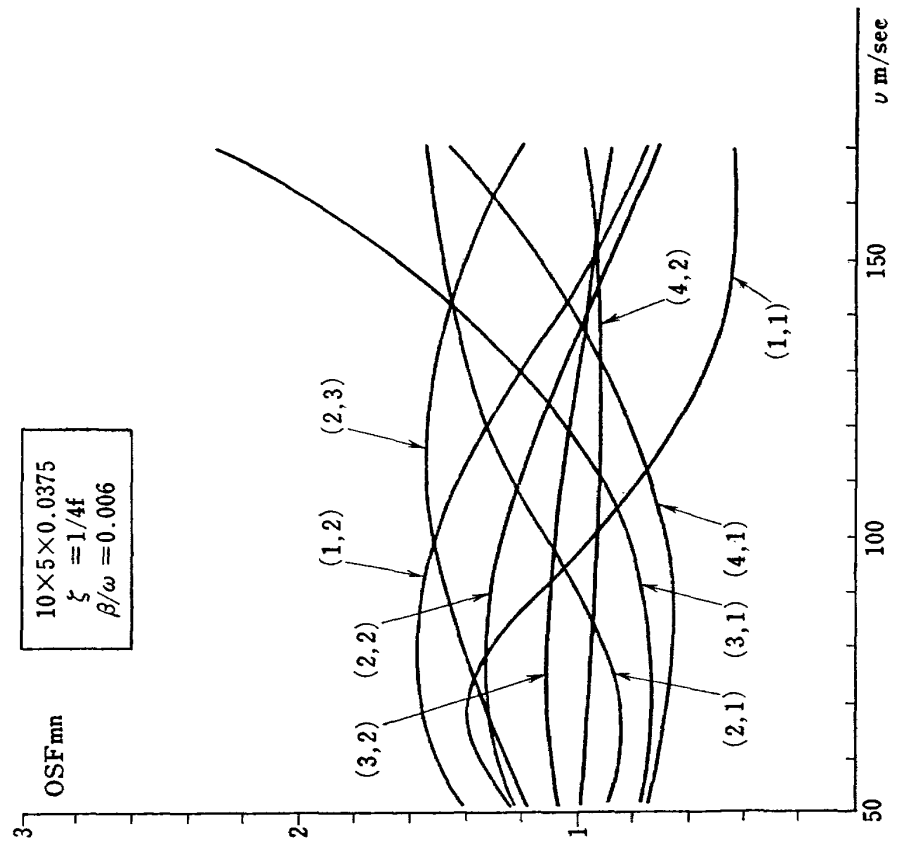


図 21 OSF ~ v

個の項があり AFR。だけの吟味は不十分である。

DEFが v に対して変化する例を Fig. 16, 17, 18 に示す。大体上に凸となる放物線型によく似ていて、ある特定の速度 Vc でDEFが最大となる。これらは Fig. 9, 10, 11で引用した実験結果について計算してみたもので、Fig. 16, 17, 18より分る Vc と(2-33)より計算される Uc とを Tab. 2, 3, 4に示した。これより一般に $Vc \neq Uc$ であるが、この差違は当然DEFの第二、第三項の影響であり、二次元波の理論から第一項AFR。が無限板の場合の解に相当し、第二、第三項は板の有限性による補正項であることがわかる。

同じ実験例²⁾についてOSFが v に対してどう変化するかを計算してみた。結果を Fig. 19, 20, 21に示す。これからOSFも v により相当変化することがわかるであろう。Fig. 19は正方形板の場合で次の特別の関係がある。

$$\left. \begin{aligned} OSF_{mn} \cdot OSF_{nm} \quad (m \neq n) &= 1 \\ OSF_{mn(m=n)} &= 1 \end{aligned} \right\} \quad (3-15)$$

概して二次元の屈曲波の伝播理論は有限の板の最大応答を完全に説明することはできないが、Fig. 12, 13に示される誤差を考慮の上で、第一段階の予想としてなお有用である。

4. 正方形板の縮退振動応答

今までは板の振動の形が(2-1)式で与えられる場合のDEFを導いた。この章では正方形板が縮退振動するときのDEFを導いてみる。

正方形板が縮退振動をしているときの固有関数は次のように書ける。

$$\phi_{mn}(x, y) = \phi_{mn}(x, y) \cos \gamma + \phi_{nm}(x, y) \sin \gamma \quad (4-1)$$

$$G_{mn,rs}^D(\omega) = 2\pi L_x L_y \langle p_{mn}^2 \rangle \int_{-\infty}^{\infty} e^{-j\omega\tau - |r|/c} d\tau \times \int_0^l \int_0^l \delta(x_1 - x_2 - v\tau) \int_0^l \int_0^l \delta(y_1 - y_2) \phi_{mn}(x, y) \phi_{rs}(x_2, y_2) dy_2 dy_1 dx_2 dx_1 \quad (4-3)$$

振動次数間に干渉がないとし y_1, y_2 について積分すると

$$\int_0^l \int_0^l \delta(y_1 - y_2) \phi_{mn}(x_1, y_1) \phi_{rs}(x_2, y_2) dy_2 dy_1 = \frac{2}{l} (\sin k_m x_1 \sin k_n x_2 \cos^2 \gamma + \sin k_n x_1 \sin k_m x_2 \sin^2 \gamma) \quad (4-4)$$

これより(4-3)式は次のようになる。

$$G_{mn,mn}^D(\omega) = 2\pi L_x L_y \langle p_{mn}^2 \rangle \int_{-\infty}^{\infty} e^{-j\omega\tau - |r|/c} d\tau \int_0^l \int_0^l \delta(x_1 - x_2 - v\tau) \times \frac{2}{l} (\sin k_m x_1 \sin k_n x_2 \cos^2 \gamma + \sin k_n x_1 \sin k_m x_2 \sin^2 \gamma) dx_2 dx_1 = 2\pi L_x L_y \langle p_{mn}^2 \rangle (GDC_m \cos^2 \gamma + GDS_n \sin^2 \gamma) \quad (4-5)$$

ただし

ただし γ ; 位相角

$\phi_{mn}(x, y)$; (2-1) 式で定義された。

$m \neq n, \quad l_x = l_y = l$

(4-1) 式の直交性については次の式を計算して調べる。

$$\begin{aligned} J_{mn,rs} &= \int_R \phi_{mn}(x, y) \phi_{rs}(x, y) dx dy \\ &= \frac{4}{l^2} \int_0^l \int_0^l \left[\sin k_m x \sin k_r x \sin k_n y \sin k_s y \cos^2 \gamma \right. \\ &\quad + \left\{ \sin k_n x \sin k_r x \sin k_m y \sin k_s y \right. \\ &\quad + \left. \sin k_m x \sin k_s x \sin k_n y \sin k_r y \right\} \sin \gamma \cos \gamma \\ &\quad \left. + \sin k_n x \sin k_s x \sin k_m y \sin k_r y \sin^2 \gamma \right] dx dy \quad (4-2) \end{aligned}$$

$J_{mn,rs}$ はTab.5に示される三つの場合について異なる。 B の場合は $\phi_{mn}(x, y)$ が直交性の条件を満足していないように思われるが、波数が同じで位相角 γ が異なる次数は一応別の次数として取扱うので、モード法では考慮されない。 A の場合についてのみこの章で解析を進める。

まず(1-19)式に相当するものを求める。

	A		B		C	
	m	n	m	n	m	n
r	$=$	\neq	\neq	$=$	\neq	\neq
s	\neq	$=$	$=$	\neq	\neq	\neq
$J_{mn,rs}$	1		$\sin 2\gamma$		0	

付図5 縮退振動時のモード関数の直交性

$$GDC_m = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-j\omega\tau - |\tau|/\zeta} d\tau \int_0^l \int_0^l \delta(x_1 - x_2 - v\tau) \frac{2}{l} \sin k_m x_1 \sin k_m x_2 dx_2 dx_1 \quad (4-6)$$

$$GDS_n = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-j\omega\tau - |\tau|/\zeta} d\tau \int_0^l \int_0^l \delta(x_1 - x_2 - v\tau) \frac{2}{l} \sin k_n x_1 \sin k_n x_2 dx_2 dx_1 \quad (4-7)$$

(4-6), (4-7) 式は縮退振動をしていない場合の(2-8) 式と同じものである, すなわち

$$GDC_m = G_{mn, mn}(\omega) \quad (4-8)$$

$$GDS_n = G_{nm, nm}(\omega) \quad (4-9)$$

mn 次の縮退振動をしているときの変位応答相互相関関数は次のように書ける。

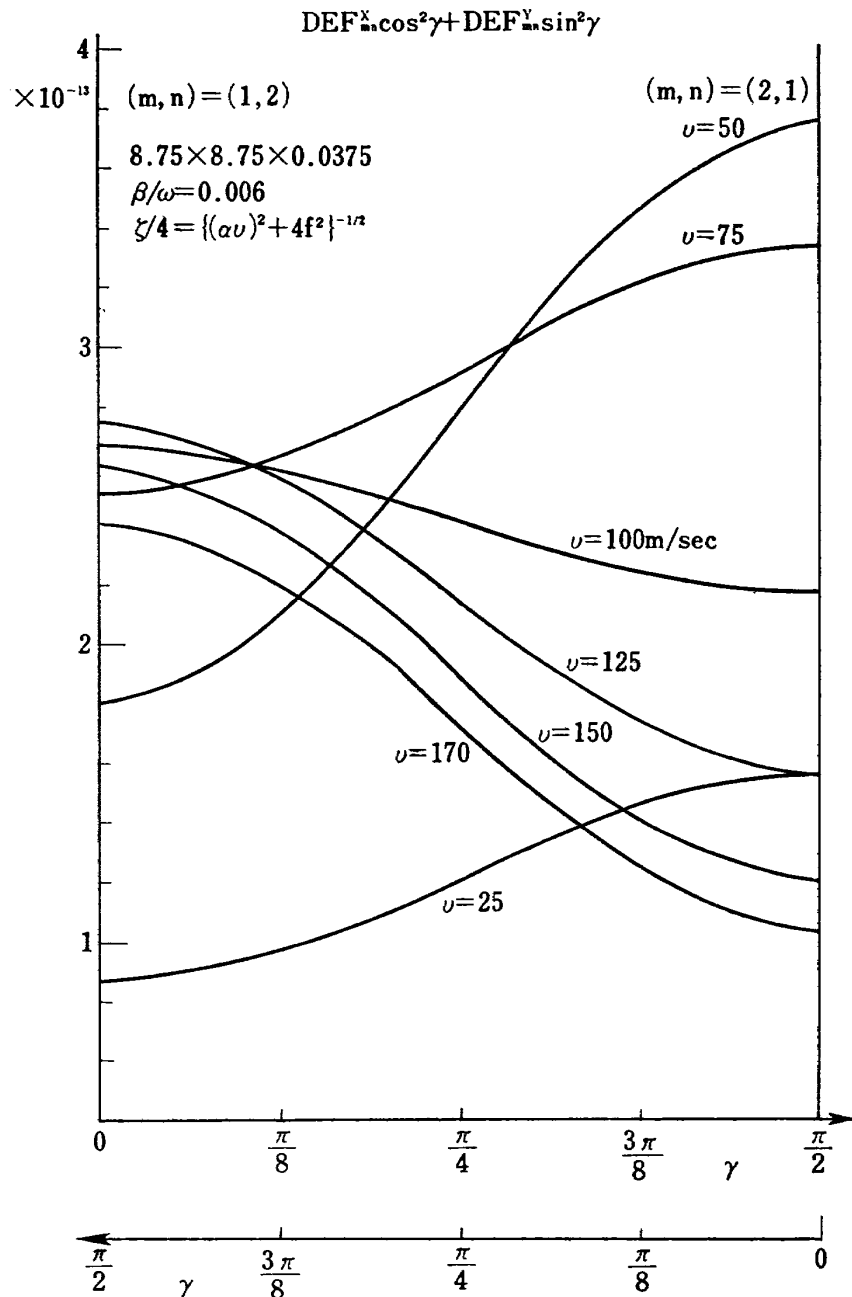


図 22 DEF of Degeneration Vibration

添字 D, X, Y はそれぞれ縮退, X -方向流れ, Y -方向流れを意味する。(4-11)式から DEF_{mn}^{DX} の値が, EEF_{mn}^X, DEF_{mn}^Y , 位相角 γ , 次数の型 ϕ_{mn}, ϕ_{mn} などにより決められることがわかる。(4-12)式は(2-20)式と同じ意味である。Fig. 9 に示された正方形板について計算例を示す。(4-11)式において座標が $\phi_{mn}^2(x, y) = \phi_{mn}^2(x, y)$ なる条件を満足するという特別の場合について計算を行なった。

$DEF_{mn}^X \cos^2 \gamma + DEF_{mn}^Y \sin^2 \gamma$ の値を Fig. 22, 23, 24 に示す。波数 (m, n) はそれぞれ $(2, 1 \text{ or } 1, 2), (1, 3 \text{ or } 3, 1), (2, 3 \text{ or } 3, 2)$ である。横軸は位相角 γ である。これらより縮退振動をしているときの応答は圧力変動の移動速度 v が同じであっても位相角が違えば変化すること, DEF_{mn}^{DX} の値そのものは板上の座標によっても変化することなどがわかり, これは縮退振動時の応答は非縮

退時のそれとは全く異なっているということを示している。Fig. 22, 23, 24 の例からもそのことが理解されると思う。この章の計算に際してはを次のように仮定した。

$$\zeta \propto \{(\alpha v)^2 + 4f^2\}^{-1/2} \quad (4-14)$$

これは ζ の値が f や v により異なる値をとることが実測により確かめられているので, 4.7) その影響を DEF の計算にも導入することにした。具体的な数値としては τ は 0.1 millisecond の程度であり v や f について変ると云っても, この報告の計算例についてはあまり差はない。

5. 結 論

外力の性質を (2-7) 式のように仮定したとき, モード法を用いて, 周辺単純支持板の応答相互相関関数

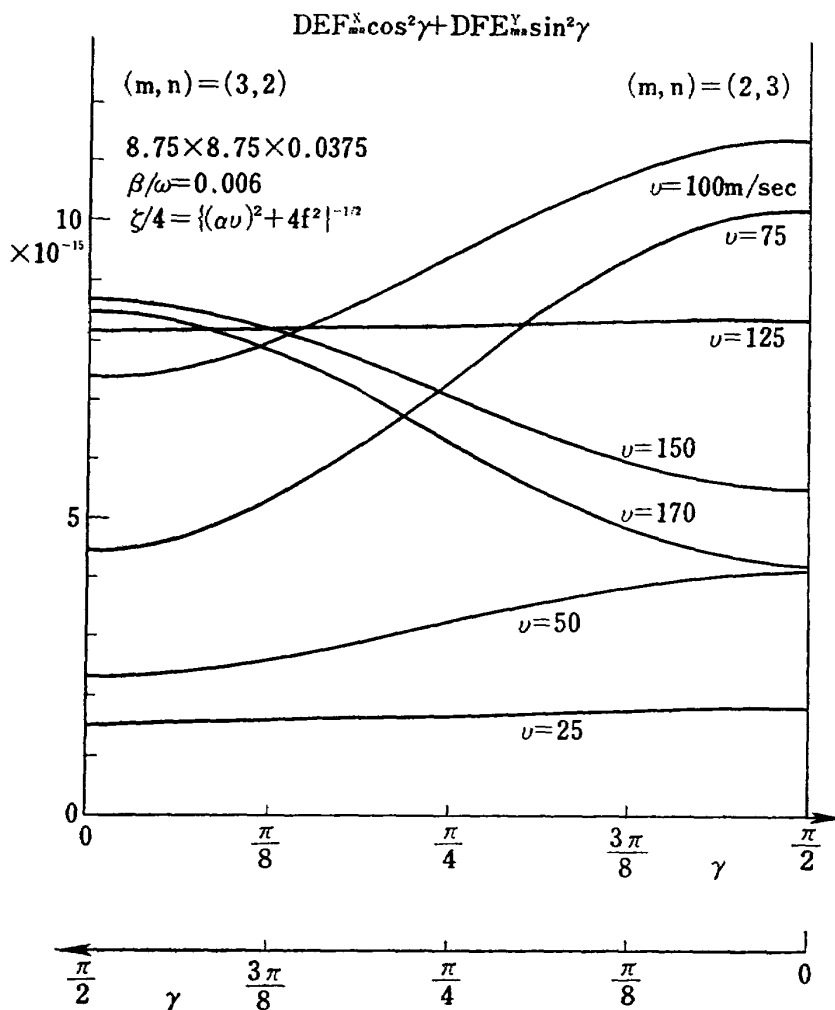


図 24 DEF of Degeneration Vibration

を導いた。導出の過程における誤差は X —方向流れのとき $e^{-1/2\omega\epsilon}$, Y —方向流れのとき $e^{-1/2\omega\epsilon}$ である。

振動のしやすさの程度を示すものとして DEF を、振動応答の方向性を示す数値として OSF を提案した。 DEF は $[\text{sec}]^{-4}$ の次元を持ち任意の振動次数の入力出力関係を表わしている。この値を知ればどの次数が最も加振されやすいかがわかると同時に、二乗平均変位応答も計算することができる。 OSF は無次元量で、板の配置により応答がどのように変化するかを知るのに都合のよい数値である。

若干の数値計算例から、 DEF の値はおおざっぱに云って ω に反比例し、絶対値は基本次数のものが圧倒的に大きい。また基本次数の応答は板の気流流に対する配置が変わってもあまり変わらない。

実際の補強材付き外板の設計段階において、実験的に求められる β, ν, ζ などを用いて DEF, OSF の値を計算してみると参考になると思う。

筆者の解析によると圧力変動の速度が特定の速度 V_c と一致すると Aerodynamic Coincidence を生ずる。もし DEF を構成する第一項 AFR_0 が大きく、他の項が無視できるほど小さければ、二次元屈曲波の伝播に関する一般理論により、板の最大応答が説明される。しかし通常 U_c と V_c は一致しない。これは板の寸法が有限だからである。

終りにこの研究を行なうにあたり終始ご指導下さいました当所空力弾性研究室市川輝雄室長に厚く感謝致します。またいろいろとご討論下さいました横浜国立大学板垣浩助教授に厚くお礼申し上げます。

付 記

語の定義および説明

ランダムプロセス(a random process)

無限のランダム変数か、可付番個のランダム変数より構成される集合のことをいう。ランダム変数は時間、空間についての関数である。確率過程ともいう。

ランダムプロセスの性質

ランダムプロセスの統計的性質を区別するいくつかの用語があるので、それらを説明する。統計的性質とはランダムプロセスの“ n 次”の相関関数 (Correlation function または cumulant function) の型式をいう。普通「1次の相関関数」は平均値と呼ばれており、「2次の相関関数」は相互相関関数と呼ばれている。自己相関関数はこの相互相関関数の特別な場合であって本質的な違いはない。 n は注意の自然数。

(1) 非定常過程(non stationary process)

最も一般的なランダムプロセスである。

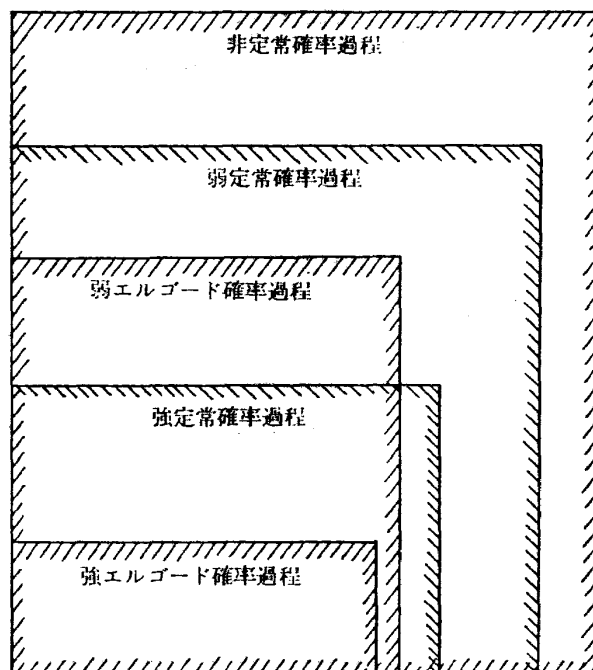
(2) 定常過程(stationary process)

これは非定常過程の中で、時刻のいかにかわからず、即ちどこを時間的原点と定めても、統計的性質が変化しないものを云う。この定常過程には弱定常(weakly stationary)と強定常(strongly stationary)とがある。前者は“2次の相関関数”までが時間の移動により変化しないことをいい、後者は“ n 次の相関関数”まで変らないことをいう。後者は前者の部分集合である。

(3) エルゴード過程(ergodic process)

これは定常過程の中で、集合平均として定義されるランダムプロセスの相関関数が、任意に選んだランダム変数の時間平均として「求められた」と置き換えられる過程を云う。これにも弱エルゴード(weakly ergodic)と強エルゴード(strongly ergodic)とがあり前者は“2次”、後者は“ n 次”までの相関関数が置き換えられることをいう。後者は前者の部分集合である。

以上の結果をまとめてランダムプロセスのベン図(Venn diagram)を描いてみると次のようになる。小さな四角は大きな四角の部分集合であることを示し、非定常プロセスは最も一般的なものであることを示している。



付図1 確率過程のベン図

これから分るように強エルゴード過程は最も理想化されたランダムプロセスである。弱エルゴードプロセス

スと強定常プロセスは互いに重なり合う。すなわち、強定常であるが、弱エルゴードでないプロセスが存在する。

(4) 空間的に一様(uniform), 空間的に均一(homogeneous)

ランダムプロセスの性質を示す相関関数の中には位置を示すベクトルが入ってくるが、もし位置ベクトルにかかわらず相関関数が表わせる、すなわち現象が空間的に凍結していて、空間的な不規則性を考慮しなくてもよいときはこれを空間的に一様(spatially uniform)という。またもし相関関数が空間的に異なる2点の位置ベクトルの差により表わされるならばこれを空間的に均一(spatially homogeneous)という。別の表現をすれば、空間的にどこを原点として考えても統計的性質が変わらないことであり、空間的な定常性であるといえる。

このレポートで考えた境界層内圧力変動は流れと共に存在しているので‘uniform’な起振力といえず、また広い範囲にわたって安定した圧力変動場を形成しているとすれば空間的に均一(homogeneous)であるので、homogeneousな騒音の代表的なものである。ジェット騒音のように乱れのスケールが大きいと構造物に対して一様に作用すると考えられる。また凸凹の前後にできる渦流中の圧力変動は非常に現象が局所的であるので non-homogeneousであると考えなければならない。

参 考 文 献

- 1) Lin, Y.K.; Probabilistic Theory of Structural Dynamics, McGraw Hill 1967.
- 2) Wilby, J.F. and Richards, E.J.; Panel Response and Its Relation to the Type of Excitation p. 313-329 Acoustical Fatigue in Aerospace Structures, edited by Trapp, W.J. and Forney, D.M. Jr. Syracuse University 1965.
- 3) elBaroudi, M.Y.; Turbulence-Induced Panel Vibration, UTIAS Report No. 98, 1964.
- 4) Tack, D.H. and Lambert, R.F.; Response of Bars and Plates to Boundary layer Turbulence Jour. of Aerospace Science 311-322, March 1962.
- 5) Maidanik, G.; Use of Delta Function for the Correlation of Pressure Fields Jour. of Acoustical Society of America, Vol. 33 No. 11, 1598-1666, November 1961.
- 6) Dyer, I.; Response of Plates to a Decaying and Convecting Random Pressure Field Jour. of Acoustical Society of America, Vol. 31 No. 7, 922-928, July 1959.
- 7) Fujimori, Y. and Yamazaki, H.; Measurements of Boundary Layer Pressure Fluctuations and Induced Panel Vibration. NAL TM 162, 1969.

TR-199	鈍い頭部を有する円筒物体まわりの超音速流れ Supersonic Flow Fields around Cylindrical Bodies with Blunt Nose	1970年 6 月	河 本 巖
TR-200	フライングテストベッドの高度制御システムの検討 (II) シミュレーションによる二、三の問題点の検討 Analytical and Simulation Studies on the Height Control System of Flying Test Bed (II) On Some Problems	1970年 6 月	堀 川 勇 壮, 甲 斐 忠 夫
TR-201	FA-200改機の風洞試験(III) 地面効果 Low Speed Wind Tunnel Test of the FA-200-XS Airplane Model Influenced with Ground Effects	1970年 7 月	広 末 健 一, 高 橋 宏 小 野 孝 次, 桑 野 尚 明
TR-202	過酸化水素分解ロケットモータの実験 The Experimental Investigation of Monopropellant Hydrogen Peroxide Reactor	1970年 7 月	清 水 昭 紀, 種 村 利 春
TR-203	固体ロケット多分力テストスタンドの精度について On the Accuracy of the Multi-Component Test Stand	1970年 7 月	石 井 進 一, 山 田 晃 鎮 西 信 夫, 引 地 豊 三 工 藤 賢 司
TR-204	ジェットエンジン燃焼器の燃焼性能の研究 Investigation of Combustion Performance of Turbojet Combustor	1970年 7 月	大 塚 貞 吉, 堀 内 正 司 本 間 幸 吉,
TR-205	差分法による2次元非定常ノズル流の数値計算 Finite Difference Calculations of Two-dimensional Nonsteady Nozzle Flows	1970年 8 月	石 黒 登 美 子
TR-206	航空機の横操縦を行なう人間の動特性についてのシミュレータ実験(1自由度の場合) A Simulator Experiment to Investigate Human Behavior in Tracking Tasks	1970年 8 月	別 府 護 郎, 坂 井 紀 穂 吉 田 純 一

航空宇宙技術研究所報告 207 号

昭和 45 年 9 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) ㊦182
印 刷 所 第一印刷株式会社
東京都新宿区富久町 58
