

第 6 章
結 論

本研究の目的は、建築物の耐風設計において重要な情報である、壁面や屋根面に作用する変動風圧力を Large Eddy Simulation (LES) で予測するために必要な流入境界条件（流入変動風）を生成する方法を開発することである。

本論文では、上記の目的に対して、第2章から第5章までの検討を行い、以下のことを明らかにした。

(1) 第2章

流入変動風の生成法の内、本研究で対象とした乱数発生によって模擬的に風速波形を生成する方法に関して、いくつかの手法の特徴を述べ、本論文で用いた周波数領域のクロススペクトル密度マトリクスを目標とした周波数領域における生成法および既に生成した風速波形を既知条件として、それと相関するように新たに風速波形を生成して行く逐次計算法の特徴を明らかにした。

(2) 第3章

流入変動風を用いたLESの第一段階として、一様等方性乱流の風洞実験結果を対象としたシミュレーション計算を行った。流入変動風の生成では、G.Comte-Bellot等の風洞実験結果から評価したパワースペクトル密度、クロススペクトル密度を目標とし、星谷の方法を基にした4点相関を考慮した逐次計算法を提案した。また、生成した流入変動風が連続条件を満足するように変換する方法として、E.Shirani等の方法に基づくdivergence-free操作法を提案した。これらの方法で生成した流入変動風を用いて等方性乱流場のシミュレーション解析を行った結果、以下のことが確認された。

- (a) モンテカルロ法に基づく4点相関を考慮した逐次計算法を用いて生成した流入変動風の空間相関、パワースペクトル密度は、目標値と良く一致した。
- (b) 提案したdivergence-free操作法で、LESの速度のdivergenceレベル、計算時間を十分低減することができた。
- (c) divergence-free操作、LESの過程で、速度変動に対する様々な低減効果が生じるが、これらは、計算格子幅を狭くすることや流入変動風の乱れ強さを事前に割増すことで調整可能である。
- (d) 各種の低減効果に対応した乱れ強さの割増しを行った結果、流入変動風を用いた一様等方性乱流場のLESで、主流方向の乱流エネルギーの減衰過程を十分な精

度で再現することができた。

(3) 第4章

乱流境界層のLESのための流入変動風生成を目的として、風洞床面上で発達した平板乱流境界層の統計的性質を風洞実験により明らかにし、そのモデル化を行った。また、平板乱流境界層を対象とした逐次計算法を提案し、モデル式から評価した周波数領域のクロススペクトル密度マトリクスを目標として流入変動風を生成した結果、以下のことが確認された。

- (a) u_3 成分のパワースペクトル密度には床面の影響が明瞭に見られ、 u_2 成分にも若干の影響が見られるが、 u_1 成分では床面の影響は小さい。また、ルートコヒーレンス、フェイズには、いずれの成分とも床面の影響が見られる。
- (b) パワースペクトル密度、ルートコヒーレンス、フェイズのモデル式に床面からの距離の関数を新たに導入し、床面の影響を取り込んだ。その結果、パワースペクトル密度については、概ね実験結果を再現することができた。ルートコヒーレンス、フェイズに関しては、モデル式と実験値に差が見られる部分もあるが、基準点高さや2点間距離の変化によるルートコヒーレンス、フェイズの全体的な傾向は、概ね捉えることができた。2点間が離れるルートコヒーレンスが小さくなるとフェイズのばらつきが大きくなりモデル式の一致度が悪くなるが、ルートコヒーレンスが小さいためその影響は小さい。
- (c) 実験結果のモデル式から算定したターゲットスペクトルを基に、モンテカルロ法に基づく逐次計算で流入変動風を生成した結果、ほぼ目標の統計量を満足する流入変動風を生成することが確認された。

(4) 第5章

第4章で提案したパワースペクトル密度、クロススペクトル密度のモデル式を基に、クロススペクトル密度マトリクスの再現精度を種々変化させて流入変動風を生成し、それをを用いたLESによって流入変動風生成時のクロススペクトル密度マトリクスの再現精度がLESの計算結果に及ぼす影響を検討した結果、以下のことが確認された。

- (a) パワースペクトル密度を目標値として流入変動風を生成しても、少なくとも同一成分間の空間相関を再現しなければ、LESで目標とする乱流統計量を満足する

ことはできない。

- (b) 同一成分間の空間相関のみ再現した場合と u_1 - u_3 成分 (shear成分) 間の空間相関まで再現した場合との差は、流入直後の領域を除けばそれ程大きくなく、両者とも $x_1=4.57$ 付近ではほぼ目標値の乱流統計量 (GS成分) を満足することができた。従って、本検討で対象とした平板乱流境界層の場合、流入変動風の生成時に同一成分間の空間相関まで考慮すれば、LESでほぼ目標値の乱流統計量を再現できると考えられる。
- (c) divergence-free 操作により主に u_2 成分、 u_3 成分にフィルタ効果が生じる。しかし、divergence-free 操作を施さない場合は、LESの流入境界付近で同様のフィルタ効果が生じる。divergence-free 操作を施した流入変動風は、風速、圧力とも流入境界での変化が比較的少なく、LESに馴染み易いと考えられる。また、divergence-free 操作を施すことで計算時間を短縮できることから、divergence-free 操作は、有効と考えられる。
- (d) 流入変動風生成時のクロススペクトル密度マトリクスの再現精度が風速変動の頻度分布に与える影響は小さく、床面からある程度離れた領域では、流入変動風の頻度分布 (正規分布) はあまり変化しない。一方、床面付近では、床面の影響で正規分布から大きくはずれ、床面付近の格子解像度が低いと床面付近の頻度分布の急変が捉えられず、床面の影響がより上空まで及ぶ。この床面近傍における頻度分布は、LES計算の中で床面境界条件や床面付近の計算格子の影響によって新たに形成されるため、床面近傍の計算格子の解像度を十分確保できれば、流入変動風の生成段階で正規分布を仮定しても、大きな問題は生じないと考えられる。
- (e) 本手法は、任意に与えたクロススペクトル密度マトリクスを目標として流入変動風を生成することができるため、現実には有り得ないような仮想の流れ場のLESを行うことも可能である。

以上のように本論文では、構造物の壁面・屋根面に作用する変動風圧を非定常のCFDで予測するために不可欠な流入変動風の生成法について研究した結果をまとめた。本研究では、流入変動風の生成時に目標とする周波数領域のクロススペクトル密度マトリクスのモデル化に関して、平板乱流境界層を対象とした極めて詳細な風洞実験を行い、その統計的性質を明らかにすると共に、床面の拘束効果等を考慮したパワ

ースペクトル密度、ルートコヒーレンス、フェイズの詳細なモデル式を提案した。これにより、同様の特性を持つ乱流境界層を対象とした流入変動風の生成に対しても、貴重な情報を与えることができた。また、流入変動風の生成法に関して、モンテカルロ法による乱数発生で模擬的に流入変動風を生成する方法および既に生成した風速波形を既知条件として、それと相関するように新たに風速波形を生成して行く逐次計算法、さらに生成した流入変動風が連続条件を満足するように変換する divergence-free 操作法を提案し、一様等方性乱流と平板乱流境界層を対象とした LES でその有効性を検証した。

今後の課題として、逐次計算法の過程で生じる計算不安定への対応、様々な乱流境界層の統計的性質の把握とモデル化、流入変動風を用いた LES による乱流境界層中の構造物周りの流れ場および壁面・屋根面に作用する変動風圧の予測精度の検証等が上げられる。

謝 辞

本論文は、筆者が鹿島建設（株）技術研究所に在職中に東京大学生産技術研究所の受託研究員、民間等共同研究員として研究に従事していたときに行った風洞実験、数値シミュレーションに関する研究を取りまとめたものである。この間、東京大学生産技術研究所 教授 村上周三先生からは、研究テーマの設定から結果のまとめ方に至るまで、研究全般に渡って終始懇切丁寧なご指導を賜りました。東北大学 助教授 持田灯先生（元 東京大学生産技術研究所 助手）には、研究の具体的な進め方、数値シミュレーションの理論面から計算テクニックに渡って懇切丁寧なご指導を賜りました。特に研究が行き詰まったときの貴重なご助言や研究の遂行上重要な情報を適宜下さいましたことに深く感謝いたします。また、数値シミュレーションの全般から諸手続に渡って、東京大学生産技術研究所 教授 加藤信介先生からご指導を賜りました。本研究を進める過程で東京大学生産技術研究所の吉澤徹教授、小林敏雄教授、谷口伸行助教授を初めとするNST研究グループのメンバーの方々からも貴重なご意見を賜りました。さらに東京大学大学院の飯塚悟氏にも数多くのご助力をいただきました。

本研究を遂行する機会を与えていただきました鹿島建設（株）技術研究所 所長 遠山幸三博士、同 足立憲彦次長、同 主席研究員 津川恒久博士、同 佐伯俊夫次長、同 先端技術研究部 部長 丹羽正徳博士に深く感謝いたします。また、鹿島建設（株）情報システム部 次長 石田義洋博士には、筆者が東京大学生産技術研究所にお世話になるきっかけを作っていただき、数値シミュレーションの全般に渡っても貴重なご助言をいただきました。本研究の遂行に当たっては、鹿島建設（株）技術研究所 先端技術研究部地震動・風グループ グループ長 内山正次博士、同 上席研究員 本郷剛博士、同 眞田早敏主管研究員、同 鈴木雅靖主任研究員、同 土谷学主任研究員、同 山本学研究員、同 林田宏二研究員、同 中山かほる氏、同 環境技術研究部広域熱環境グループ 上席研究員 吉田正邦博士には、暖かい励ましをいただきました。特に土谷主任研究員には、第4章の風洞実験の実施に当たり多大なるご協力をいただきました。また、眞田主管研究員には、実験結果の取りまとめや実験結果の考察において貴重なご助言をいただきました。さらに綿貫久美子氏には、図の作成において多大なるご協力をいただきました。

筆者が風工学の研究に携わるきっかけを作っていただいたのは、筆者が京都大学防災研究所の学生として在籍していたときの恩師である京都大学防災研究所 教授 石

崎澄雄先生（現 京都大学 名誉教授）です。大学では、石崎先生のご指導の元、京都大学防災研究所 助教授 桂順治先生（現 京都大学防災研究所 教授）、同 助手 谷池義人先生（現 大阪市立大学 教授）のお手伝いをさせていただきながら、空力不安定振動に関する研究に従事しました。当時は、今のようにコンピュータも普及しておらず、風洞実験でペンレコーダーに記録させた振動実験の波形を定規で読み取り、電卓で計算していたことを思い出します。今から思えば隔世の感があります。この頃は、まだまだ未熟で分からないことばかりでしたが、風工学の基礎と研究に対する基本姿勢を先生方に教えていただきました。

鹿島建設（株）に入社後、武藤研究室に配属され、鹿島建設（株）最高技術顧問・武藤研究室室長であった故 東京大学 名誉教授 武藤清博士のご指導の元、諸先輩方と共に原子力発電所、超高層ビル、大空間構造物の耐震設計に従事し、数多くの理論、解析法、実験法の基礎を学ぶことができました。次に勤務した小堀研究室では、鹿島建設（株）副社長・小堀研究室室長であった京都大学 名誉教授 小堀鐸二博士（現 鹿島建設（株）最高技術顧問）のご指導の元、引き続き構造物の耐震設計に携わりましたが、入社以来離れていた風工学の研究に戻りたいという筆者の我が儘を小堀先生が快く聞き入れて下さり、再び風工学の研究に従事することができました。

また、本研究を遂行するに当たっては、京都大学防災研究所 助教授 丸山敬先生、九州大学 教授 前田潤滋先生からも貴重なご助言をいただきました。

ここに記して、お世話になりました方々に深く感謝の意を表します。

最後に、筆者の研究を陰ながら支えてくれた妻 理恵、長女 友美、二女 真由美、そして筆者と妻の両親に深く感謝いたします。

1999年9月

付 録 A

3次元エネルギースペクトルと
1次元エネルギースペクトルについて

付録A 3次元エネルギースペクトルと1次元スペクトルについて

S.Leeの方法¹⁾では、3次元エネルギースペクトルをターゲットとして流入変動風をシミュレートするが、作成した流入変動風を実験結果等と比較する場合は、1次元スペクトルで比較する必要がある。ここでは、3次元エネルギースペクトルと1次元スペクトルの関係について整理する²⁾。

空間的に離れた2点 (x_1, x_2, x_3) , $(x_1+r_1, x_2+r_2, x_3+r_3)$ における異なる時刻の風速変動の時空間相関は、

$$R_{ij}(x_1, x_2, x_3, r_1, r_2, r_3, t, \tau) = \overline{u_i(x_1, x_2, x_3, t) u_j(x_1+r_1, x_2+r_2, x_3+r_3, t+\tau)} \quad (\text{A.1})$$

で表される。空間的に一様な流れ場の場合、相関は空間の移動に対して不変であるので、(A.1)式は空間の座標 (x_1, x_2, x_3) に依存せず(A.2)式のように表される。

$$R_{ij}(r_1, r_2, r_3, t, \tau) = \overline{u_i(x_1, x_2, x_3, t) u_j(x_1+r_1, x_2+r_2, x_3+r_3, t+\tau)} \quad (\text{A.2})$$

(A.2)式の空間相関をフーリエ変換すると波数空間における3次元のスペクトル関数 $\phi_{ij}(k_1, k_2, k_3, t, \tau)$ が得られる。

$$\phi_{ij}(k_1, k_2, k_3, t, \tau) = \frac{1}{(2\pi)^3} \iiint_{-\infty}^{+\infty} R_{ij}(r_1, r_2, r_3, t, \tau) e^{-ik_1 r_1} e^{-ik_2 r_2} e^{-ik_3 r_3} dr_1 dr_2 dr_3 \quad (\text{A.3})$$

$$\mathbf{r} = (r_1, r_2, r_3), \quad \mathbf{k} = (k_1, k_2, k_3) \quad (\text{A.4})$$

速度場の完全な記述には、(A.3)式のような3次元のフーリエ解析が必要であるが、実験との対応の容易さから1次元の相関テンソルとそのフーリエ変換もよく用いられる。

$$\theta_{ij}(k_1, t, \tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} R_{ij}(r_1, t, \tau) e^{-ik_1 r_1} dr_1 \quad (\text{A.5})$$

この1次元スペクトル関数には、 k_1 の等しい全ての3次元スペクトル関数 $\phi_{ij}(k_1, k_2, k_3, t, \tau)$ が寄与するので、波数空間で $\phi_{ij}(k_1, k_2, k_3, t, \tau)$ を横方向に積分して次式が得られる。

$$\theta_{ij}(k_1, t, \tau) = \iint_{-\infty}^{+\infty} \phi_{ij}(k_1, k_2, k_3, t, \tau) dk_2 dk_3 \quad (\text{A.6})$$

一方、波数ベクトルの絶対値 $k = |\mathbf{k}| = \sqrt{k_1^2 + k_2^2 + k_3^2}$ だけに注目した1次元スペクトル関数 $\varphi_{ij}(k, t, \tau)$ は、3次元スペクトル関数 $\phi_{ij}(k_1, k_2, k_3, t, \tau)$ を波数空間内の半径 k の球面上で積分することによって得られる。立体角を $d\Omega$ とすれば、

$$\varphi_0(k, t, \tau) = k^2 f \phi_0(k_1, k_2, k_3, t, \tau) d\Omega \quad (\text{A.7})$$

ただし, $\int d\Omega = 4\pi$

となる。特に $\tau=0$ のとき, エネルギースペクトル関数は, (A.7)式の対角和の 1/2 として与えられる。

$$E(k, t, 0) = \frac{1}{2} \varphi_0(k, t, 0) = \frac{1}{2} k^2 \int f \phi_0(k_1, k_2, k_3, t, 0) d\Omega \quad (\text{A.8})$$

また, 単位質量の流体が持つ運動エネルギーの総量は,

$$\frac{1}{2} \overline{uuu} = \int_0^\infty E(k, t, 0) dk \quad (\text{A.9})$$

で表される。

次に, 等方性乱流に関して, このエネルギースペクトル関数を縦相関 $f(r)$ と横相関 $g(r)$ で表す。(A.2)式で $\tau=0$ とした空間相関関数は, $f(r)$, $g(r)$ を用いて次式のように表される。

$$R_{ij}(r_1, r_2, r_3) = A(r)r_j r_i + B(r)\delta_{ij} \quad (\text{A.10})$$

$$A(r) = \overline{u^2} \frac{f(r) - g(r)}{r^2}, \quad B(r) = \overline{u^2} g(r) \quad (\text{A.11})$$

$$R_{ij}(r_1, r_2, r_3) = \overline{u^2} \left[(f(r) - g(r)) \frac{r_j r_i}{r^2} + g(r) \delta_{ij} \right] \quad (\text{A.12})$$

$$r = |\mathbf{r}| = \sqrt{r_1^2 + r_2^2 + r_3^2} \quad (\text{A.13})$$

さらに, ソレノイダル条件 (わき出しのない流れ場。非圧縮性流れでは, 連続条件が課せられているのでソレノイダルな流れ場である) から,

$$g(r) = f(r) + \frac{r}{2} \frac{\partial f(r)}{\partial r} \quad (\text{A.14})$$

が規定される。

また, 空間相関係数と同様に(A.3)式のスペクトル関数は, ベクトル変数としては, $\mathbf{k} = (k_1, k_2, k_3)$ だけに依存しているので, (A.15)式のような2階のスペクトル相関テンソルの形に表すことができる。

$$\phi_0(k_1, k_2, k_3) = C(k)k_i k_j + D(k)\delta_{ij} \quad (\text{A.15})$$

$$k = |\mathbf{k}| = \sqrt{k_1^2 + k_2^2 + k_3^2} \quad (\text{A.16})$$

スペクトルテンソルの直交条件

$$k_i \phi_0(k_1, k_2, k_3) = k_j \phi_0(k_1, k_2, k_3) = 0 \quad (\text{A.17})$$

から,

$$D(k) = -k^2 C(k) \quad (\text{A.18})$$

となり, (A.15)式は,

$$\frac{1}{2} \phi_0(k_1, k_2, k_3) = \frac{1}{2} (C(k)k^2 + 3D(k)) = -k^2 C(k) \quad (\text{A.19})$$

のように変形される。先ほど導いた(A.8)式のエネルギースペクトル関数は, 半径1の球の表面積が $\Omega=4\pi$ であることから,

$$E(k) = \frac{1}{2} k^2 \int f \phi_0(k_1, k_2, k_3) d\Omega = 4\pi \frac{k^2}{2} \phi_0(k_1, k_2, k_3) = -4\pi k^4 C(k) \quad (\text{A.20})$$

が得られる。従って, $\phi_0(k_1, k_2, k_3)$ を記述するただ一つのスカラー関数として $E(k)$ を用いることができる。

(A.15)式, (A.18)式, (A.20)式より,

$$\phi_0(k_1, k_2, k_3) = \frac{E(k)}{4\pi k^4} (k^2 \delta_{ij} - k_i k_j) \quad (\text{A.21})$$

が得られる。さらに, (A.3)式, (A.12)式, (A.14)式, (A.20)式から,

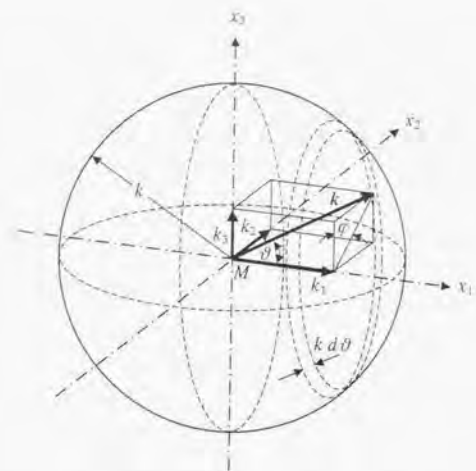
$$\begin{aligned} E(k) &= 4\pi \frac{k^2}{2} \phi_0(k_1, k_2, k_3) = \frac{k^2}{(2\pi)^2} \iiint_{-\infty}^{\infty} R_{ij}(r_1, r_2, r_3) e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} dr_1 dr_2 dr_3 \\ &= \frac{k^2 \overline{u^2}}{(2\pi)^2} \iiint_{-\infty}^{\infty} \left(3f(r) + r \frac{\partial f(r)}{\partial r} \right) e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} dr_1 dr_2 dr_3 \end{aligned} \quad (\text{A.22})$$

が導かれ, さらに1次元積分に変換すると,

$$\begin{aligned} E(k) &= \frac{\overline{u^2}}{\pi} \int_0^\infty \left(3f(r) + r \frac{\partial f(r)}{\partial r} \right) kr \sin kr dr \\ &= \frac{\overline{u^2}}{\pi} \left[\int_0^\infty f(r) k^2 r^2 \left(\frac{\sin kr}{kr} - \cos kr \right) dr + k \lim_{r \rightarrow \infty} (r^2 f(r) \sin kr) \right] \end{aligned} \quad (\text{A.23})$$

が得られる。

次にエネルギースペクトル関数から1次元スペクトル関数への変換を導く。



付図 A.1 波数空間での積分²⁾

(A.6)式の k_1 —一定における積分は、付図 A.1 に従うと(A.24)式のような積分に変換される。

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \dots dk_2 dk_3 = \int_{k=k_1}^{+\infty} \int_{\varphi=0}^{2\pi} \dots k d\varphi dk \quad (\text{A.24})$$

つまり k_1 スペクトルは、 $k_1 \leq k \leq +\infty$ である全ての波数成分の寄与からなっていることが分かる。いま、

$$k_2 = \sqrt{k^2 - k_1^2} \sin \varphi, \quad k_3 = \sqrt{k^2 - k_1^2} \cos \varphi \quad (\text{A.25})$$

の関係(A.6)式、(A.21)式、(A.24)式に適用すると、 $i \neq j$ のときは k_1 スペクトルは 0 となり、 $i=j$ のときは次式が得られる。

$$\theta_{11}(k_1) = \frac{1}{2} \int_{k_1}^{+\infty} \frac{E(k)}{k} \left(1 - \frac{k_1^2}{k^2} \right) dk \quad (\text{A.26})$$

$$\theta_{22}(k_1) = \theta_{33}(k_1) = \frac{1}{4} \int_{k_1}^{+\infty} \frac{E(k)}{k} \left(1 + \frac{k_1^2}{k^2} \right) dk \quad (\text{A.27})$$

これらの(A.26)式、(A.27)式は、エネルギースペクトル関数から 1 次元スペクトル関数への変換式を表している。さらに $f(r)$ と $g(r)$ は r に関して対称であるので、(A.5)式と(A.12)式から、

$$\theta_{11}(k_1) = \frac{u^2}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} f(r_1) \cos(k_1 r_1) dr_1 \quad (\text{A.28})$$

$$\theta_{22}(k_1) = \theta_{33}(k_1) = \frac{u^2}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} g(r_1) \cos(k_1 r_1) dr_1 \quad (\text{A.29})$$

が得られる。(A.23)式から分かるとおり、エネルギースペクトルは $k=0$ で、

$$E(0) = 0 \quad (\text{A.30})$$

であるが、(A.28)式、(A.29)式の 1 次元スペクトルは $k_1=0$ で有限である。すなわち、

$$L_f = \int_0^{+\infty} f(r) dr, \quad L_g = \int_0^{+\infty} g(r) dr \quad (\text{A.31})$$

であるので、(A.32)式となる。

$$\theta_{11}(0) = 2\theta_{22}(0) = \frac{u^2 L_f}{\pi} \quad (\text{A.32})$$

実験で測定できるのは、 $\theta_{11}(k_1)$ や $\theta_{22}(k_1)$ である。これらの分布からエネルギースペクトルを求めるために(A.26)式を k_1 について 2 回微分すると、積分演算が除去されて(A.33)式が得られる。

$$E(k_1) = k_1^3 \frac{d}{dk_1} \left(\frac{1}{k_1} \frac{d\theta_{11}}{dk_1} \right) \quad (\text{A.33})$$

また、(A.27)式を k_1 について 2 回微分すると θ_{22} を含んだ同様な関係式が得られる。

第 1 章で乱流境界層を対象とした場合、3 次元エネルギースペクトル関数 $E(k)$ を規定するのが困難であると述べたが、もし 3 次元スペクトル関数 $\phi_{ij}(k_1, k_2, k_3)$ に非等方性を取り入れた記述が可能であれば、一見、乱流境界層に対しても 3 次元エネルギースペクトル関数を規定できそうである。しかし、上述したとおり、実験で測定できるのは、1 次元スペクトル関数 $\theta_{11}(k_1)$ や $\theta_{22}(k_1)$ であり、これから 3 次元エネルギースペクトル関数を求めることはできない。従って、乱流境界層を対象とした 3 次元エネルギースペクトル関数 $E(k)$ の規定は、現実的には困難である。

付録 A の参考文献

- 1) S.Lee, S.K.Lele, P.Moin : Simulation of spatially evolving turbulence and the applicability of Taylor's hypothesis in compressible flow, Phys. Fluid A4(7), pp.1521-1530, 1992.7
- 2) J.C.Rotta : 乱流, 岩波書店, 1975

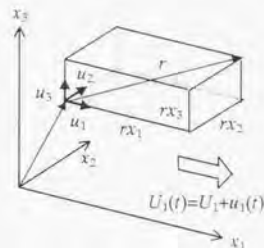


付 録 B

一様等方性乱流の空間相関とパワースペクトル密度, クロススペクトル密度について

付録B 一様等方性乱流の空間相関とパワースペクトル密度, クロススペクトル密度について

1. 一様等方性乱流の空間相関, 乱れのスケール, パワースペクトル密度, クロススペクトル密度について



付図 B.1 座標と風速成分の定義¹⁾

空間の2点間における一般相関テンソルは, 次式で与えられる。

$$R_{ij}(r, \tau) = \overline{u_i(x, t) u_j(x + r, t + \tau)} \quad (i, j = 1, 2, 3) \quad (\text{B.1})$$

空間相関テンソルは, (B.1)式で $\tau=0$ と置くことによって,

$$R_{ij}(r) = \overline{u_i(x) u_j(x + r)} \quad (\text{B.2})$$

で与えられ, 時間相関テンソルは, (B.1)式で $r=0$ と置くことによって,

$$R_{ij}(\tau) = \overline{u_i(t) u_j(t + \tau)} \quad (\text{B.3})$$

で与えられる。また, 相関係数は, (B.4)式で定義される。

$$\tilde{R}_{ij}(r, \tau) = \frac{R_{ij}(r, \tau)}{\sqrt{u_i^2} \sqrt{u_j^2}} \quad (\text{B.4})$$

乱れの空間スケールは,

$$L_i^{u_i} = \int_0^\infty \tilde{R}_{ii}(r_i) dr_i \quad (\text{B.5})$$

乱れの時間スケールは,

$$T_i^{u_i} = \int_0^\infty \tilde{R}_{ii}(\tau) d\tau \quad (\text{B.6})$$

で定義される。Taylor の凍結乱流に関する仮説²⁾に従えば、主流方向の乱れスケール $L_x^{u_i}$ は、次のように求めることができる。

$$L_x^{u_i} = \int_0^\infty \bar{R}_i(r) dr = \int_0^\infty \bar{R}_i(\tau) d(U\tau) = UL_x^{u_i} \quad (r_i = U\tau) \quad (\text{B.7})$$

風速変動のスペクトル密度関数は、相関関数のフーリエ変換で定義される。波数空間の場合、空間相関のフーリエ変換からパワースペクトル密度が求められ、

$$S_{mn}(k) = \int_{-\infty}^{\infty} R_{mn}(r) e^{-i2\pi kr} dr \quad (\text{B.8})$$

周波数空間の場合、時間相関（自己相関関数）のフーリエ変換からパワースペクトル密度が求められ、

$$S_{mn}(f) = \int_{-\infty}^{\infty} R_{mn}(\tau) e^{-i2\pi f\tau} d\tau \quad (\text{B.9})$$

である。波数 k は、Taylor の凍結乱流に関する仮説が成り立つ場合は、 $k=f/U=1/\text{波長}$ という関係が成立する。波数空間と周波数空間のパワースペクトル密度の関係は、

$$S_{mn}(k) = \int_{-\infty}^{\infty} R_{mn}(r) e^{-i2\pi kr} dr = U \int_{-\infty}^{\infty} R_{mn}(\tau) e^{-i2\pi f\tau} d\tau = US_{mn}(f) \quad (\text{B.10})$$

で与えられる。一方、変動風速のクロススペクトル密度は、相互相関関数のフーリエ変換で求めることができる。

$$S_{mn}(f) = K_{mn}(f) - iQ_{mn}(f) = |S_{mn}(f)| e^{-i\theta_{mn}(f)} \quad (\text{B.11})$$

$$|S_{mn}(f)| = \sqrt{K_{mn}^2(f) + Q_{mn}^2(f)}, \theta_{mn}(f) = \tan^{-1} \frac{Q_{mn}(f)}{K_{mn}(f)} \quad (\text{B.12})$$

ただし、 $K_{mn}(f)$: コスベクトル、 $Q_{mn}(f)$: クオドラチャスペクトル、 $\theta_{mn}(f)$: 位相

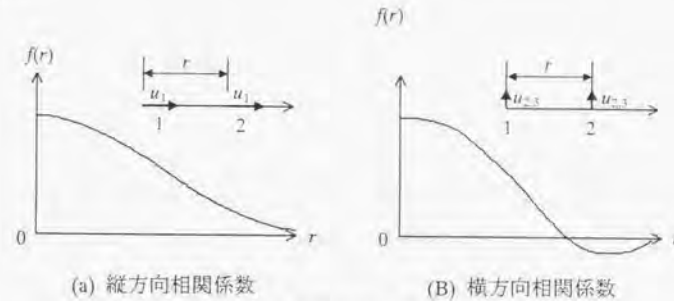
2. 一様等方性乱流の空間相関とパワースペクトル密度について

一様等方性乱流の場合、各変動風速成分の分散は等しく、空間の2点を主流方向(x軸方向)にとると(付図 B.2)、異なる成分間の空間相関はゼロになる。また、同じ主流直交成分間の空間相関は、 $R^{u_2 u_2}(r_x) = R^{u_3 u_3}(r_x)$ となる。

同じ成分間の空間相関関数 $R_{ii}(r)$ を縦方向相関係数 $f(r)$ と横方向相関係数 $g(r)$ で表すと、

$$R_{ii}(r) = \begin{cases} u_i^2 f(r) : i = j \\ u_i^2 g(r) : i \neq j \end{cases} \quad (i, j = 1, 2, 3) \quad (\text{B.13})$$

が得られる。



付図 B.2 一様等方性乱流の空間相関係数の形

2点の方向が主流方向(x軸方向)と異なる場合は、空間相関係数は $f(r)$ と $g(r)$ から(B.14)式のように表される²⁾。

$$\bar{R}_{ij}(r) = [f(r) - g(r)] \frac{r_i r_j}{r^2} + g(r) \delta_{ij} \quad (\text{B.14})$$

(B.14)式を r で微分すると、連続条件から

$$g(r) = f(r) + \frac{r}{2} \frac{\partial f(r)}{\partial r} \quad (\text{B.15})$$

が得られる。このとき、乱れのスケールを考えると、縦方向相関から求められる乱れスケールは、

$$L_x^{u_1} = L_x^{u_2} = L_x^{u_3} = L_x = \int_0^\infty f(r) dr \quad (\text{B.16})$$

横方向相関から求められる乱れのスケールは、

$$L_x^{u_1} = L_x^{u_2} = L_x^{u_3} = L_x^{u_1} = L_x^{u_2} = L_x^{u_3} = L_x = \int_0^\infty g(r) dr \quad (\text{B.17})$$

となり、また、

$$L_x = 2L_s \quad (\text{B.18})$$

という関係を満足する。

次に、一様等方位乱流のパワースペクトル密度とクロススペクトル密度の評価を試みる。H.L.Dryden 等³⁾の格子乱流（一般的に一様乱流と呼ばれる）による風洞実験結果によると、縦方向相関係数 $f(r)$ は、

$$f(r) = e^{-r/L_s} \quad (\text{B.19})$$

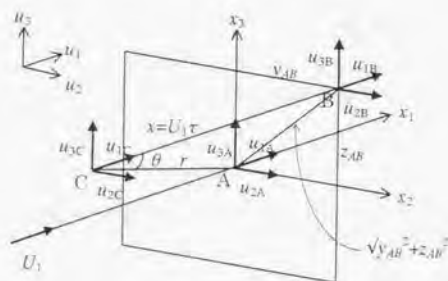
で近似される。また、(B.15)式と(B.19)式から横方向相関係数 $g(r)$ は、

$$g(r) = \left(1 - \frac{r}{2L_s}\right) e^{-r/L_s} \quad (\text{B.20})$$

のように求められる。

1章で述べたとおり、パワースペクトル密度は、自己相関関数のフーリエ変換として、クロススペクトル密度は、相互相関関数のフーリエ変換として求められる。そこで初めに、空間のある1点における自己相関関数とある2点間の相互相関関数を求める。

Taylor の凍結乱流に関する仮説によれば、付図 B.3 に示す主流方向に垂直な面内の2点 A、B の変動風速 u_1 に関する相関関数は、



付図 B.3 空間の2点 A、B 間の空間相関¹⁾

$$\begin{aligned} R_{AB}^{u_1}(\tau) &= \overline{u_{1A}(t)u_{1B}(t+\tau)} = \overline{u_{1A}(t)u_{1C}(t)} \\ &= \overline{u_1^2} \left[(f-g) \frac{U_1^2 \tau^2}{U_1^2 \tau^2 + y_{AB}^2 + z_{AB}^2} + g \right] \\ &= \overline{u_1^2} \left[(f-g) \cos^2 \theta + g \right] \\ &= \overline{u_1^2} \left[f \cos^2 \theta + g \sin^2 \theta \right] \end{aligned} \quad (\text{B.21})$$

で、変動風速 u_2, u_3 に関する相関関数は、

$$R_{AB}^{u_2}(\tau) = \overline{u_1^2} \left[(f-g) \frac{y_{AB}^2}{U_1^2 \tau^2 + y_{AB}^2 + z_{AB}^2} + g \right] \quad (\text{B.22})$$

$$R_{AB}^{u_3}(\tau) = \overline{u_1^2} \left[(f-g) \frac{z_{AB}^2}{U_1^2 \tau^2 + y_{AB}^2 + z_{AB}^2} + g \right] \quad (\text{B.23})$$

で与えられる。(B.19)式、(B.20)式を基に(B.21)式～(B.23)式を書き直すと、

$$R_{AB}^{u_1}(\tau) = \overline{u_1^2} \left(1 - \frac{\beta^2 + \gamma^2}{2\delta} \right) e^{-\delta} \quad (\text{B.24})$$

$$R_{AB}^{u_2}(\tau) = \overline{u_1^2} \left(1 - \frac{\alpha^2 + \gamma^2}{2\delta} \right) e^{-\delta} = \overline{u_1^2} \left(1 - \frac{\delta}{2} + \frac{\beta^2}{2\delta} \right) e^{-\delta} \quad (\text{B.25})$$

$$R_{AB}^{u_3}(\tau) = \overline{u_1^2} \left(1 - \frac{\alpha^2 + \beta^2}{2\delta} \right) e^{-\delta} = \overline{u_1^2} \left(1 - \frac{\delta}{2} + \frac{\gamma^2}{2\delta} \right) e^{-\delta} \quad (\text{B.26})$$

$$\text{ただし、 } \alpha = \frac{U_1 \tau}{L_s}, \beta = \frac{y_{AB}}{L_s}, \gamma = \frac{z_{AB}}{L_s}, \delta = \sqrt{\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2}$$

のように空間のある2点間の相互相関関数が得られる。(B.24)式～(B.26)式で $\beta=0, \gamma=0$ とすると、2点 A、B が同一点となり、空間のある1点の自己相関関数が求められる。

$$\begin{aligned} R^{u_1}(\tau) &= \overline{u_1^2} e^{-\delta} = \overline{u_1^2} e^{-\alpha} \\ &= \overline{u_1^2} e^{-U_1 \tau / L_s} \end{aligned} \quad (\text{B.27})$$

$$R^{u_2}(\tau) = R^{u_3}(\tau) = \overline{u_1^2} \left(1 - \frac{U_1 \tau}{2L_s} \right) e^{-U_1 \tau / L_s} \quad (\text{B.28})$$

これらをフーリエ変換するとパワースペクトル密度が得られる。なお、以下のパワースペクトル密度、クロススペクトル密度の表記は、いずれも two-side で示してある。

$$S^{u1}(f) = \int_{-\infty}^{\infty} R^{u1}(\tau) e^{-i2\pi f\tau} d\tau = 2 \int_0^{\infty} R^{u1}(\tau) \cos 2\pi f\tau d\tau$$

$$= \overline{u_1^2} \frac{2L_s}{U_1} \frac{1}{1+4\pi^2 X^2} \quad (\text{B.29})$$

$$S^{u2}(f) = S^{u3}(f) = \overline{u_1^2} \frac{L_s}{U_1} \frac{1+12\pi^2 X^2}{(1+4\pi^2 X^2)^2} \quad (\text{B.30})$$

ただし、 $X = \frac{fL_s}{U_1}$

(B.29)式は、Dryden 型のパワースペクトル密度と呼ばれる。

一方、T.V.Kármán⁴⁾は、一様等方性乱流の3次元エネルギースペクトルが、低周波数域のエネルギー搬入部で波数の4乗に比例するとし、Kolmogorov 等によって求められた高周波数域の慣性小領域における波数の-5/3乗則と合わせて、次式で表される Kármán 型のパワースペクトル密度関数を導いた。

$$S^{u1}(f) = \overline{u_1^2} \frac{2L_s}{U_1} \frac{1}{(1+4c^2 X^2)^{5/5}} \quad (\text{B.31})$$

ただし、 $X = \frac{fL_s}{U_1}$ 、 $c = \Gamma(1/2)\Gamma(1/3)\Gamma(5/6) \approx 4.2065$

また、クロススペクトル密度は、(B.24)式~(B.26)式をフーリエ変換することによって求めることができる。

$$S_{AB}^{u1}(f) = \int_{-\infty}^{\infty} R_{AB}^{u1}(\tau) e^{-i2\pi f\tau} d\tau$$

$$= K_{AB}^{u1}(f) - iQ_{AB}^{u1}(f) \quad (\text{B.32})$$

$$K_{AB}^{u1}(f) = \int_{-\infty}^{\infty} R_{AB}^{u1}(\tau) \cos 2\pi f\tau d\tau$$

$$= \int_0^{\infty} (R_{AB}^{u1}(\tau) + R_{BA}^{u1}(\tau)) \cos 2\pi f\tau d\tau \quad (\text{B.33})$$

$$= 2 \int_0^{\infty} R_{AB}^{u1}(\tau) \cos 2\pi f\tau d\tau$$

$$Q_{AB}^{u1}(f) = \int_{-\infty}^{\infty} R_{AB}^{u1}(\tau) \sin 2\pi f\tau d\tau$$

$$= \int_0^{\infty} (R_{AB}^{u1}(\tau) - R_{BA}^{u1}(\tau)) \sin 2\pi f\tau d\tau \quad (\text{B.34})$$

$$= 0$$

B.J.Vickery⁵⁾は、Dryden 型のクロススペクトル密度として、(B.35)式を導いた。

$$S_{AB}^{u1}(f) = \overline{u_1^2} \theta_0 \left\{ K_{5/6}(\theta_0) - \frac{\theta_0}{2} K_{1/6}(\theta_0) \right\} \quad (\text{B.35})$$

ただし、 $\eta = \sqrt{y_{AB}^2 + z_{AB}^2}$ 、 $\theta_0 = \left\{ (\eta/L_s)^2 + (2\pi f \eta/U_1)^2 \right\}^{1/2}$

$K_{5/6}(\theta_0), K_{1/6}(\theta_0)$: それぞれ1階と0階の第2種変形 Bessel 関数

一方、Kármán 型のクロススペクトル密度としては、

$$S_{AB}^{u1}(f) = \overline{u_1^2} \frac{2}{\Gamma(5/6)} \left\{ \left(\frac{\theta_0}{2} \right)^{5/6} K_{5/6}(\theta_0) - \left(\frac{\theta_0}{2} \right)^{11/6} K_{1/6}(\theta_0) \right\} \quad (\text{B.36})$$

ただし、 $\theta_0 = \left\{ (0.747\eta/L_s)^2 + (2\pi f \eta/U_1)^2 \right\}^{1/2}$

$K_{5/6}(\theta_0), K_{1/6}(\theta_0)$: それぞれ5/6階と1/6階の第2種変形 Bessel 関数

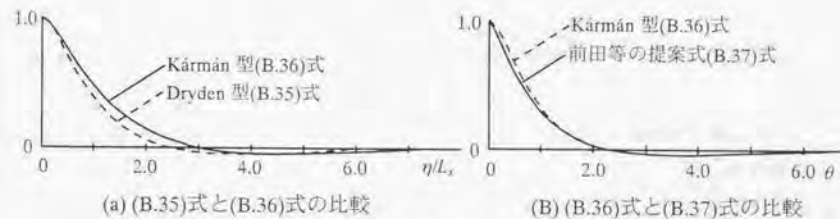
が知られている。

(B.35)式の Dryden 型と(B.36)式の Kármán 型には、あまり大きな差はなく、前田等⁶⁾は、(B.36)式の近似式として(B.37)式を提案している。

$$S_{AB}^{u1}(f) = \overline{u_1^2} e^{-k_1 \theta_0 (1-k_2 \theta_0^2)} \quad (\text{B.37})$$

ただし、 $\theta_0 = \left[\left(0.747 \frac{\eta}{L_s} \right)^2 + \left(\frac{2\pi f \eta}{U_1} \right)^2 \right]^{1/2}$

付図 B.4 に(B.35)式と(B.36)式の無次元クロススペクトル密度の比較と(B.36)式と(B.37)式の無次元クロススペクトル密度の比較を示す。



付図 B.4 無次元クロススペクトル密度の比較⁶⁾

第3章の目的は、G.Comte-Bellot 等⁷⁾の風洞実験結果のシミュレーションであるため、G.Comte-Bellot 等が示した縦方向相関係数 $f(r)$ 、横方向相関係数 $g(r)$ から流入変動風生成時に目標とするクロススペクトル密度を評価した。このとき本検討では、数値計算上取り扱いが容易な(B.19)式、(B.20)式の Dryden 型の相関係数を基に、(B.24)式~(B.26)式の相互相関関数を数値積分でフーリエ変換して u_1 成分、 u_2 成分、 u_3 成分のクロススペクトル密度を求めた。ただし、第3章で述べているとおり、(B.19)式、(B.20)

式と G.Comte-Bellot 等の実験結果の一致度に問題があるため、(B.19)式、(B.20)式を修正した式を新たに提案し、それを基にクロススペクトル密度を算定した。

(B.32)式～(B.34)式に従えば、

$$\begin{aligned} S_{AB}^{u_1}(f) &= \int_{-\infty}^{\infty} R_{AB}^{u_1}(\tau) e^{-i2\pi f\tau} d\tau \\ &= 2 \int_0^{\infty} R_{AB}^{u_1}(\tau) \cos 2\pi f \tau d\tau \end{aligned} \quad (\text{B.38})$$

$$\begin{aligned} S_{AB}^{u_2}(f) &= \int_{-\infty}^{\infty} R_{AB}^{u_2}(\tau) e^{-i2\pi f\tau} d\tau \\ &= 2 \int_0^{\infty} R_{AB}^{u_2}(\tau) \cos 2\pi f \tau d\tau \end{aligned} \quad (\text{B.39})$$

$$\begin{aligned} S_{AB}^{u_3}(f) &= \int_{-\infty}^{\infty} R_{AB}^{u_3}(\tau) e^{-i2\pi f\tau} d\tau \\ &= 2 \int_0^{\infty} R_{AB}^{u_3}(\tau) \cos 2\pi f \tau d\tau \end{aligned} \quad (\text{B.40})$$

によって各成分のクロススペクトル密度を求めることができる。

以上から目標とするパワースペクトル密度としては、(B.29)式、(B.30)式を、クロススペクトル密度としては、(B.38)式～(B.40)式を用いることとした。

付録 B の参考文献

- 1) 岡内功, 伊藤学, 宮田利雄: 耐風構造, 丸善株, 1977
- 2) G.K.Batchelor: The Theory of Homogeneous Turbulence, Cambridge University Press, 1953
- 3) H.L.Dryden: A Review of the Statistical Theory of Turbulence, Quart. Appl. Math., Vol.1, 1943
- 4) T.V.Kármán: Progress in the Statistical Theory of Turbulence, Proc. Natl. Acad. Sci. USA., Vol.34, 1948
- 5) B.J.Vickery: On the Flow behind a Coarse Grid and its Use as a Model of Atmospheric Turbulence in Studies related to Wind Loads on Buildings, NPL Aero Report 1143, 1965
- 6) 前田潤滋, 牧野稔: 大気乱流の平均流方向成分の統計的性質に関する研究—従来の提案式の等方性乱流理論に基づく分類とその基本的性質の比較検討—, 日本建築学会論文報告集 第 287 号, pp77-87, 1982.1
- 7) G.Comte-Bellot, S.Corrain: Simple Eulerian Time Correlation of Full- and Narrow-Band Velocity Signals in Grid-Generated, 'Isotropic' Turbulence, J. Fluid Mech. vol.48, part2, pp273-337, 1971

付 録 C

LESのコロケーショングリッドにおける
フィルタ効果について

付録C LESのコロケーショングリッドにおけるフィルタ効果

流入変動風には、事前にLESの計算領域幅と格子間隔に応じたシャープカットのバンドパスフィルタをかけてあるが、LESへ流入すると離散化に伴うフィルタが生じる。ここでは、コロケーショングリッドを用いた場合のN-S方程式中の移流項の離散化に注目してフィルタ効果を検討する。

いま、格子幅に応じたトップハットフィルタは、

(物理空間)

$$G(x) = \begin{cases} \frac{1}{\Delta_x} & \left(|x| \leq \frac{\Delta_x}{2} \right) \\ 0 & \left(|x| > \frac{\Delta_x}{2} \right) \end{cases} \quad (\text{C.1})$$

(波数空間)

$$\hat{G}(k_x) = 2 \frac{\sin\left\{\frac{\Delta_x k_x}{2}\right\}}{\Delta_x k_x} \quad (\text{C.2})$$

(周波数空間)

$$\hat{G}(n_x) = 2 \frac{\sin\left\{\frac{\Delta_x n_x}{2}\right\}}{\Delta_x n_x} \quad (\text{C.3})$$

で表される。波数スペクトル(パワースペクトル密度)は、速度の2乗のオーダーであるので、フィルタ関数は(C.2)式、(C.3)式の2乗となる。

$$\hat{G}(k_x)^2 = \left(2 \frac{\sin\left\{\frac{\Delta_x k_x}{2}\right\}}{\Delta_x k_x} \right)^2 \quad (\text{C.4})$$

$$\hat{G}(n_x)^2 = \left(2 \frac{\sin\left\{\frac{\Delta_x n_x}{2}\right\}}{\Delta_x n_x} \right)^2 \quad (\text{C.5})$$

また、森西¹¹⁾によると、1階微分に対する2次精度の中心差分は、(C.6)式、(C.7)式のように表され、フィルタ幅 Δ_x が $\Delta_x = \Delta x_i$ の場合には、トップハットフィルタと同じ

効果を持つことを指摘している。

$$\frac{F(x_i + \Delta x_i/2) - F(x_i - \Delta x_i/2)}{2\Delta x_i} = \frac{1}{\Delta x_i} [F(x')]_{x_i - \Delta x_i/2}^{x_i + \Delta x_i/2} = \frac{1}{\Delta x_i} \int_{x_i - \Delta x_i/2}^{x_i + \Delta x_i/2} \frac{\partial F(x')}{\partial x'} dx'$$

$$= \int_{-\infty}^{+\infty} G(x - x') \frac{\partial F(x')}{\partial x'} dx' \quad (C.6)$$

$$G(x) = \begin{cases} \frac{1}{\Delta x} & (|x| \leq \Delta x/2) \\ 0 & (|x| > \Delta x/2) \end{cases} \quad (C.7)$$

LESでは、これら二つのフィルタ効果が作用することになる。そこで、コロケーショングリッドで2次精度の中心差分を行う場合について、これらのフィルタ効果を検討してみる。

(a) Taylor展開を用いたフィルタ効果の評価

$$\overline{F(x)} = \int_{-\infty}^{+\infty} G(x-x') F(x') dx' \quad (C.8)$$

$F(x')$ を $F(x)$ まわりでTaylor展開すると、

$$F(x') = F(x) + (x'-x)F'(x) + \frac{(x'-x)^2}{2} F''(x) + O((x'-x)^3) \quad (C.9)$$

となる。(C.9)式を(C.8)式に代入すると、

$$\overline{F(x)} = \int_{-\infty}^{+\infty} G(x-x') \left(F(x) + (x'-x)F'(x) + \frac{(x'-x)^2}{2} F''(x) + O((x'-x)^3) \right) dx'$$

$$= \int_{-\infty}^{+\infty} G(x-x') F(x) dx' - \int_{-\infty}^{+\infty} G(x-x') (x-x') F'(x) dx'$$

$$+ \int_{-\infty}^{+\infty} G(x-x') \frac{(x-x')^2}{2} F''(x) dx' + \dots$$

$$= F(x) - \int_{-\infty}^{+\infty} G(x-x') (x-x') F'(x) dx' + \int_{-\infty}^{+\infty} G(x-x') \frac{(x-x')^2}{2} F''(x) dx' + \dots \quad (C.10)$$

いま、フィルタ関数 $G(x-x')$ による m 次のモーメントを

$$\gamma_m = \int_{-\infty}^{+\infty} G(x-x') (x-x')^m dx' \quad (C.11)$$

と表すと、(C.10)式は(C.12)式のように表される。

$$\overline{F(x)} = F(x) - \gamma_1 F'(x) + \frac{1}{2} \gamma_2 F''(x) - \dots \quad (C.12)$$

$G(x-x')$ が偶関数の場合、 γ_m は m が奇数のとき0となる。トップハットフィルタやガウシアンフィルタの場合、一般的に $G(x-x')$ は、偶関数であるので、

$$\overline{F(x)} = F(x) + \frac{1}{2} \gamma_2 F''(x) + \dots \quad (C.13)$$

となる。トップハットフィルタの場合、 γ_2 は(C.1)式、(C.8)式、(C.11)式から、

$$\gamma_2 = \int_{-\infty}^{+\infty} G(x-x') (x-x')^2 dx'$$

$$= \int_{-\Delta/2}^{\Delta/2} \frac{1}{\Delta} y^2 dy \quad (y = x-x')$$

$$= \frac{1}{\Delta} \left[\frac{y^3}{3} \right]_{-\Delta/2}^{\Delta/2} = \frac{\Delta^2}{12} \quad (C.14)$$

となり、(C.14)式を(C.13)式に代入すると、

$$\overline{F(x)} = F(x) + \frac{\Delta^2}{24} F''(x) + \dots$$

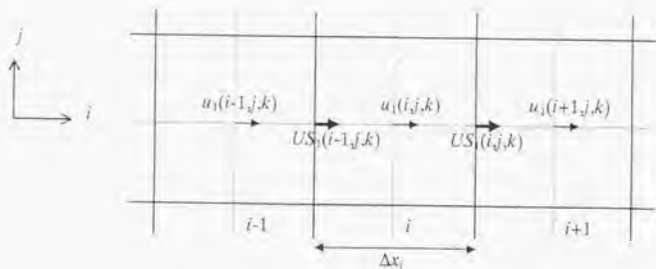
$$= F(x) + \frac{\Delta^2}{24} \frac{1}{\Delta} \left(\frac{F_{i+1}(x) - F_i(x)}{\Delta} - \frac{F_i(x) - F_{i-1}(x)}{\Delta} \right) + \dots \quad (C.15)$$

$$= F(x) + \frac{\Delta^2}{24} \left(\frac{F_{i+1}(x) - 2F_i(x) + F_{i-1}(x)}{\Delta^2} \right) + \dots$$

が得られる。この2重下線部がTaylor展開によるフィルタ効果である。

(b) 線形補間によるフィルタ効果の評価

コロケーショングリッドを用いた場合の線形補間によるフィルタ効果を微分項 $\frac{\partial u u_i}{\partial x_i}$ に注目して検討する。



付図 C.1 速度の定義

$$\frac{\partial u u_i}{\partial x_i} \text{ をコロケーショングリッドで差分化すると,}$$

$$\frac{\partial u u_i}{\partial x_i} = \frac{\frac{1}{2}(u_i(i+1, j, k) + u_i(i, j, k))US_i(i, j, k) - \frac{1}{2}(u_i(i, j, k) + u_i(i-1, j, k))US_i(i-1, j, k)}{\Delta x_i} \quad (C.16)$$

となる。(C.16)式の中には,

$$u_i(i + \frac{1}{2}, j, k) = \frac{1}{2}(u_i(i+1, j, k) + u_i(i, j, k)), \quad u_i(i - \frac{1}{2}, j, k) = \frac{1}{2}(u_i(i, j, k) + u_i(i-1, j, k))$$

という線形補間と、格子幅 Δx_i による中心差分が含まれていることが分かる。

ここで、 $u_i(i + \frac{1}{2}, j, k)$ まわりで $u_i(i+1, j, k)$ と $u_i(i, j, k)$ を Taylor 展開すると、

$$u_i(i+1, j, k) = u_i(i + \frac{1}{2}, j, k) + \frac{\Delta x_i}{2} \frac{\partial u_i(i + \frac{1}{2}, j, k)}{\partial x} + \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta x_i}{2} \right)^2 \frac{\partial^2 u_i(i + \frac{1}{2}, j, k)}{\partial x^2} \quad (C.17)$$

$$u_i(i, j, k) = u_i(i + \frac{1}{2}, j, k) - \frac{\Delta x_i}{2} \frac{\partial u_i(i + \frac{1}{2}, j, k)}{\partial x} + \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta x_i}{2} \right)^2 \frac{\partial^2 u_i(i + \frac{1}{2}, j, k)}{\partial x^2} \quad (C.18)$$

となり、(C.17)式と(C.18)式を足して2で割ると、

$$\frac{1}{2}(u_i(i, j, k) + u_i(i+1, j, k)) = u_i(i + \frac{1}{2}, j, k) + \frac{\Delta x_i^2}{8} \frac{\partial^2 u_i(i + \frac{1}{2}, j, k)}{\partial x^2} \quad (C.19)$$

が得られる。(C.15)式の2重下線部と(C.19)式の2重下線部を比較すると(C.20)式が得られる。

$$\frac{\Delta^2}{24} = \frac{\Delta x_i^2}{8}$$

$$\Delta^2 = 3\Delta x_i^2 \quad \text{または} \quad \Delta = \sqrt{3}\Delta x_i \quad (C.20)$$

(C.20)式から、線形補間の場合は、格子幅の $\sqrt{3}$ 倍のフィルタ幅のフィルタ効果を有することが分かる。

以上のことから、コロケーショングリッドにおける(C.16)式の差分には、

- ①線形補間による幅 $\sqrt{3}\Delta x_i$ のフィルタ
- ②中心差分による幅 Δx_i のフィルタ

が作用することが分かる。

このことから、(C.2)式、(C.3)式を基にコロケーショングリッドの場合のフィルタ効果を見積ると、(C.21)式、(C.22)式ようになる¹⁰⁾。

$$\hat{G}(k) = \left(2 \frac{\sin\left[\frac{\sqrt{3}\Delta x_i k_i}{2}\right]}{\sqrt{3}\Delta x_i k_i} \right) \left(2 \frac{\sin\left[\frac{\Delta x_i k_i}{2}\right]}{\Delta x_i k_i} \right) \quad (C.21)$$

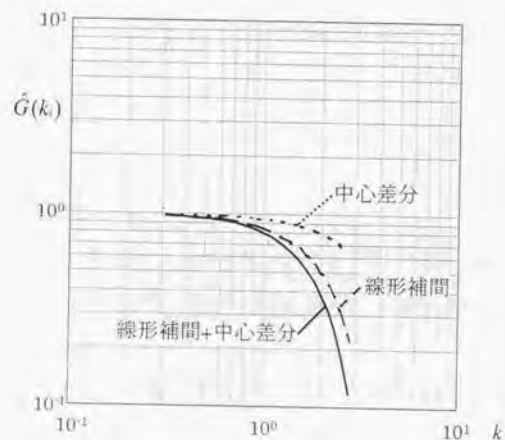
$$\hat{G}(n) = \left(2 \frac{\sin\left[\frac{\sqrt{3}\Delta x_i n_i}{2}\right]}{\sqrt{3}\Delta x_i n_i} \right) \left(2 \frac{\sin\left[\frac{\Delta x_i n_i}{2}\right]}{\Delta x_i n_i} \right) \quad (C.22)$$

(C.4)式、(C.5)式に示したとおり、波数スペクトル(あるいはパワースペクトル密度)に関しては、(C.21)式、(C.22)式の2乗のフィルタ効果があるので、(C.23)式、(C.24)式ようになる。

$$\hat{G}(k)^2 = \left(\frac{\sin\left\{\frac{\sqrt{3}\Delta x_i k_i}{2}\right\}}{\sqrt{3}\Delta x_i k_i} \right)^2 \left(\frac{\sin\left\{\frac{\Delta x_i k_i}{2}\right\}}{\Delta x_i k_i} \right)^2 \quad (\text{C.23})$$

$$\hat{G}(n_i)^2 = \left(\frac{\sin\left\{\frac{\sqrt{3}\Delta x_i n_i}{2}\right\}}{\sqrt{3}\Delta x_i n_i} \right)^2 \left(\frac{\sin\left\{\frac{\Delta x_i n_i}{2}\right\}}{\Delta x_i n_i} \right)^2 \quad (\text{C.24})$$

付図 C.2 に(C.23)式、(C.24)式の線形補間によるフィルタ部分を波線で、中心差分によるフィルタ部分を点線で、両者を合わせたものを実線で示す。このフィルタは、本計算の離散化に伴うフィルタ効果を必ずしも厳密に表すものではないが、同式により線形補間、中心差分の効果を定性的に評価することは可能であると考えられ、流入変動風の波数スペクトルの勾配が LES の計算中に変化するのは、主にこのフィルタによるものと思われる。



付図 C.2 コロケーショングリッドを用いた N-S 方程式の移流項におけるフィルタ関数

注) ガウシアンフィルタの場合、以下ようになる。

ガウシアンフィルタを波数空間で書くと、(C.25)式のように表される。

$$\hat{G}(k) = \exp\left\{-\frac{(\Delta_i k_i)^2}{24}\right\} \quad (\text{C.25})$$

一方、線形補間によるフィルタ効果を $G(k)\textcircled{1}$ とすると、

$$\hat{G}(k)\textcircled{1} = \exp\left\{-\frac{(\sqrt{3}\Delta_i k_i)^2}{24}\right\} \quad (\text{C.26})$$

また、中心差分によるフィルタ効果を $G(k)\textcircled{2}$ とすると、

$$\hat{G}(k)\textcircled{2} = \exp\left\{-\frac{(\Delta_i k_i)^2}{24}\right\} \quad (\text{C.27})$$

であるので、両者を掛け合わせると、

$$\begin{aligned} \hat{G}(k)\textcircled{1}\hat{G}(k)\textcircled{2} &= \exp\left\{-\frac{(\sqrt{3}\Delta_i k_i)^2}{24}\right\} \exp\left\{-\frac{(\Delta_i k_i)^2}{24}\right\} \\ &= \exp\left\{-\frac{(\sqrt{3}\Delta_i k_i)^2 + (\Delta_i k_i)^2}{24}\right\} \\ &= \exp\left\{-\frac{(2\Delta_i k_i)^2}{24}\right\} \end{aligned} \quad (\text{C.28})$$

が得られる。(C.25)式と(C.28)式を比べると $\Delta_i = 2\Delta x_i$ であることが分かる。

付録 C の参考文献

- 1) 森西洋平：第36回生研講習会テキスト LES入門，pp.54-56，1993.11



付 録 D

流入境界面の気流分布の2次元性確認実験

付録D 流入境界面の気流分布の2次元性確認実験

平板上で発達した乱流境界層は、主流 x_1 方向に直交する水平 x_2 方向に対しては、均質な統計的性質を有する。しかし、風洞実験で床面にスパークヤー、ラフネスブロック、ソー等の障害物を設置しない状態で乱流境界層を発達させたとしても、風洞のスパン方向である x_2 方向に対して、流れが均質になるとは限らない。もし、気流分布が x_2 方向に均質でなく、何らかの勾配を持っていると、その勾配がレイノルズ応力の生産に影響を及ぼし、結果として乱流エネルギーの生産まで変わってしまう恐れがある（5章参照）。そこで、本研究では、事前に流入境界位置の x_2 - x_3 面内の気流分布をX型熱線風速計で測定し、平均風速、変動風速、レイノルズ応力の分布が最も均質になっている場所を流入境界面として選定した。

以下に気流分布の2次元性確認実験の実験条件を示す。

(1) 測定条件

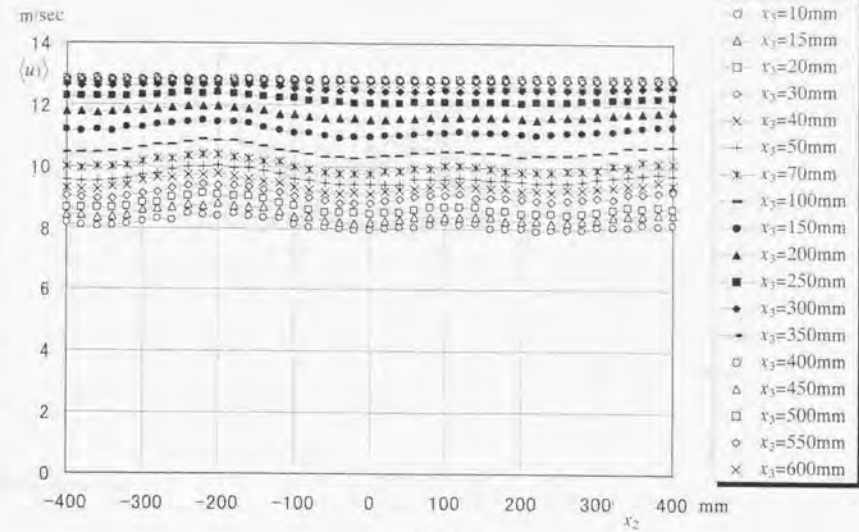
- (a) 風速：高さ 500mm で約 15m/sec とした。
- (b) 測定位置： $x_1=0$ mm、 $x_2=-400$ mm \sim +400mm の範囲を $\Delta x_2=20$ mm ピッチで測定。
- (c) 測定高さ： $x_3=10$ mm, 15mm, 20mm, 30mm, 40mm, 50mm, 70mm, 100mm, 150mm, 200mm, 250mm, 300mm, 350mm, 400mm, 450mm, 500mm, 550mm, 600mm の 18 レベル。
- (d) 測定方法：1本のX型熱線風速計を用いて、 u_1 成分と u_2 成分の測定（ u_1 - u_2 測定）および u_1 成分と u_3 成分の測定（ u_1 - u_3 測定）を実施。
- (e) 測定条件：500Hz サンプリングで 32768 ステップ（65.536 秒）

(2) 測定結果

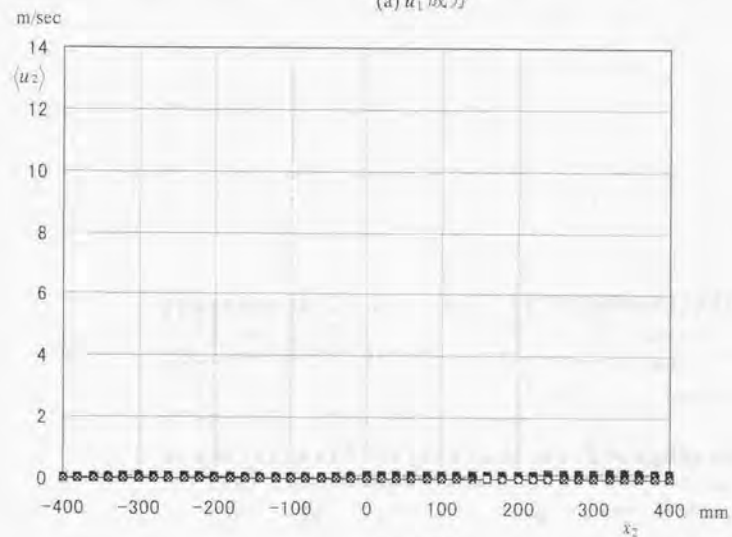
付図 D.1～付図 D.3 に u_1 - u_2 測定時の u_1 成分と u_2 成分の平均風速、変動風速およびレイノルズ応力の x_2 方向分布を示す。また、付図 D.4～付図 D.6 に u_1 - u_3 測定時の u_1 成分と u_3 成分の平均風速、変動風速およびレイノルズ応力の x_2 方向分布を示す。

第4章で述べたとおり、風洞床面にスパークヤー、ラフネス、ソーを設置しない状態で発達させた平板乱流境界層は、床面の極近傍を除けば、べき指数約 1/7 の指数分布で近似でき、境界層高さは約 $x_3=350$ mm である。付図 D.1(a)、付図 D.4(a)に示した平均風速(u_1)の x_2 方向の分布を見ると、最大で約 $\pm 3.5\%$ のばらつきが見られる。特に u_1 の x_2 方向の勾配が大きい場所では、この速度勾配がレイノルズ応力に影響を及ぼすこ

とが考えられる。また、付図 D.1(b), 付図 D.4(b)に示した平均風速 $\langle u_2 \rangle$ および $\langle u_3 \rangle$ の値もレイノルズ応力に影響を及ぼすが、 x_2 方向の分布を見ると、 $\langle u_2 \rangle$, $\langle u_3 \rangle$ ともわずかに平均値と x_2 方向の勾配を持っていることが分かる。付図 D.2 の変動風速 $\sqrt{\langle u_1'^2 \rangle}$ および $\sqrt{\langle u_2'^2 \rangle}$ の x_2 方向の分布を見ると、床面近傍では $\sqrt{\langle u_1'^2 \rangle}$ は $\sqrt{\langle u_2'^2 \rangle}$ の約2倍となっており、付図 D.5 の変動風速 $\sqrt{\langle u_1'^2 \rangle}$ および $\sqrt{\langle u_3'^2 \rangle}$ の x_2 方向の分布も同様である。風洞気流の2次元性が完全に確保されているのであれば、本来、レイノルズ応力は $-\langle u_1' u_2' \rangle = 0$ になるが、付図 D.3 に示すとおり、 $-\langle u_1' u_2' \rangle$ は値を持っており、 x_2 方向の変化も比較的大きい。この理由としては、平均風速 $\langle u_1 \rangle$ が x_2 方向に勾配を持っていること、平均風速 $\langle u_2 \rangle$ がわずかながら平均値を持っていること等が考えられる。そこで、本研究では、レイノルズ応力 $-\langle u_1' u_2' \rangle$ の変化が少なく、ほぼ $-\langle u_1' u_2' \rangle = 0$ と見なせる領域として、 $x_2 = 0\text{mm} \sim 120\text{mm}$ の範囲を選定し、平板乱流境界層に関する風洞実験の測定領域とした。付図 D.3 のレイノルズ応力 $-\langle u_1' u_2' \rangle$ と付図 D.6 のレイノルズ応力 $-\langle u_1' u_3' \rangle$ を比較すると、 $x_2 = 0\text{mm} \sim 120\text{mm}$ の範囲では、 $-\langle u_1' u_2' \rangle$ は $-\langle u_1' u_3' \rangle$ の約1/10である。

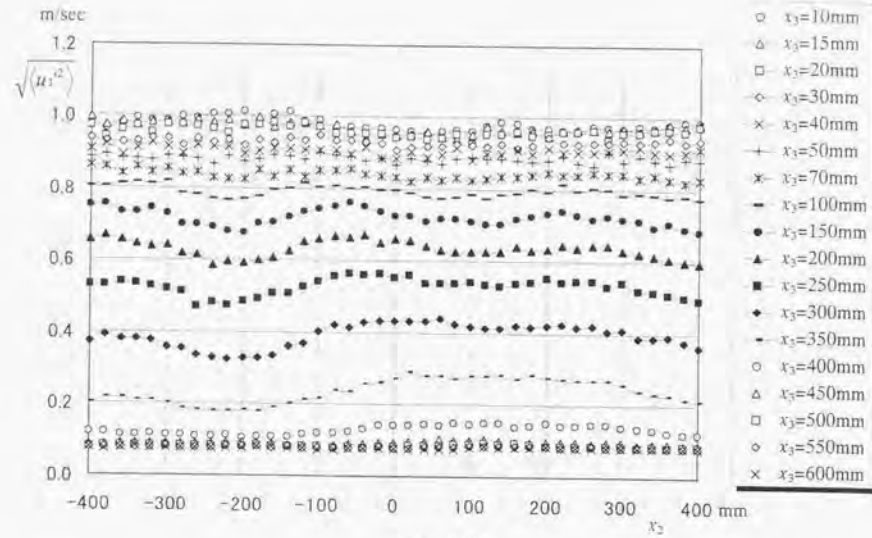


(a) u_1 成分

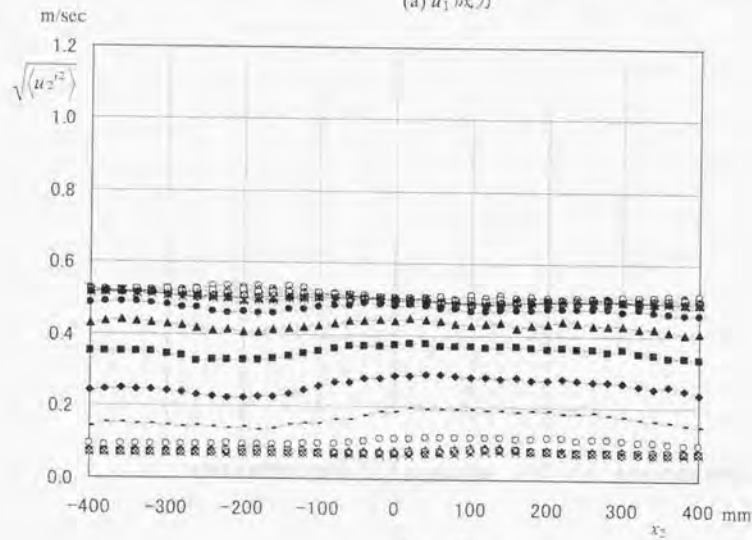


(b) u_2 成分

付図 D.1 x_2 - x_3 面内の平均風速分布 ($x_1=0$, u_1 - u_2 測定)

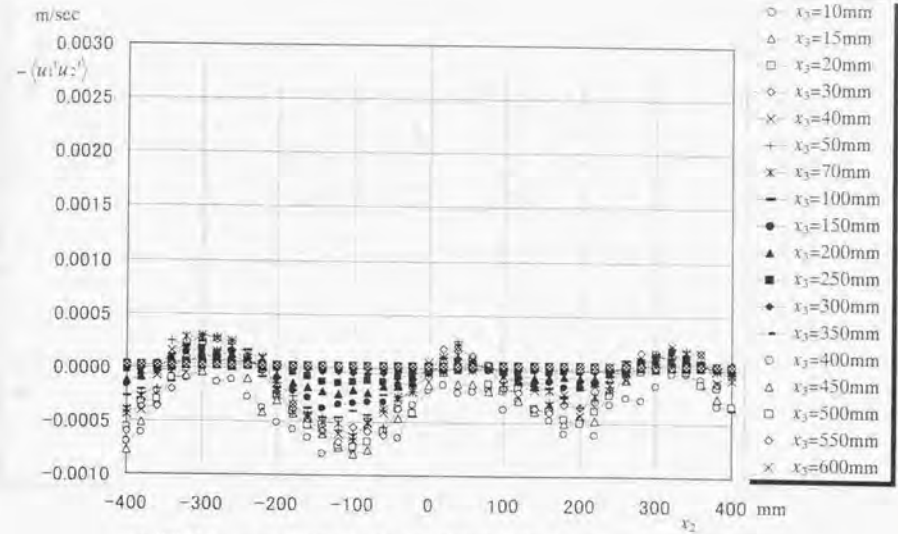


(a) u_1 成分

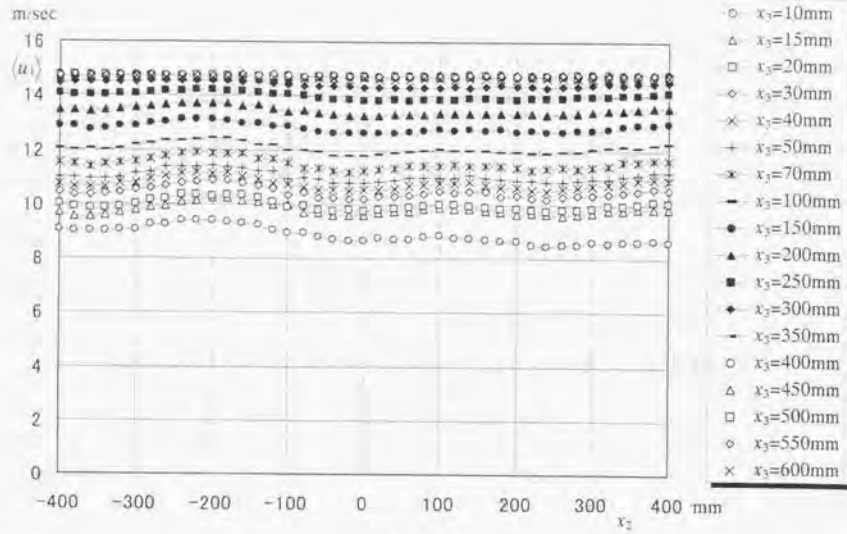


(b) u_2 成分

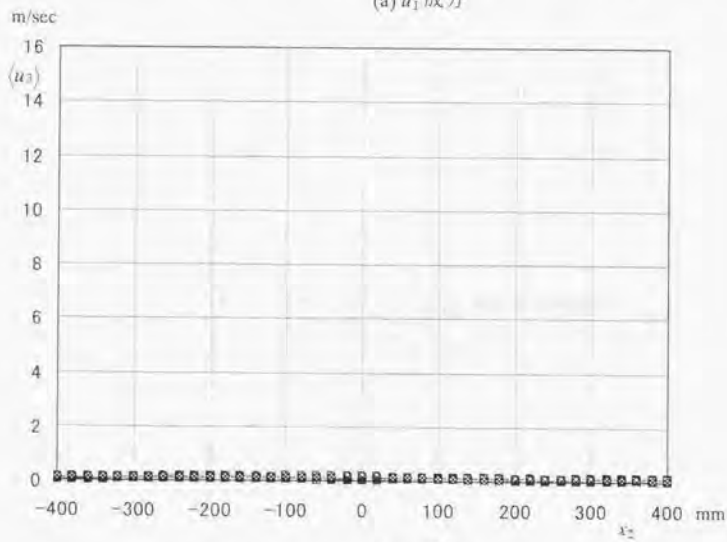
付図 D.2 x_2 - x_3 面内の変動風速分布 ($x_1=0$, u_1 - u_2 測定)



付図 D.3 x_2 - x_3 面内のレイノルズ応力分布 ($x_1=0$, u_1 - u_2 測定)

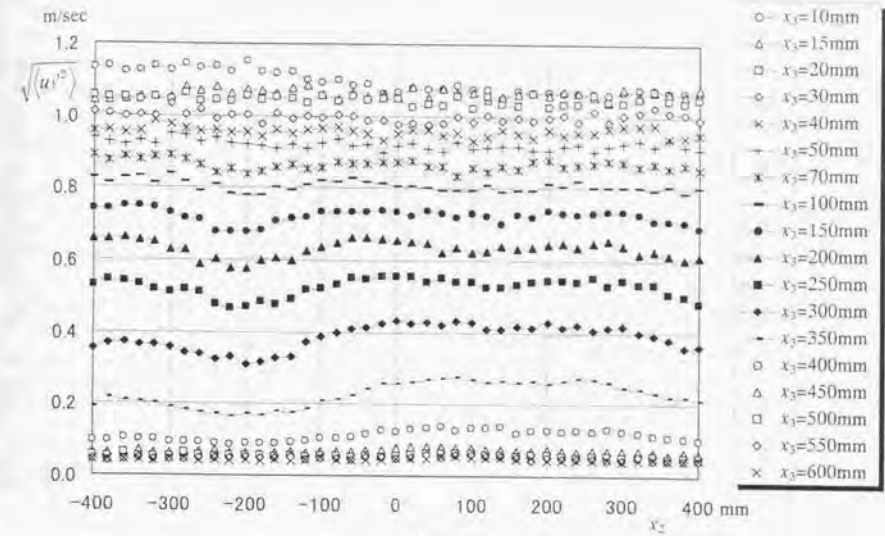


(a) u_1 成分

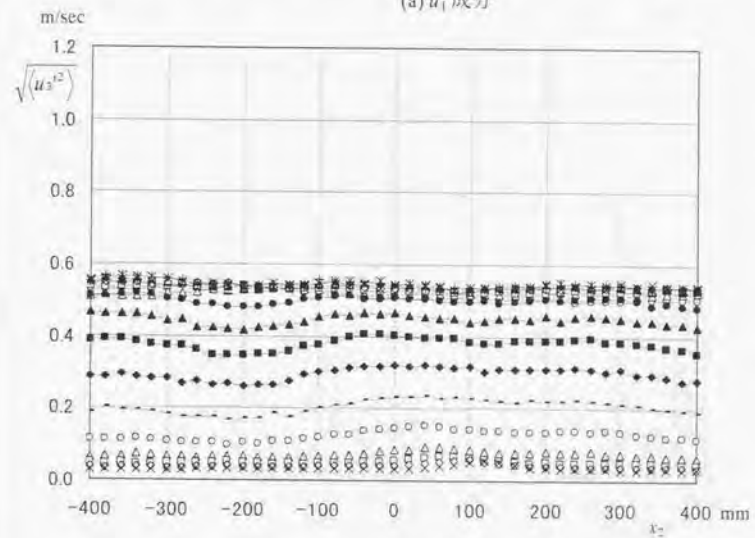


(b) u_3 成分

付図 D.4 x_2 - x_3 面内の平均風速分布 ($x_1=0$, u_1 - u_3 測定)

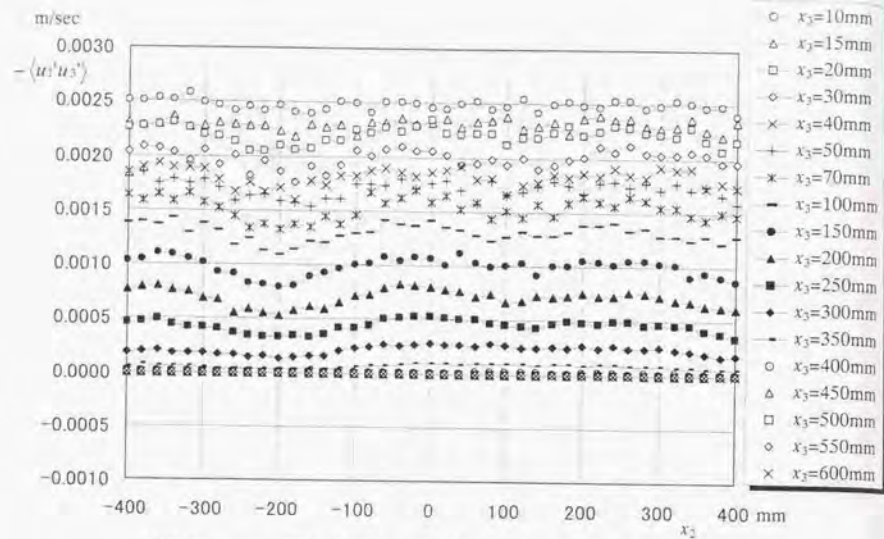


(a) u_1 成分



(b) u_3 成分

付図 D.5 x_2 - x_3 面内の変動風速分布 ($x_1=0$, u_1 - u_3 測定)



付図 D.6 x_2 - x_3 面内のレイノルズ応力分布 ($x_1=0$, u_1 - u_3 測定)

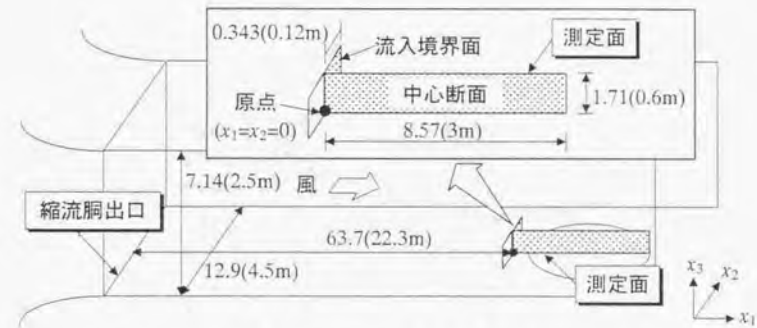
付 録 E

風洞実験による平板乱流境界層の空間相関

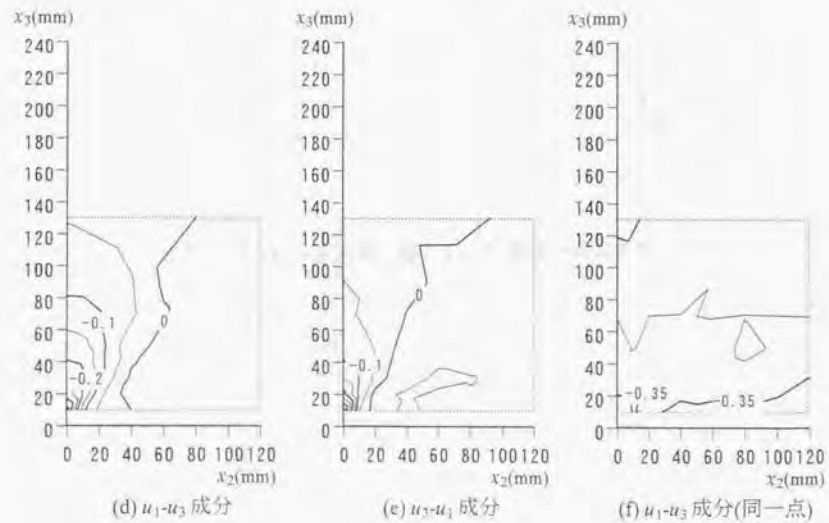
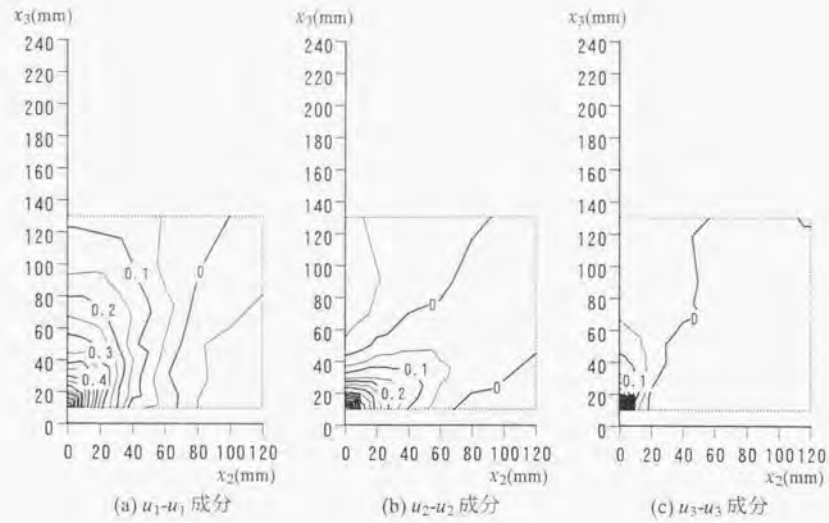
付録 E 風洞実験による平板乱流境界層の空間相関

風洞実験で測定した平板乱流境界層の空間相関を示す。測定位置は、付図 E.1 に示す流入境界面 (x_2 - x_3 面) と中心断面 (x_1 - x_3 面) である。空間相関の基準点の座標は、流入境界面 (x_2 - x_3 面) に関しては、 x_1 方向、 x_2 方向が $x_1=x_2=0$ で、 x_3 方向は、 $x_3=0.01\text{m}$ ~ 0.1m の範囲を $\Delta x_3=0.01\text{m}$ ピッチで、 $x_3=0.1\text{m}$ ~ 0.2m の範囲を $\Delta x_3=0.02\text{m}$ ピッチで、 $x_3=0.2\text{m}$ ~ 0.4m の範囲を $\Delta x_3=0.05\text{m}$ ピッチで刻んだ 19 レベルとした。また、中心断面 (x_1 - x_3 面) に関しては、 x_1 方向、 x_2 方向が $x_1=x_2=0$ で、 x_3 方向は、 $x_3=0.5\text{m}$ の 1 レベルとした。

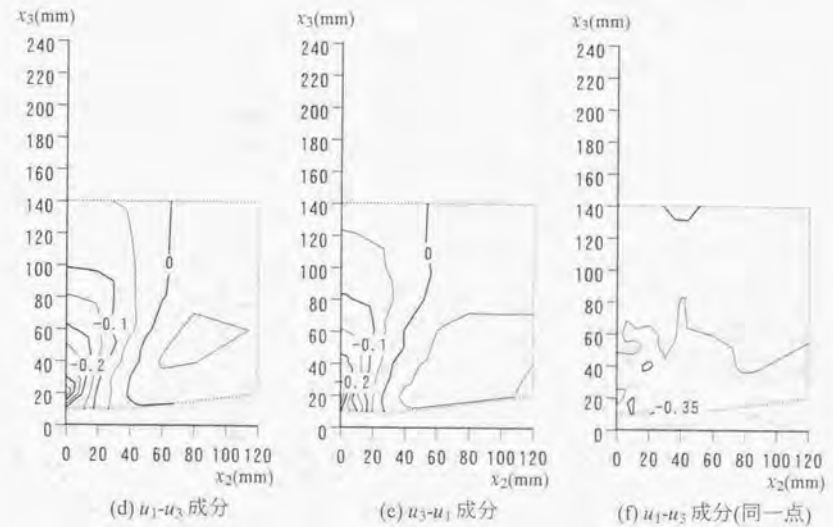
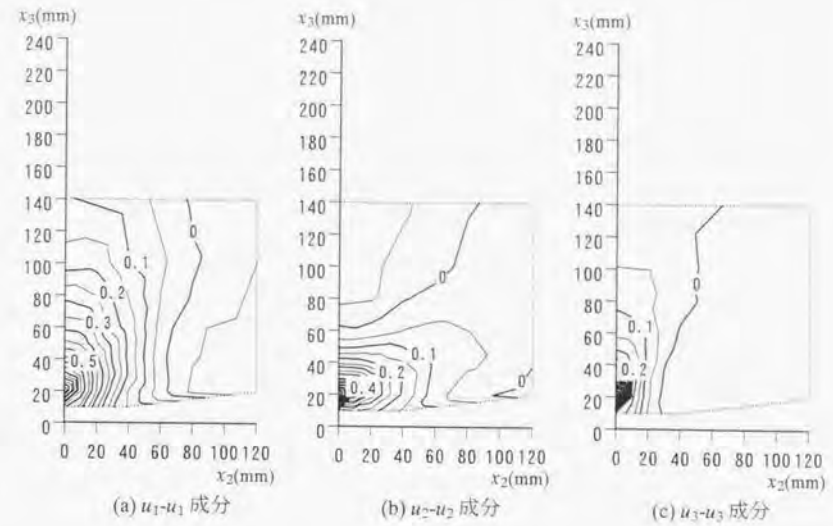
付図 E.2~付図 E.20 に流入境界面 (x_2 - x_3 面) の空間相関を、付図 E.21 に中心断面 (x_1 - x_3 面) の空間相関を示す。



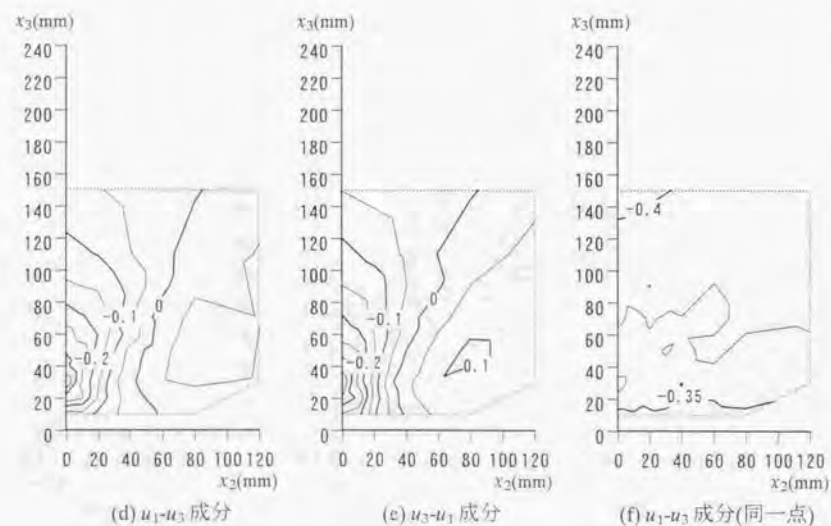
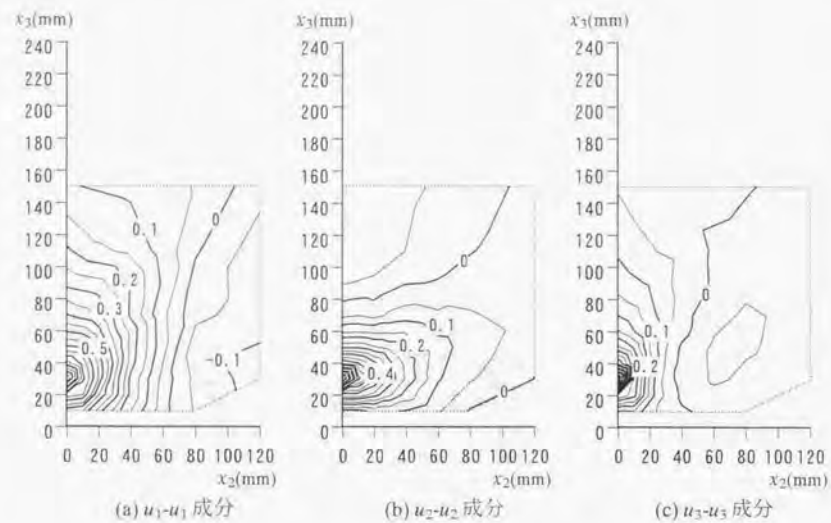
付図 E.1 風洞実験の概要 (寸法: 境界層高さ $L_p=0.35\text{m}$ で無次元化)



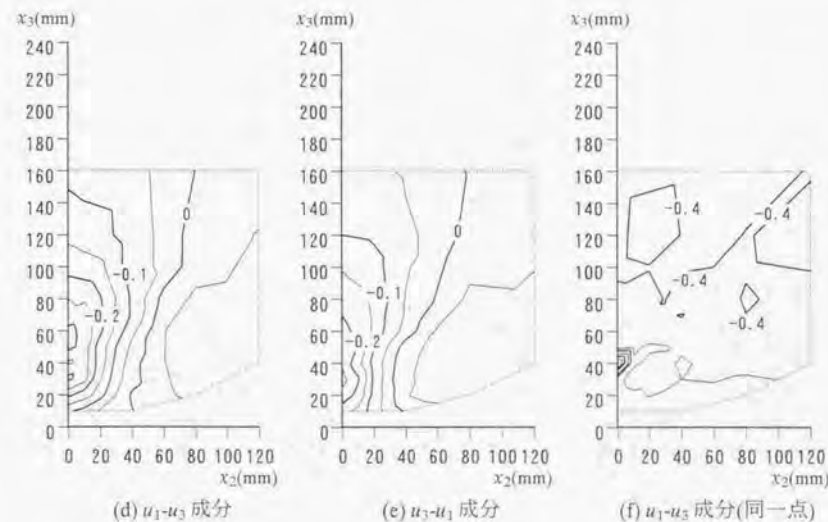
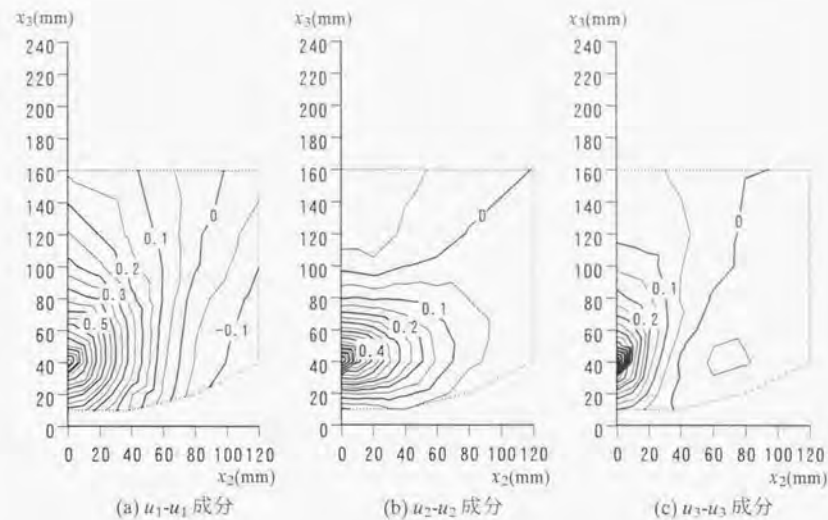
付図 E.2 風洞実験による空間相関 (x_2-x_3 面: 基準点 $x_1=x_2=0, x_3=10\text{mm}$)



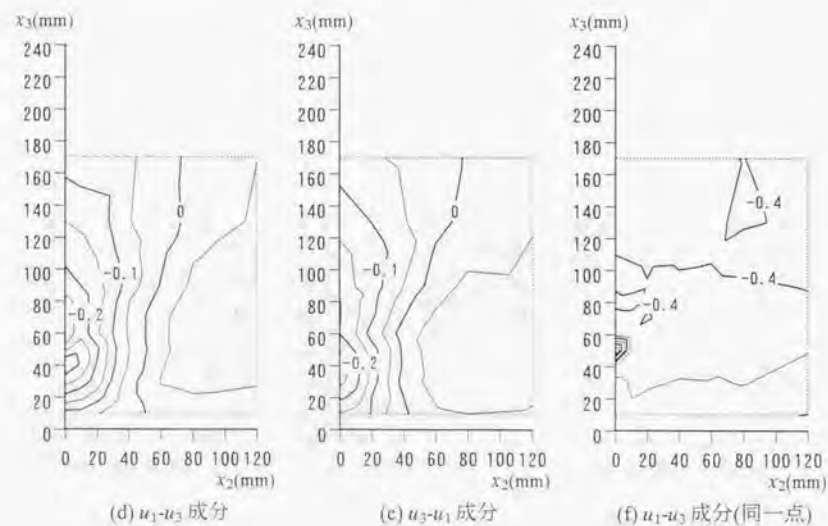
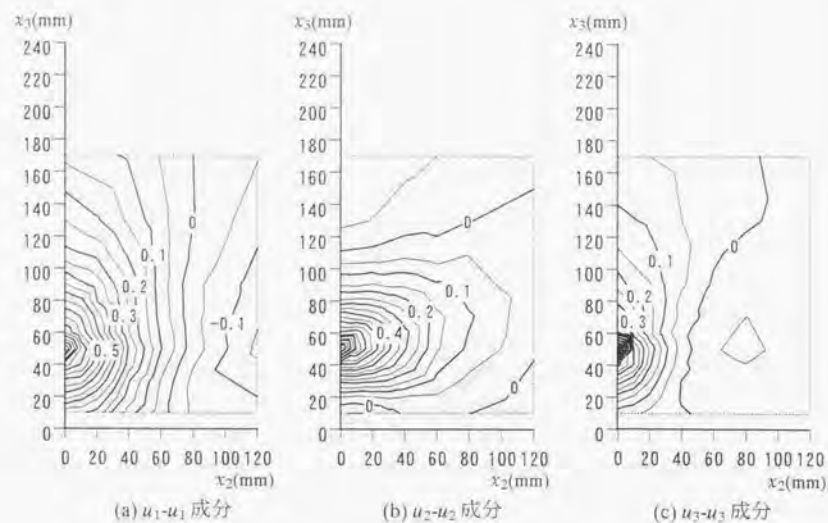
付図 E.3 風洞実験による空間相関 (x_2-x_3 面: 基準点 $x_1=x_2=0, x_3=20\text{mm}$)



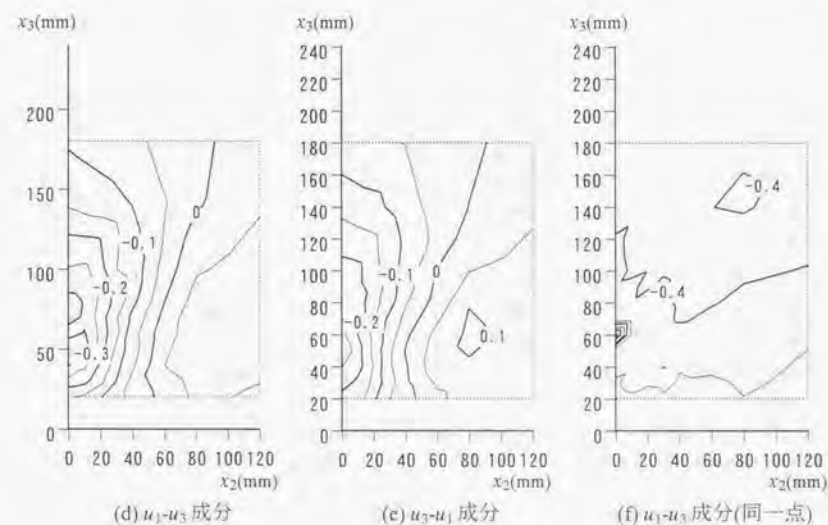
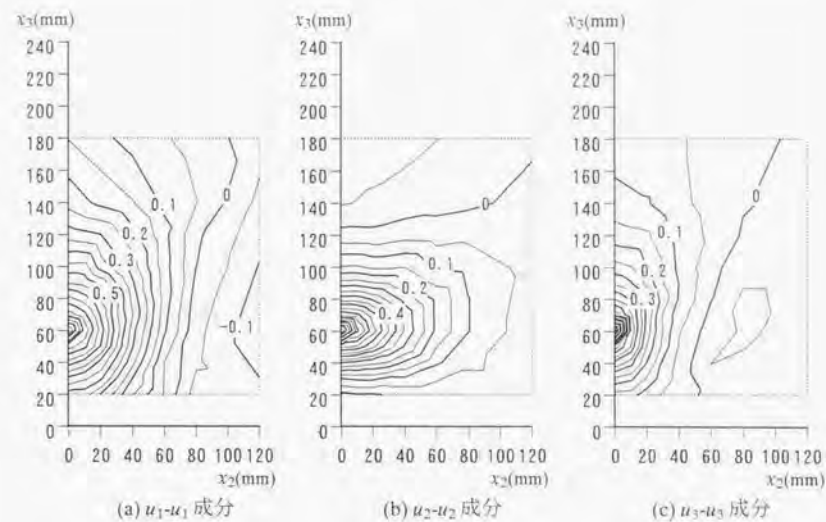
付図 E.4 風洞実験による空間相関 (x_2-x_3 面: 基準点 $x_1=x_2=0, x_3=30\text{mm}$)



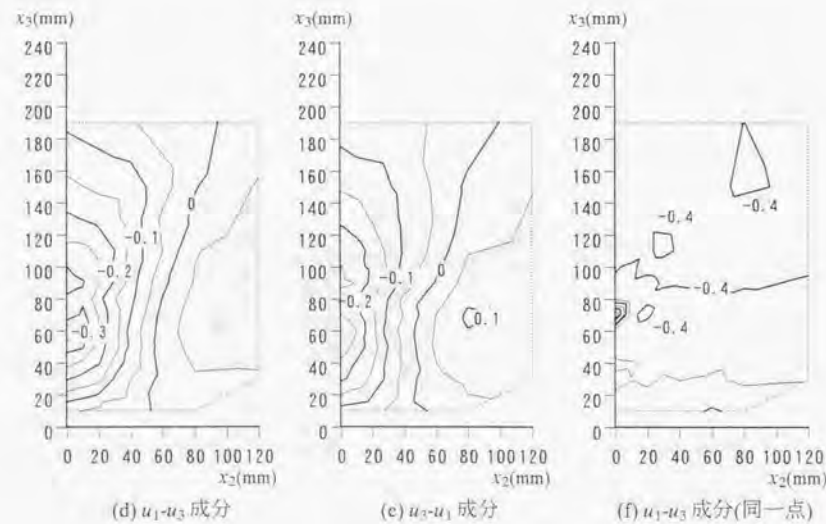
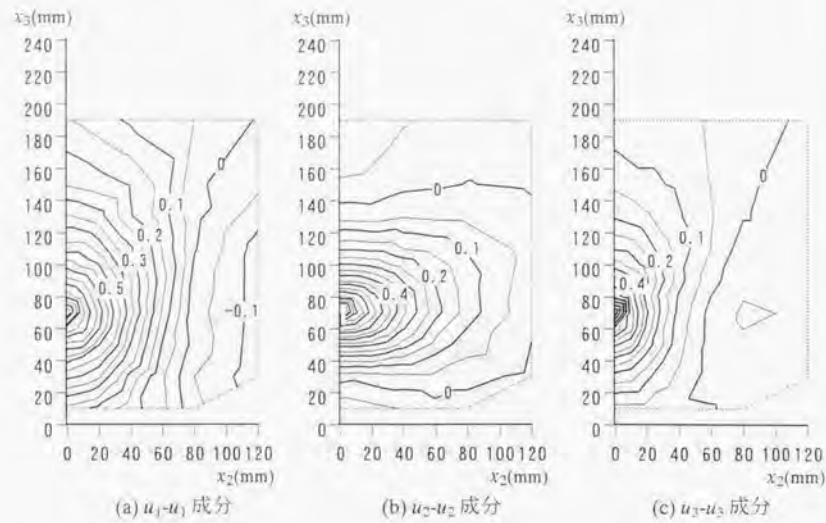
付図 E.5 風洞実験による空間相関 (x_2-x_3 面: 基準点 $x_1=x_2=0, x_3=40\text{mm}$)



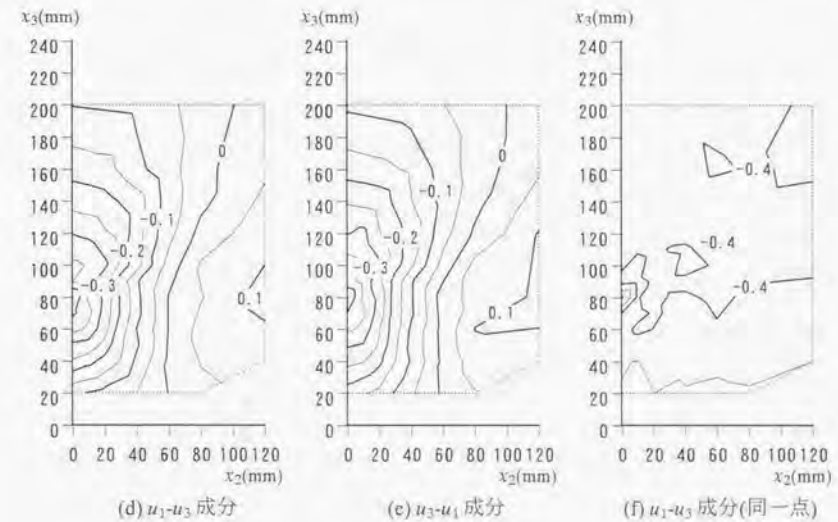
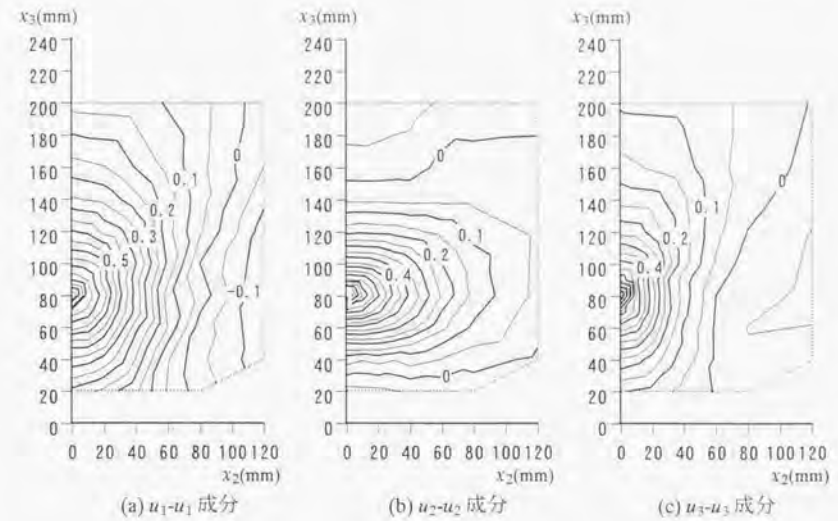
付図 E.6 風洞実験による空間相関 (x_2-x_3 面: 基準点 $x_1=x_2=0, x_3=50\text{mm}$)



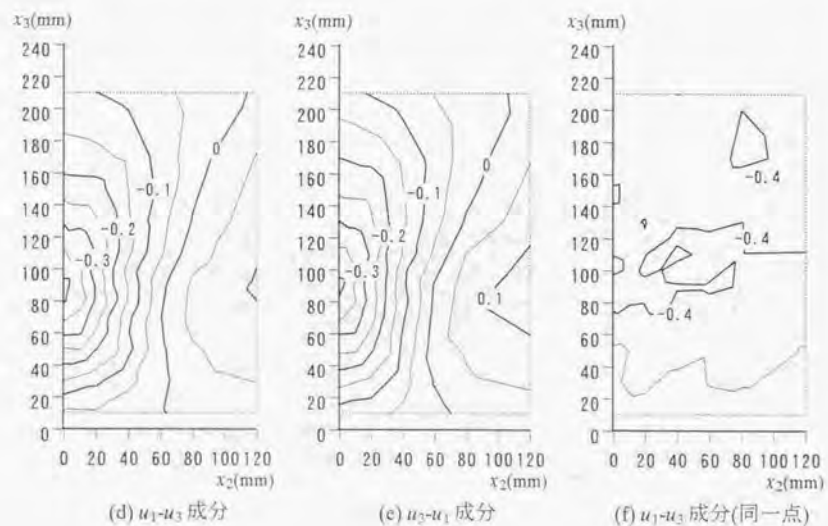
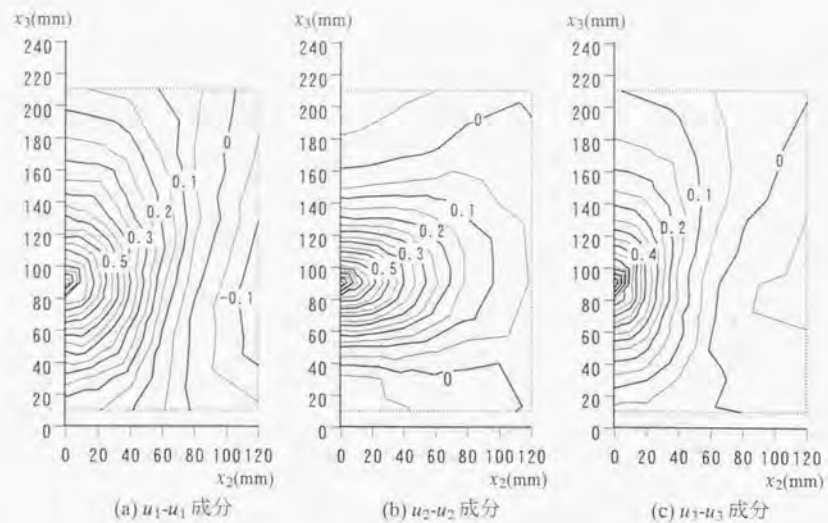
付図 E.7 風洞実験による空間相関 (x_2-x_3 面: 基準点 $x_1=x_2=0, x_3=60\text{mm}$)



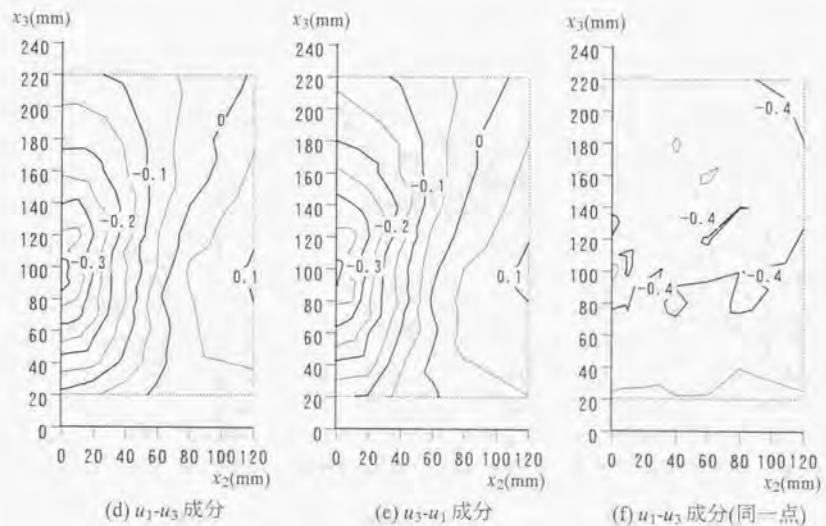
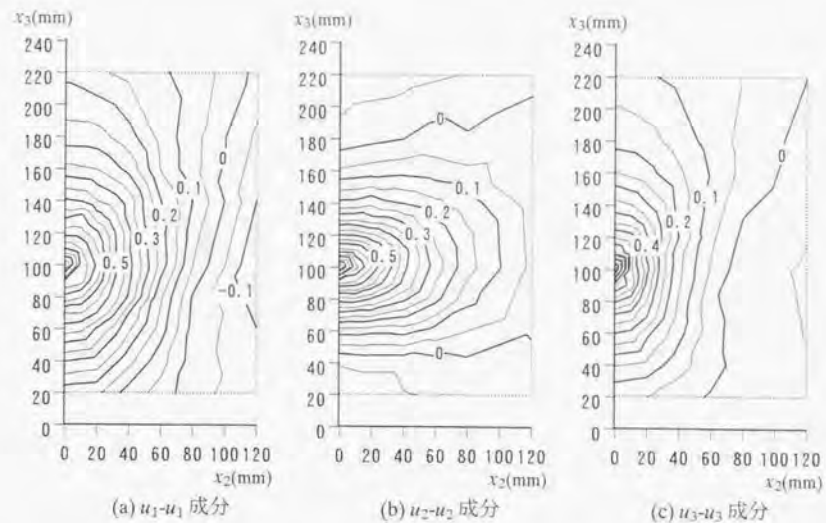
付図E.8 風洞実験による空間相関 (x_2-x_3 面: 基準点 $x_1=x_2=0$, $x_3=70$ mm)



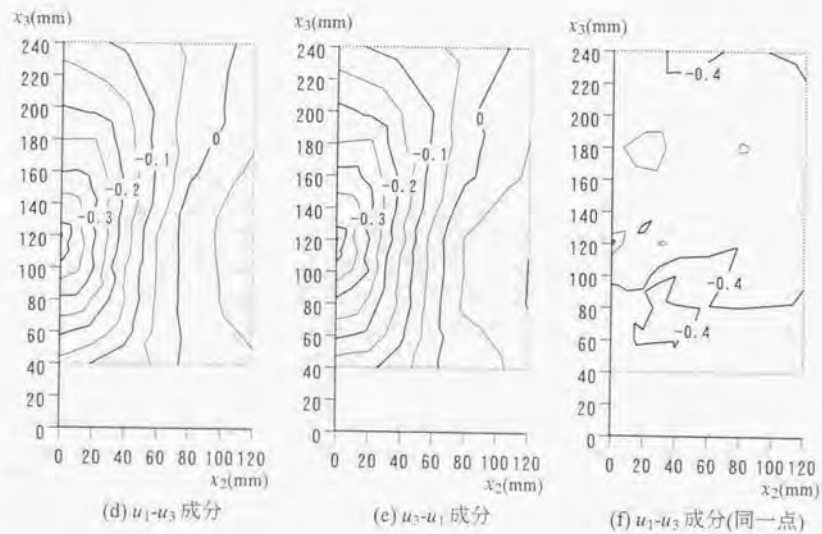
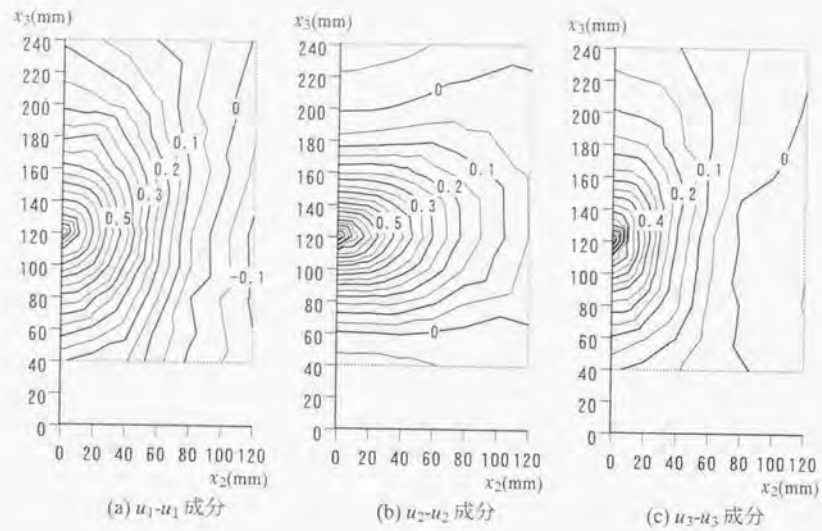
付図E.9 風洞実験による空間相関 (x_2-x_3 面: 基準点 $x_1=x_2=0$, $x_3=80$ mm)



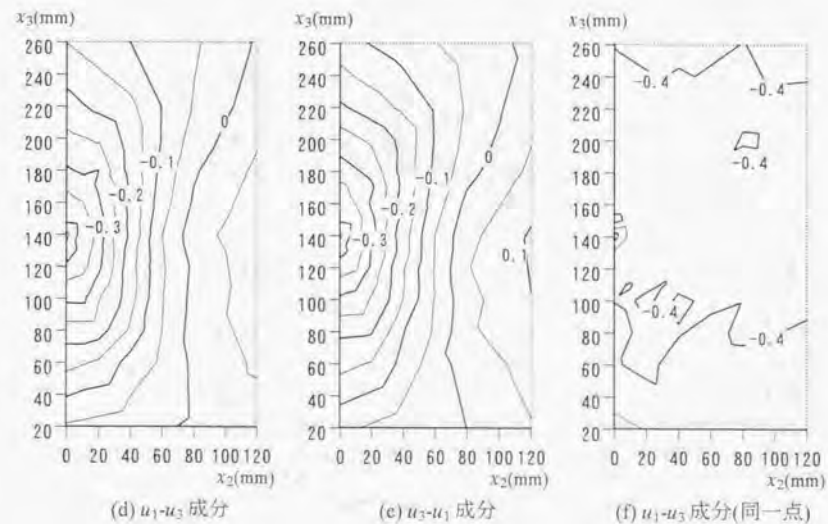
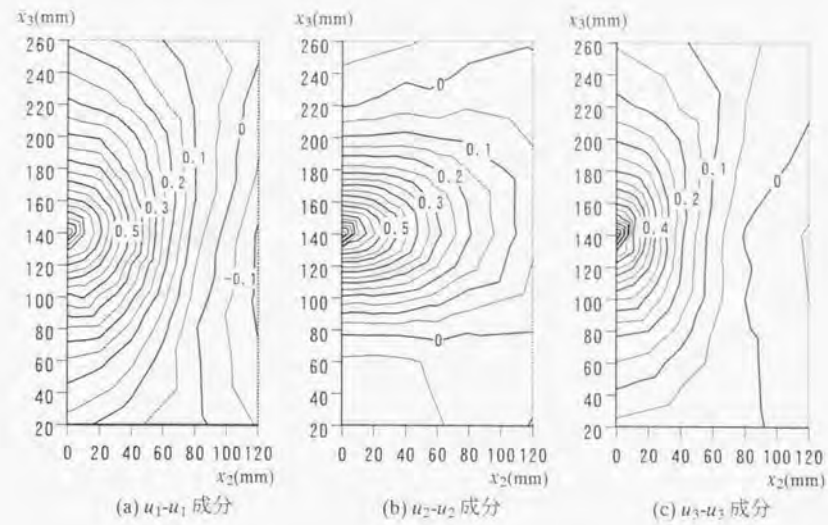
付図 E.10 風洞実験による空間相関 (x_2-x_3 面: 基準点 $x_1=x_2=0$, $x_3=90\text{mm}$)



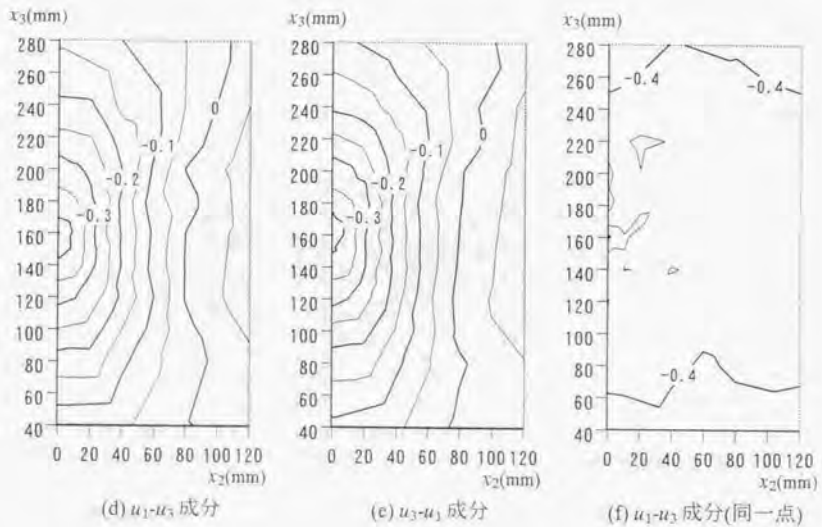
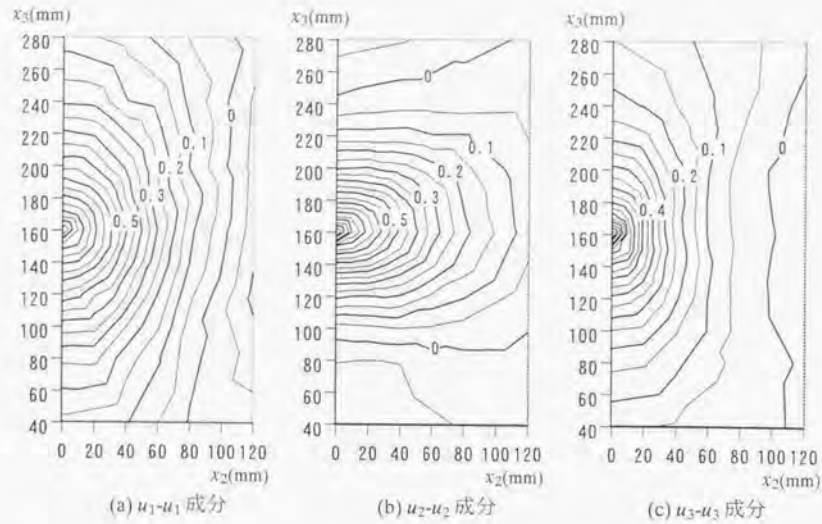
付図 E.11 風洞実験による空間相関 (x_2-x_3 面: 基準点 $x_1=x_2=0$, $x_3=100\text{mm}$)



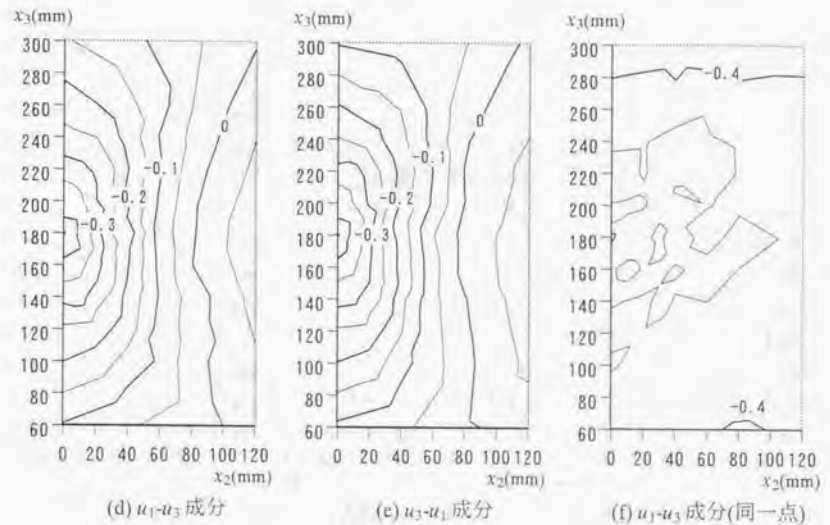
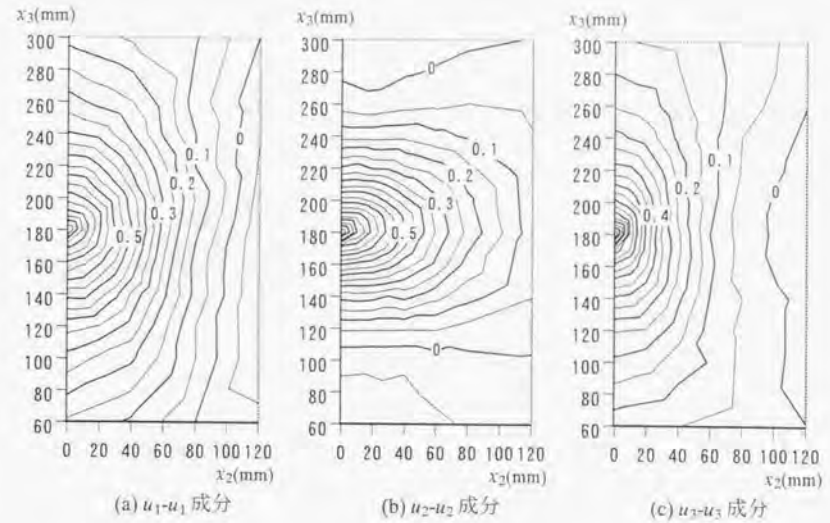
付図 E.12 風洞実験による空間相関 (x_2-x_3 面: 基準点 $x_1=x_2=0, x_3=120\text{mm}$)



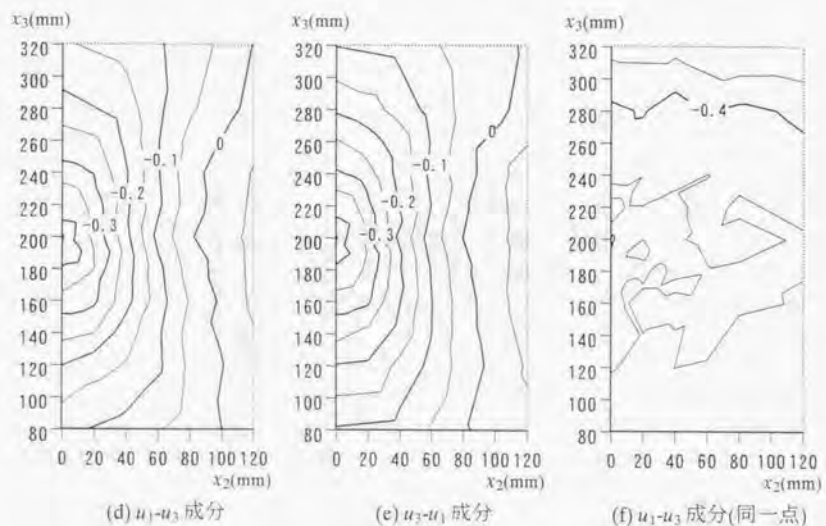
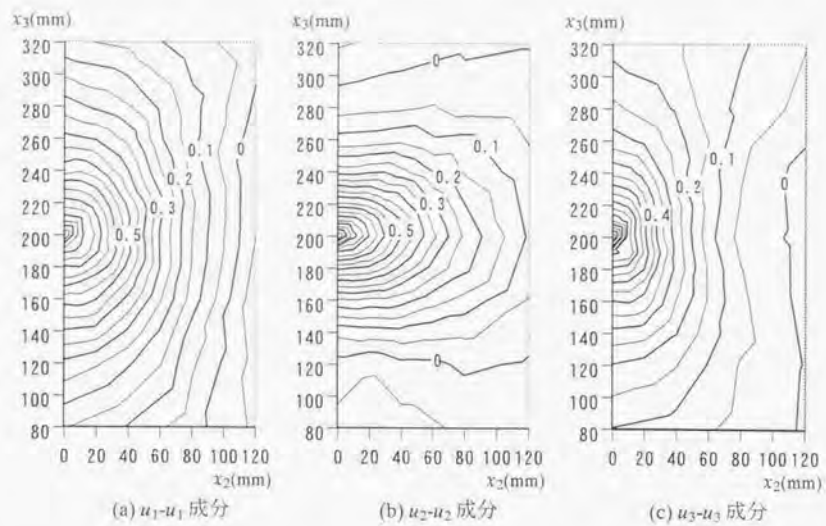
付図 E.13 風洞実験による空間相関 (x_2-x_3 面: 基準点 $x_1=x_2=0, x_3=140\text{mm}$)



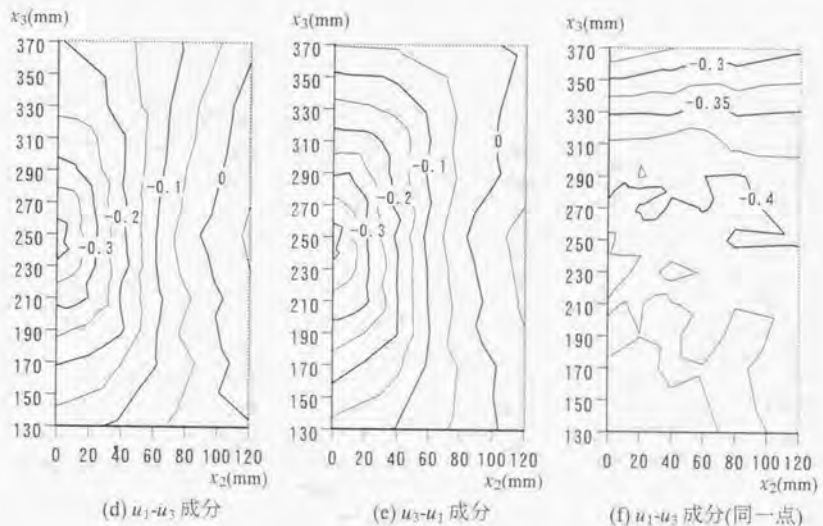
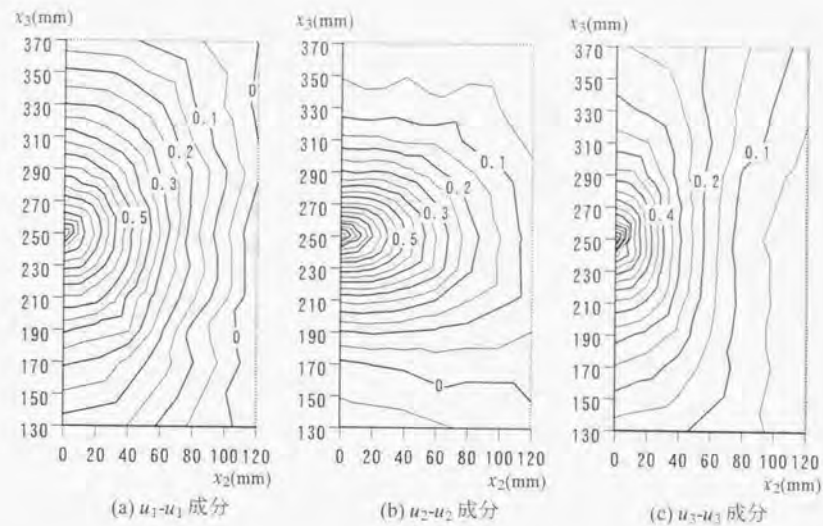
付図 E.14 風洞実験による空間相関 (x_2-x_3 面: 基準点 $x_1=x_2=0$, $x_3=160$ mm)



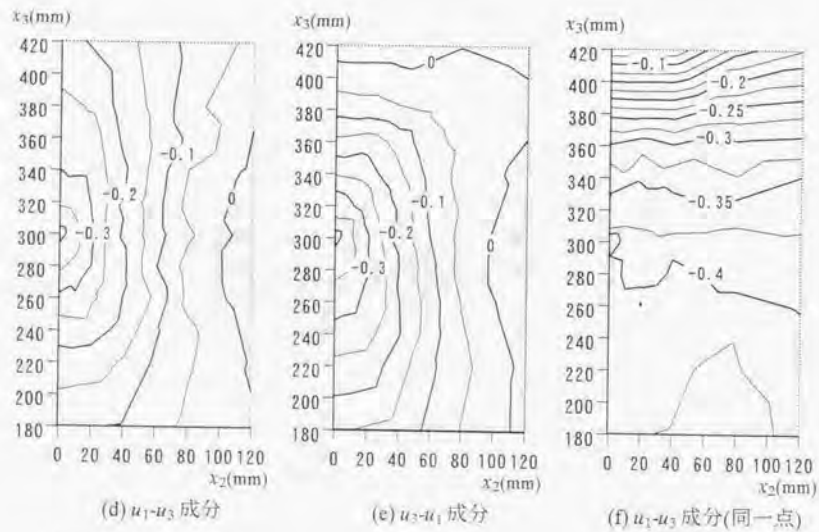
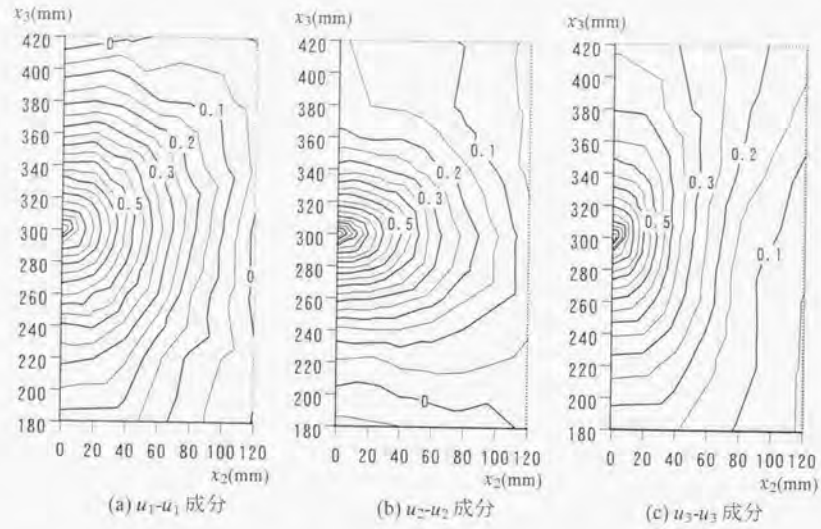
付図 E.15 風洞実験による空間相関 (x_2-x_3 面: 基準点 $x_1=x_2=0$, $x_3=180$ mm)



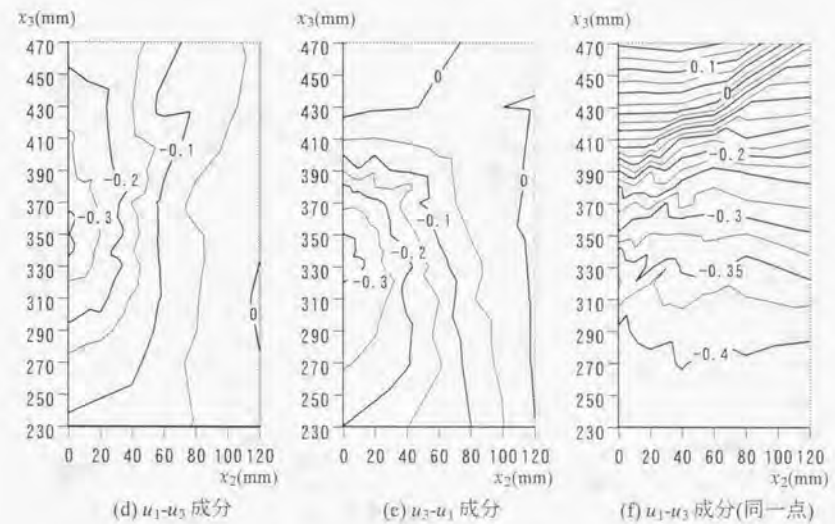
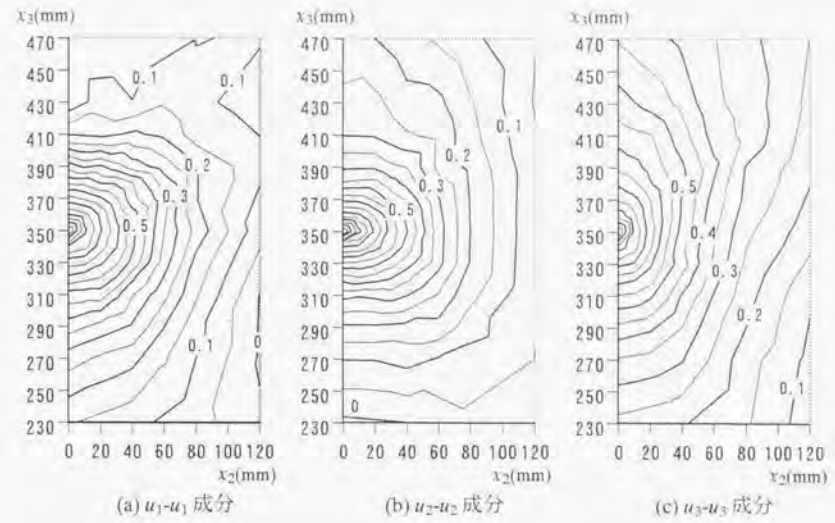
付図 E.16 風洞実験による空間相関 (x_2-x_3 面: 基準点 $x_1=x_2=0$, $x_3=200$ mm)



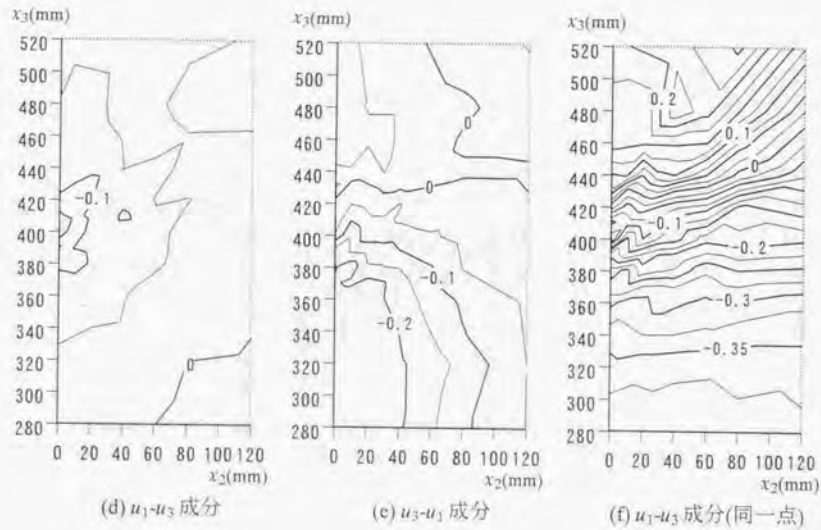
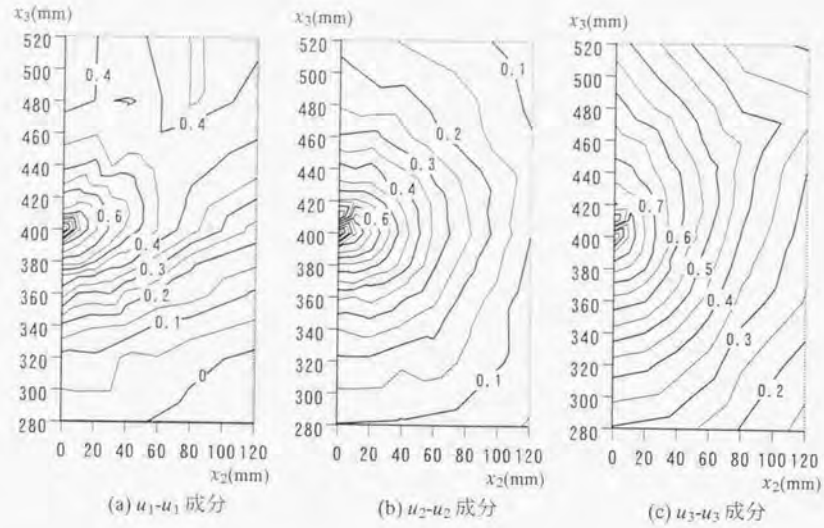
付図 E.17 風洞実験による空間相関 (x_2-x_3 面: 基準点 $x_1=x_2=0$, $x_3=250$ mm)



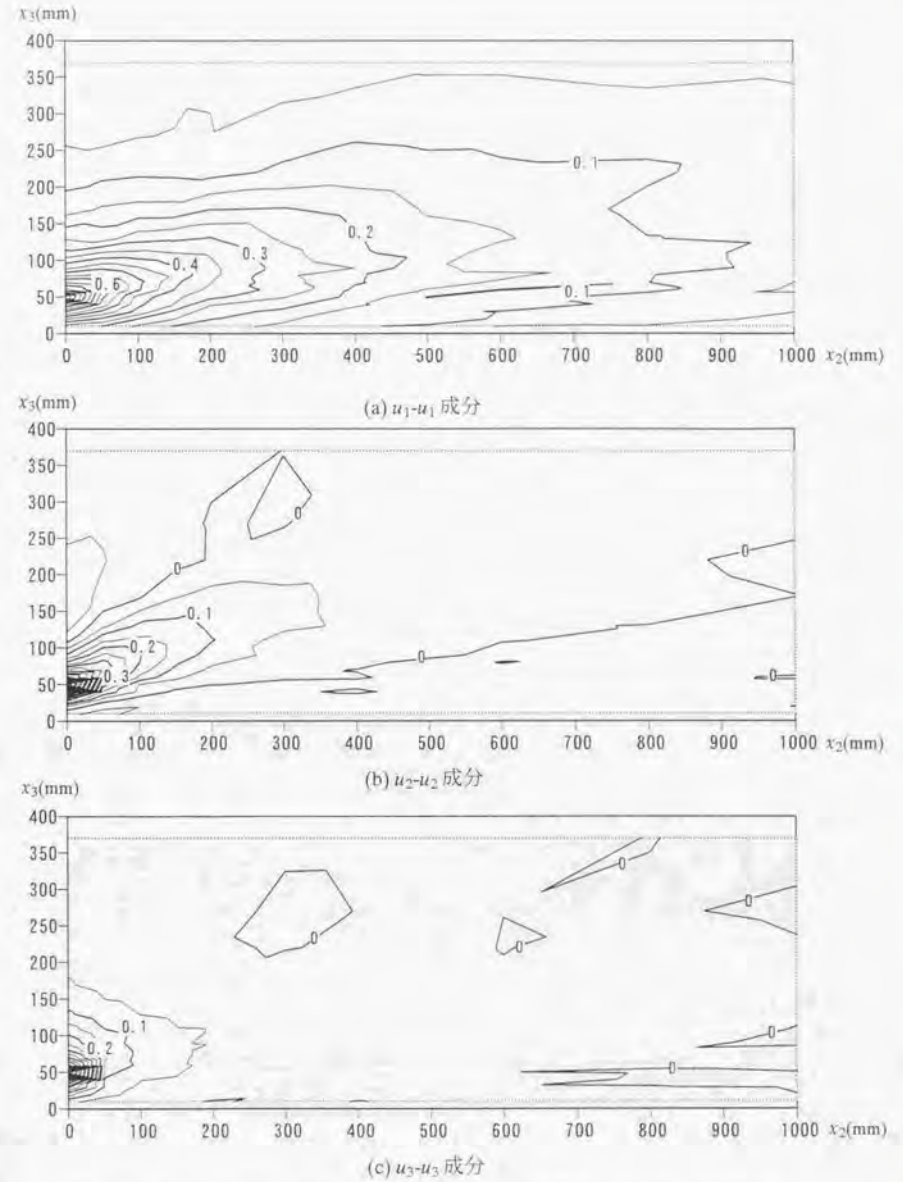
付図 E.18 風洞実験による空間相関 (x_2-x_3 面: 基準点 $x_1=x_2=0, x_3=300\text{mm}$)



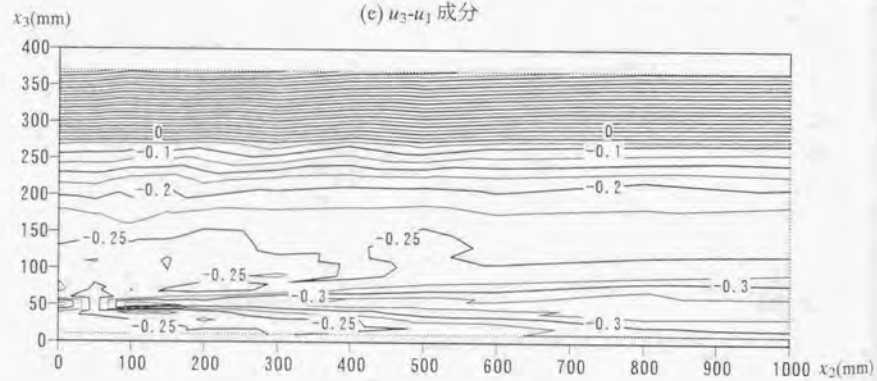
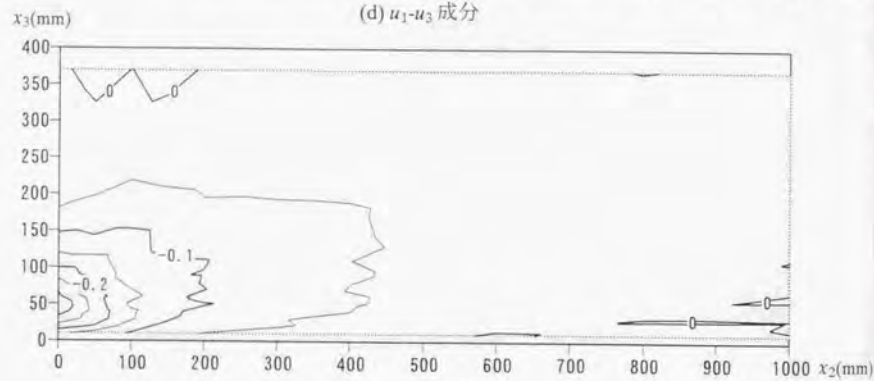
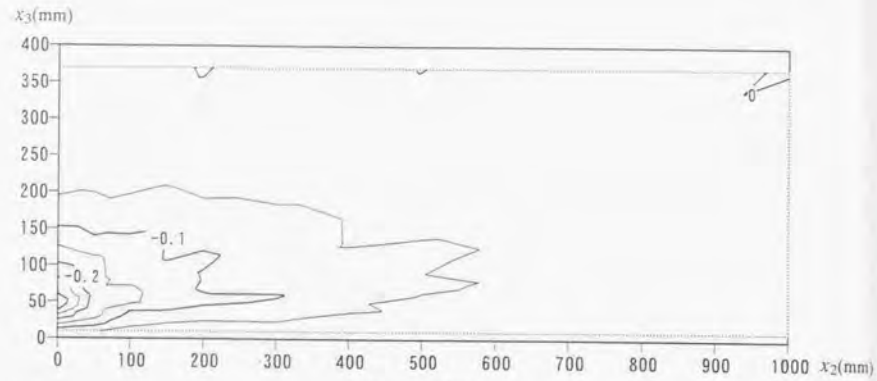
付図 E.19 風洞実験による空間相関 (x_2-x_3 面: 基準点 $x_1=x_2=0, x_3=350\text{mm}$)



付図 E.20 風洞実験による空間相関 (x_2-x_3 面; 基準点 $x_1=x_2=0, x_3=400$ mm)



付図 E.21-1 風洞実験による空間相関 (x_1-x_3 面; 基準点 $x_1=x_2=0, x_3=50$ mm)



付図 E.21-2 風洞実験による空間相関 (x_1-x_3 面: 基準点 $x_1=x_2=0$, $x_3=50$ mm)

付 録 F

平板乱流境界層を対象とした流入変動風の
生成結果およびLESの計算結果の
パワースペクトル密度

付録 F 平板乱流境界層を対象とした流入変動風の生成結果およびLESの計算結果のパワースペクトル密度

平板乱流境界層を対象として生成した流入変動風の風速波形, それに対して流入量一定操作, 空間補間あるいは divergence-free 操作の2次処理を施した風速波形, さらにLESの計算結果の風速波形から求めたパワースペクトル密度を示す。計算ケースと2次処理の対応を付表F.1に示す。なお, u_2 成分には2次処理は施していないが, 図の表示上, 2次処理結果として生成した流入変動風と同じパワースペクトル密度を示している。

付表F.1 計算ケース一覧表

	平均風速 勾配	パワースペク トル密度	クロススペク トル密度	流入量一定操作 (u_1 成分)	空間補間 (u_3 成分)	divergence -free 操作
ケース1	○	ホワイトノイズ	×	○	○	-
ケース2	○	○	×	○	○	-
ケース3	○	○	u_1-u_1 成分 u_2-u_2 成分 u_3-u_3 成分 (shear 成分は 考慮せず)	○	○	-
ケース4	○	○	u_1-u_1 成分 u_2-u_2 成分 u_3-u_3 成分 u_1-u_3 成分	○	○	-
ケース5	○	○	ケース4と同じ	○	○	○

付表 F.2 に図番号と計算ケースの対応を示す。いずれの図も $j-k$ 面の j 方向の半幅 ($j=16\sim 31$) の範囲で計算したパワースペクトル密度をアンサンブル平均して求めたものである。

付表 F.2-1 図番号一覧表

図番号	ケース番号	風速成分	内 容
付図 F.1	1	u_1 成分	流入変動風の生成結果
付図 F.2	1	u_1 成分	流入量一定操作後
付図 F.3	1	u_1 成分	LES の計算結果 ($i=3$ 位置)
付図 F.4	1	u_1 成分	LES の計算結果 ($i=41$ 位置)
付図 F.5	1	u_1 成分	LES の計算結果 ($i=81$ 位置)
付図 F.6	1	u_1 成分	LES の計算結果 ($i=121$ 位置)
付図 F.7	1	u_2 成分	流入変動風の生成結果
付図 F.8	1	u_2 成分	LES の計算結果 ($i=3$ 位置)
付図 F.9	1	u_2 成分	LES の計算結果 ($i=41$ 位置)
付図 F.10	1	u_2 成分	LES の計算結果 ($i=81$ 位置)
付図 F.11	1	u_2 成分	LES の計算結果 ($i=121$ 位置)
付図 F.12	1	u_3 成分	流入変動風の生成結果
付図 F.13	1	u_3 成分	空間補間後
付図 F.14	1	u_3 成分	LES の計算結果 ($i=3$ 位置)
付図 F.15	1	u_3 成分	LES の計算結果 ($i=41$ 位置)
付図 F.16	1	u_3 成分	LES の計算結果 ($i=81$ 位置)
付図 F.17	1	u_3 成分	LES の計算結果 ($i=121$ 位置)

付表 F.2-2 図番号一覧表

図番号	ケース番号	風速成分	内 容
付図 F.18	2	u_1 成分	流入変動風の生成結果
付図 F.19	2	u_1 成分	流入量一定操作後
付図 F.20	2	u_1 成分	LES の計算結果 ($i=3$ 位置)
付図 F.21	2	u_1 成分	LES の計算結果 ($i=41$ 位置)
付図 F.22	2	u_1 成分	LES の計算結果 ($i=81$ 位置)
付図 F.23	2	u_1 成分	LES の計算結果 ($i=121$ 位置)
付図 F.24	2	u_2 成分	流入変動風の生成結果
付図 F.25	2	u_2 成分	LES の計算結果 ($i=3$ 位置)
付図 F.26	2	u_2 成分	LES の計算結果 ($i=41$ 位置)
付図 F.27	2	u_2 成分	LES の計算結果 ($i=81$ 位置)
付図 F.28	2	u_2 成分	LES の計算結果 ($i=121$ 位置)
付図 F.29	2	u_3 成分	流入変動風の生成結果
付図 F.30	2	u_3 成分	空間補間後
付図 F.31	2	u_3 成分	LES の計算結果 ($i=3$ 位置)
付図 F.32	2	u_3 成分	LES の計算結果 ($i=41$ 位置)
付図 F.33	2	u_3 成分	LES の計算結果 ($i=81$ 位置)
付図 F.34	2	u_3 成分	LES の計算結果 ($i=121$ 位置)

付表 F.2-3 図番号一覧表

図番号	ケース番号	風速成分	内 容
付図 F.35	3	u_1 成分	流入変動風の生成結果
付図 F.36	3	u_1 成分	流入量一定操作後
付図 F.37	3	u_1 成分	LES の計算結果 ($i=3$ 位置)
付図 F.38	3	u_1 成分	LES の計算結果 ($i=41$ 位置)
付図 F.39	3	u_1 成分	LES の計算結果 ($i=81$ 位置)
付図 F.40	3	u_1 成分	LES の計算結果 ($i=121$ 位置)
付図 F.41	3	u_2 成分	流入変動風の生成結果
付図 F.42	3	u_2 成分	LES の計算結果 ($i=3$ 位置)
付図 F.43	3	u_2 成分	LES の計算結果 ($i=41$ 位置)
付図 F.44	3	u_2 成分	LES の計算結果 ($i=81$ 位置)
付図 F.45	3	u_2 成分	LES の計算結果 ($i=121$ 位置)
付図 F.46	3	u_3 成分	流入変動風の生成結果
付図 F.47	3	u_3 成分	空間補間後
付図 F.48	3	u_3 成分	LES の計算結果 ($i=3$ 位置)
付図 F.49	3	u_3 成分	LES の計算結果 ($i=41$ 位置)
付図 F.50	3	u_3 成分	LES の計算結果 ($i=81$ 位置)
付図 F.51	3	u_3 成分	LES の計算結果 ($i=121$ 位置)

付表 F.2-4 図番号一覧表

図番号	ケース番号	風速成分	内 容
付図 F.52	4	u_1 成分	流入変動風の生成結果
付図 F.53	4	u_1 成分	流入量一定操作後
付図 F.54	4	u_1 成分	LES の計算結果 ($i=3$ 位置)
付図 F.55	4	u_1 成分	LES の計算結果 ($i=41$ 位置)
付図 F.56	4	u_1 成分	LES の計算結果 ($i=81$ 位置)
付図 F.57	4	u_1 成分	LES の計算結果 ($i=121$ 位置)
付図 F.58	4	u_2 成分	流入変動風の生成結果
付図 F.59	4	u_2 成分	LES の計算結果 ($i=3$ 位置)
付図 F.60	4	u_2 成分	LES の計算結果 ($i=41$ 位置)
付図 F.61	4	u_2 成分	LES の計算結果 ($i=81$ 位置)
付図 F.62	4	u_2 成分	LES の計算結果 ($i=121$ 位置)
付図 F.63	4	u_3 成分	流入変動風の生成結果
付図 F.64	4	u_3 成分	空間補間後
付図 F.65	4	u_3 成分	LES の計算結果 ($i=3$ 位置)
付図 F.66	4	u_3 成分	LES の計算結果 ($i=41$ 位置)
付図 F.67	4	u_3 成分	LES の計算結果 ($i=81$ 位置)
付図 F.68	4	u_3 成分	LES の計算結果 ($i=121$ 位置)

付表 F.2-5 図番号一覧表

図番号	ケース番号	風速成分	内 容
付図 F.69	5	u_1 成分	流入変動風の生成結果
付図 F.70	5	u_1 成分	divergence-free 操作+流入量一定操作後
付図 F.71	5	u_1 成分	LES の計算結果 ($i=3$ 位置)
付図 F.72	5	u_1 成分	LES の計算結果 ($i=41$ 位置)
付図 F.73	5	u_1 成分	LES の計算結果 ($i=81$ 位置)
付図 F.74	5	u_1 成分	LES の計算結果 ($i=121$ 位置)
付図 F.75	5	u_2 成分	流入変動風の生成結果
付図 F.76	5	u_2 成分	divergence-free 操作後
付図 F.77	5	u_2 成分	LES の計算結果 ($i=3$ 位置)
付図 F.78	5	u_2 成分	LES の計算結果 ($i=41$ 位置)
付図 F.79	5	u_2 成分	LES の計算結果 ($i=81$ 位置)
付図 F.80	5	u_2 成分	LES の計算結果 ($i=121$ 位置)
付図 F.81	5	u_3 成分	流入変動風の生成結果
付図 F.82	5	u_3 成分	空間補間+divergence-free 操作後
付図 F.83	5	u_3 成分	LES の計算結果 ($i=3$ 位置)
付図 F.84	5	u_3 成分	LES の計算結果 ($i=41$ 位置)
付図 F.85	5	u_3 成分	LES の計算結果 ($i=81$ 位置)
付図 F.86	5	u_3 成分	LES の計算結果 ($i=121$ 位置)

また、図中の i, k と座標の関係は、付表 F.3 のとおりである。

付表 F.3-1 i と x_1 座標の関係

i		3	41	81	121
x_1 座標	u_1 成分	0.114	2.29	4.57	6.86
	u_2, u_3 成分	0.086	2.25	4.53	6.81

付表 F.3-2 k と x_3 座標の関係

k		2	3	4	5	6	7	8	9
x_3 座標	u_1, u_2 成分	0.014	0.043	0.073	0.104	0.136	0.168	0.202	0.236
	u_3 成分	0.029	0.058	0.088	0.119	0.152	0.185	0.219	0.254

10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
0.272	0.309	0.347	0.386	0.426	0.467	0.510	0.554	0.599	0.645	0.693
0.290	0.328	0.366	0.405	0.446	0.488	0.531	0.576	0.622	0.669	0.718

次ページに各ケースのポワースベクトル密度の概要を示す。

(1) ケース 1

流入変動風の生成において、全周波数域に渡ってフラットな周波数特性を持つポワースベクトル密度を目標値とし、クロススペクトル密度（空間相関）を考慮していないケース 1 の場合、 u_1 成分のポワースベクトル密度は、床面近傍の $x_3 \leq 0.104$ ($k \leq 5$) では、風下側の $x_1 \geq 4.57$ ($i \leq 81$) で床面の影響により徐々に高周波数側のパワーが低下し、ある程度スペクトル勾配が形成される。しかし、スペクトルのパワー自体は、目標値に比べて小さく、目標値を再現できていない。また、それ以上の高さでは、スペクトル形状は、全周波数域でフラットなままであり、目標値を再現できていない。

u_2, u_3 成分のポワースベクトル密度は、いずれの高さでも流入変動風より低周波数側のパワーが低下し、逆にカットオフ周波数付近のパワーが増加する傾向が見られる。この傾向は、風下側では若干弱まるが、スペクトル形状には、ほとんど改善が見られず、目標値を再現することはできなかった。

(2) ケース 2

モデル式のポワースベクトル密度のみ目標値とし、ケース 1 と同様、クロススペクトル密度を考慮していないケース 2 の場合、 u_1 成分のポワースベクトル密度は、床面近傍の $x_3 = 0.014$ ($k=2$) では、流入変動風の生成時に与えたスペクトル形状がある程度維持されるが、それ以上の高さでは、風下側ほどスペクトル形状が全周波数域に渡ってフラットになる傾向があり、ケース 1 と類似した結果となっている。

u_2, u_3 成分のポワースベクトル密度は、いずれの高さでも流入変動風生成時に与えたスペクトル形状が維持されず、風下側では、ケース 1 と類似した結果となり、目標値を再現することはできなかった。

(3) ケース 3

モデル式のポワースベクトル密度および同一成分間 ($u_1-u_1, u_2-u_2, u_3-u_3$ 成分) のクロススペクトル密度を考慮し、 u_1 成分と u_3 成分間の shear 成分のクロススペクトル密度を考慮していないケース 3 の場合、 u_1 成分のポワースベクトル密度は、いずれの高さでも、流入直後の領域から風下側の領域まで、ほぼ流入変動風のスペクトル形状が維持されている。

u_2 成分のポワースベクトル密度は、床面近傍の $x_3 \leq 0.168$ ($k \leq 7$) では、風下側ほどカットオフ周波数付近のパワーが大きくなり、スペクトル形状がフラットになる傾向が見

られるが、それ以上の高さでは、概ね目標値を再現できている。

u_3 成分のパワースペクトル密度は、床面近傍の $x_3 \leq 0.119$ ($k \leq 5$) では、ケース 2 と同様、低周波数域のパワーが流入変動風に比べて低下し、逆にカットオフ周波数付近のパワーが増加する傾向が見られ、風下側の $x_1 = 6.81$ ($i = 121$) では、ケース 2 と類似した結果となっている。この原因としては、床面近傍の格子精度が不十分であることが考えられる。しかし、それ以上の高さでは、ほぼ流入変動風のスペクトル形状が維持されている。

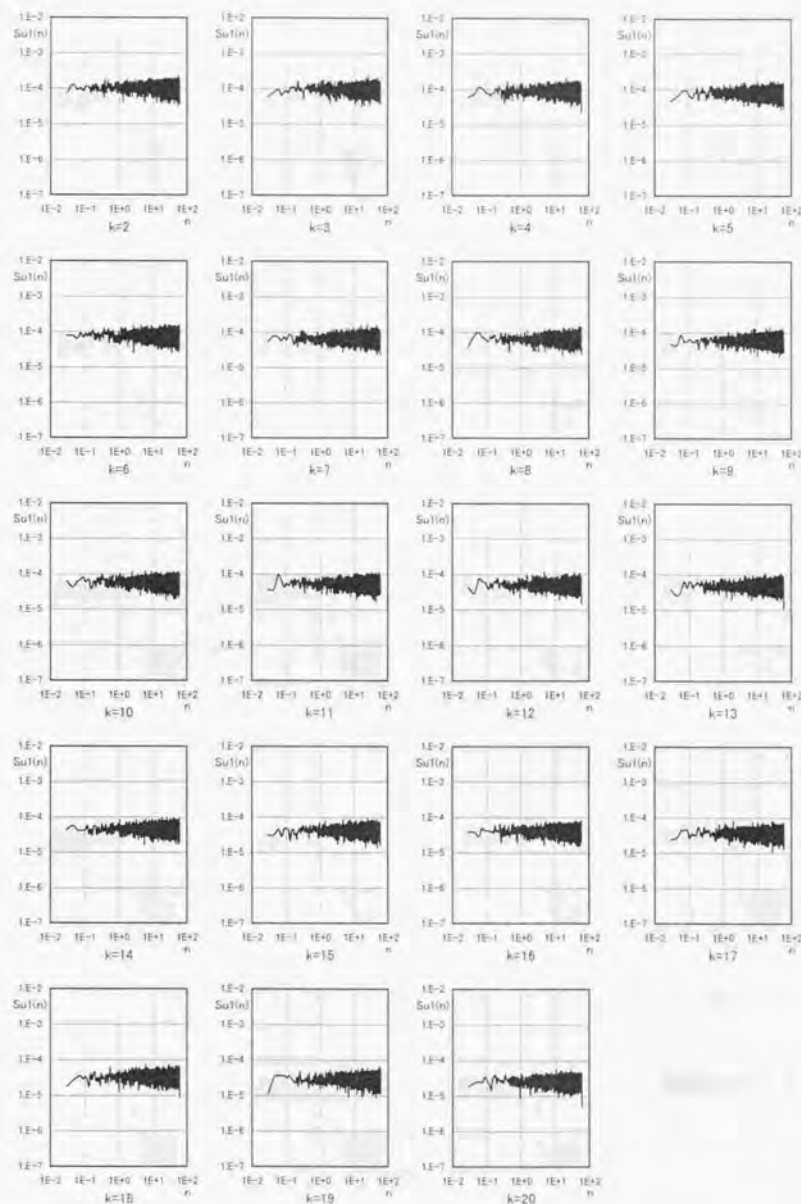
(4) ケース 4

ケース 3 に加えて shear 成分 (u_1 - u_3 成分) を考慮したケース 4 の場合、 u_1 、 u_2 成分のパワースペクトル密度は、ケース 3 とほぼ同じ傾向を示している。

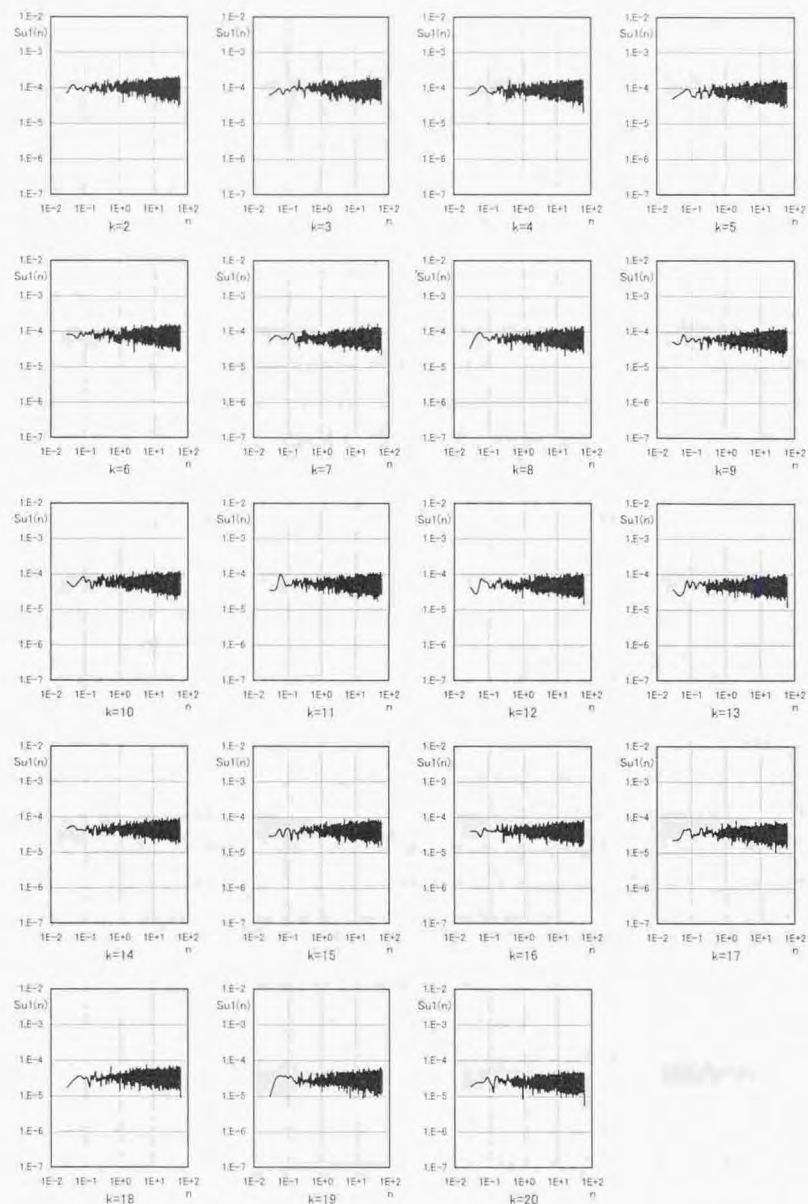
u_3 成分のパワースペクトル密度もほぼケース 3 と同じ傾向であるが、流入直後の $x_3 = 0.086$ ($i = 3$) では、流入変動風生成時に再現できていない $n < 10^4$ のパワーがまだ回復していないが、 $x_1 \geq 2.25$ ($i \geq 41$) では、 $n < 10^4$ のパワーも徐々に回復している。

(5) ケース 5

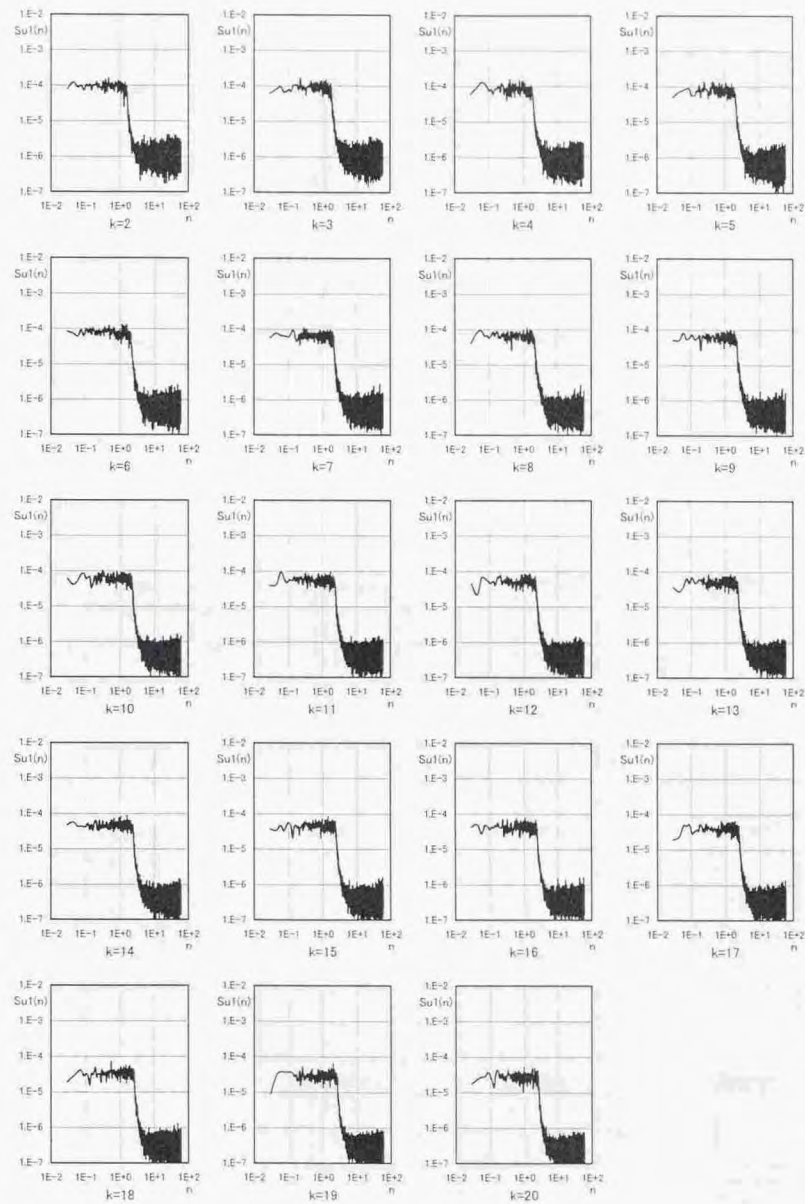
ケース 4 の流入変動風に対して、divergence-free 操作を施したケース 5 の場合、 u_1 、 u_2 、 u_3 成分のパワースペクトル密度は、いずれもケース 4 とほとんど同じ傾向を示している。



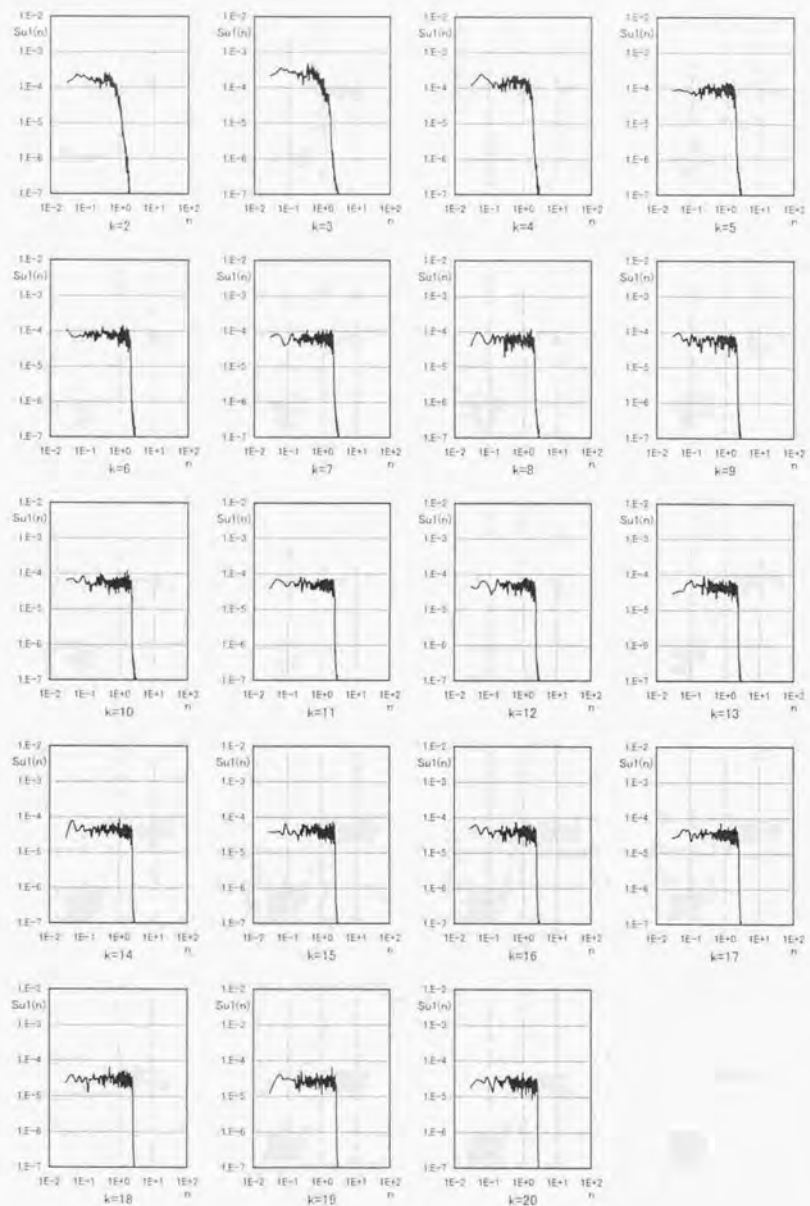
付図F.1 流入変動風のパワースペクトル(case1:u)成分, $j=16 \sim 31$ の平均値)



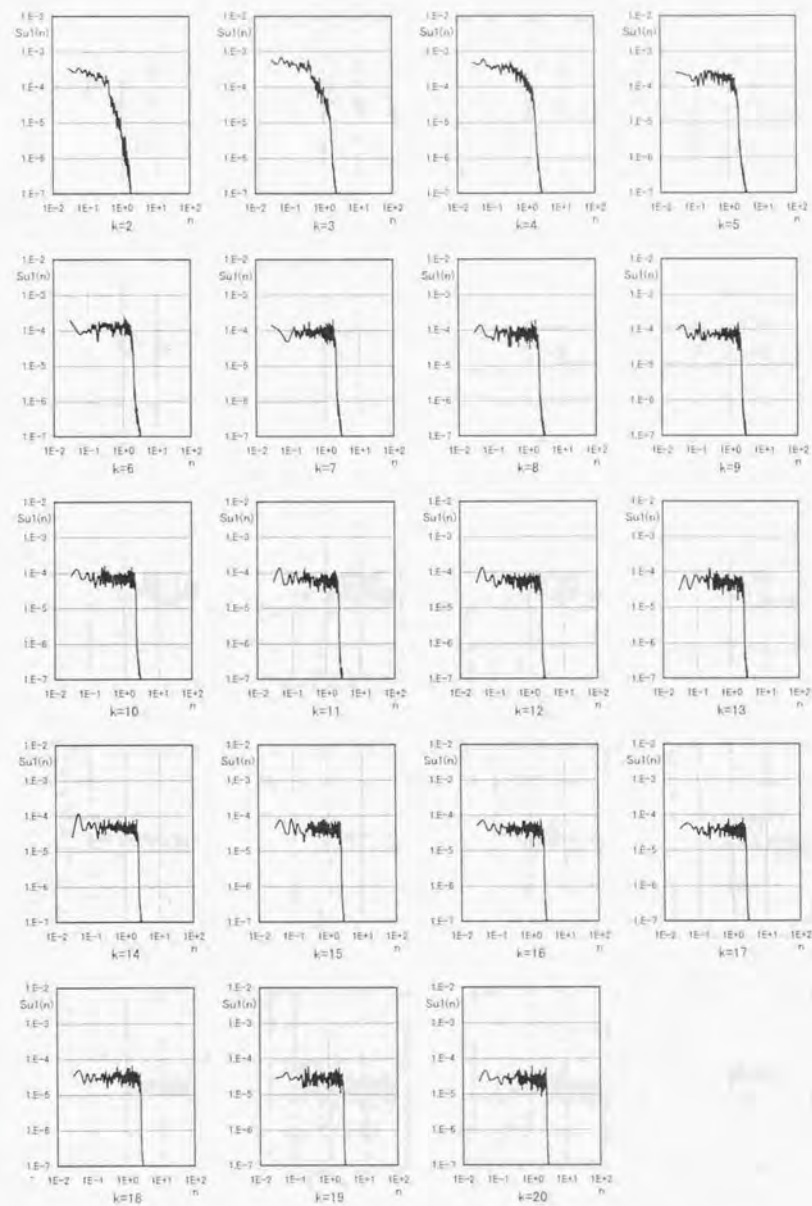
付図F.2 流入変動風のパワースペクトル(case1:u1成分, j=16~31の平均値, 流入量一定操作後)



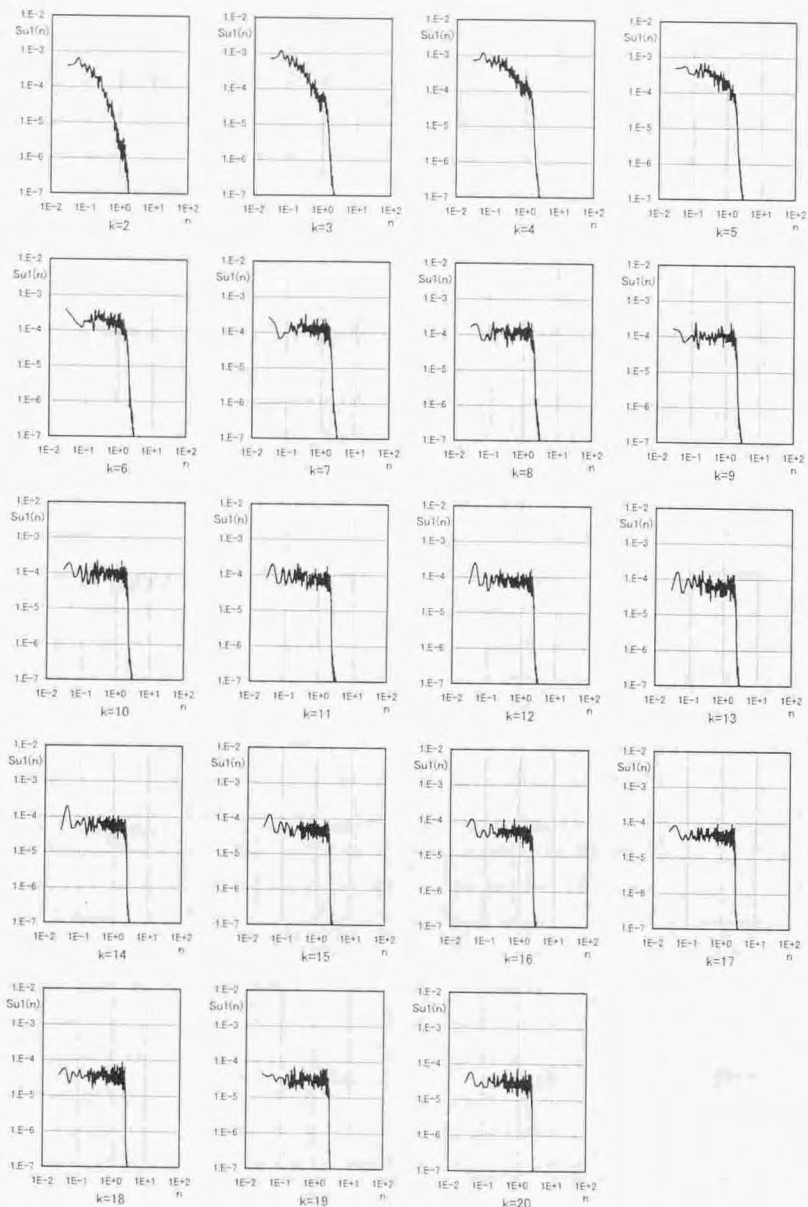
付図F.3 LES計算のパワースペクトル(case1:u1成分, i=3, j=16~31の平均値)



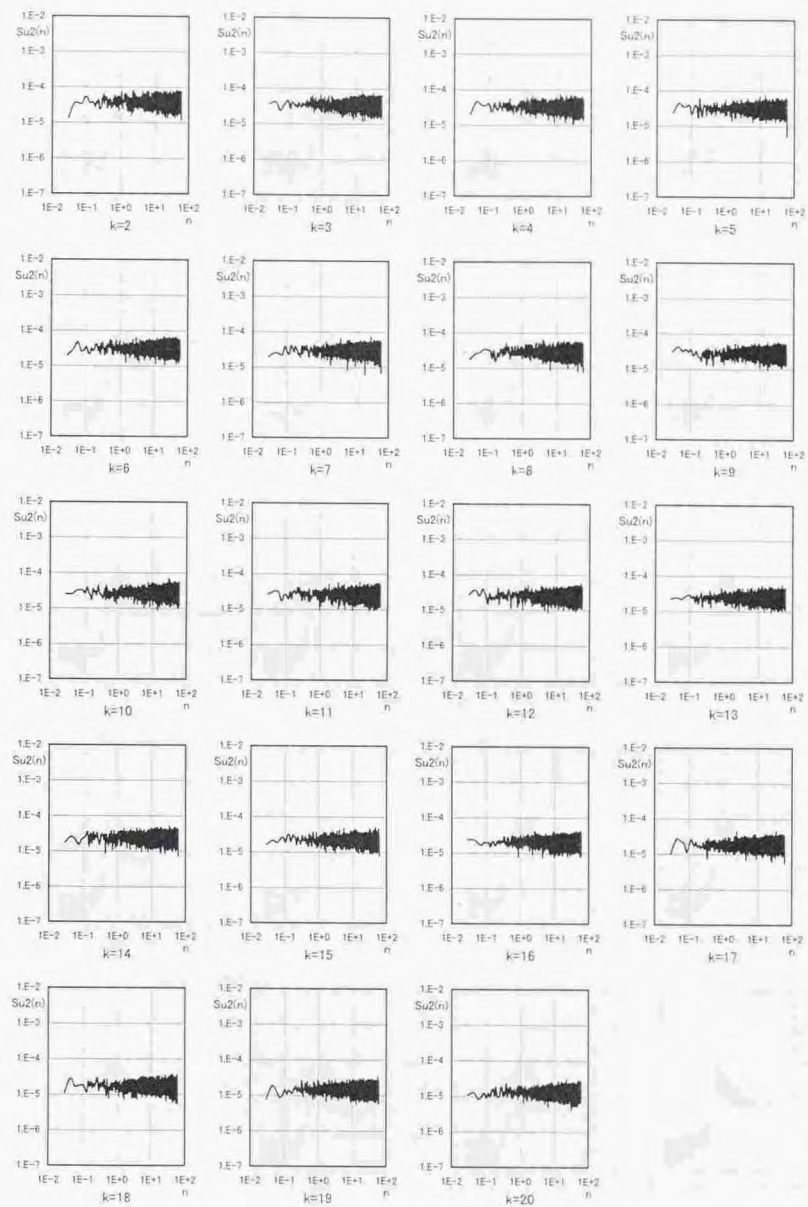
付図F.4 LES計算結果のパワースペクトル(case1:u1成分, $i=41$, $j=16\sim 31$ の平均値)



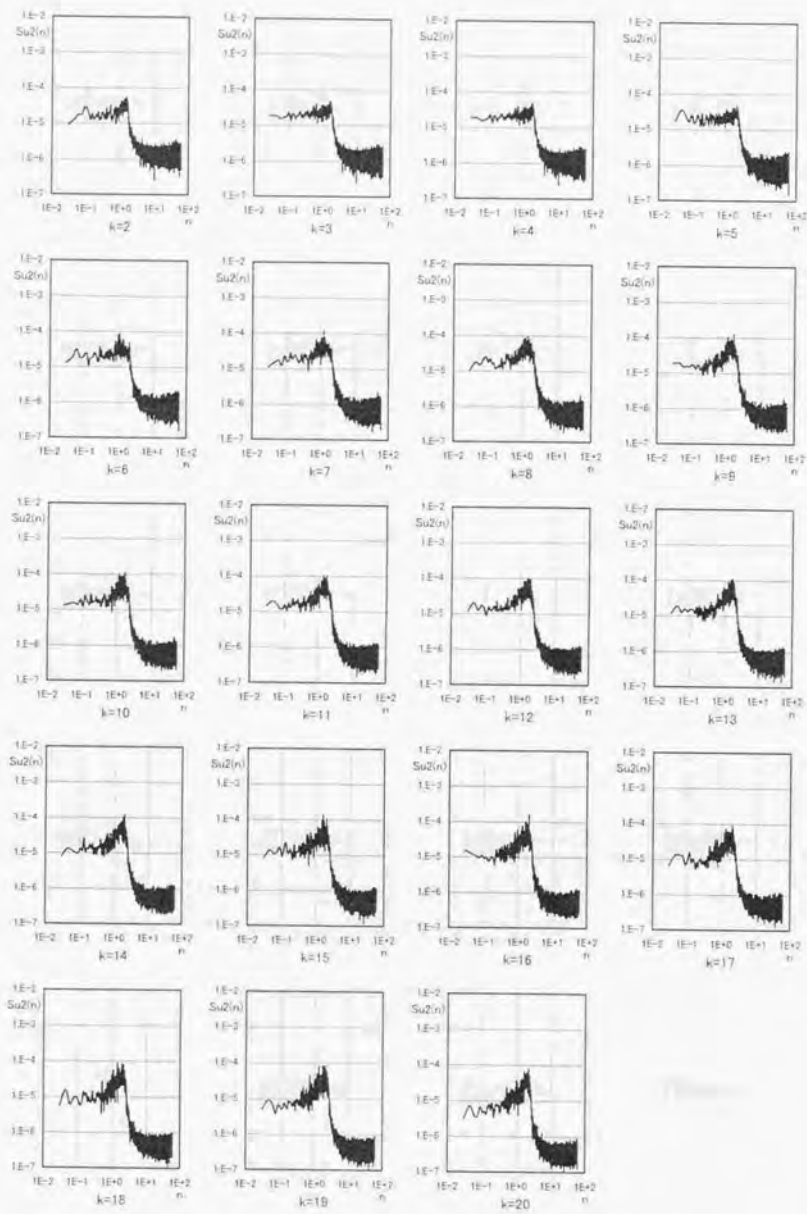
付図F.5 LES計算結果のパワースペクトル(case1:u1成分, $i=81$, $j=16\sim 31$ の平均値)



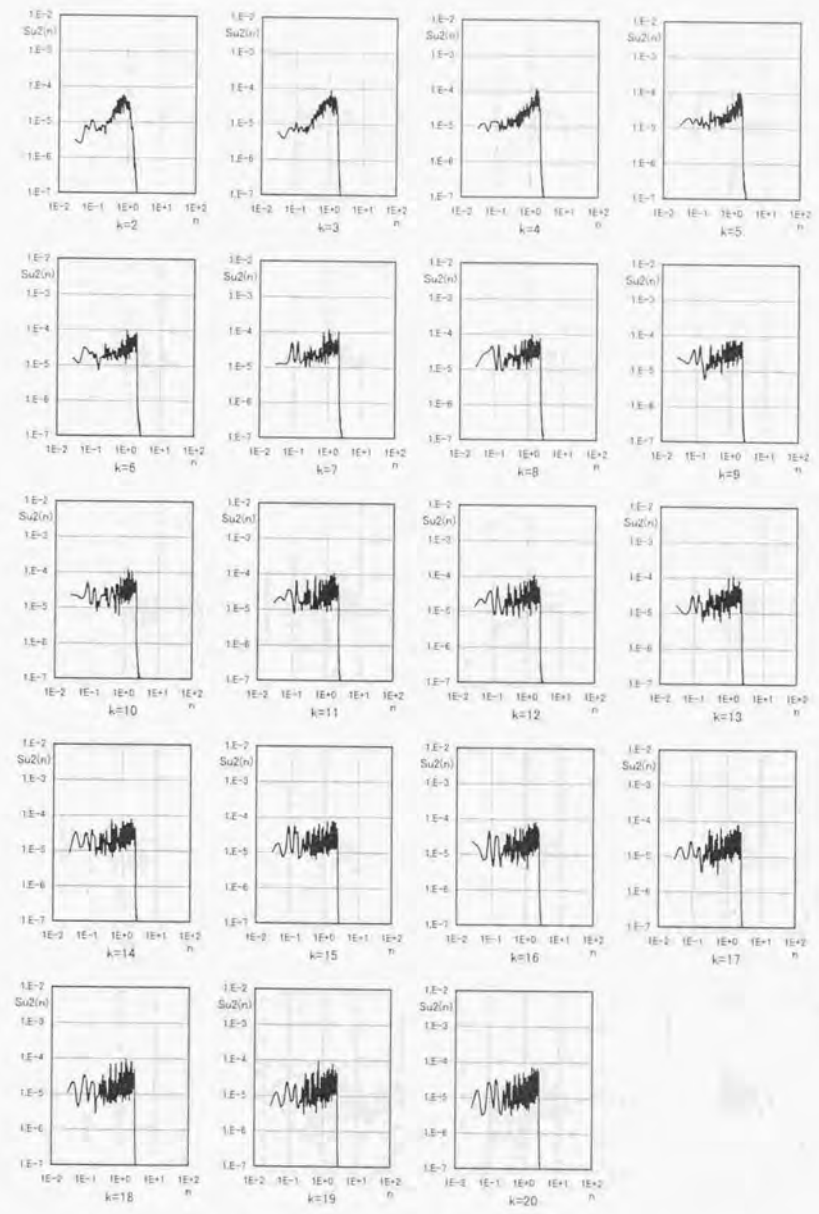
付図F.6 LES計算結果のパワースペクトル(case1:u1成分, i=121, j=16~31の平均値)



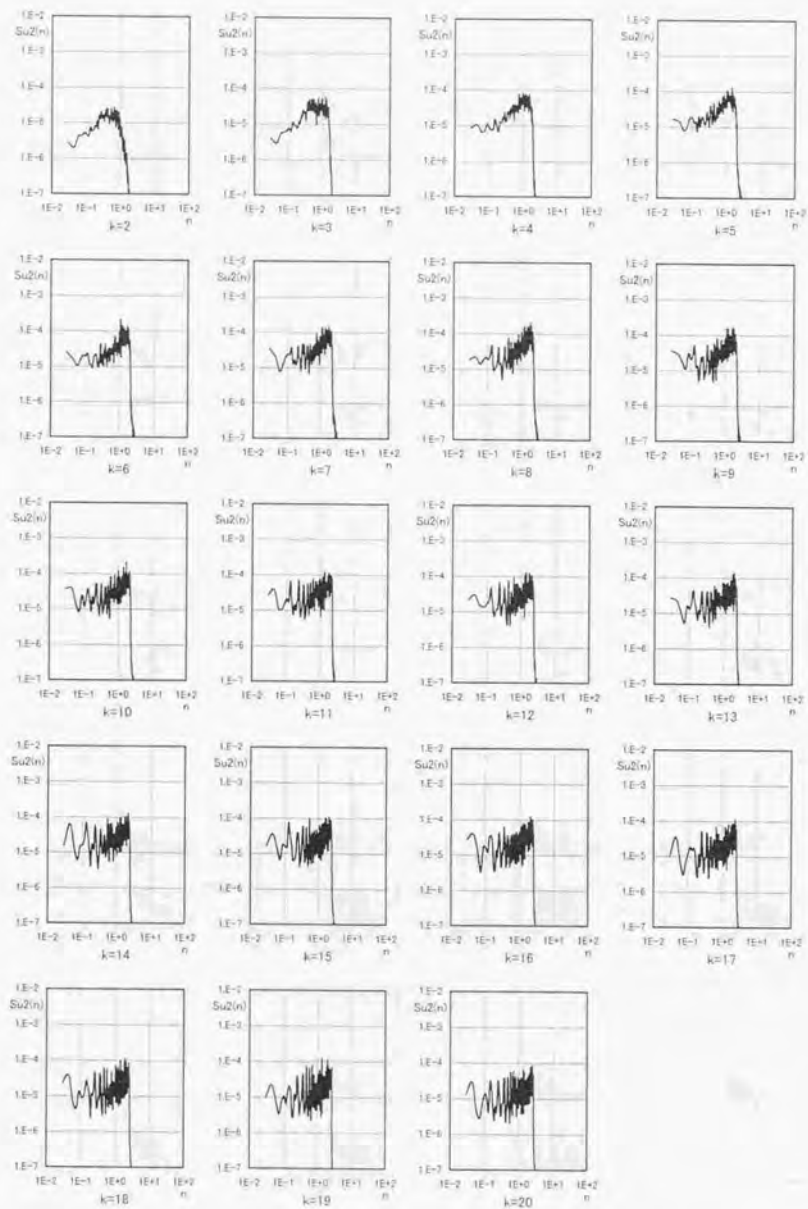
付図F.7 流入変動風のパワースペクトル(case1:u2成分, j=16~31の平均値)



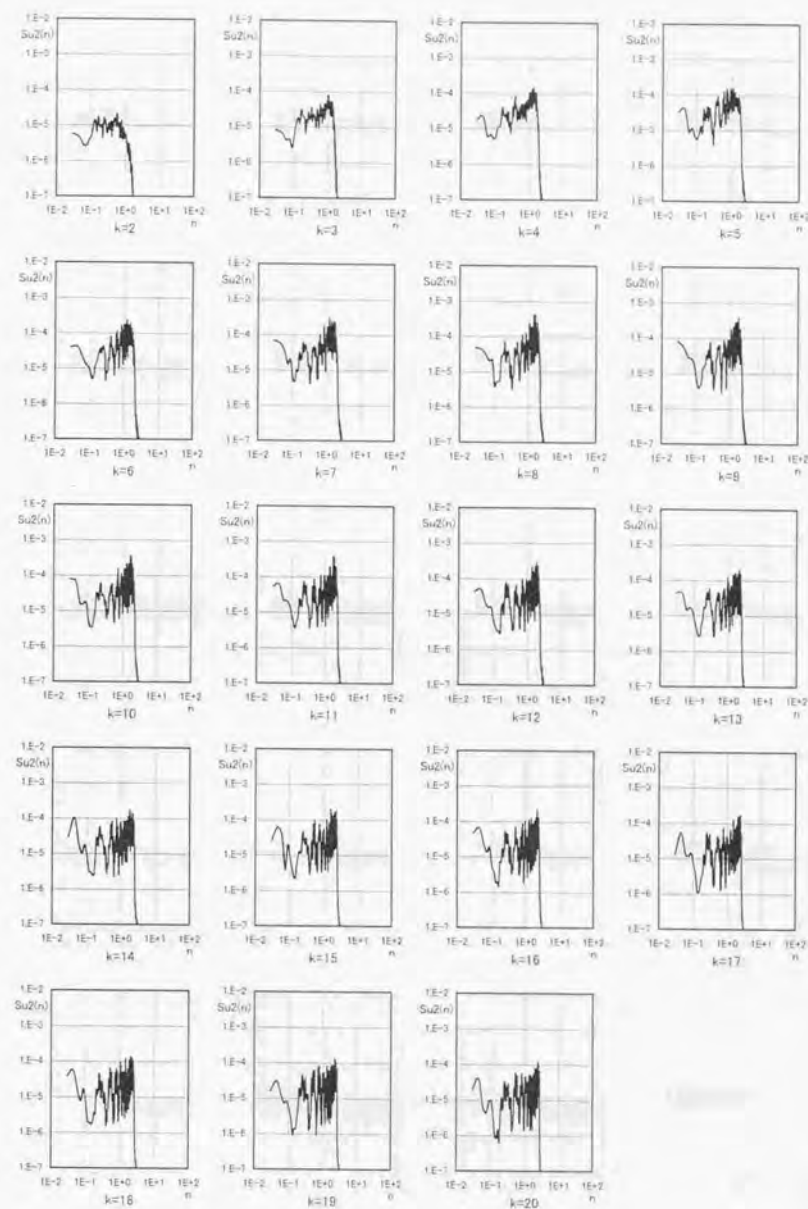
付図F.8 LES計算のパワースペクトル(case1:u2成分, $i=3, j=16\sim 31$ の平均値)



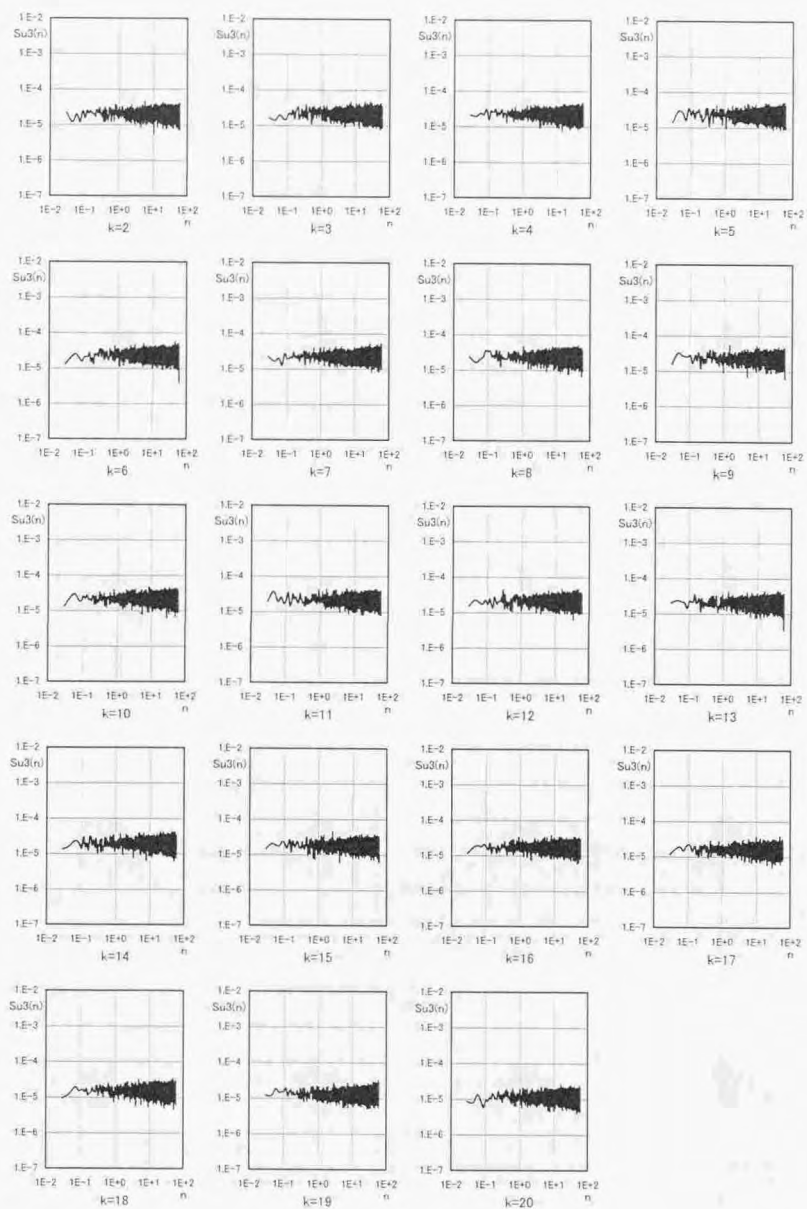
付図F.9 LES計算結果のパワースペクトル(case1:u2成分, $i=41, j=16\sim 31$ の平均値)



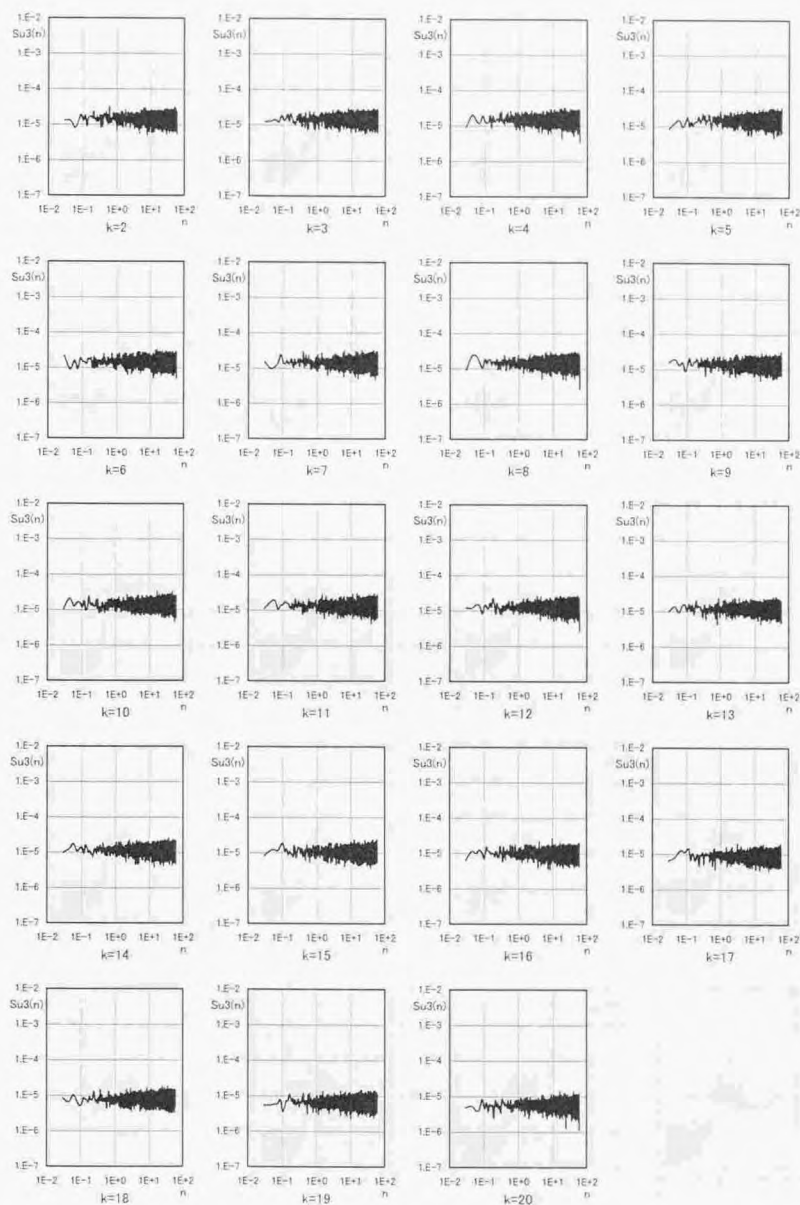
付図F.10 LES計算結果のワースペクトル(case1:u2成分, i=81, j=16~31の平均値)



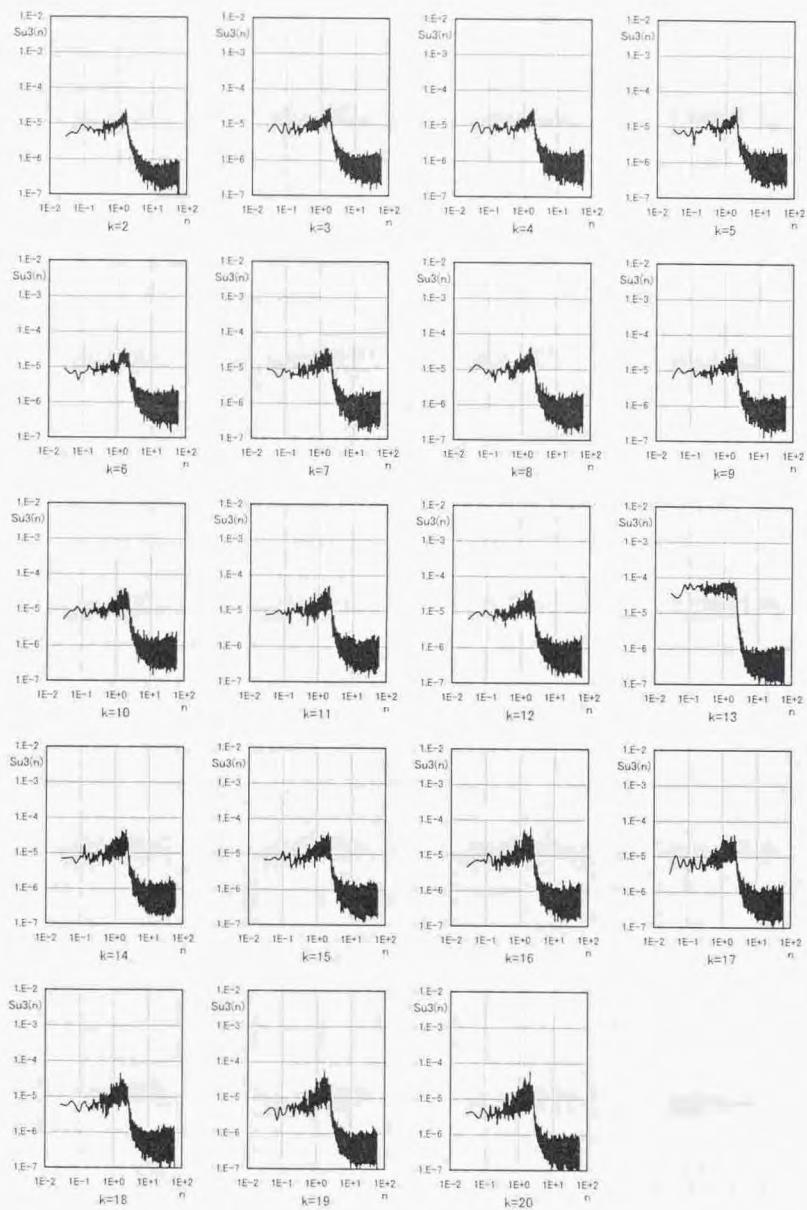
付図F.11 LES計算結果のワースペクトル(case1:u2成分, i=121, j=16~31の平均値)



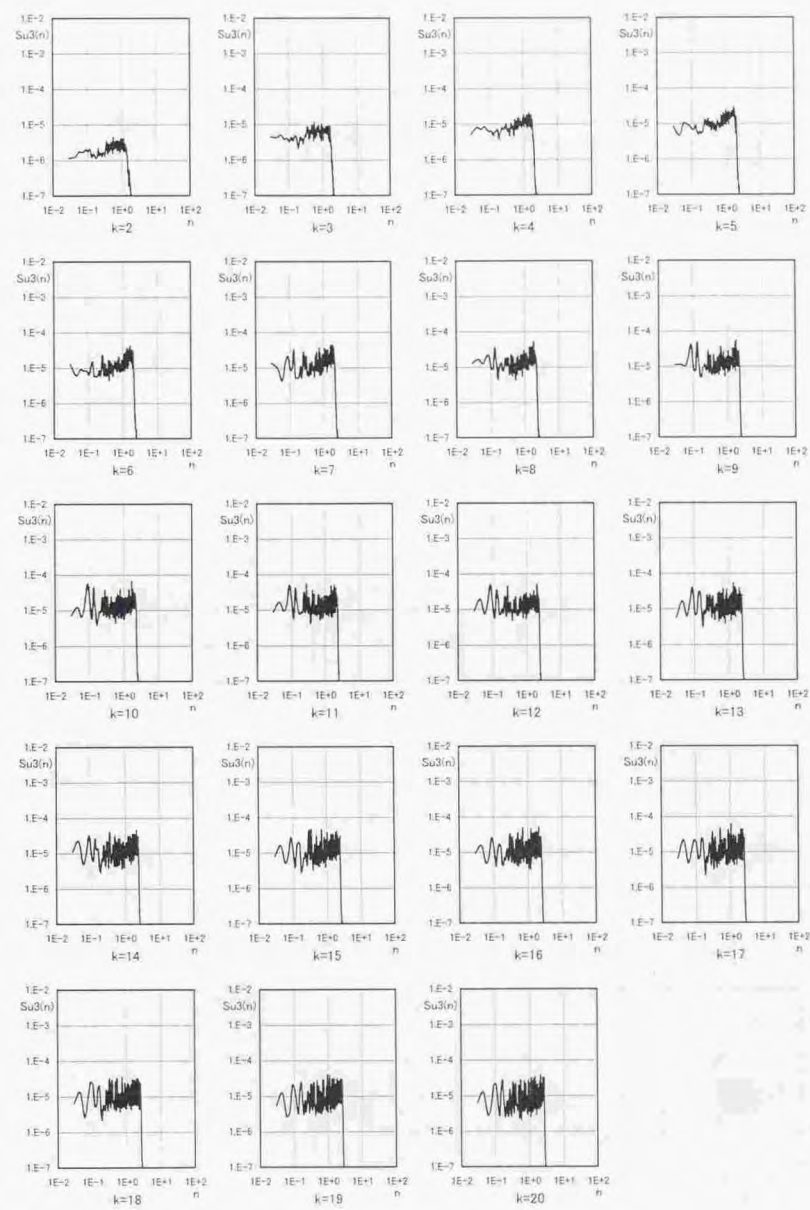
付図F.12 流入変動風のパワースペクトル(case1:u3成分, j=16~31の平均値)



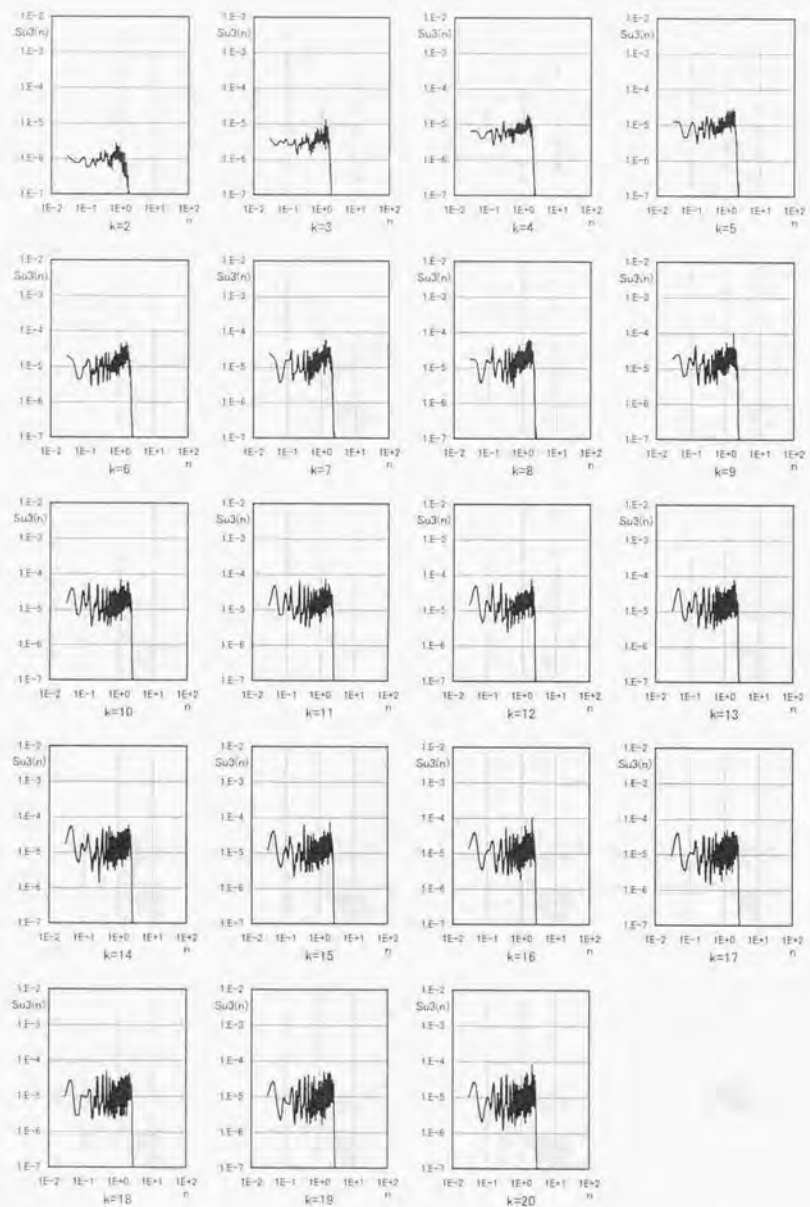
付図F.13 流入変動風のパワースペクトル(case1:u3成分, j=16~31の平均値, 空間補間後)



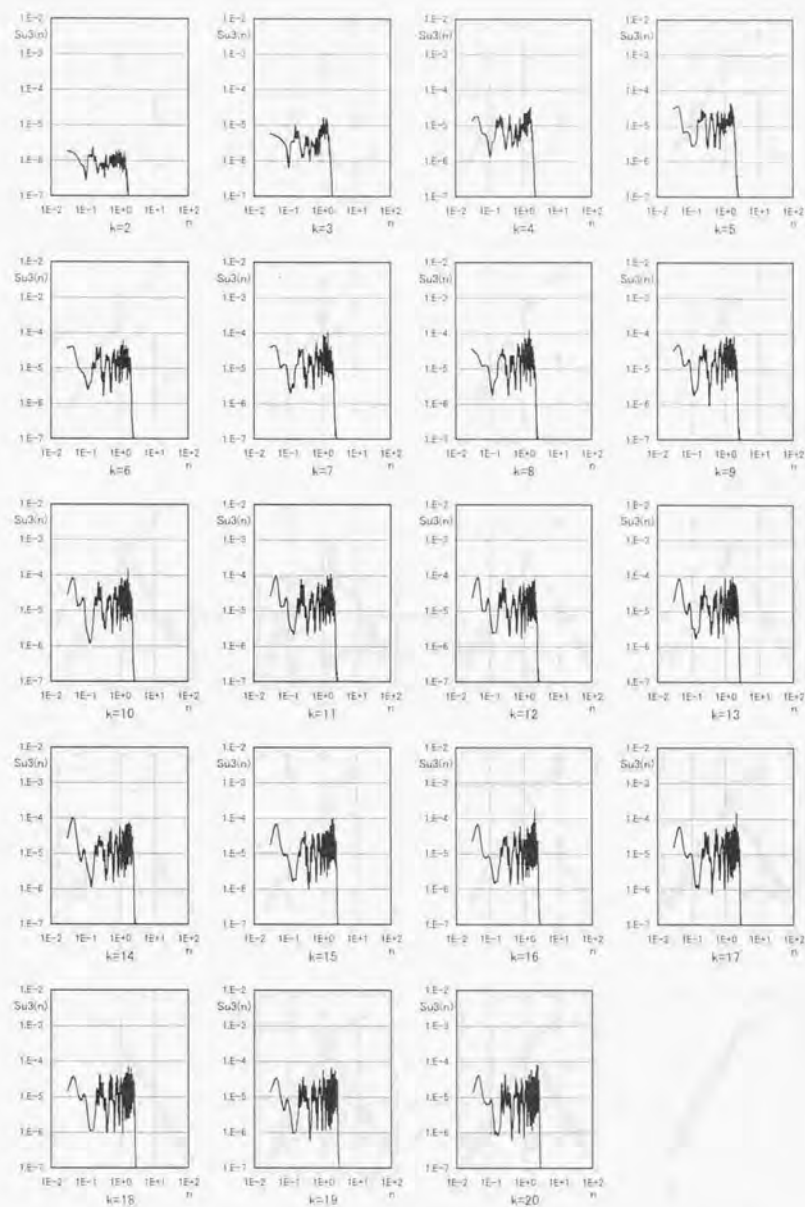
付図F.14 LES計算のパワースペクトル(case1:u3成分, $i=3$, $j=16\sim 31$ の平均値)



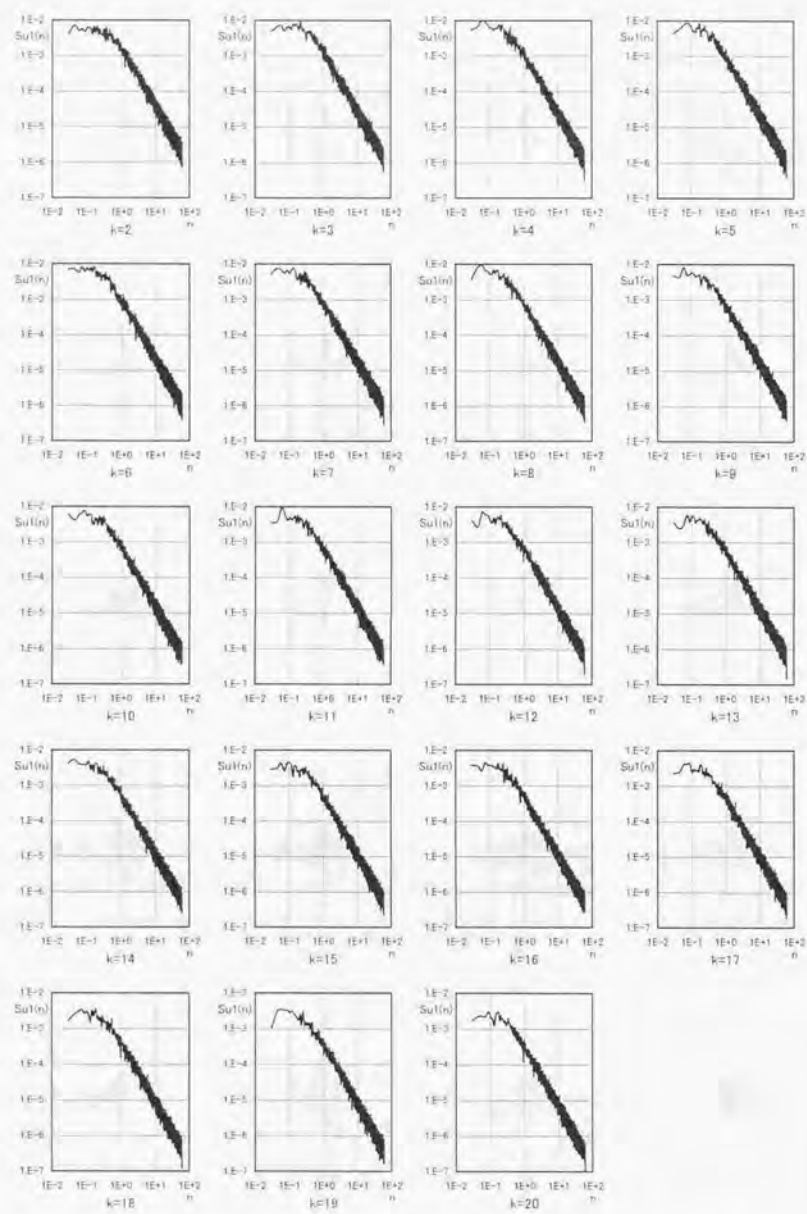
付図F.15 LES計算結果のパワースペクトル(case1:u3成分, $i=41$, $j=16\sim 31$ の平均値)



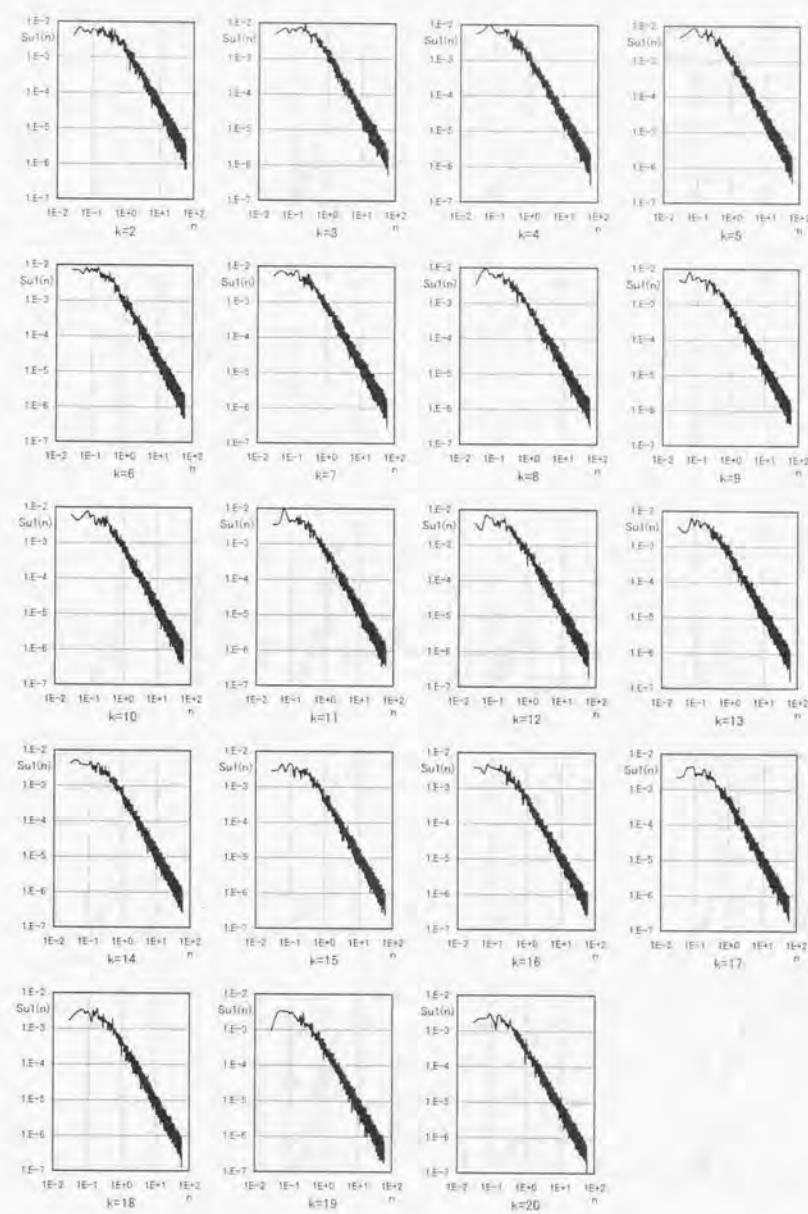
付図F.16 LES計算結果のパワースペクトル(case1:u3成分, $i=81$, $j=16\sim 31$ の平均値)



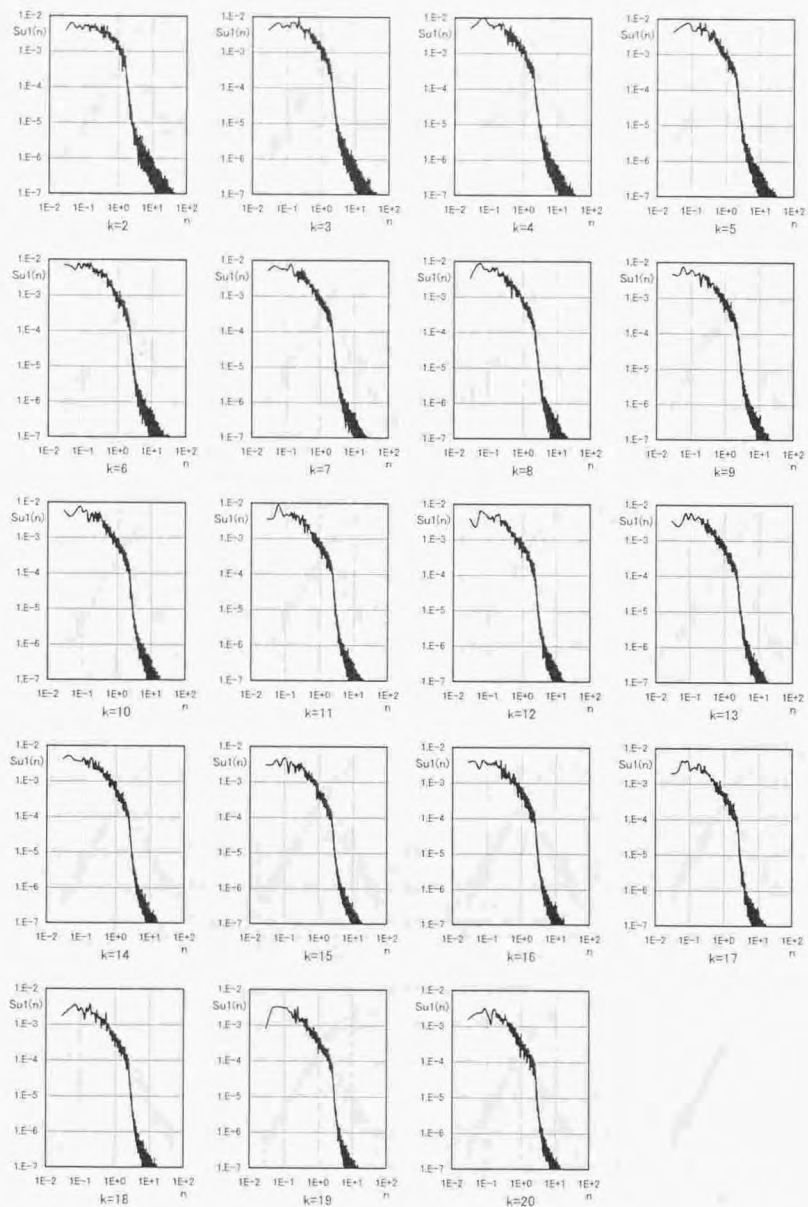
付図F.17 LES計算結果のパワースペクトル(case1:u3成分, $i=121$, $j=16\sim 31$ の平均値)



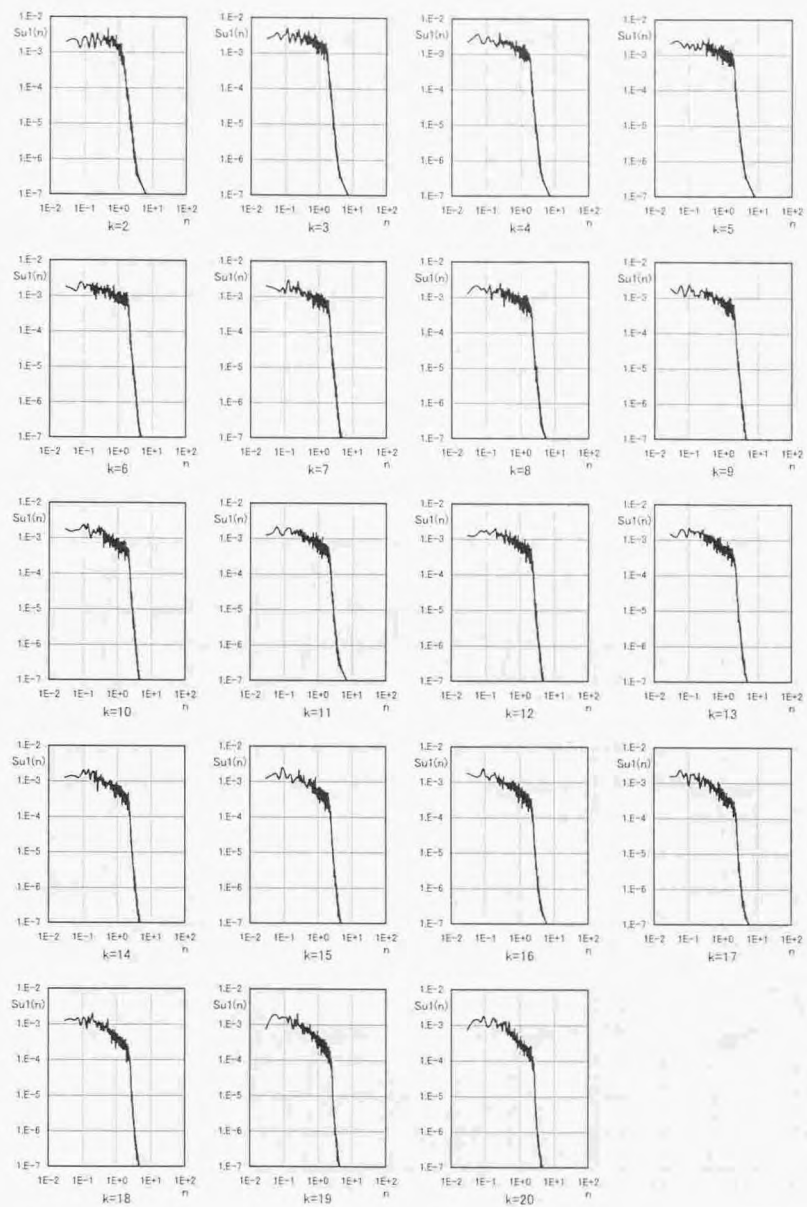
付図F.18 流入変動風のパワースペクトル(case2:u1成分, j=16~31の平均値)



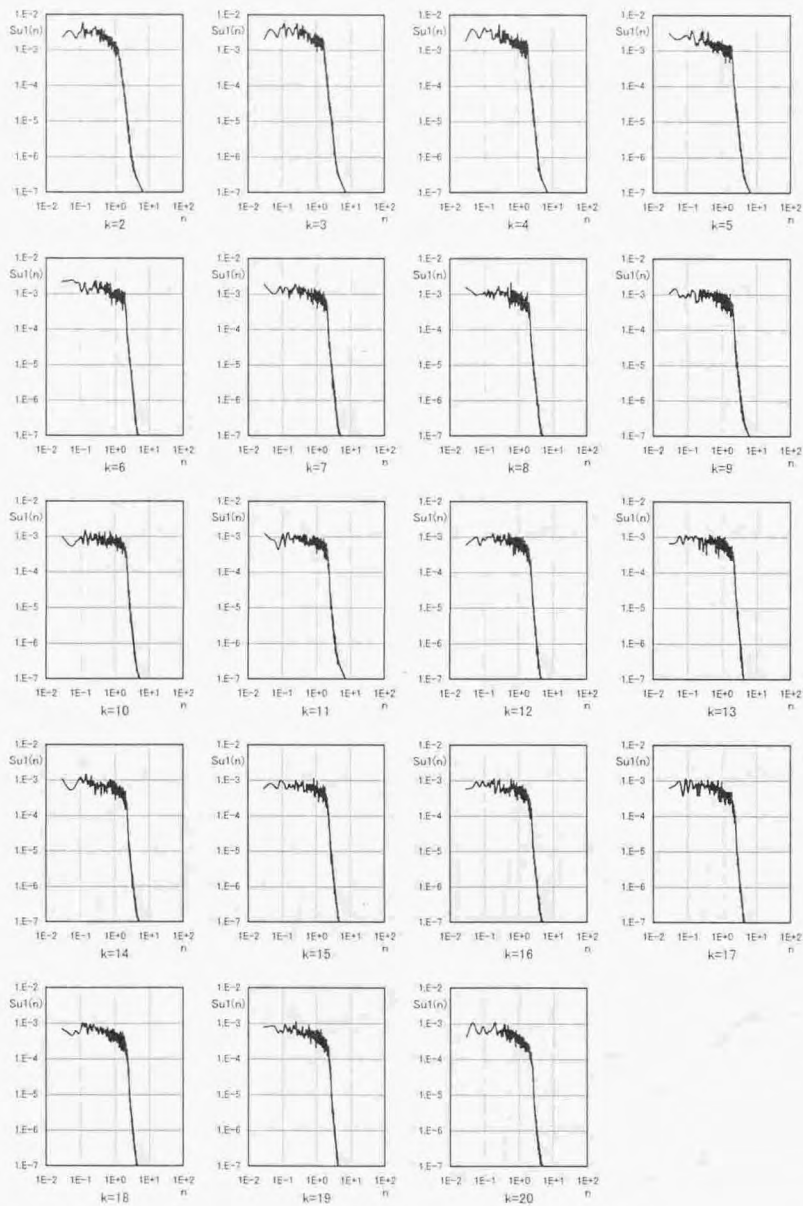
付図F.19 流入変動風のパワースペクトル(case2:u1成分, j=16~31の平均値, 流入量一定操作後)



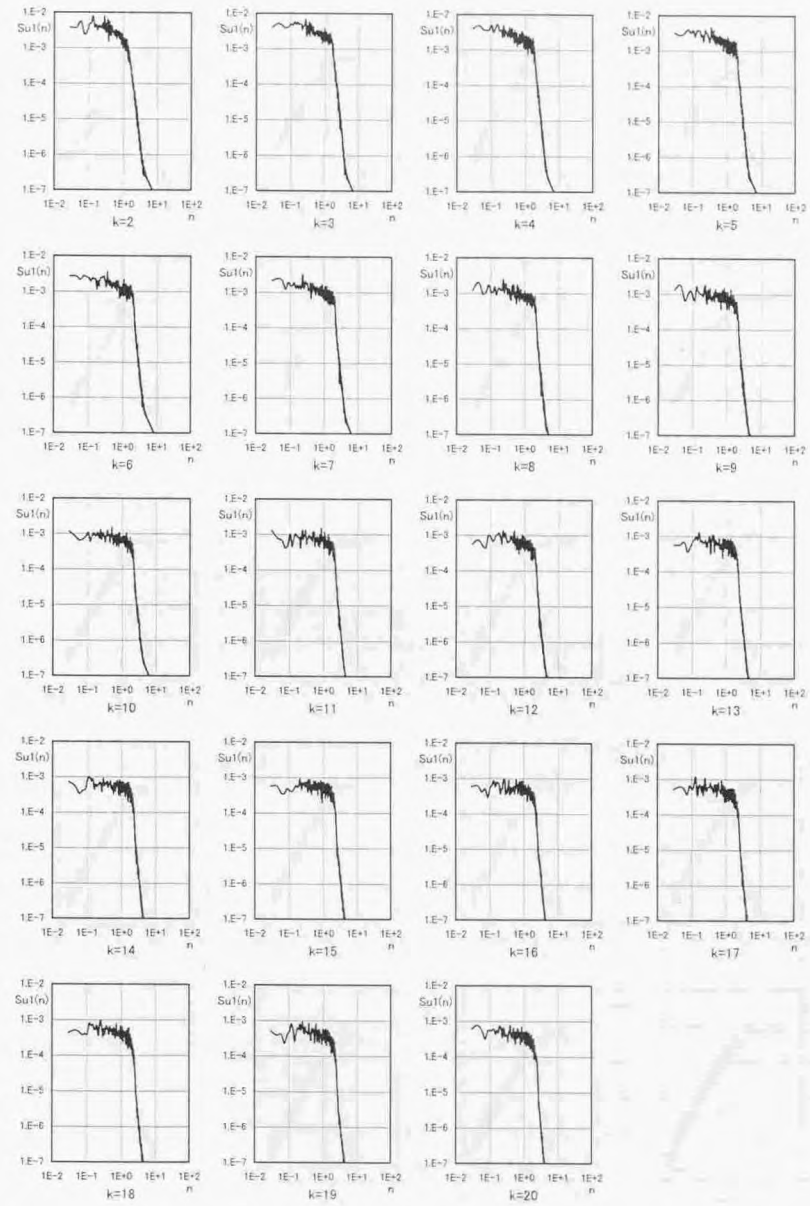
付図F.20 LES計算のパワースペクトル(case2:u1成分, $i=3$, $j=16\sim 31$ の平均値)



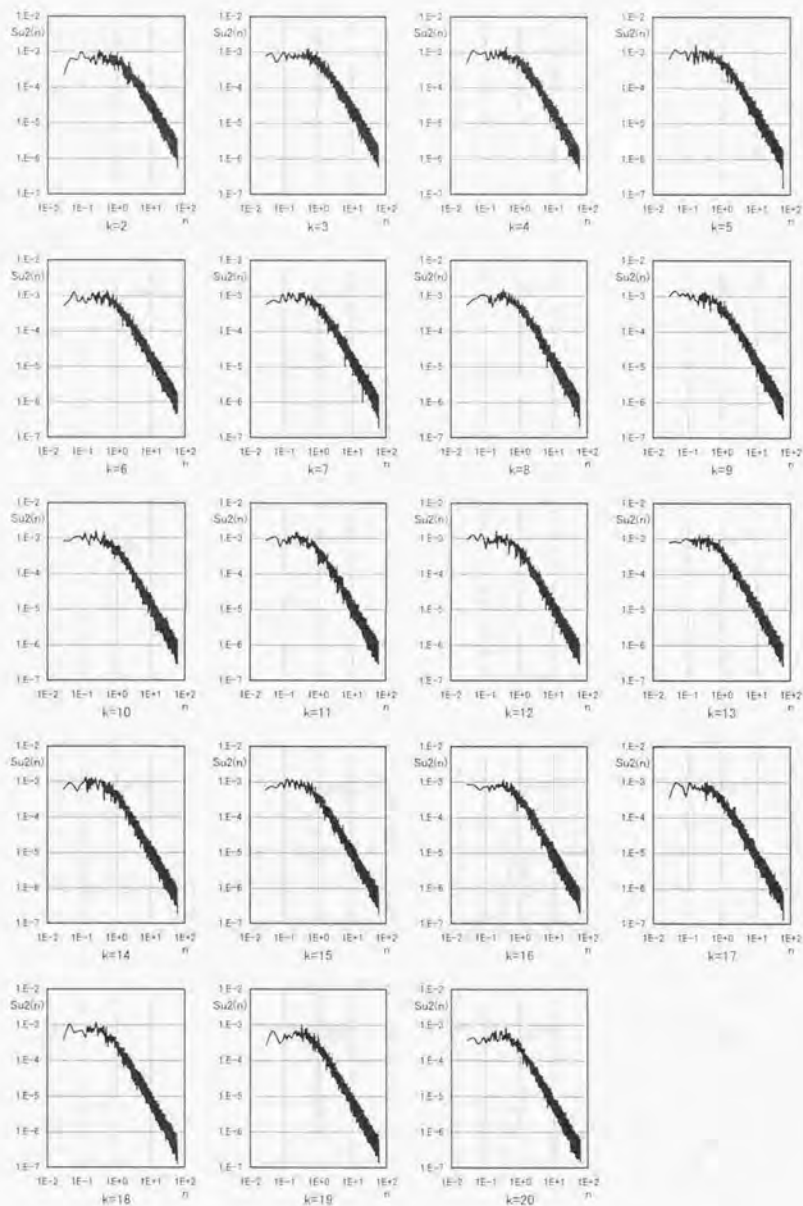
付図F.21 LES計算結果のパワースペクトル(case2:u1成分, $i=41$, $j=16\sim 31$ の平均値)



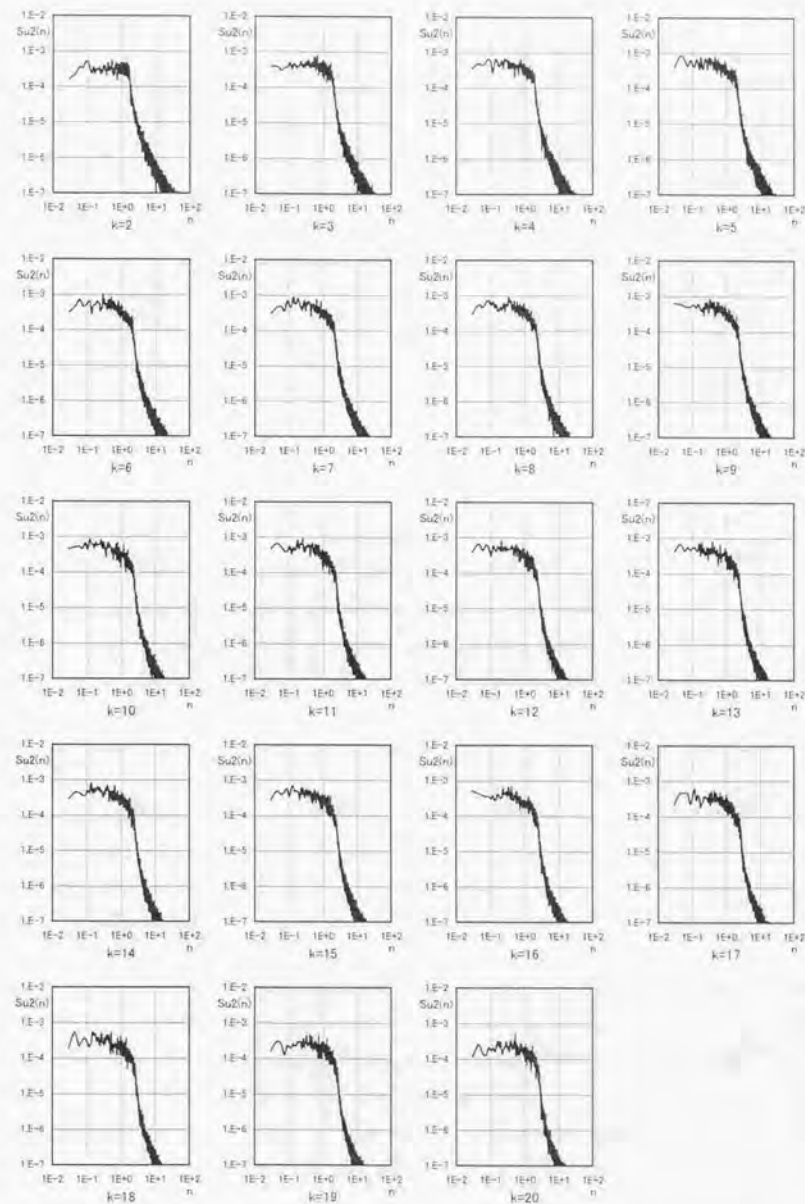
付図F.22 LES計算結果のパワースペクトル(case2:u1成分, $i=81$, $j=16\sim 31$ の平均値)



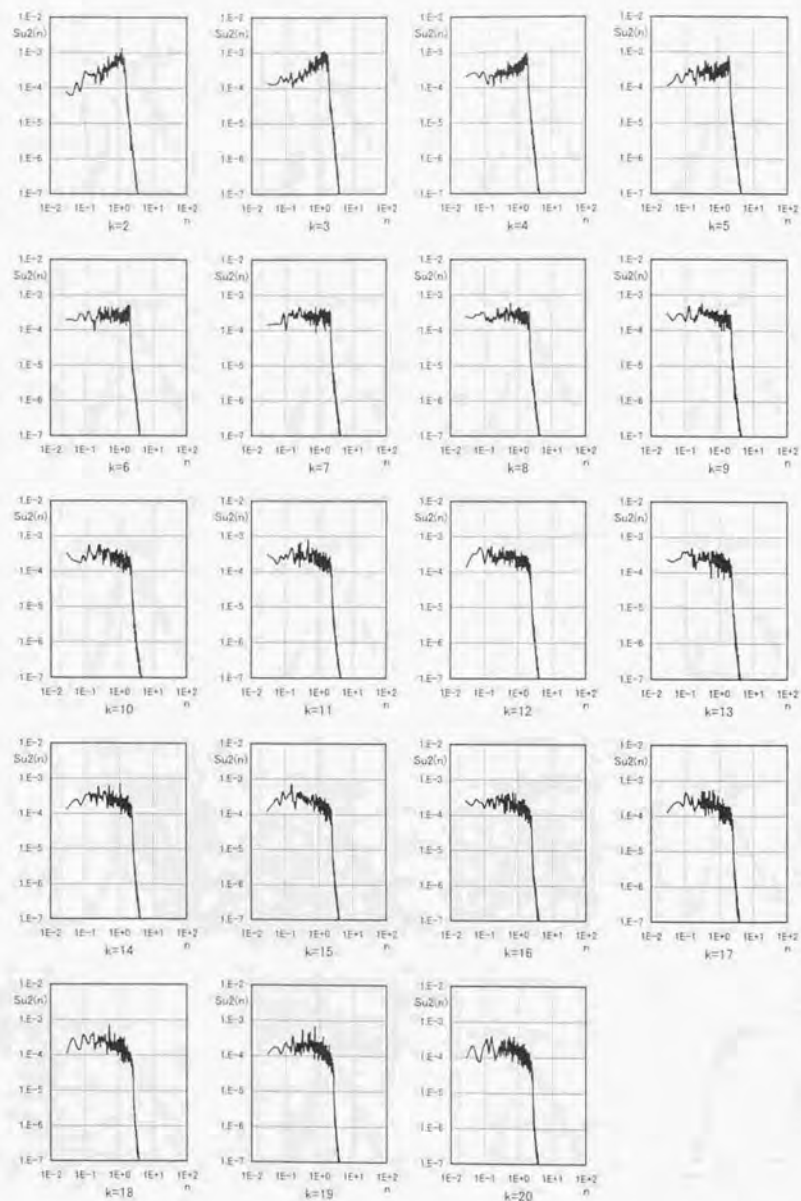
付図F.23 LES計算結果のパワースペクトル(case2:u1成分, $i=121$, $j=16\sim 31$ の平均値)



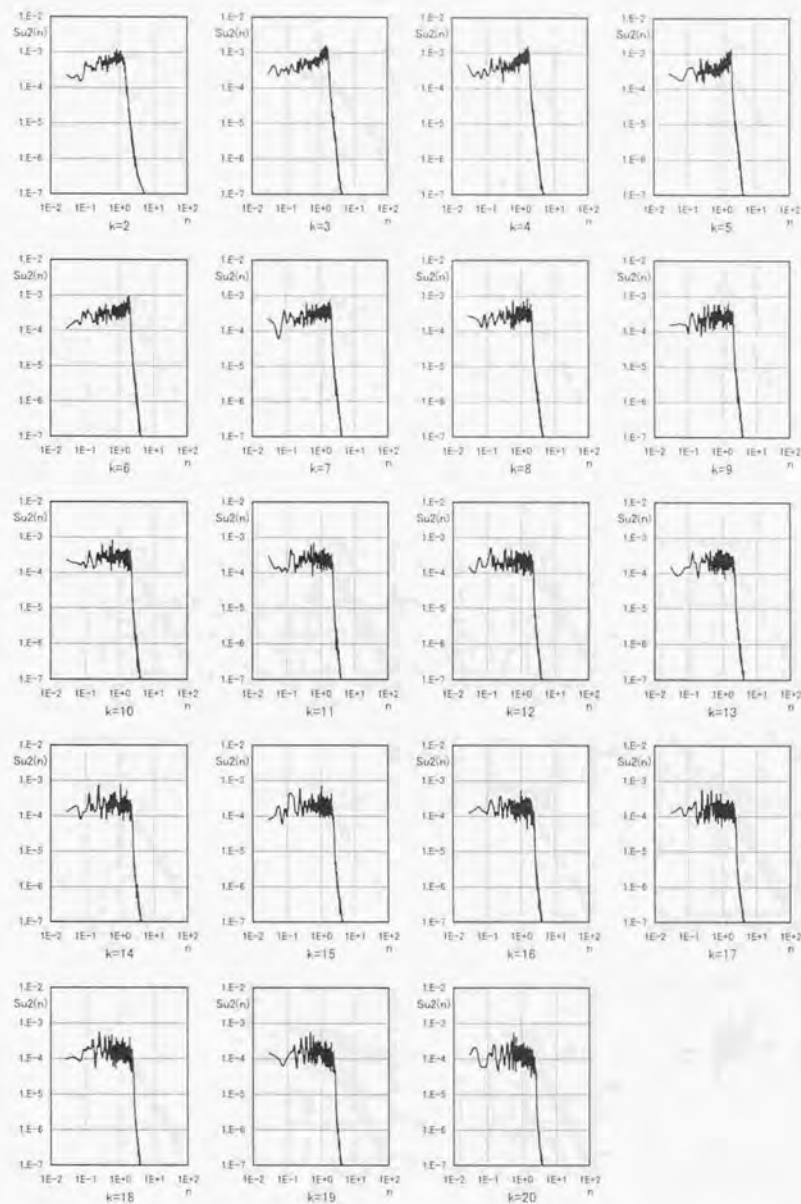
付図F.24 流入変動風のパワースペクトル(case2:u2成分, j=16~31の平均値)



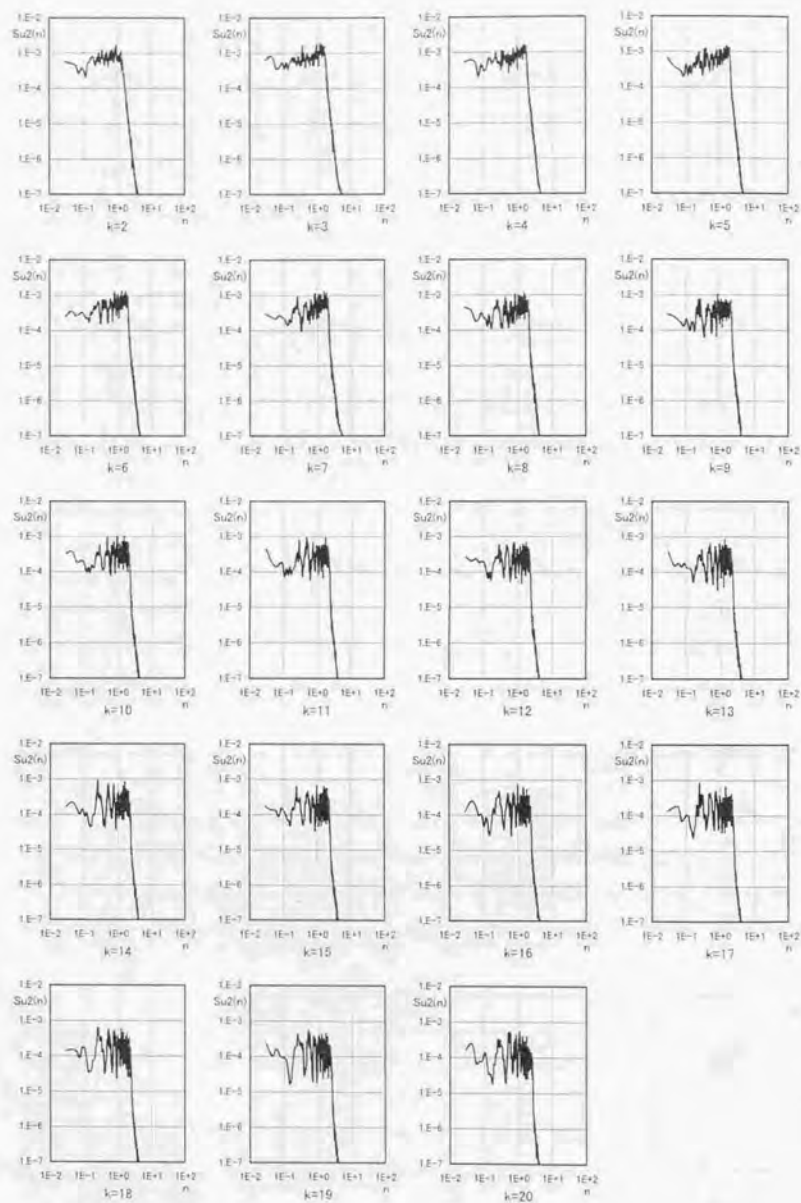
付図F.25 LES計算のパワースペクトル(case2:u2成分, i=3, j=16~31の平均値)



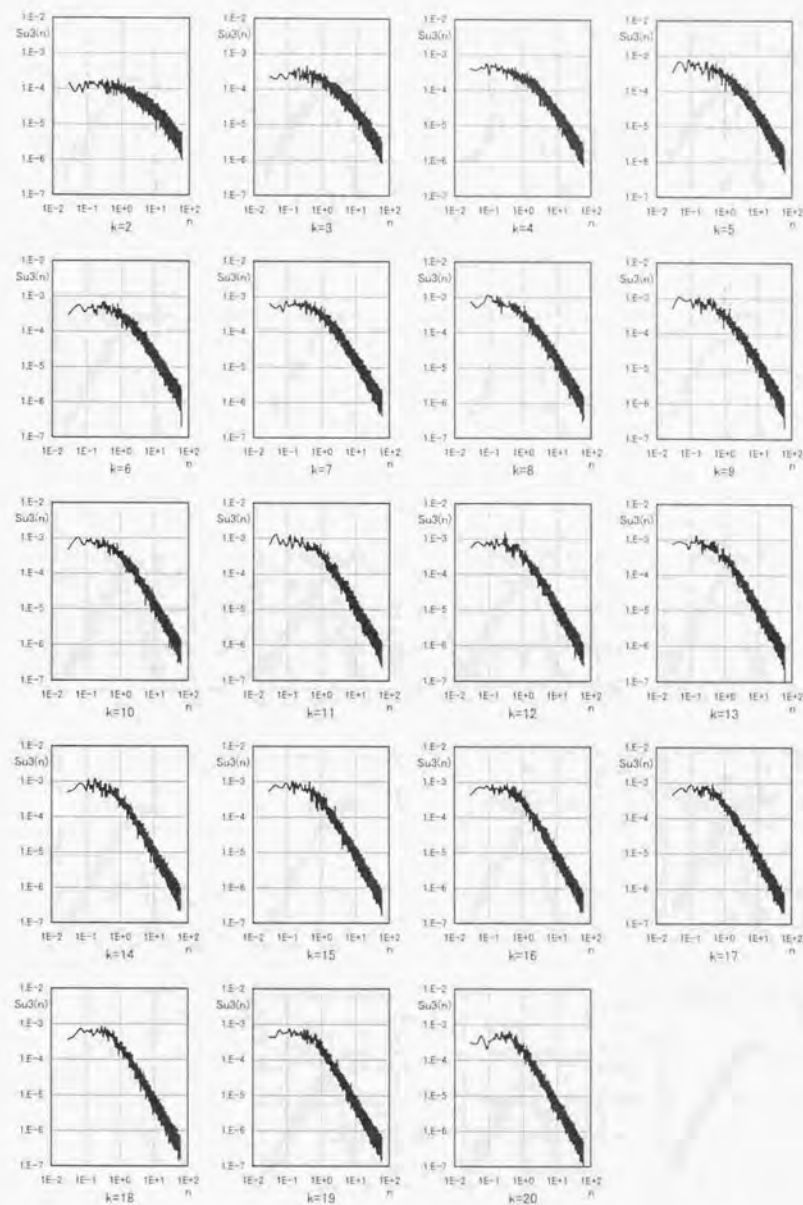
付図F.26 LES計算結果のパワースペクトル(case2:u2成分, $i=41$, $j=16\sim 31$ の平均値)



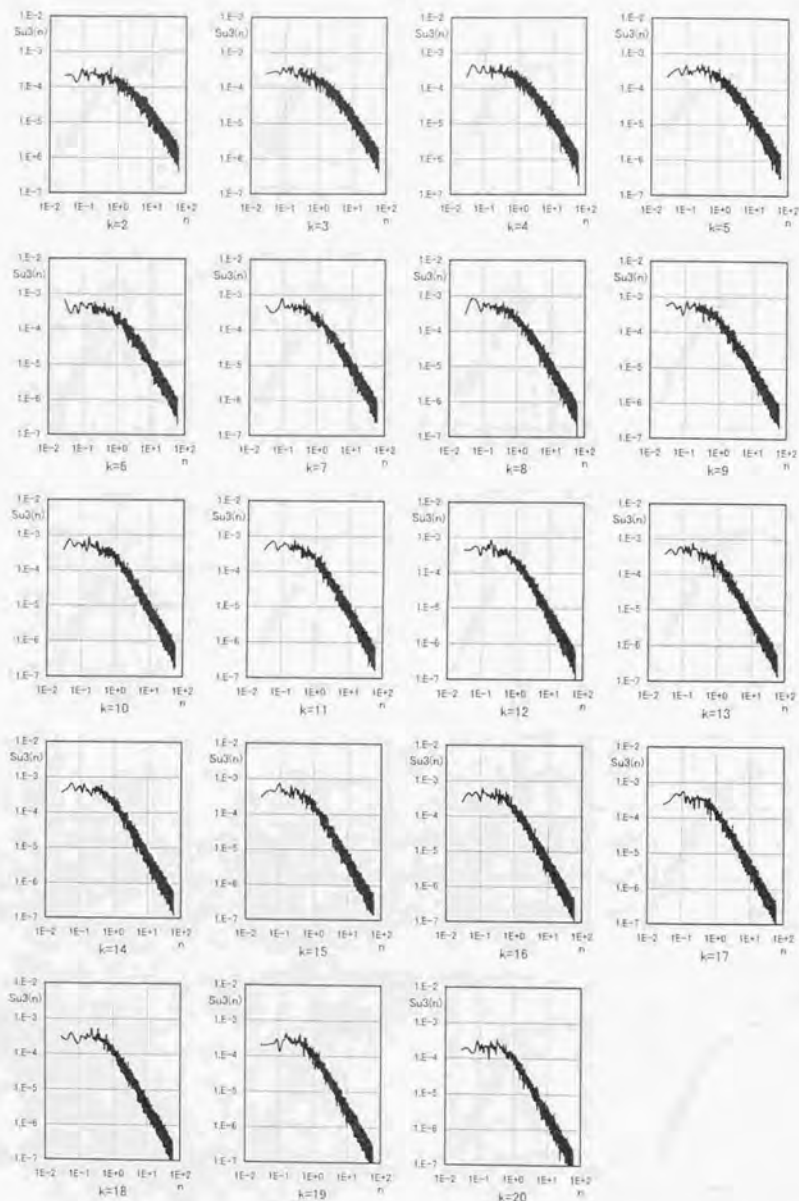
付図F.27 LES計算結果のパワースペクトル(case2:u2成分, $i=81$, $j=16\sim 31$ の平均値)



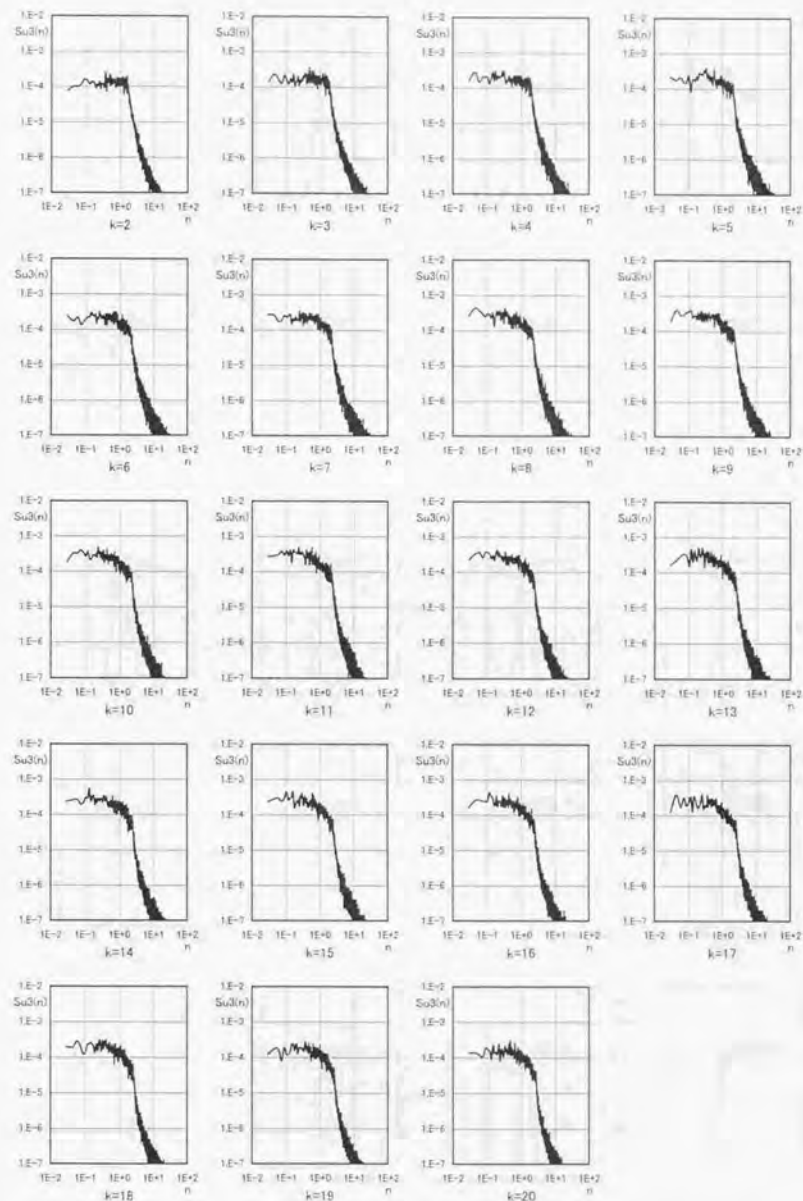
付図F.28 LES計算結果のパワースペクトル(case2:u2成分, $i=121$, $j=16\sim 31$ の平均値)



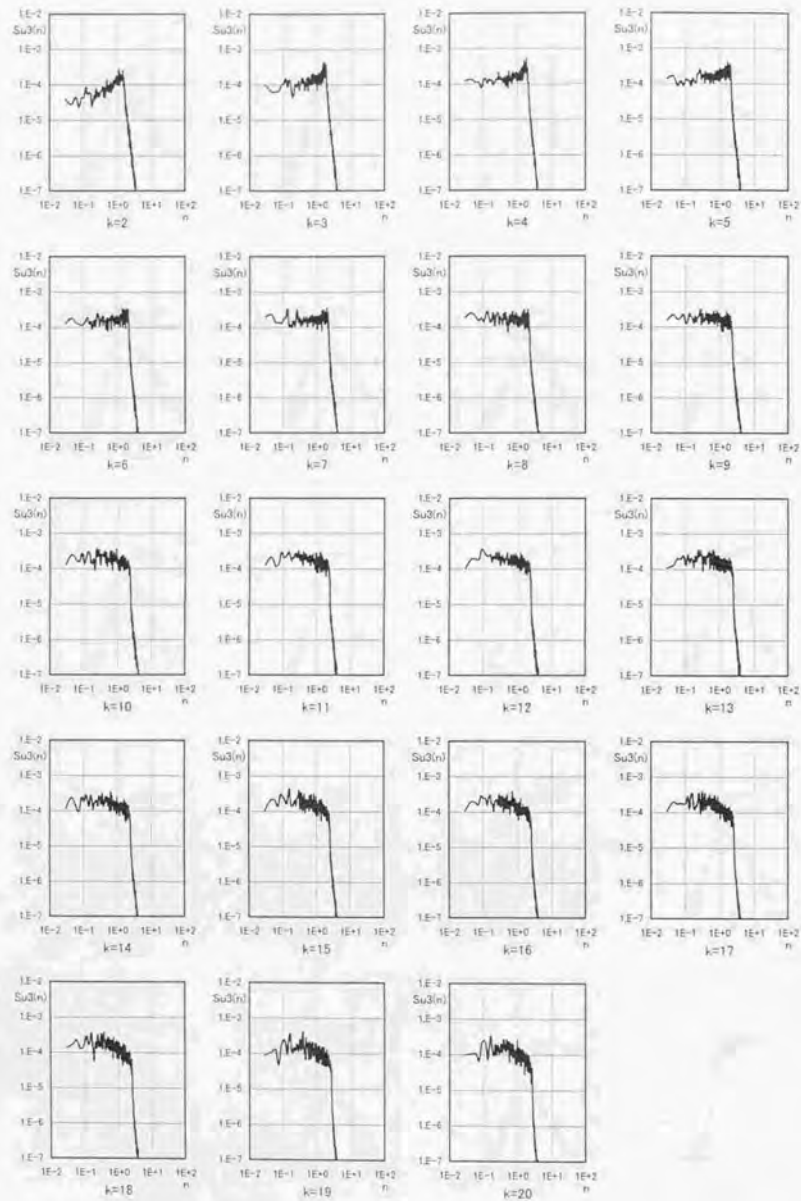
付図F.29 流入変動風のパワースペクトル(case2:u3成分, $j=16\sim 31$ の平均値)



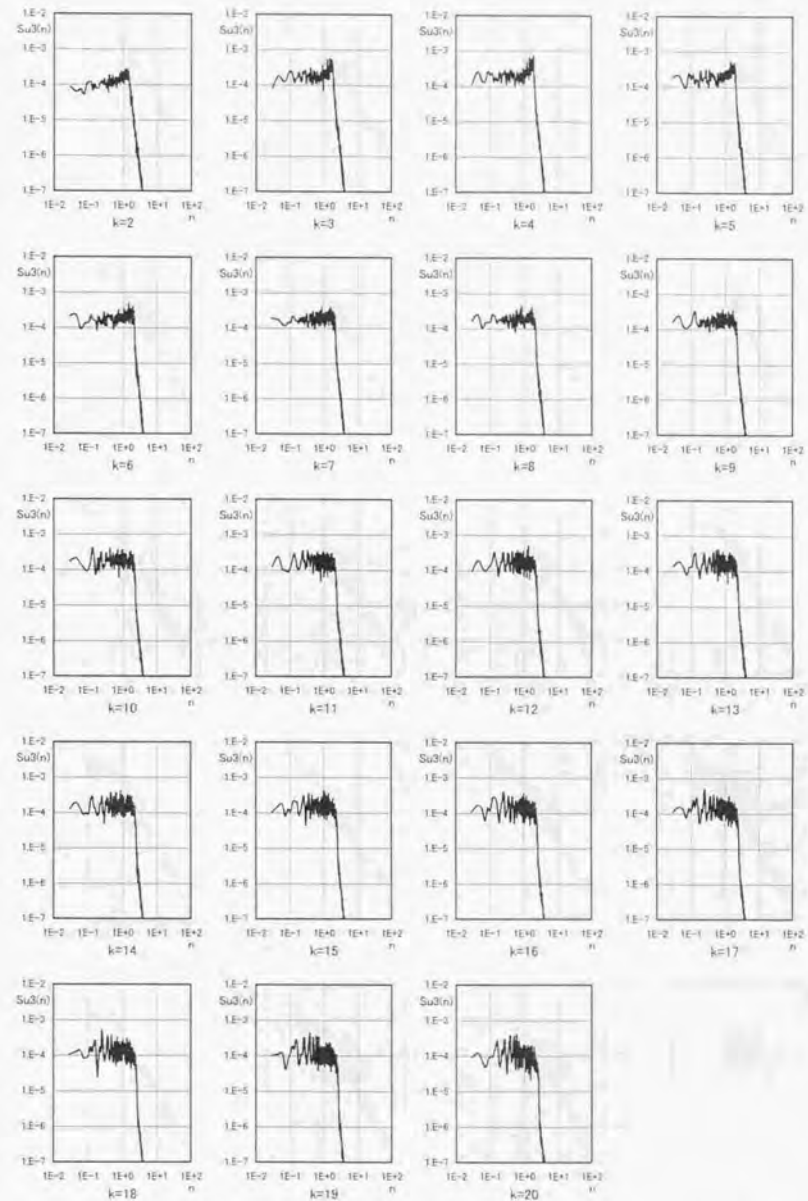
付図F.30 流入変動風のパワースペクトル(case2:u3成分, j=16~31の平均値, 空間補間)



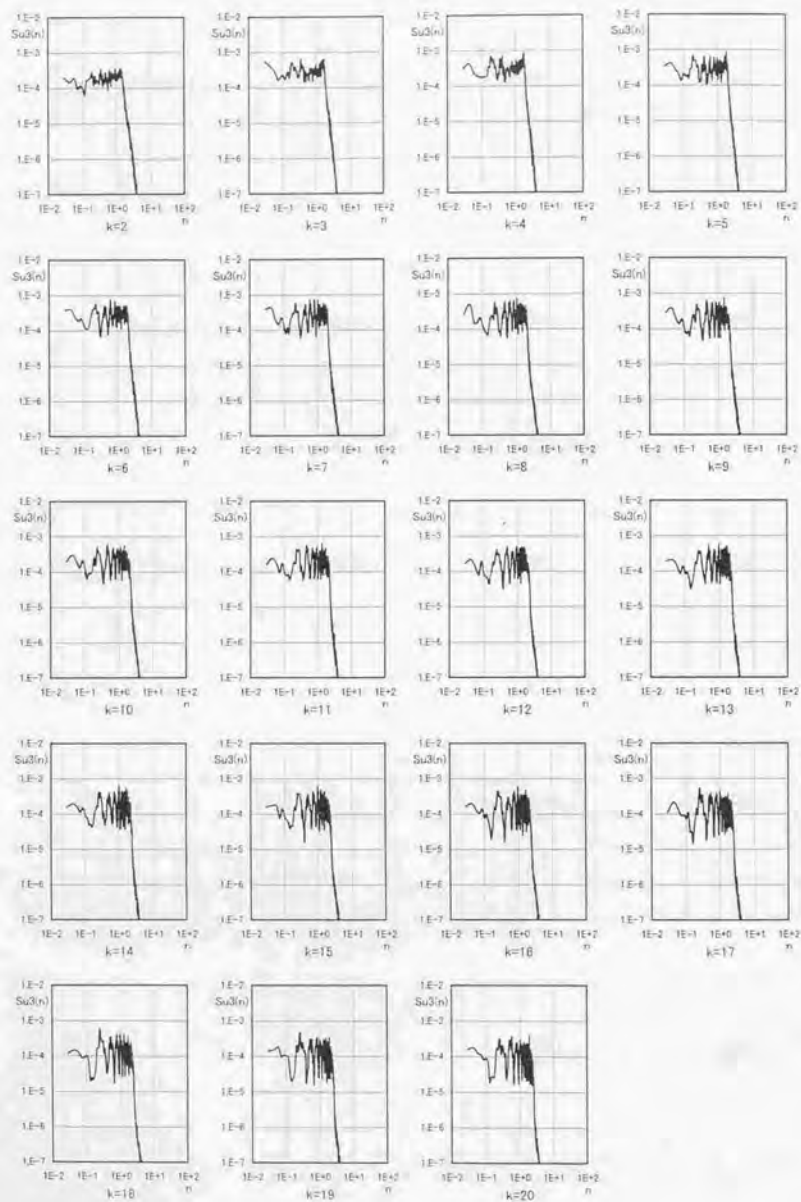
付図F.31 LES計算のパワースペクトル(case2:u3成分, i=3, j=16~31の平均値)



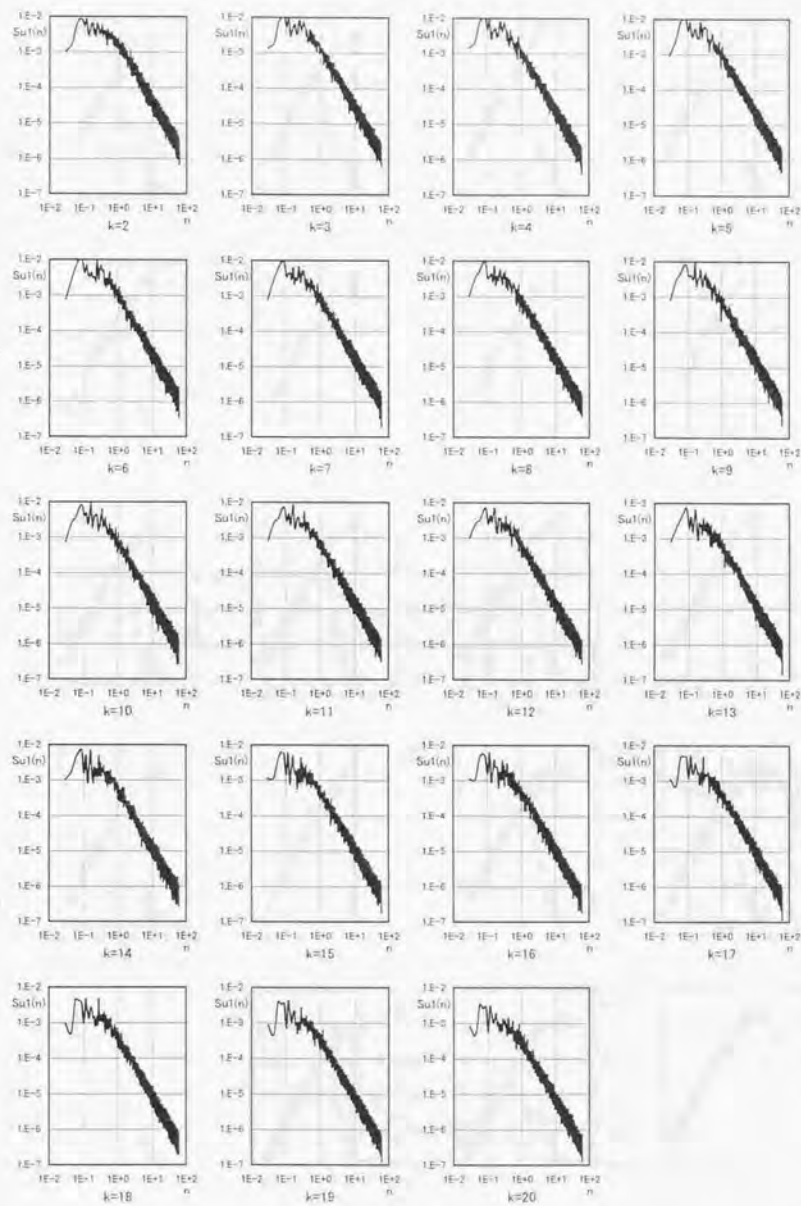
付図F.32 LES計算結果のパワースペクトル(case2:u3成分, i=41, j=16~31の平均値)



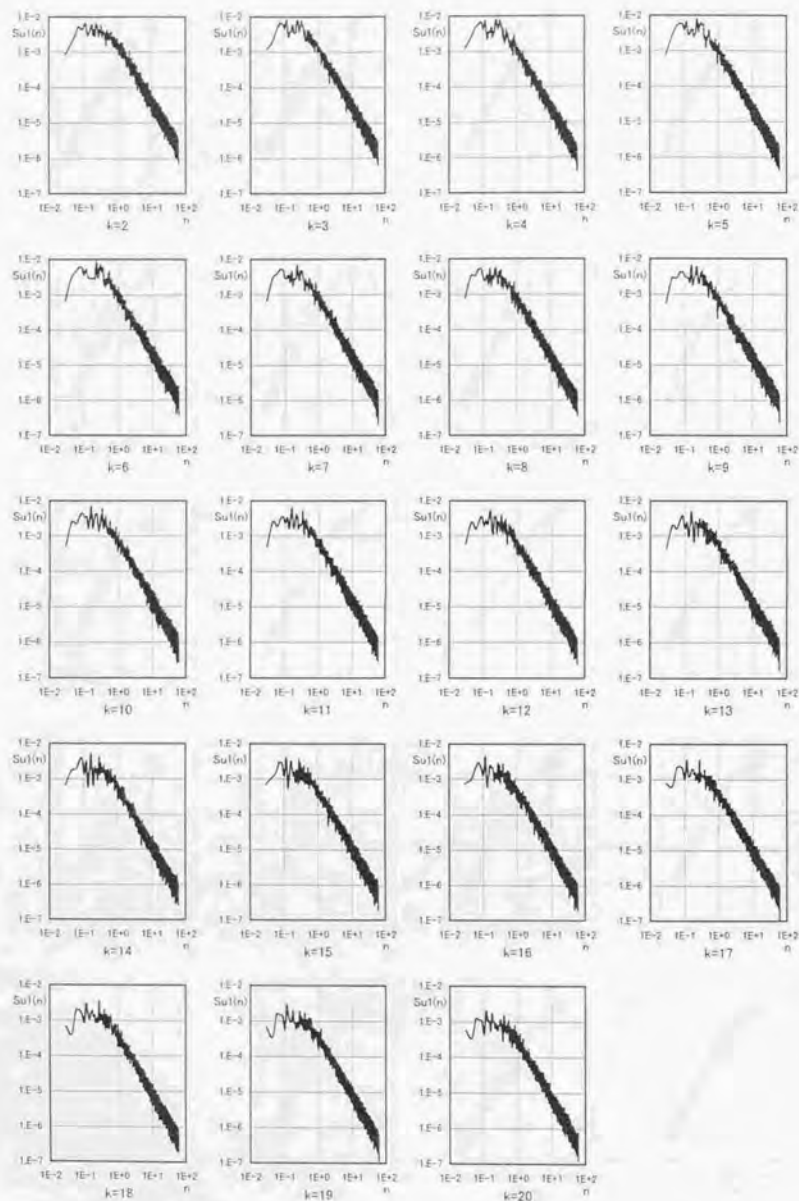
付図F.33 LES計算結果のパワースペクトル(case2:u3成分, i=81, j=16~31の平均値)



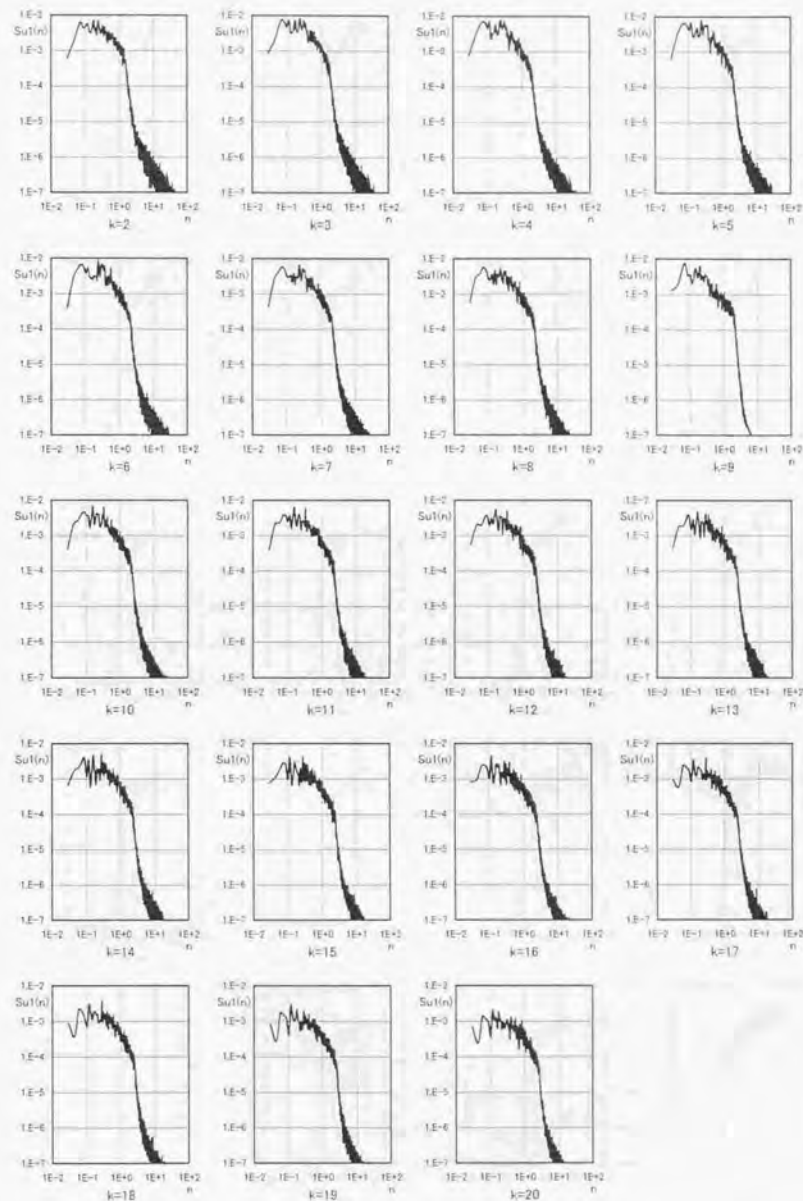
付図F.34 LES計算結果のパワースペクトル(case2:u3成分, i=121, j=16~31の平均値)



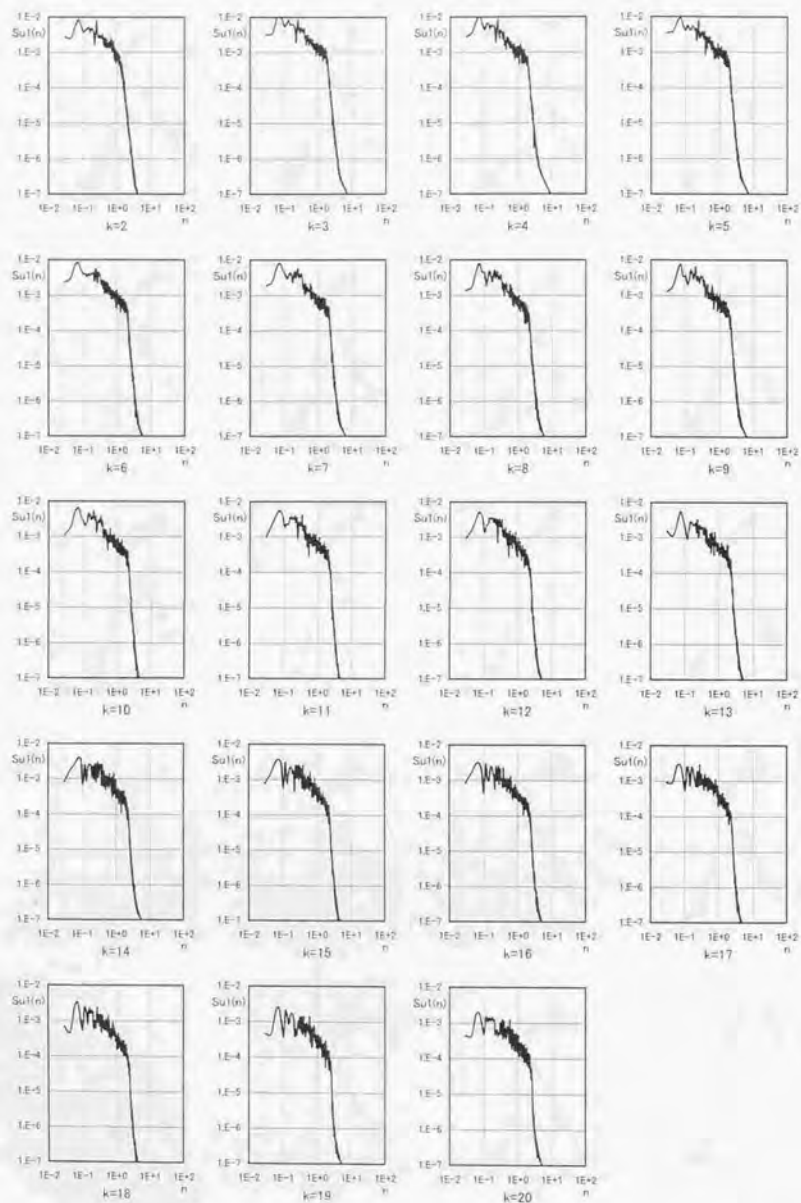
付図F.35 流入変動風のパワースペクトル(case3:u1成分, j=16~31の平均値)



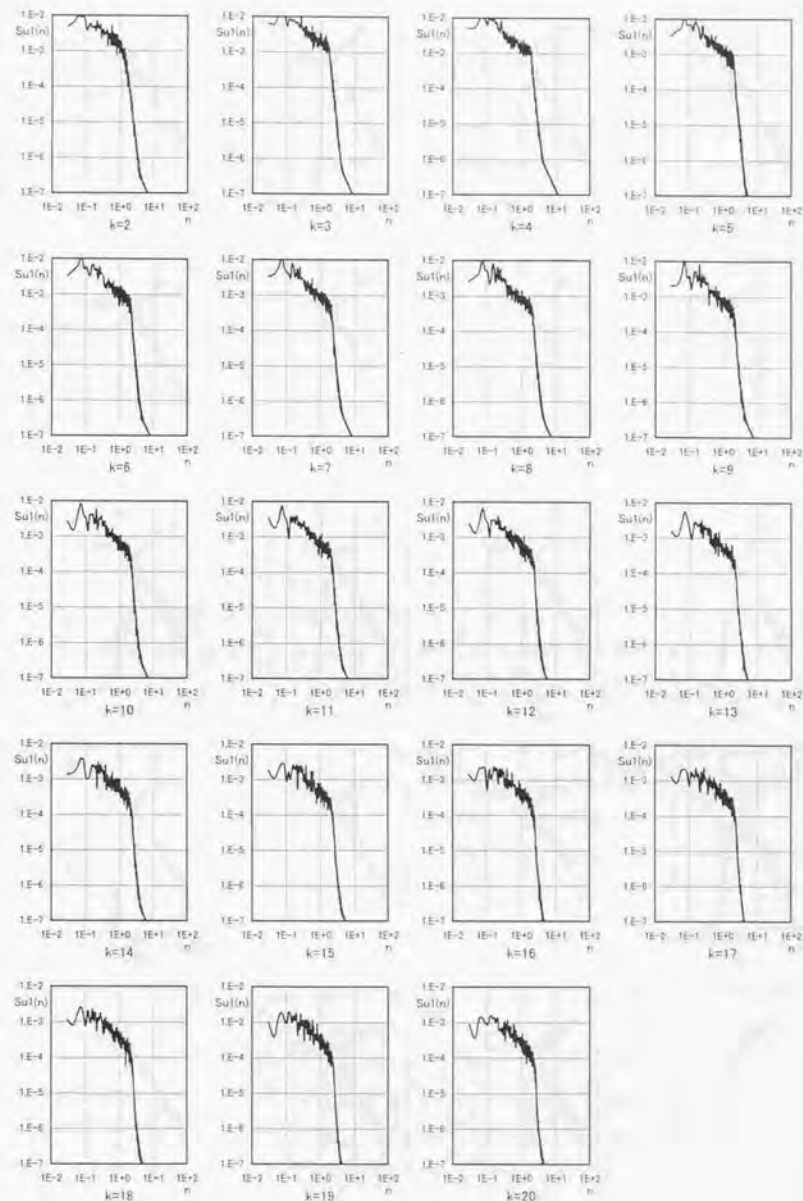
付図F.36 流入変動風のパワースペクトル(case3:u1成分, $j=16\sim 31$ の平均値, 流入量一定操作後)



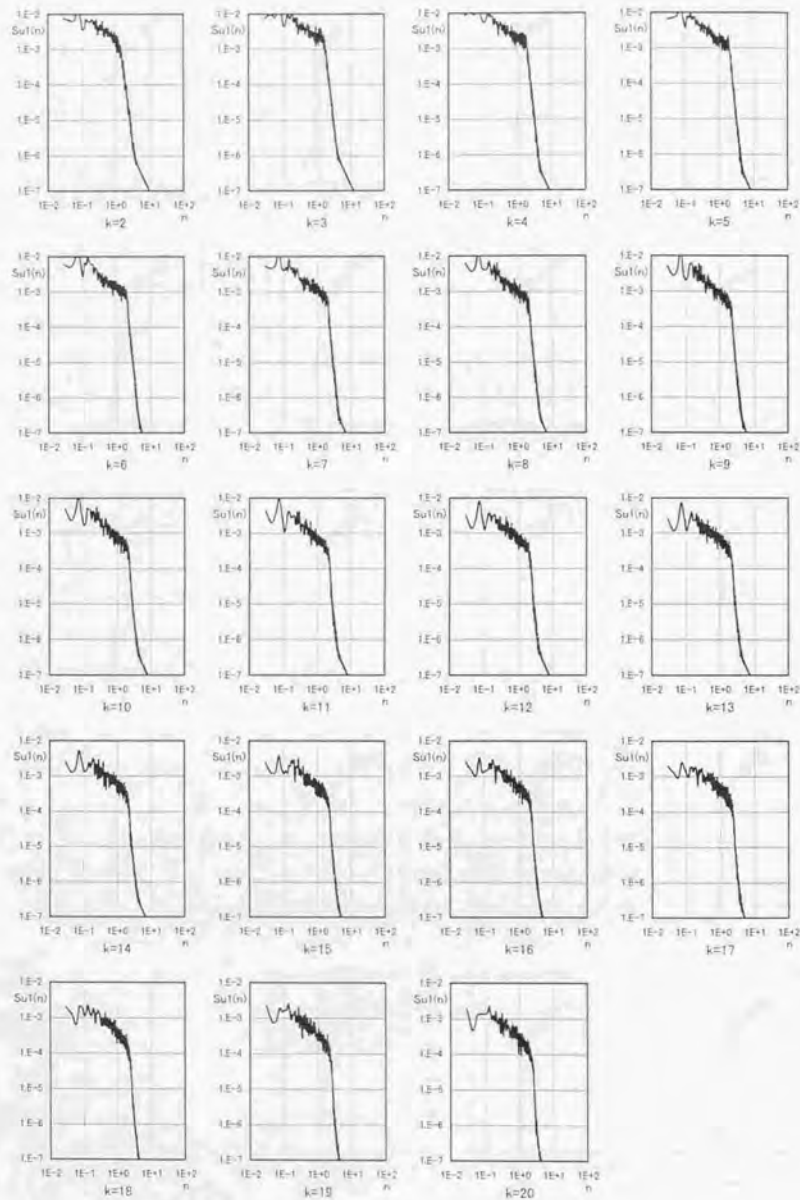
付図F.37 LES計算のパワースペクトル(case3:u1成分, $i=3, j=16\sim 31$ の平均値)



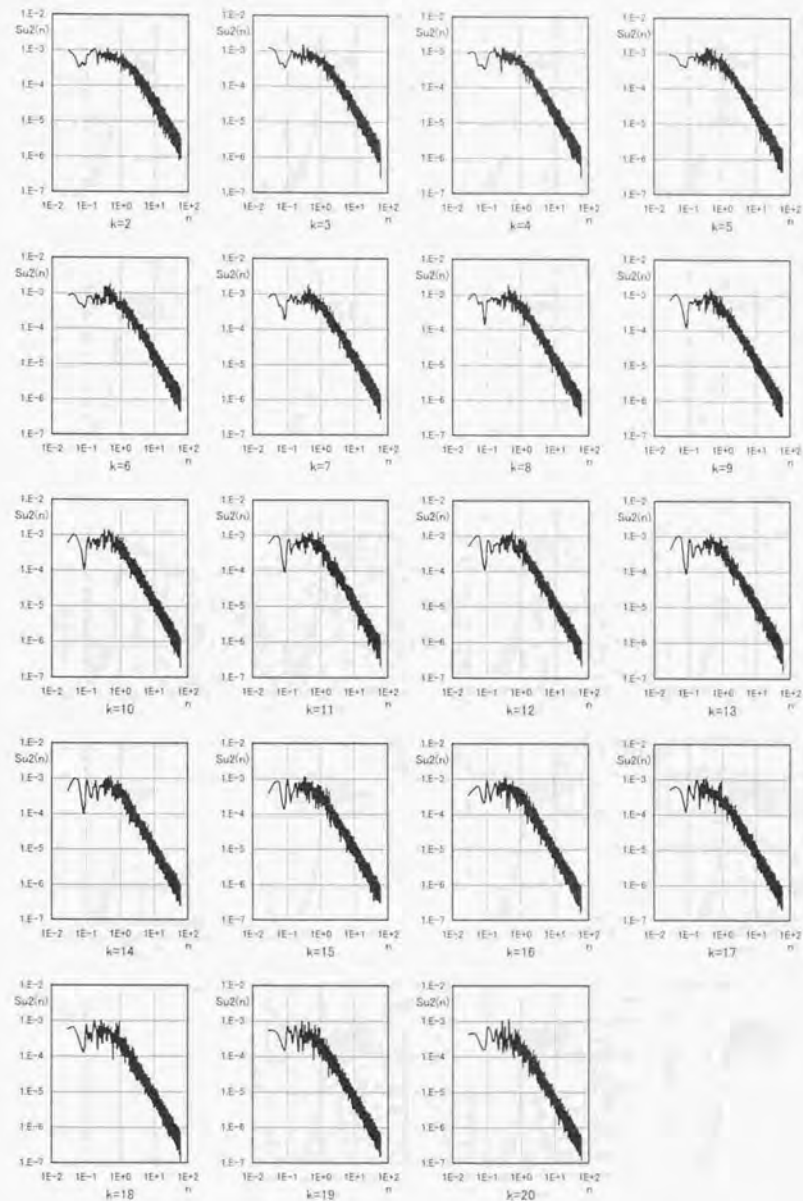
付図F.38 LES計算結果のパワースペクトル(case3:u1成分, $i=41$, $j=16\sim 31$ の平均値)



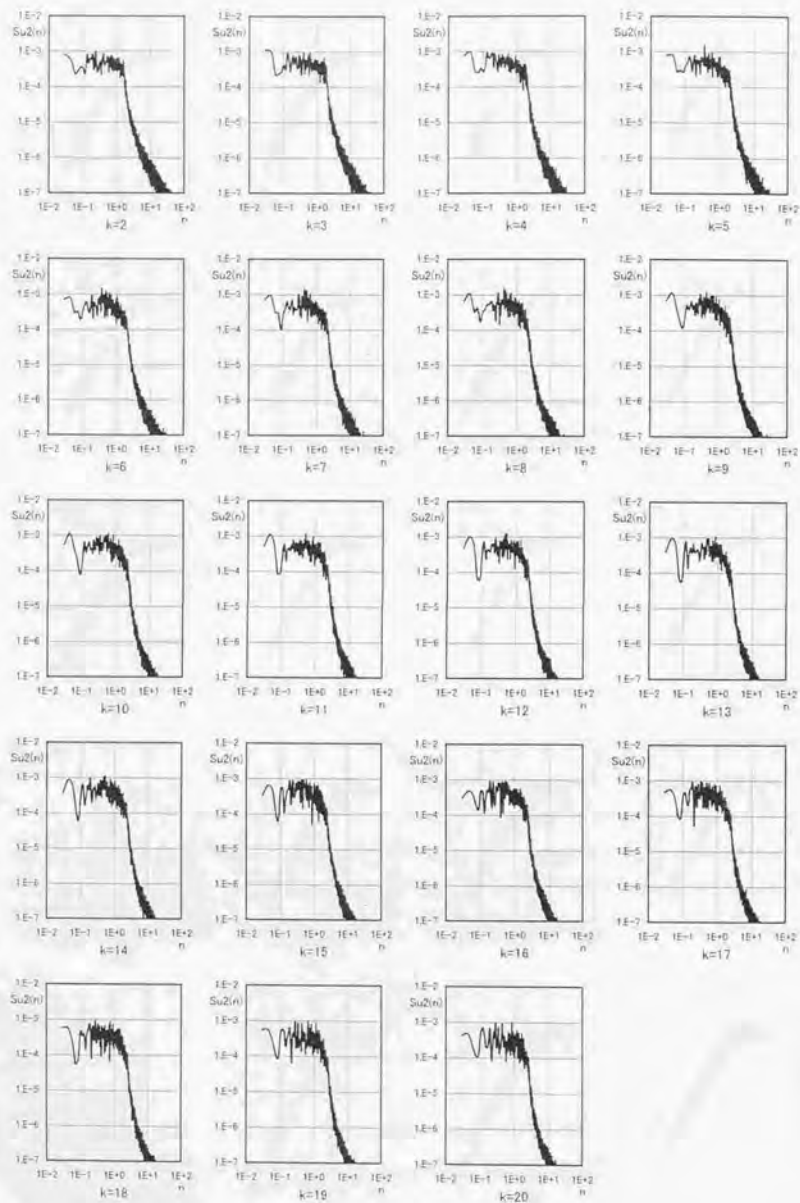
付図F.39 LES計算結果のパワースペクトル(case3:u1成分, $i=81$, $j=16\sim 31$ の平均値)



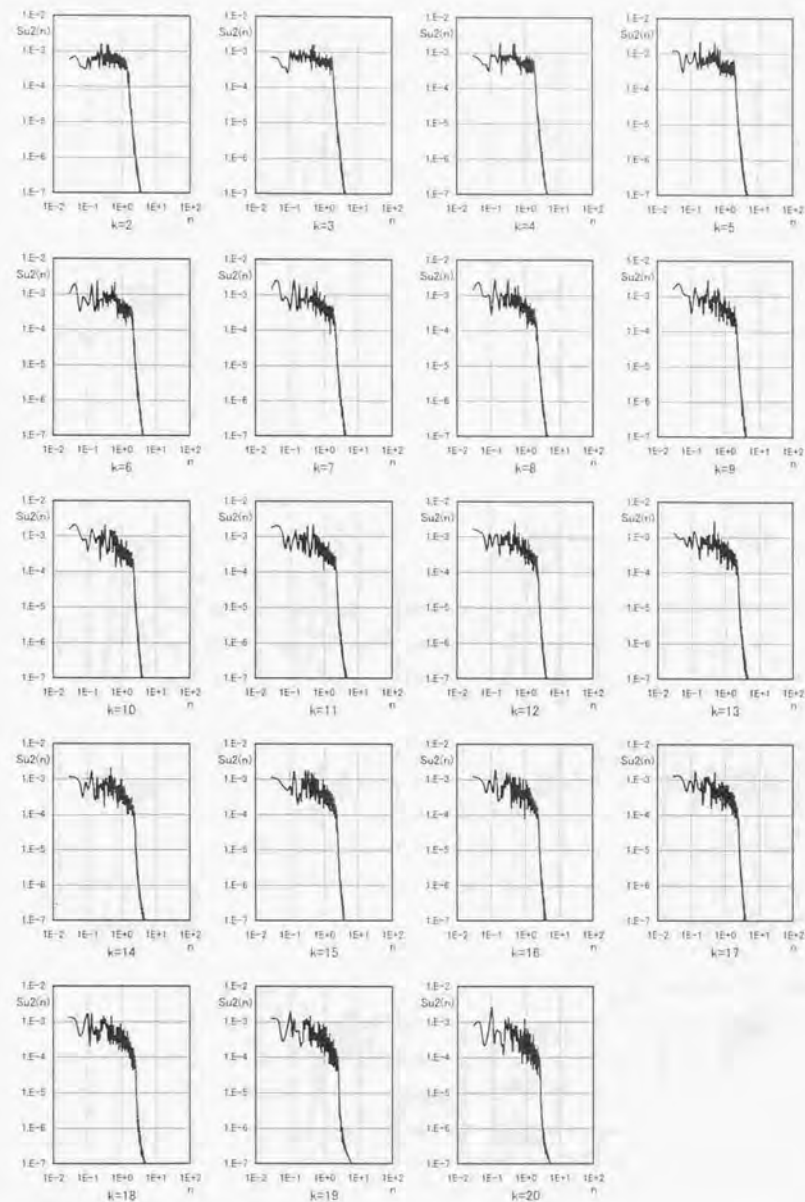
付図F.40 LES計算結果のパワースペクトル(case3:u1成分, i=121, j=16~31の平均値)



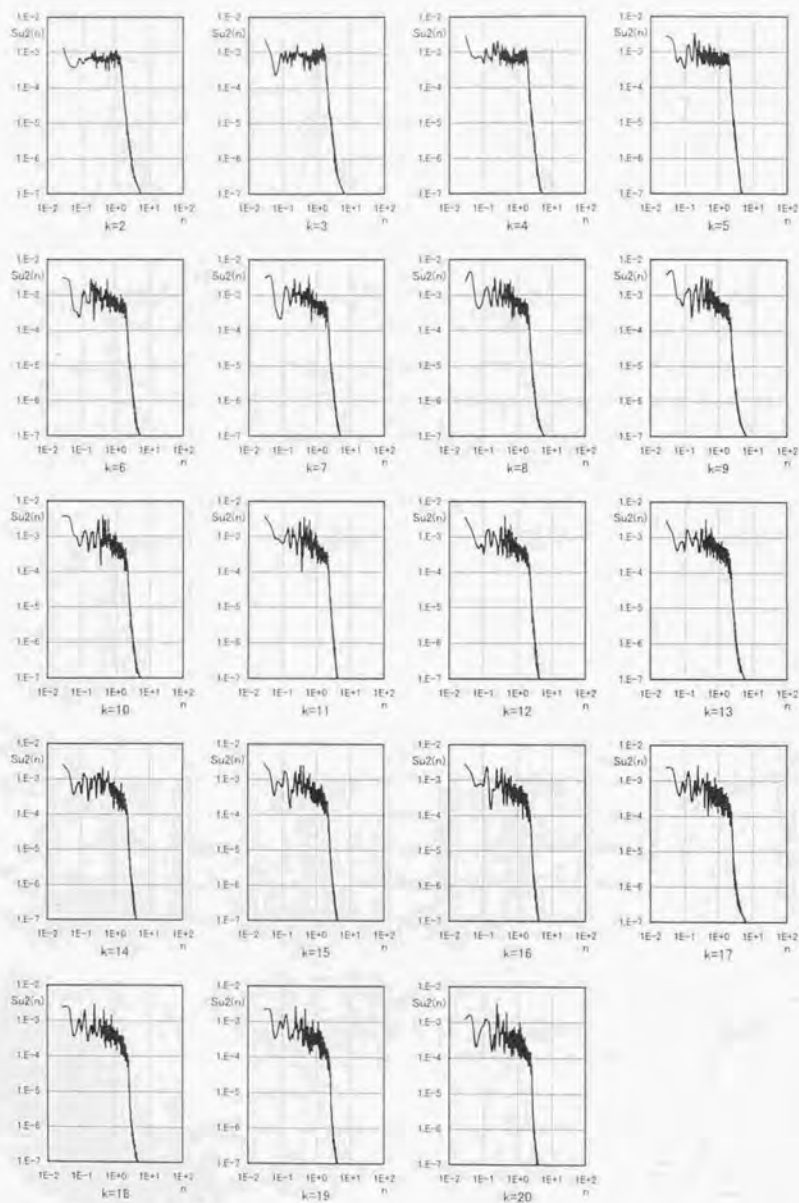
付図F.41 流入変動風のパワースペクトル(case3:u2成分, j=16~31の平均値)



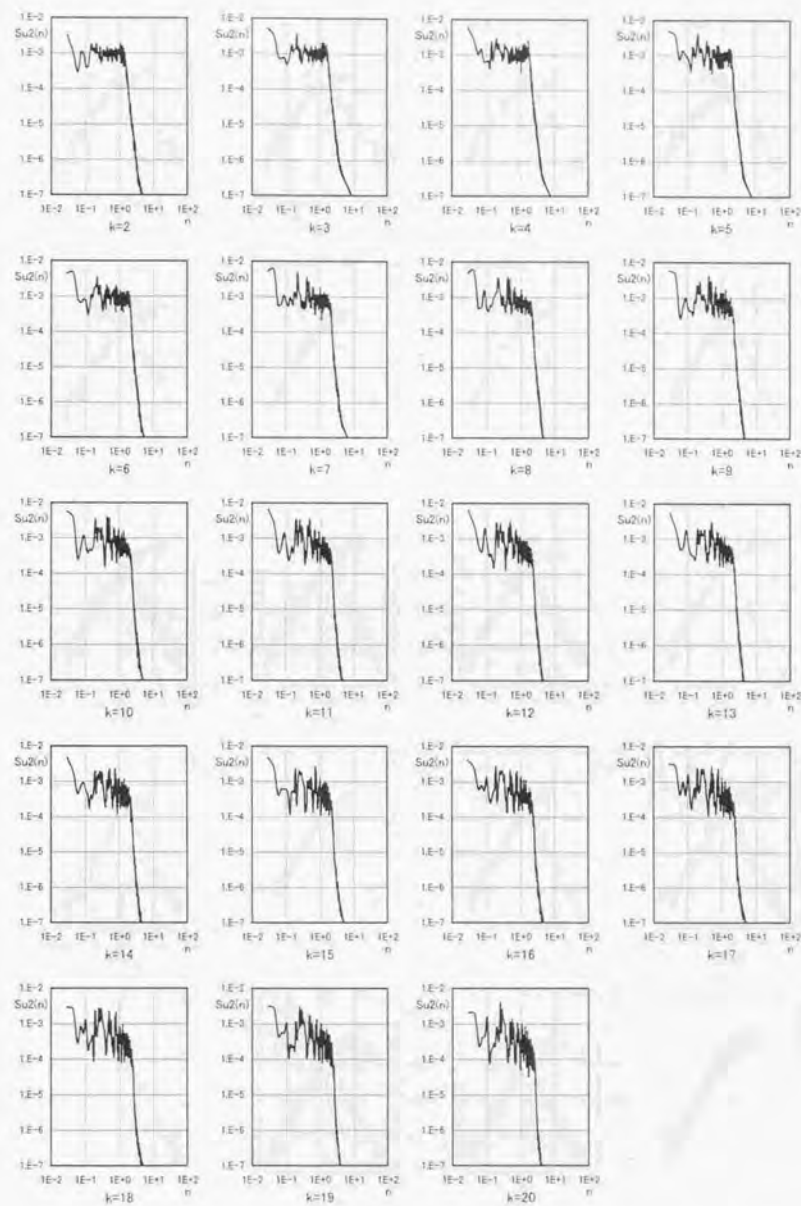
付図F.42 LES計算のパワースペクトル(case3:u2成分, $i=3$, $j=16\sim 31$ の平均値)



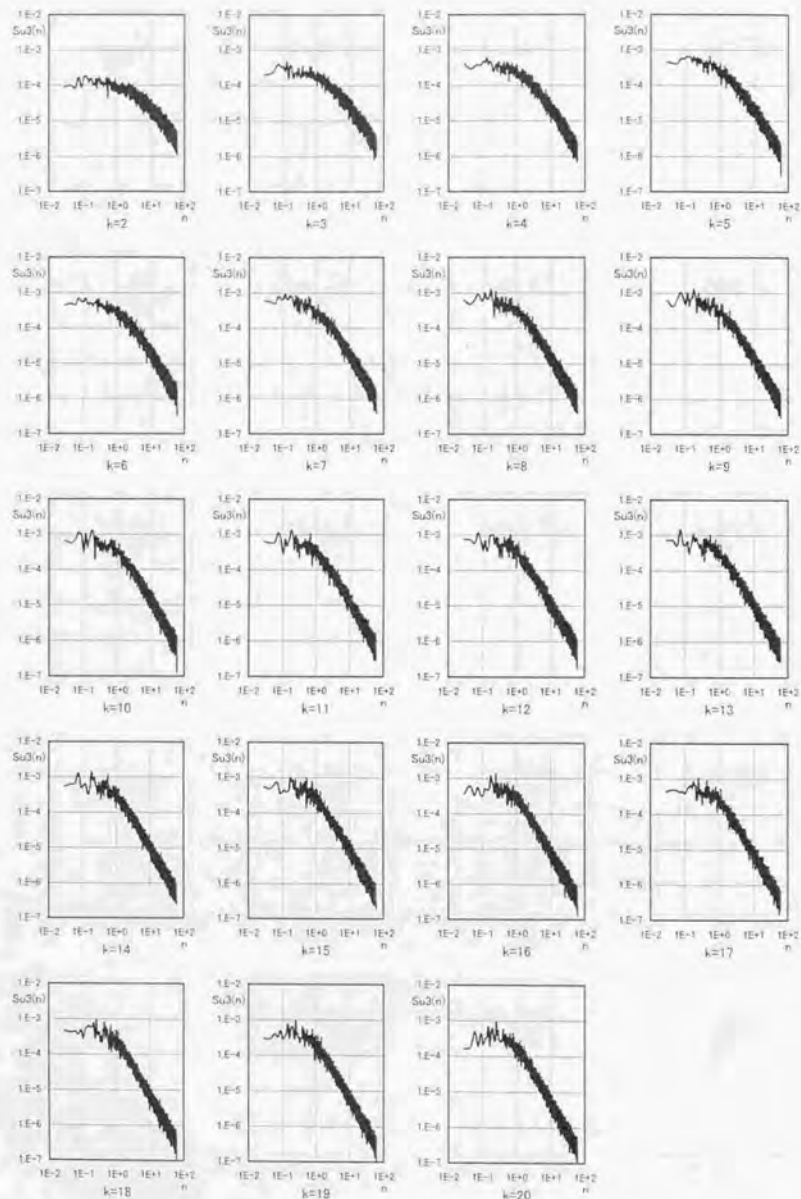
付図F.43 LES計算結果のパワースペクトル(case3:u2成分, $i=41$, $j=16\sim 31$ の平均値)



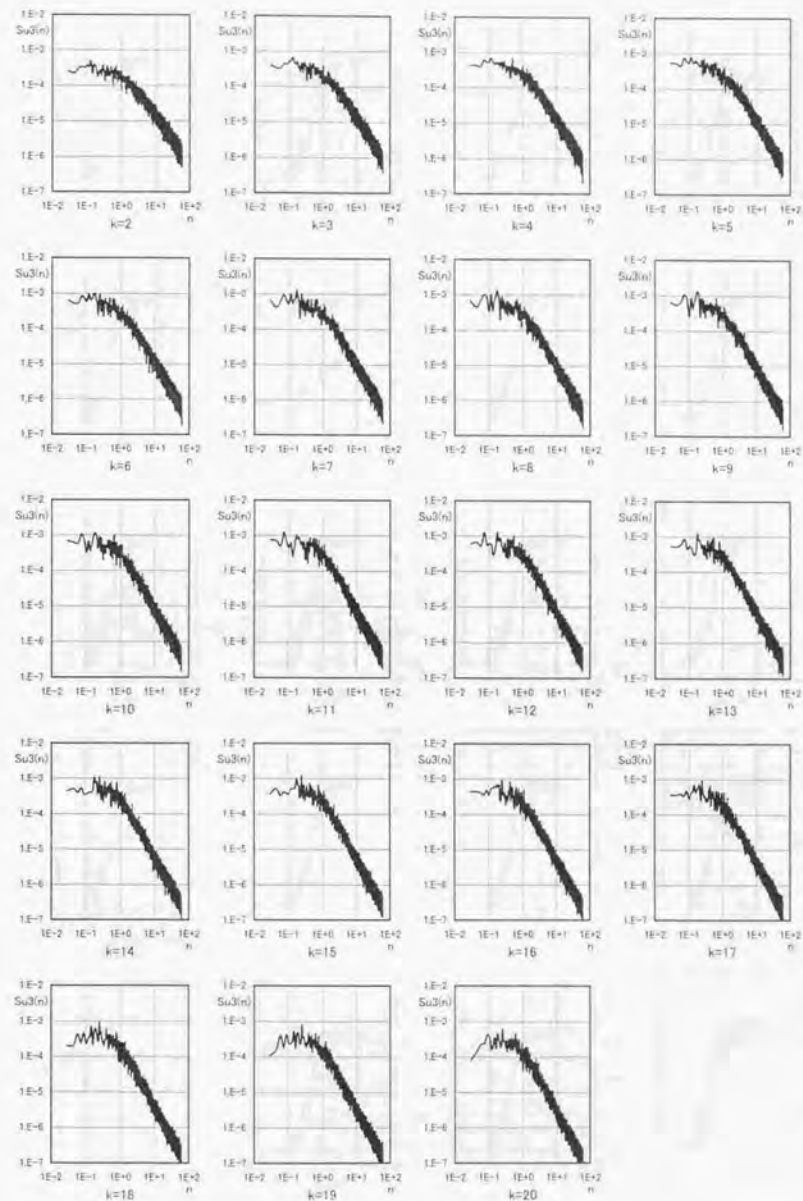
付図F.44 LES計算結果のパワースペクトル(case3:u2成分, $i=81$, $j=16\sim 31$ の平均値)



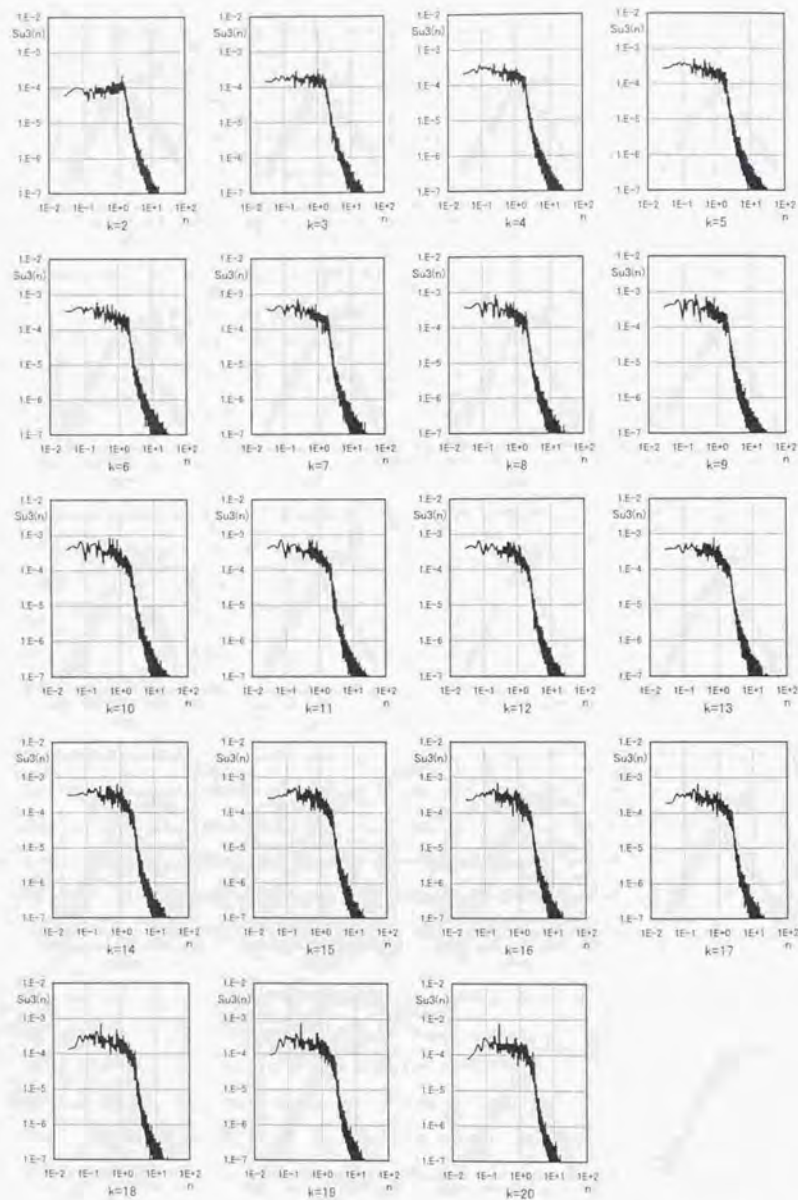
付図F.45 LES計算結果のパワースペクトル(case3:u2成分, $i=121$, $j=16\sim 31$ の平均値)



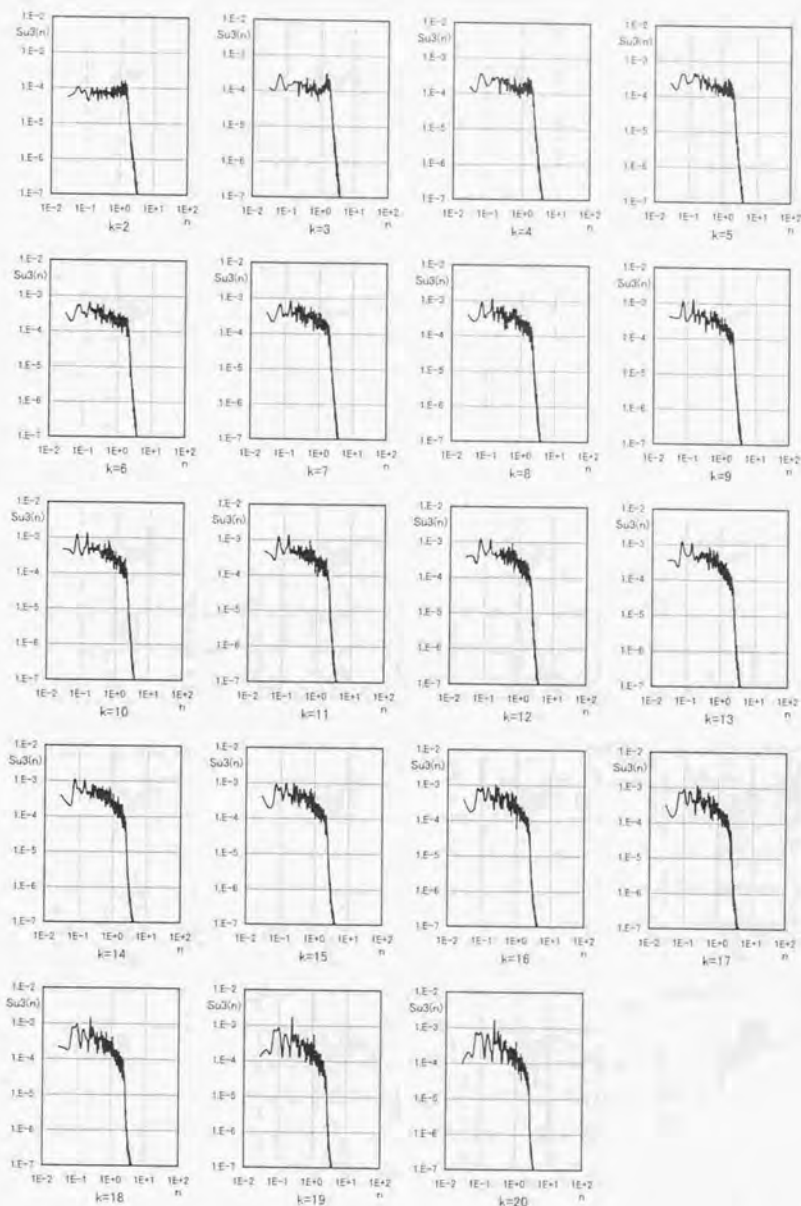
付図F.46 流入変動風のパワースペクトル(case3:u3成分, j=16~31の平均値)



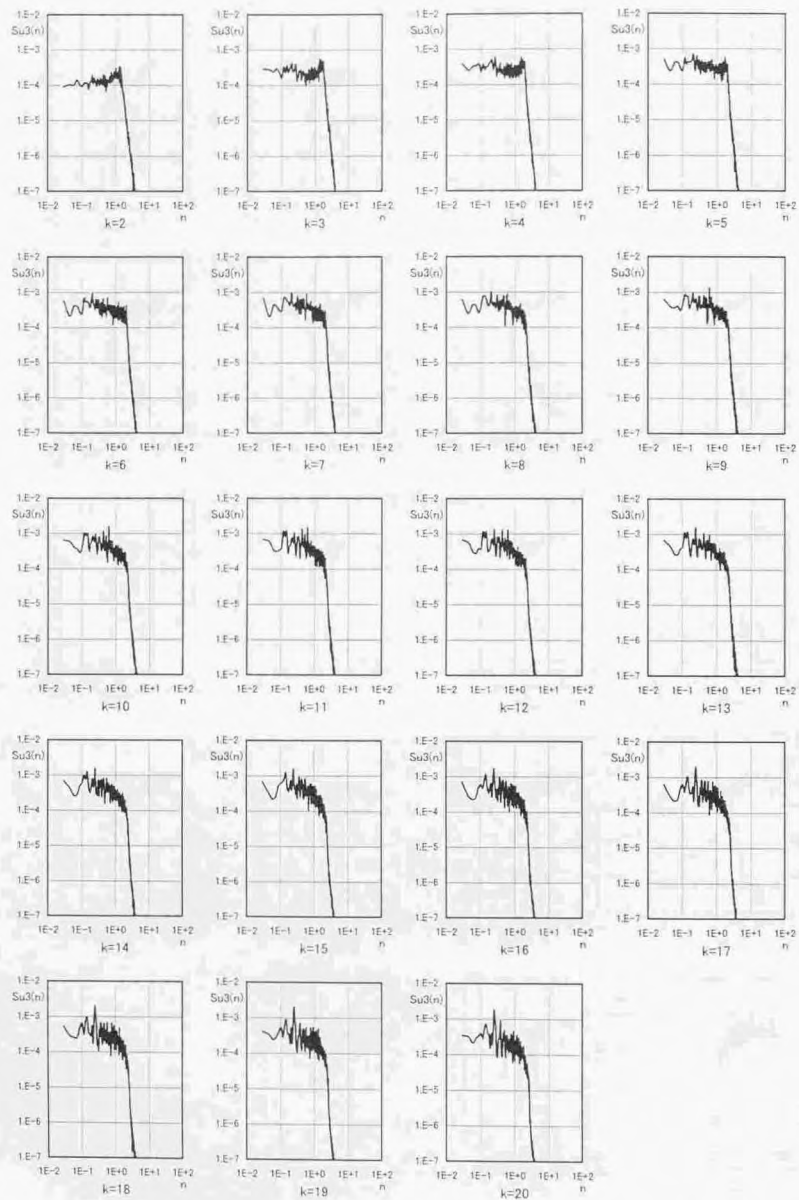
付図F.47 流入変動風のパワースペクトル(case3:u3成分, j=16~31の平均値, 空間補間後)



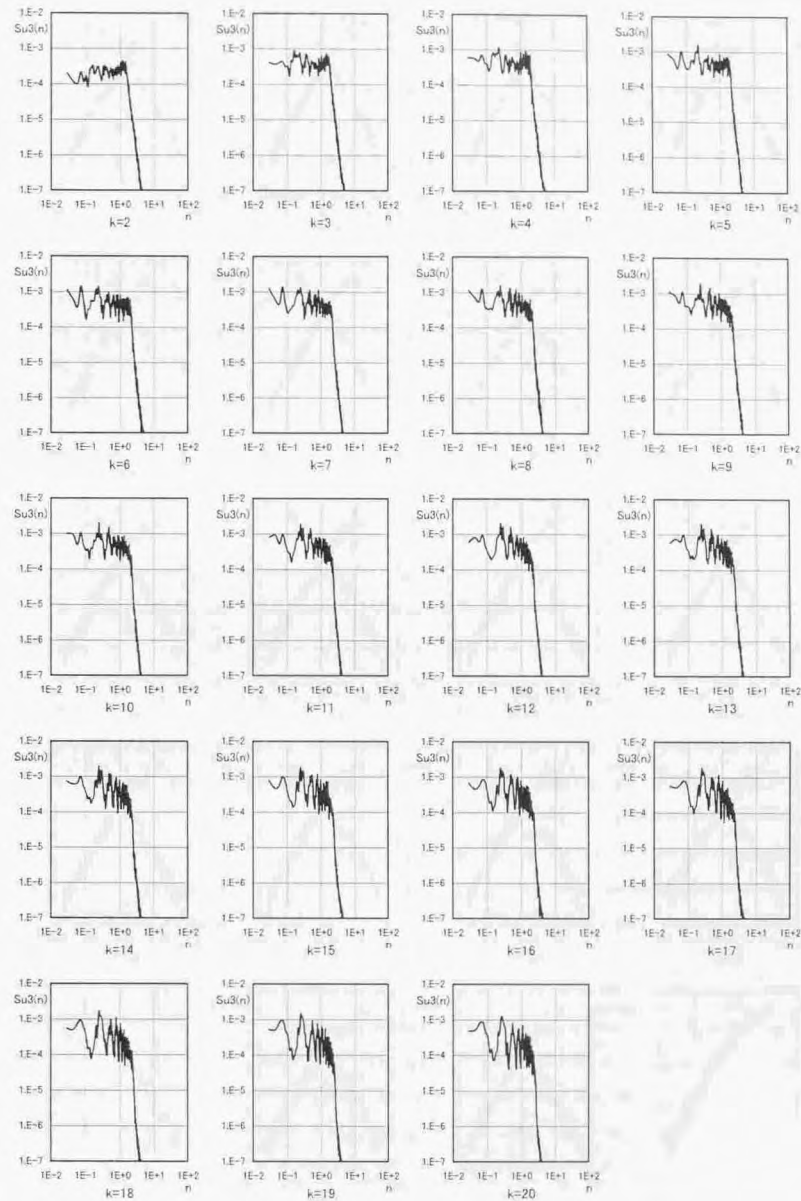
付図F.48 LES計算のワースペクトル(case3:u3成分, i=3, j=16~31の平均値)



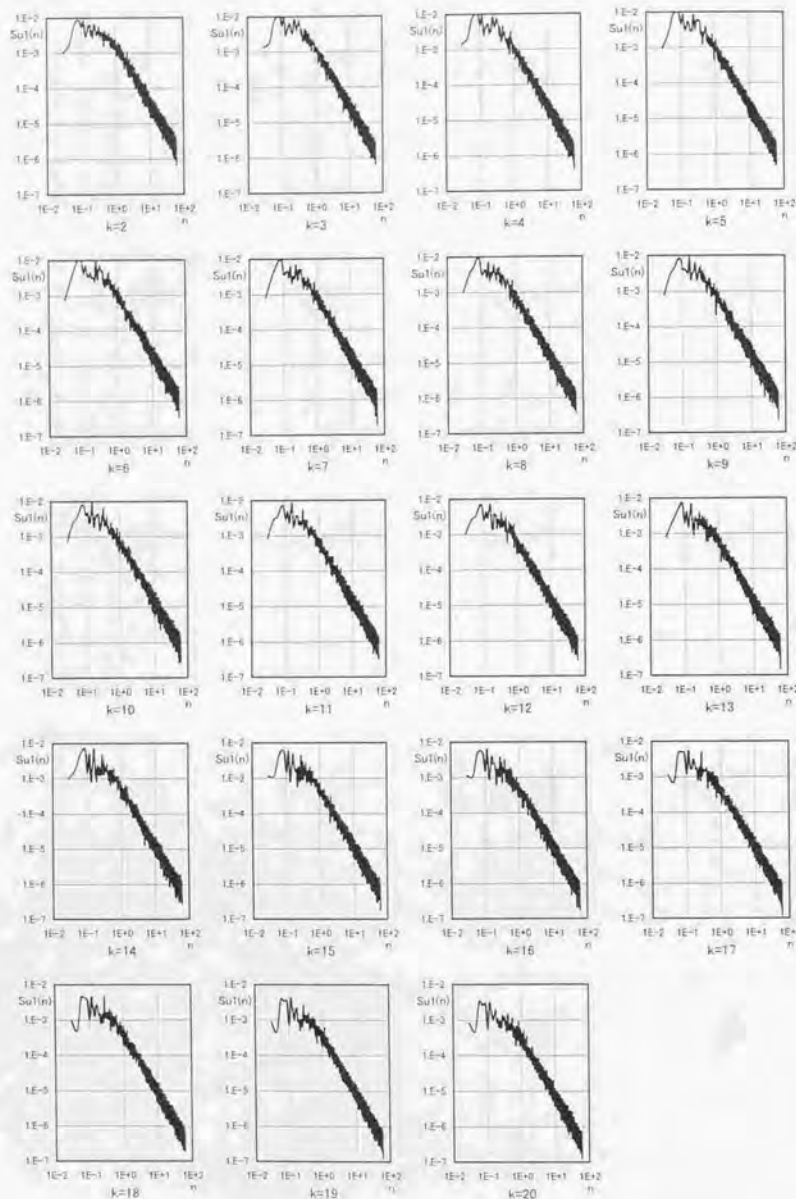
付図F.49 LES計算結果のワースペクトル(case3:u3成分, i=41, j=16~31の平均値)



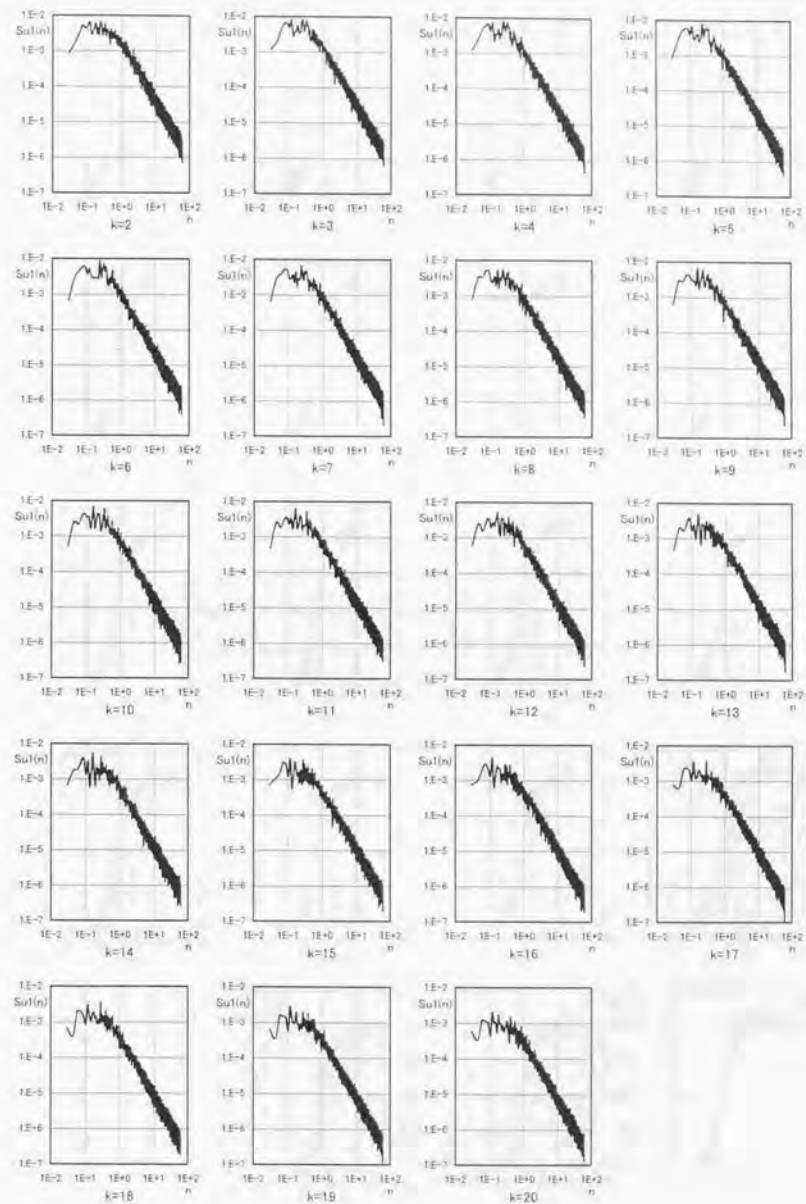
付図F.50 LES計算結果のパワースペクトル(case3:u3成分, $i=81$, $j=16\sim 31$ の平均値)



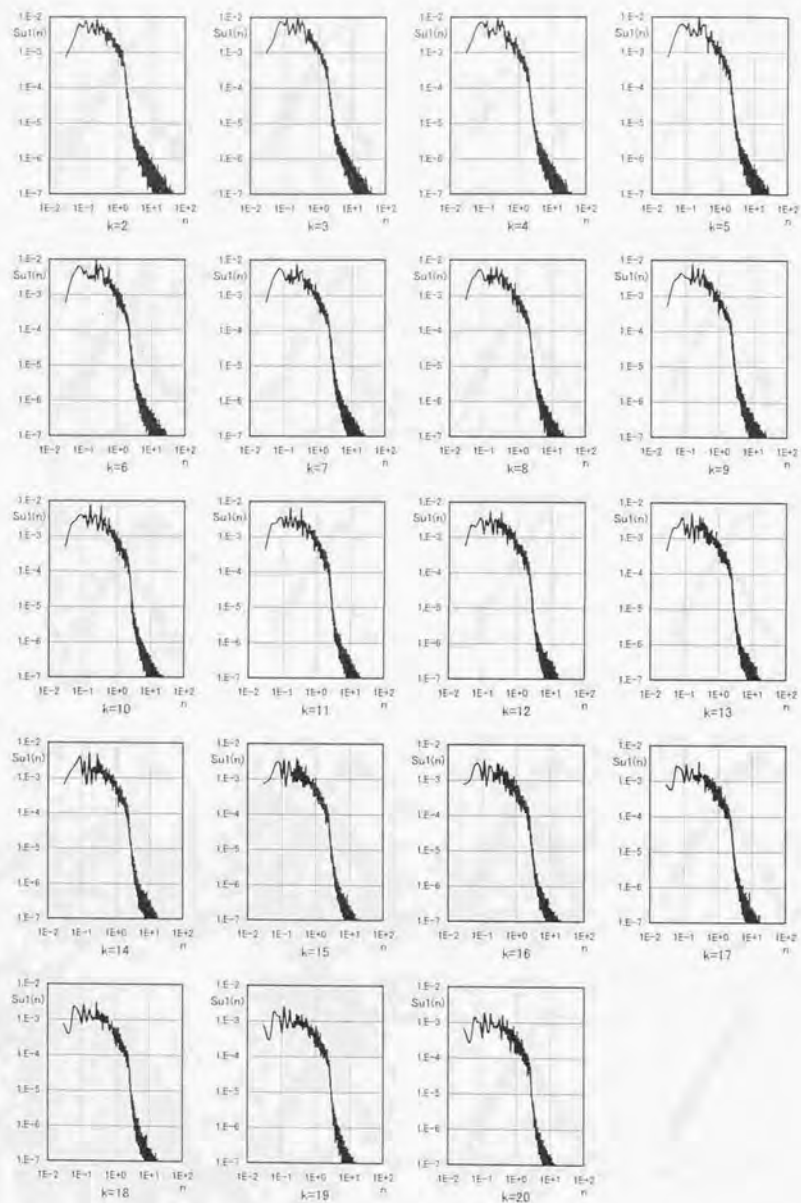
付図F.51 LES計算結果のパワースペクトル(case3:u3成分, $i=121$, $j=16\sim 31$ の平均値)



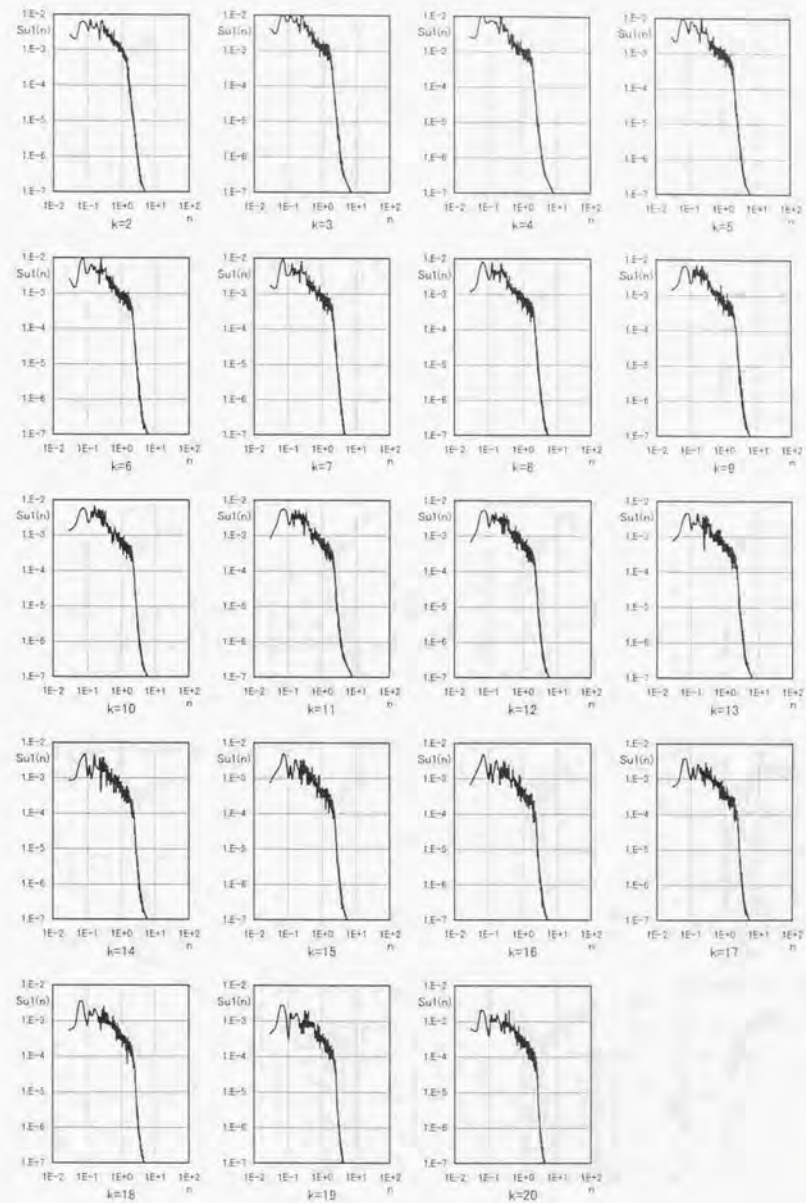
付図F.52 流入変動風のパワースペクトル(case4:u1成分, j=16~31の平均値)



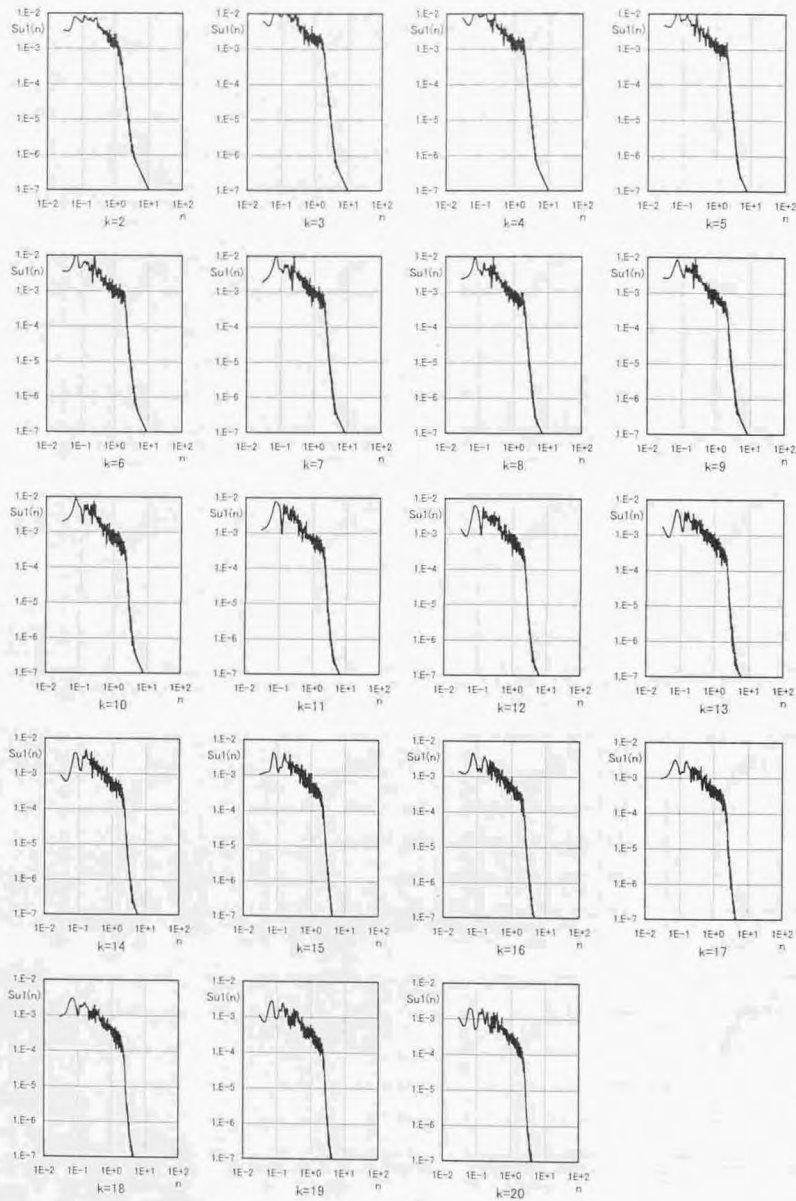
付図F.53 流入変動風のパワースペクトル(case4:u1成分, j=16~31の平均値, 流入量一定操作後)



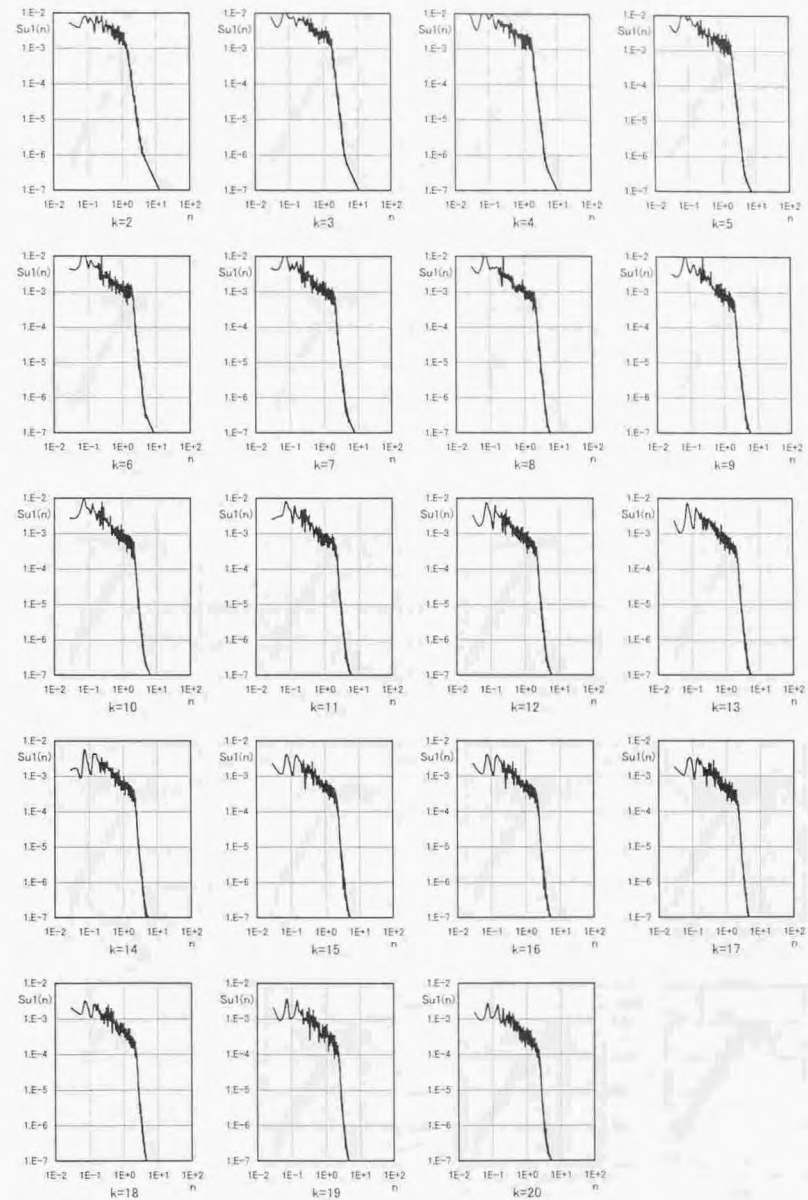
付図F.54 LES計算のワースペクトル(case4:u1成分, $i=3$, $j=16\sim 31$ の平均値)



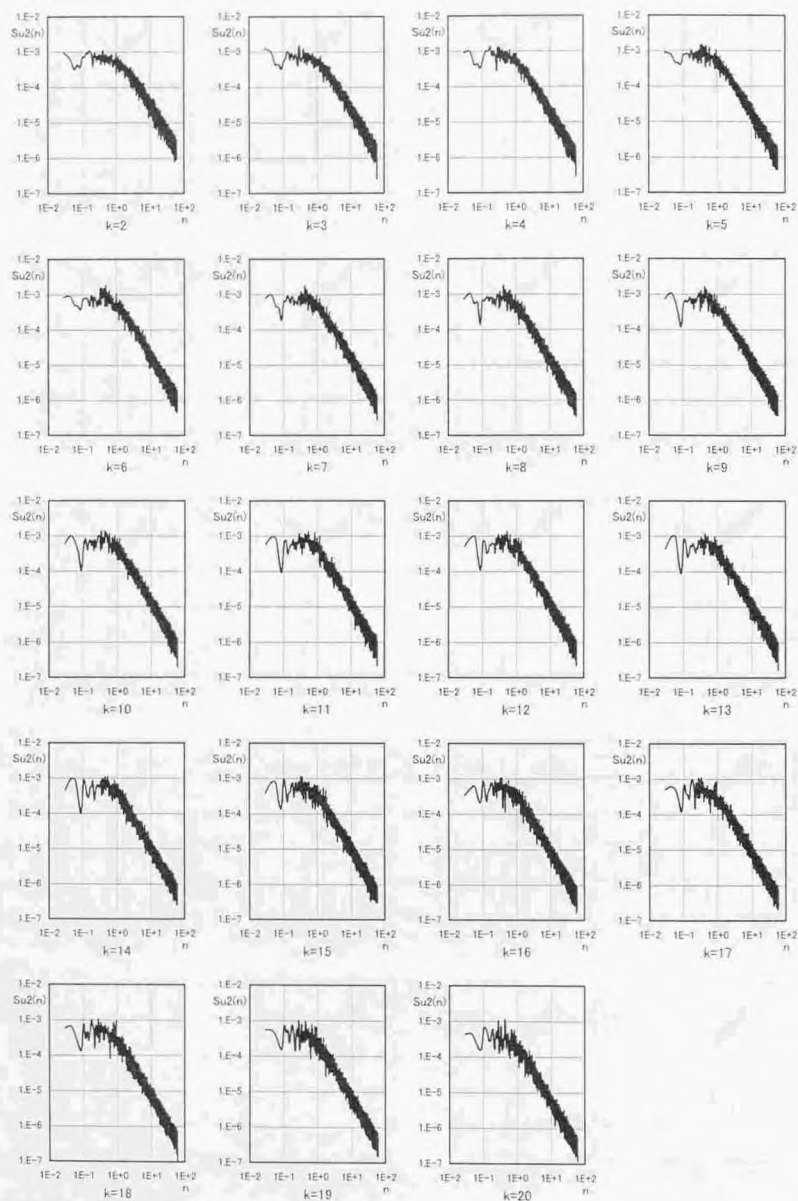
付図F.55 LES計算結果のワースペクトル(case4:u1成分, $i=41$, $j=16\sim 31$ の平均値)



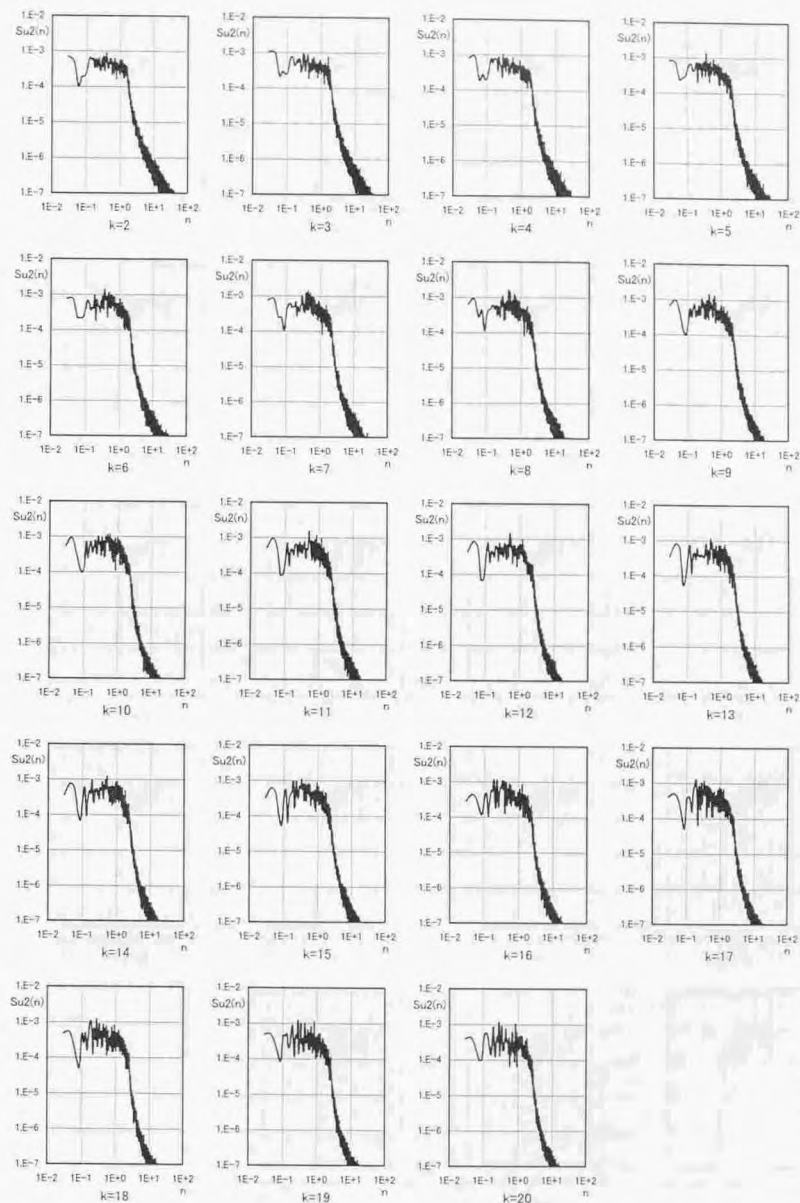
付図F.56 LES計算結果のパワースペクトル(case4:u1成分, $i=81$, $j=16\sim 31$ の平均値)



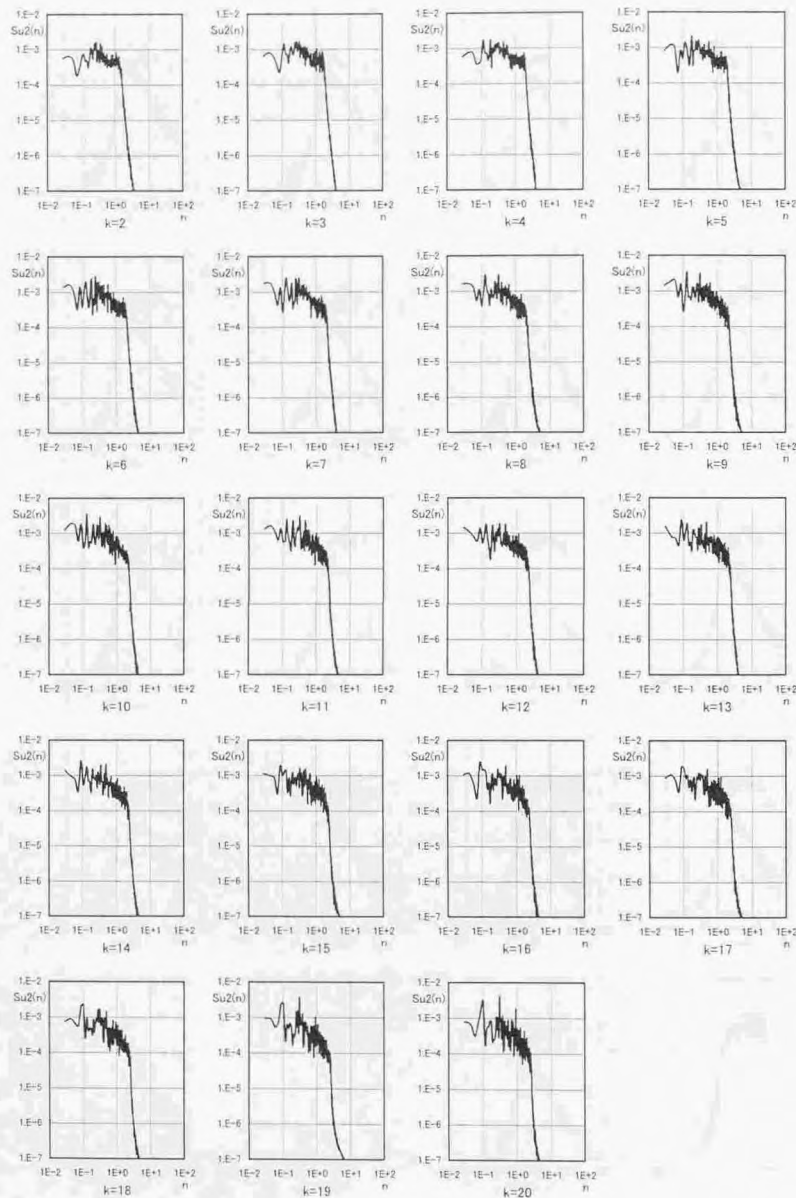
付図F.57 LES計算結果のパワースペクトル(case4:u1成分, $i=121$, $j=16\sim 31$ の平均値)



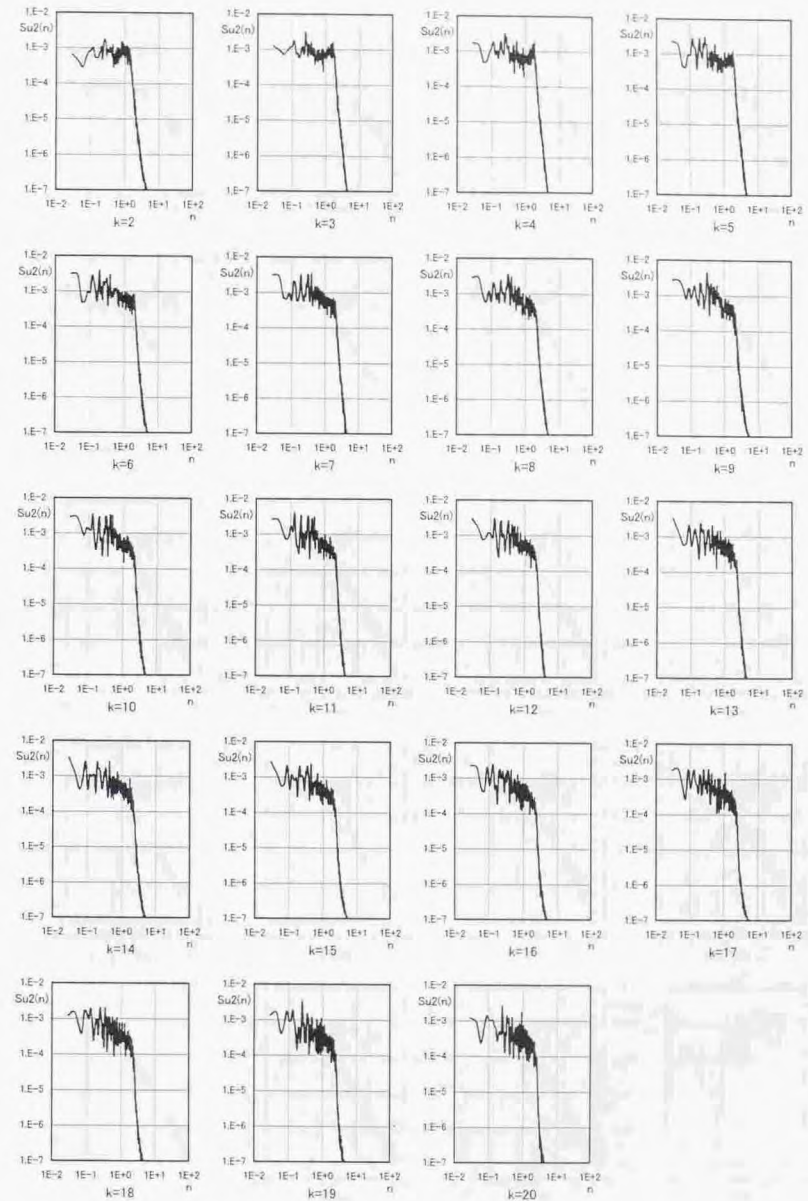
付図F.58 流入変動風のパワースペクトル(case4:u2成分, j=16~31の平均値)



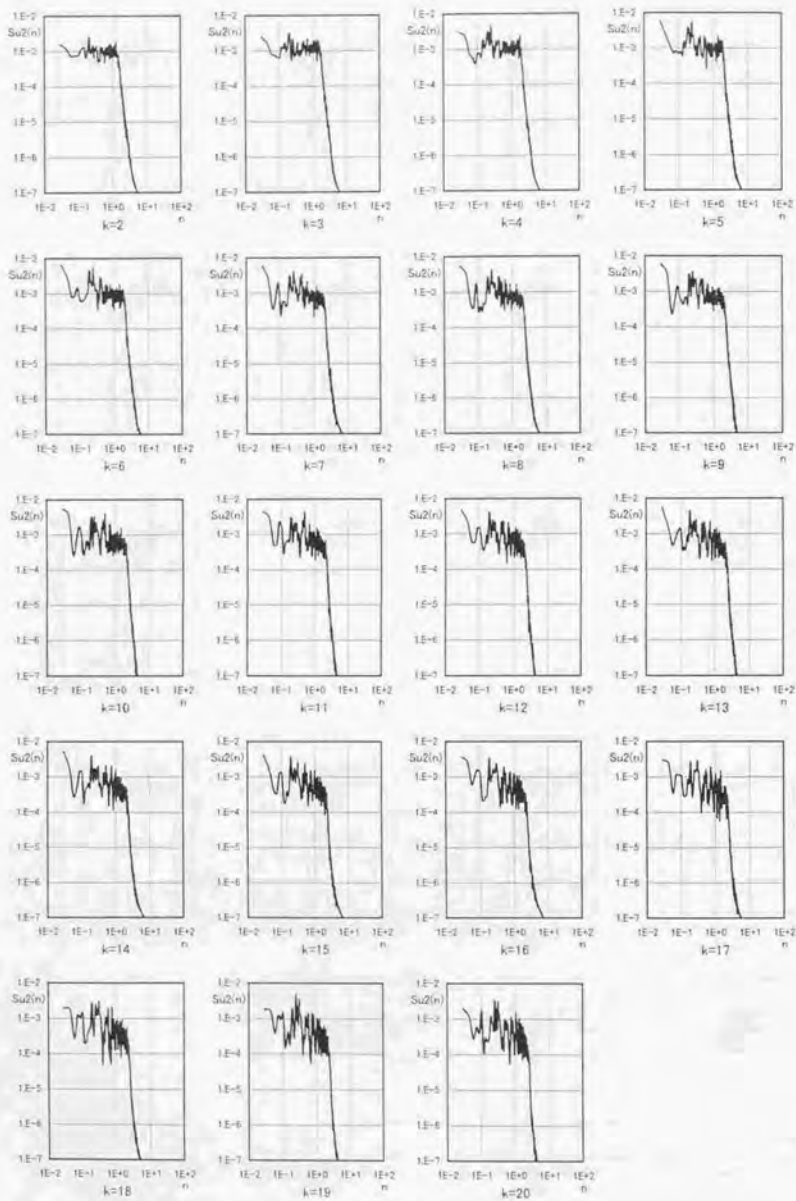
付図F.59 LES計算のパワースペクトル(case4:u2成分, i=3, j=16~31の平均値)



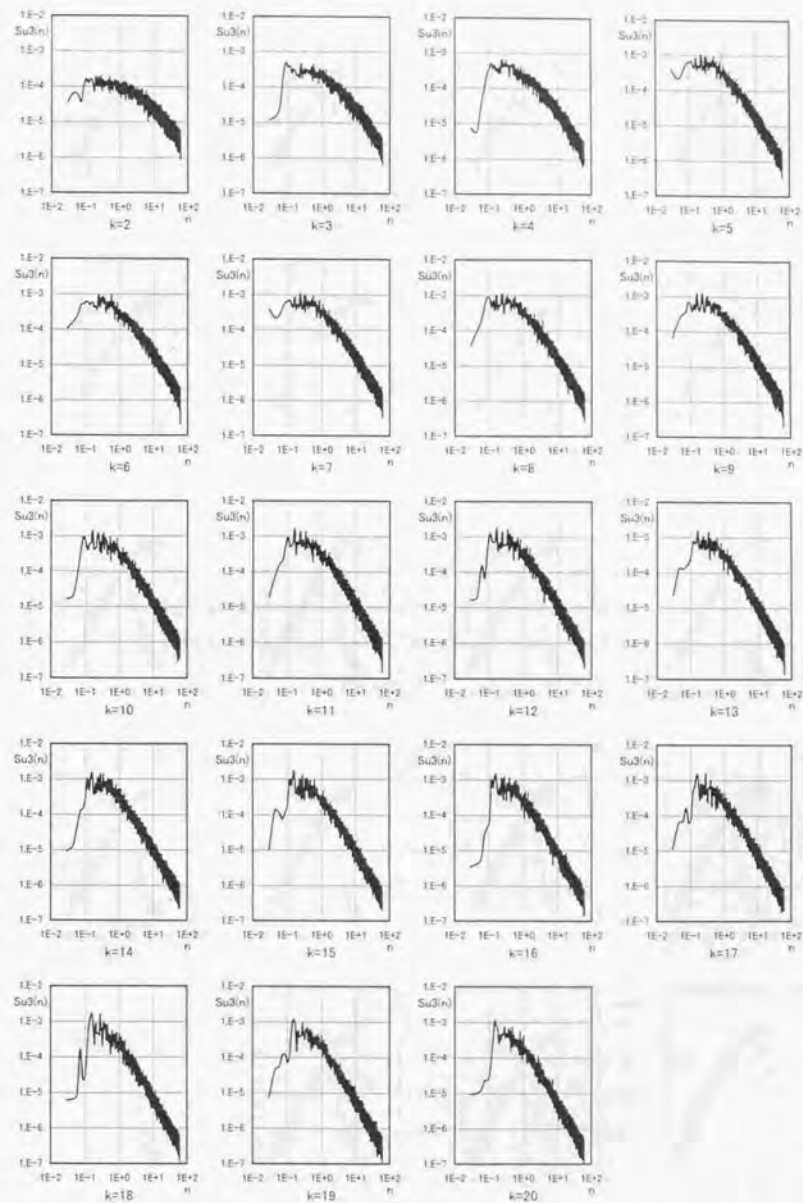
付図F.60 LES計算結果のパワースペクトル(case4:u2成分, $i=41$, $j=16\sim 31$ の平均値)



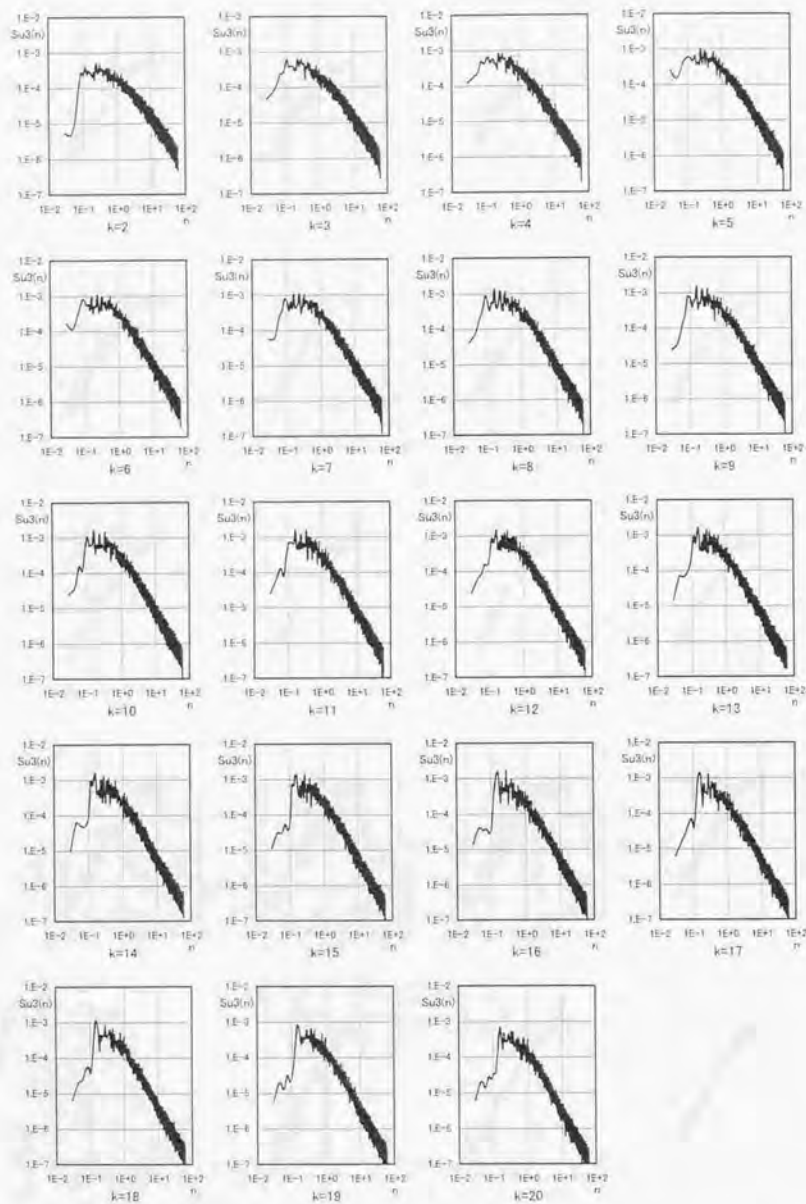
付図F.61 LES計算結果のパワースペクトル(case4:u2成分, $i=81$, $j=16\sim 31$ の平均値)



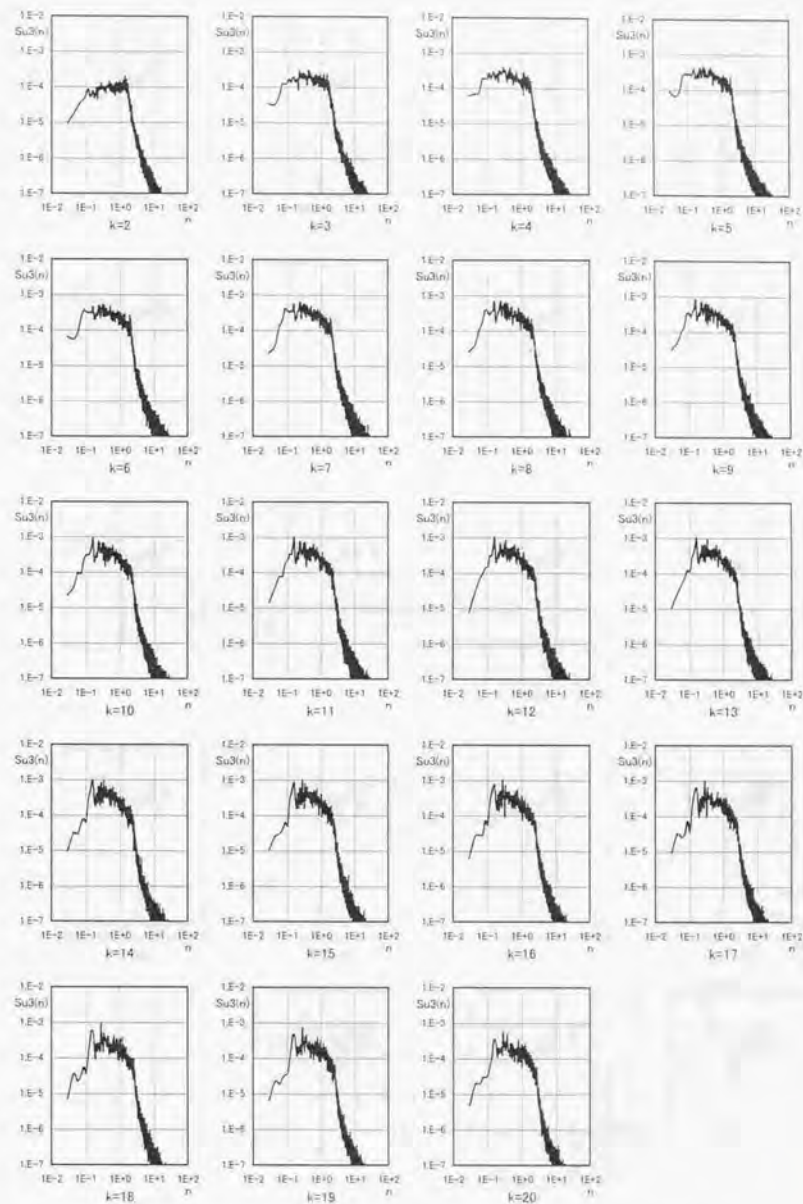
付図F.62 LES計算結果のパワースペクトル(case4:u2成分, i=121, j=16~31の平均値)



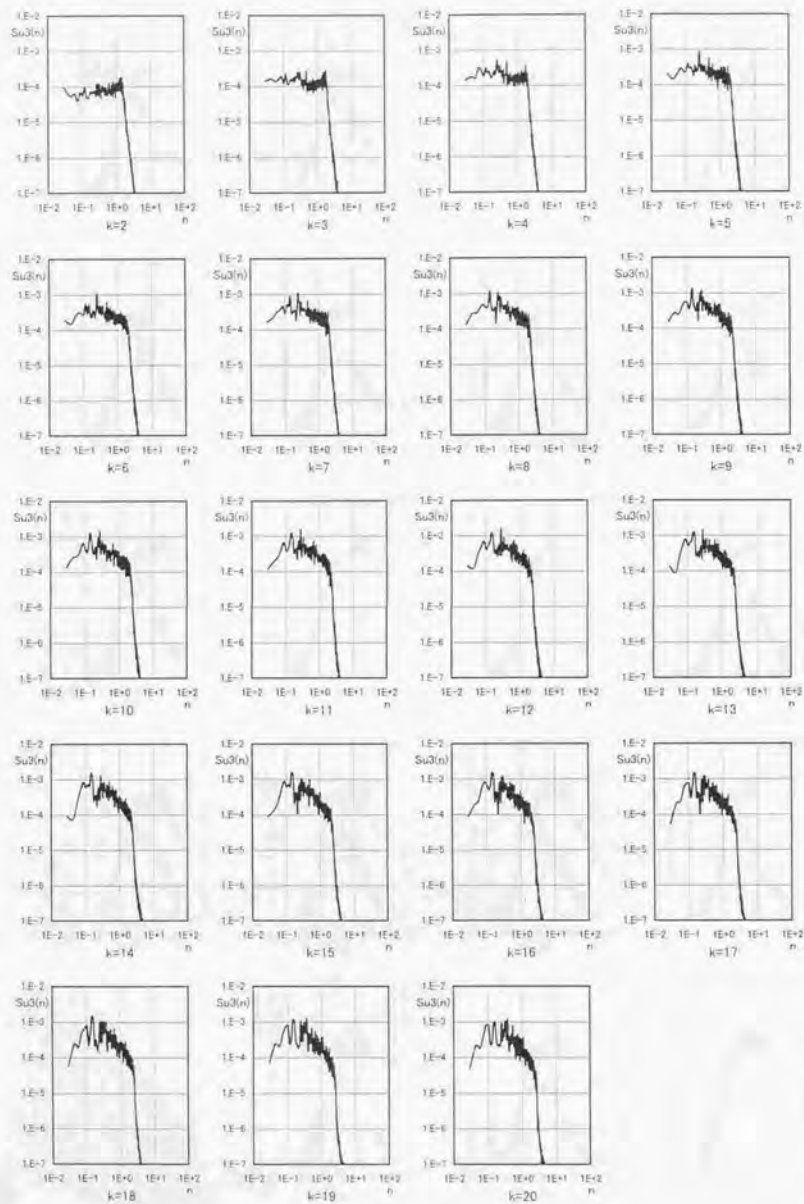
付図F.63 流入変動風のパワースペクトル(case4:u3成分, j=16~31の平均値)



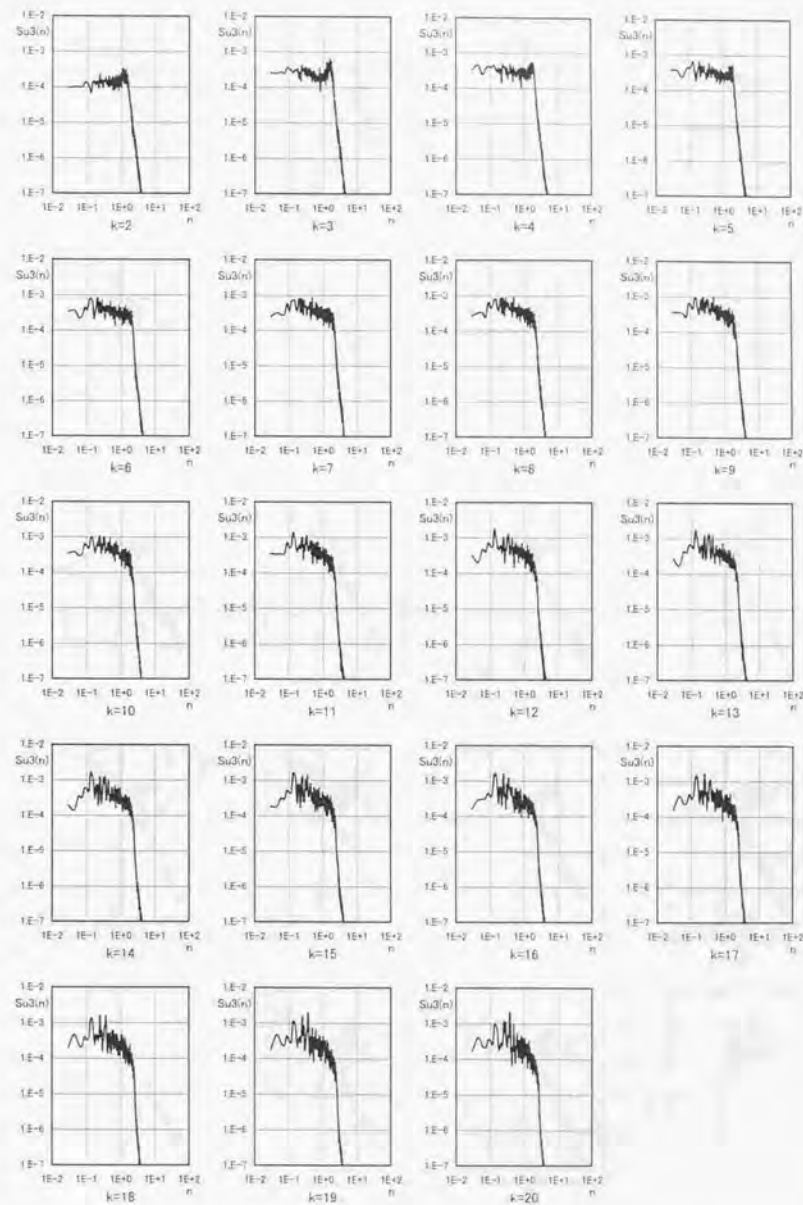
付図F.64 流入変動風のパワースペクトル(case4:u3成分、j=16~31の平均値、空間補間後)



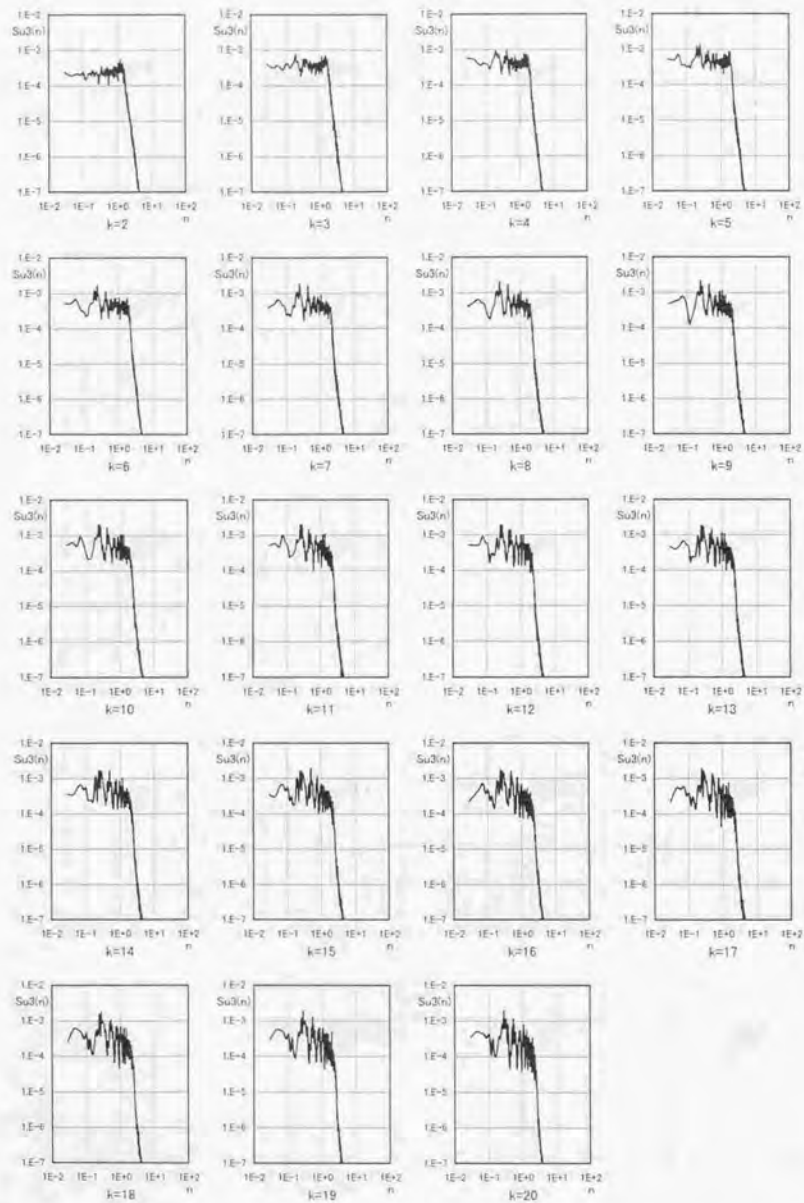
付図F.65 LBS計算のパワースペクトル(case4:u3成分、i=3、j=16~31の平均値)



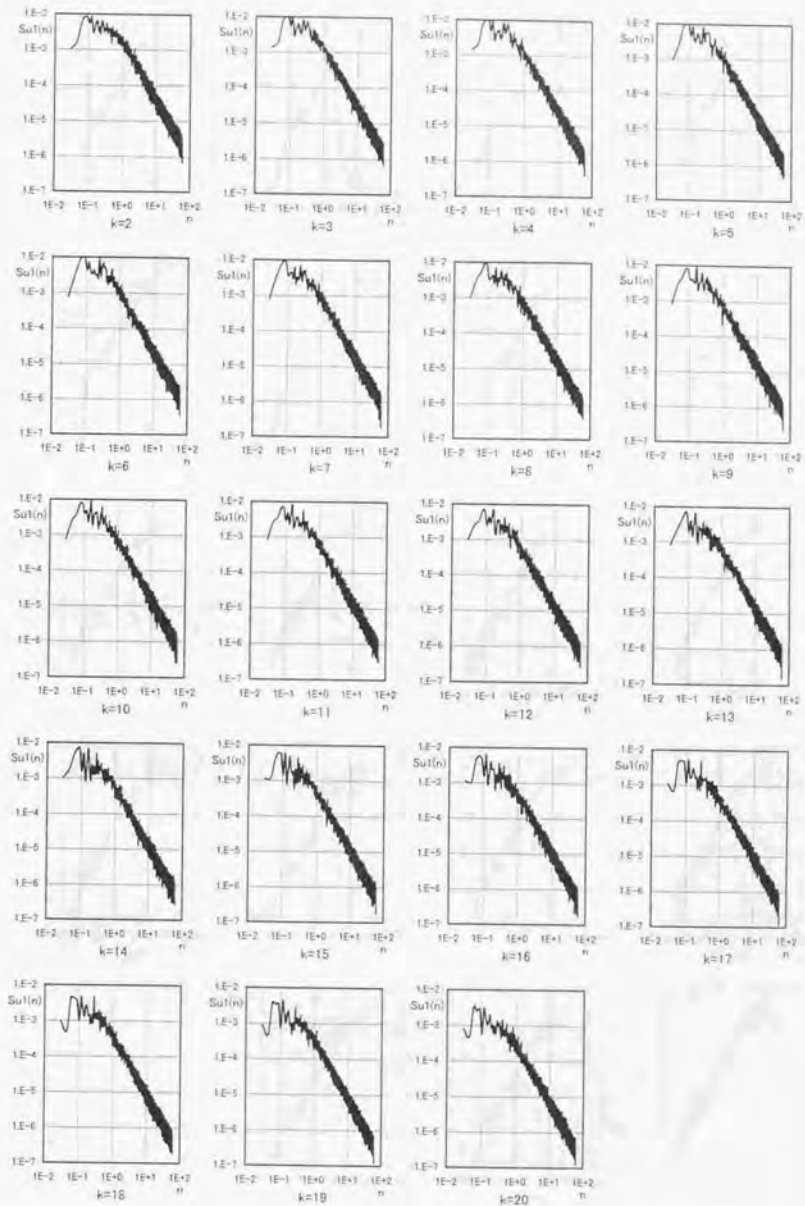
付図F.66 LES計算結果のパワースペクトル(case4:u3成分, $i=41$, $j=16\sim 31$ の平均値)



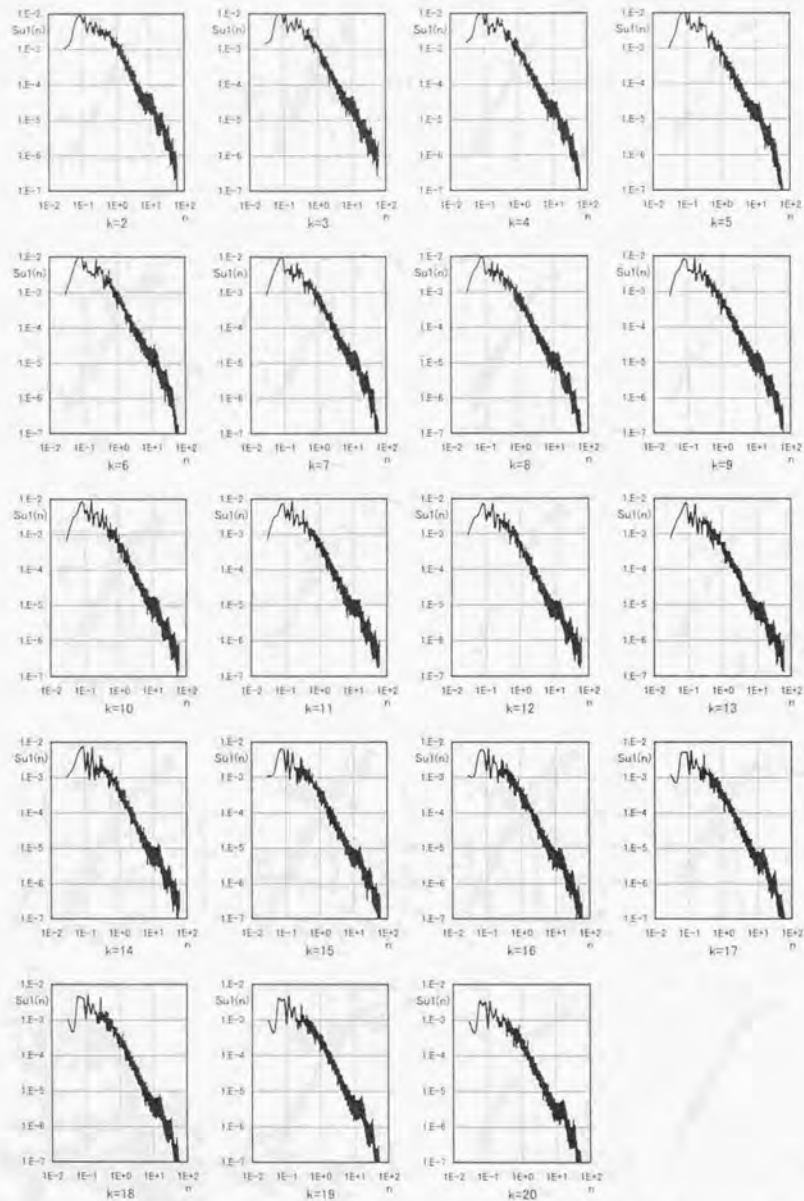
付図F.67 LES計算結果のパワースペクトル(case4:u3成分, $i=81$, $j=16\sim 31$ の平均値)



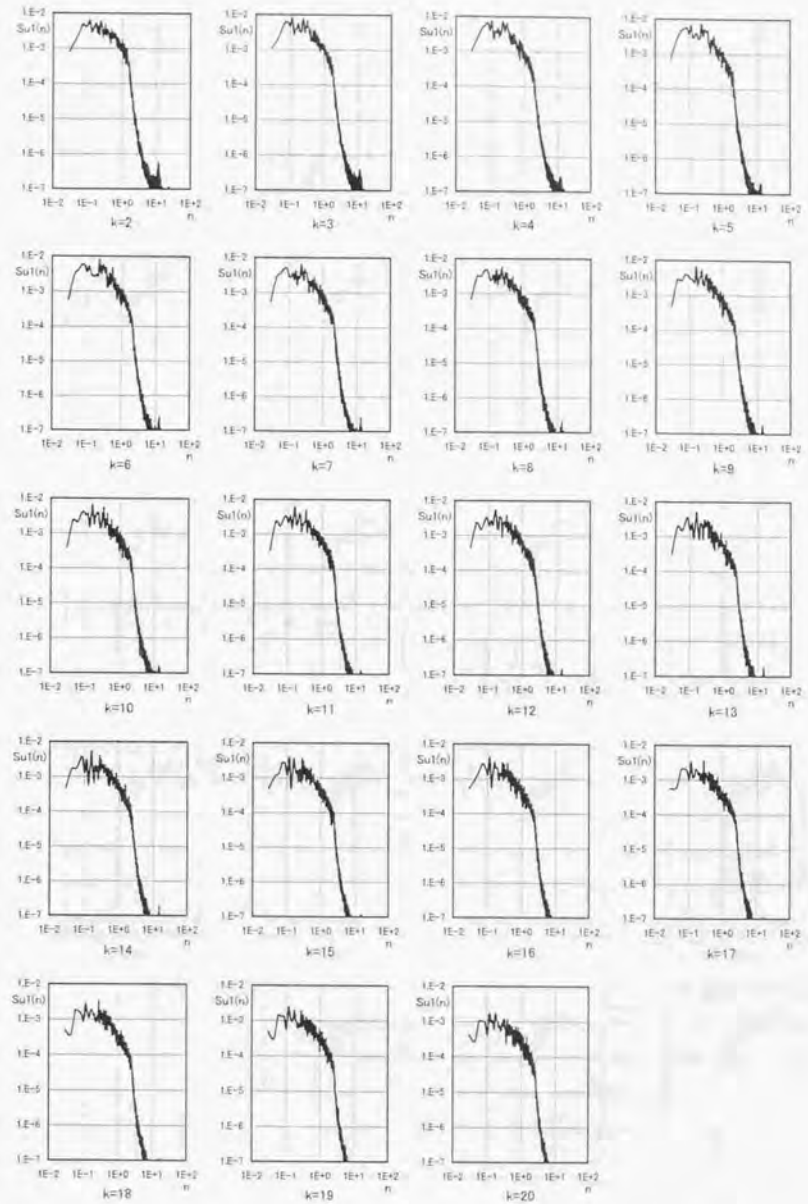
付図F.68 LES計算結果のパワースペクトル(case4:u3成分, i=121, j=16~31の平均値)



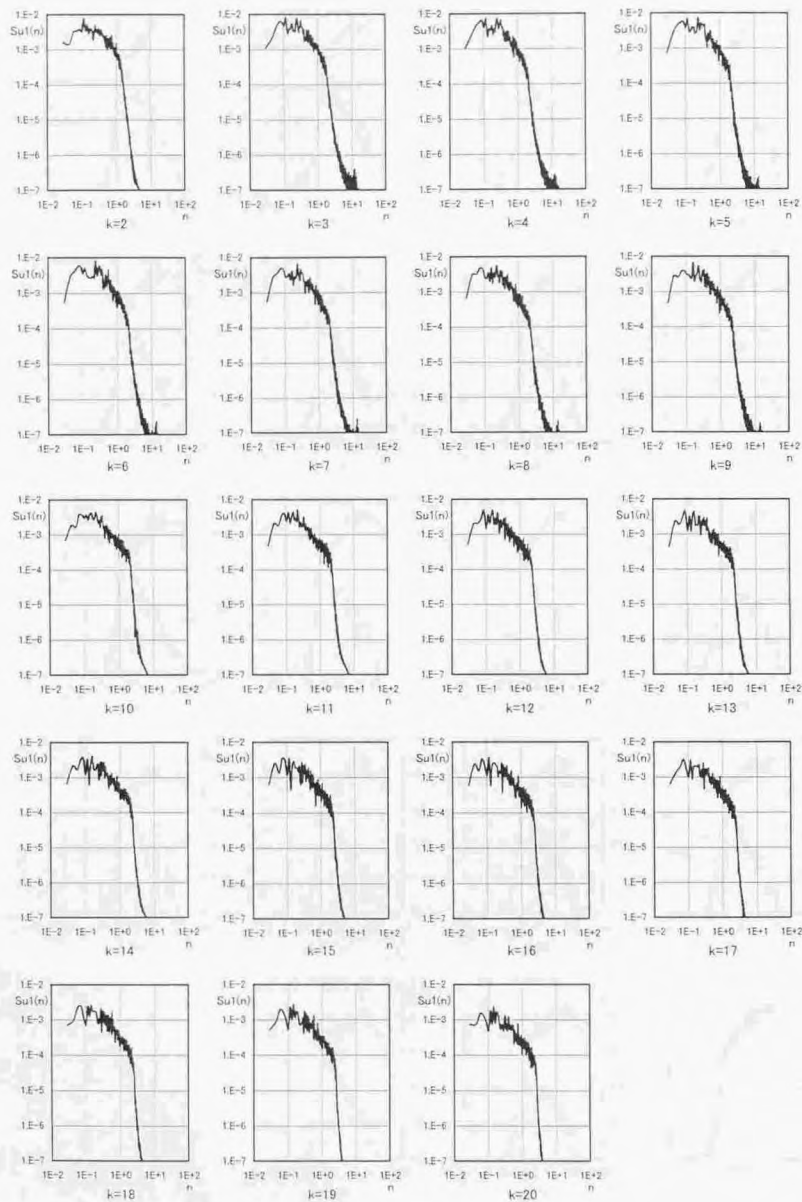
付図F.69 流入変動風のパワースペクトル(case4:u1成分, j=16~31の平均値)



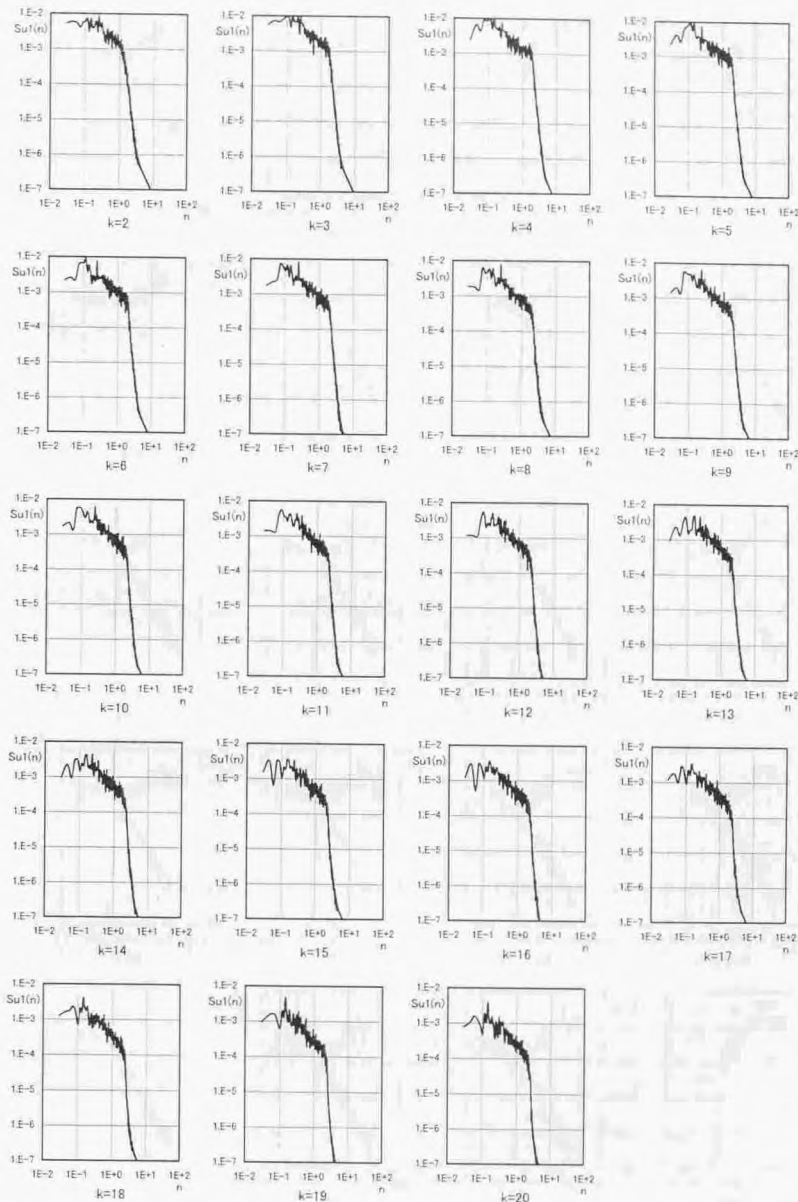
付図F.70 流入変動風のパワースペクトル(case5:u1成分, $j=16\sim 31$ の平均値, divergence-free操作+流入量一定操作後)



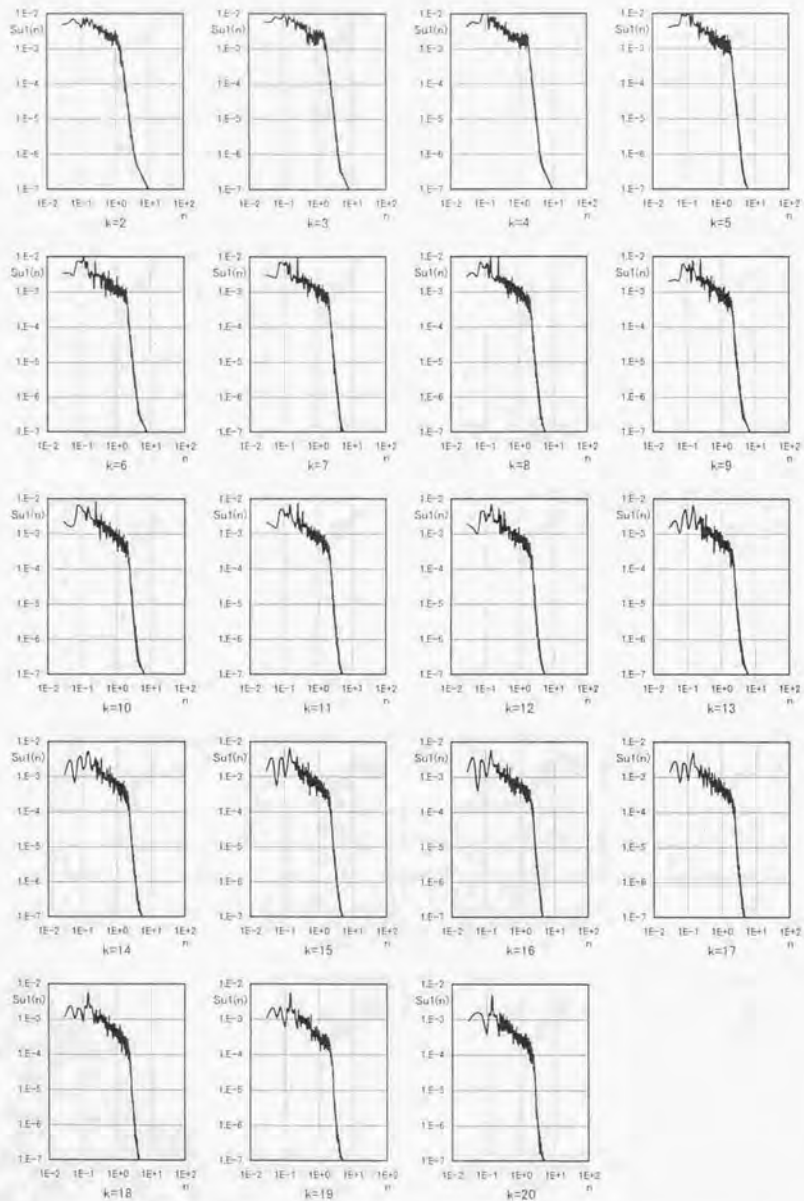
付図F.71 LES計算のパワースペクトル(case5:u1成分, $i=3, j=16\sim 31$ の平均値)



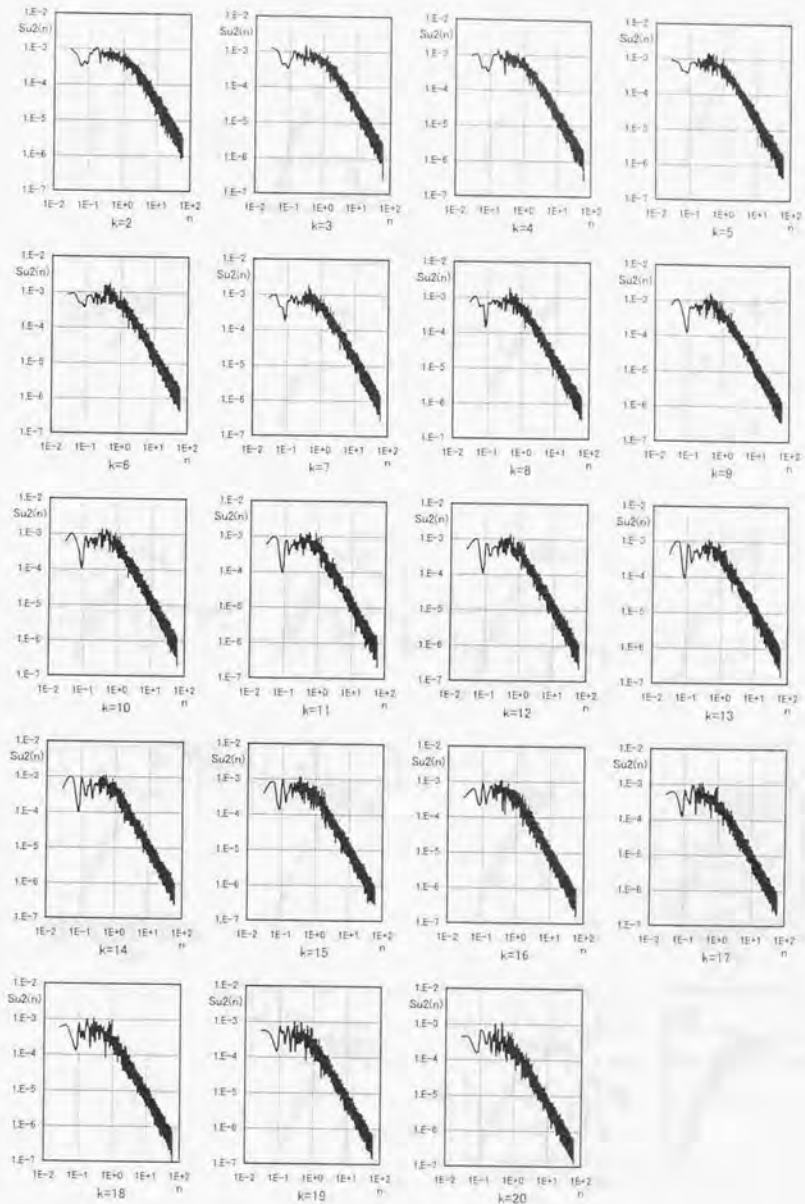
付図F.72 LES計算結果のパワースペクトル(case5:u1成分, $i=41$, $j=16\sim 31$ の平均値)



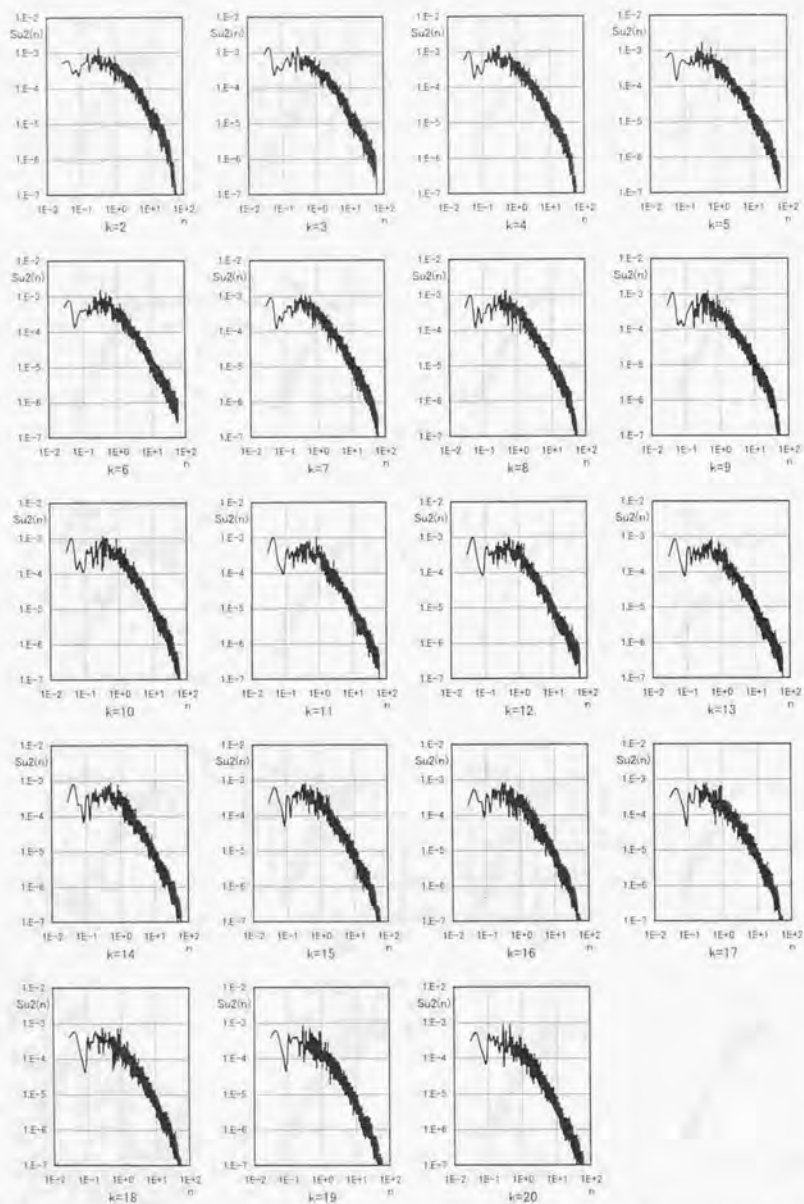
付図F.73 LES計算結果のパワースペクトル(case5:u1成分, $i=81$, $j=16\sim 31$ の平均値)



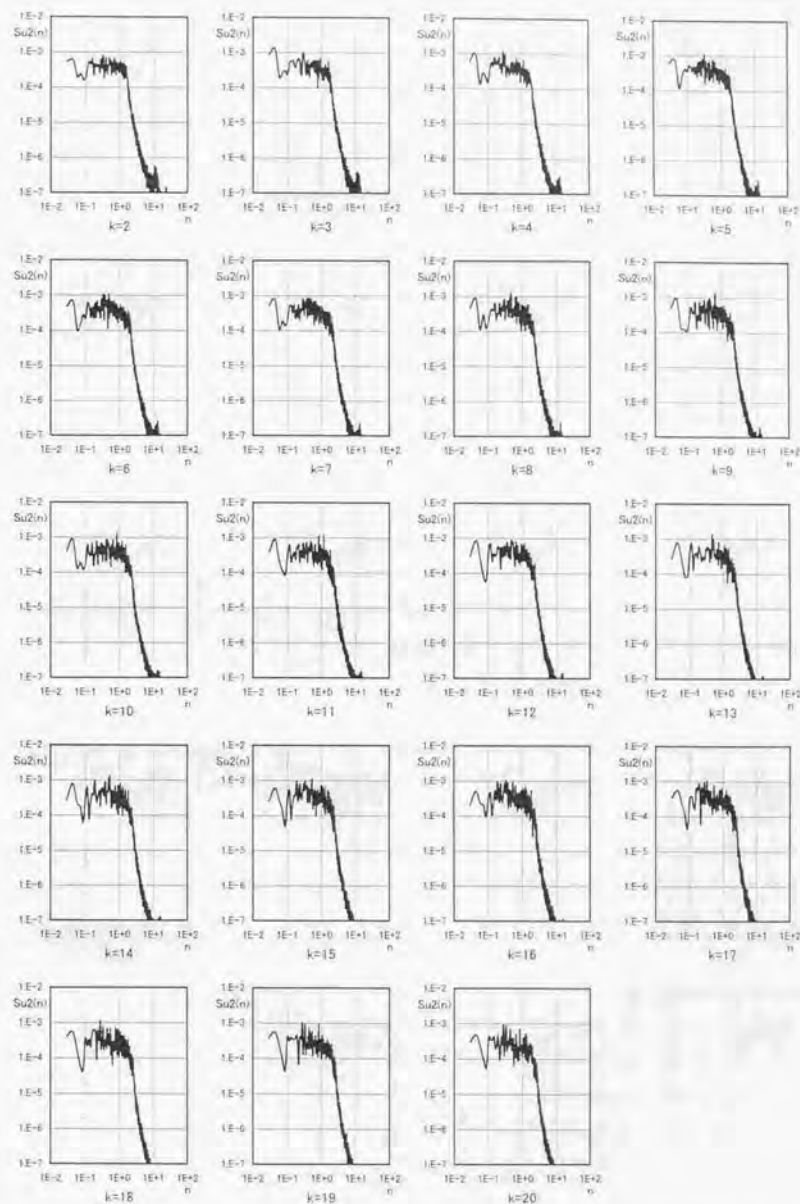
付図F.74 LES計算結果のパワースペクトル(case5:u1成分, i=121, j=16~31の平均値)



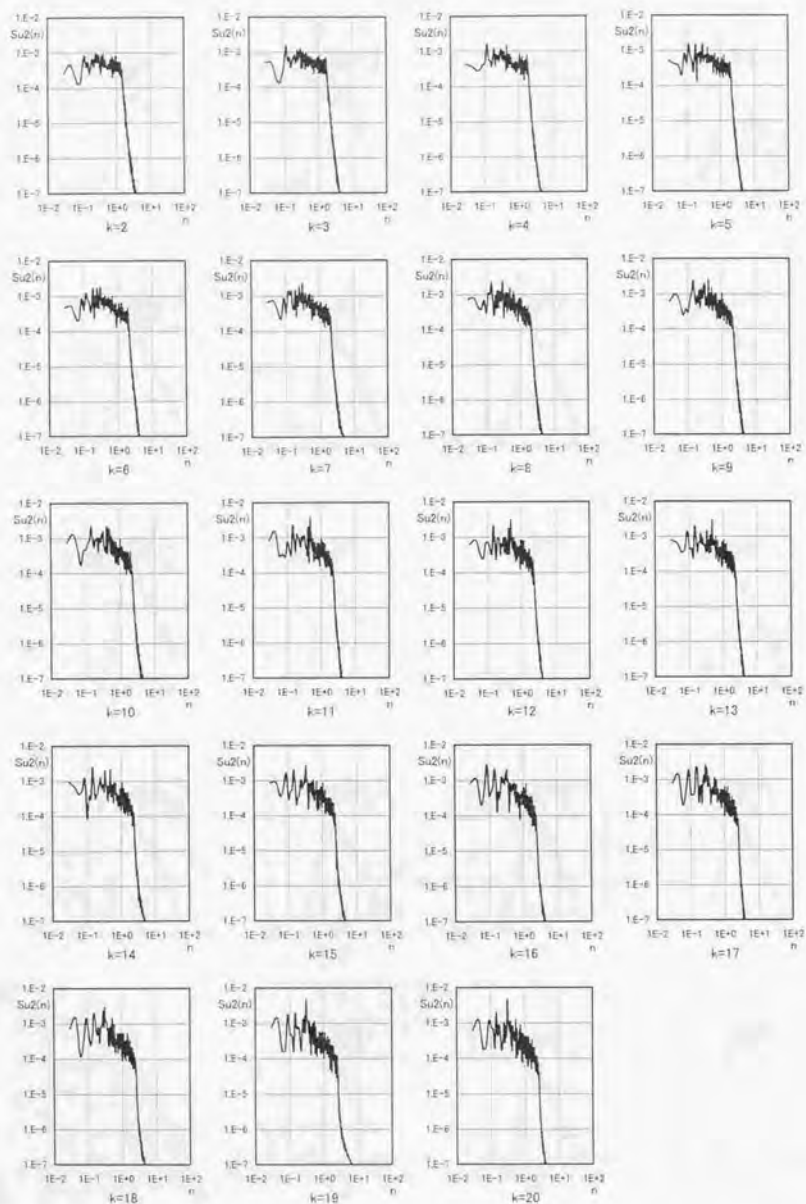
付図F.75 流入変動風のパワースペクトル(case5:u2成分, j=16~31の平均値)



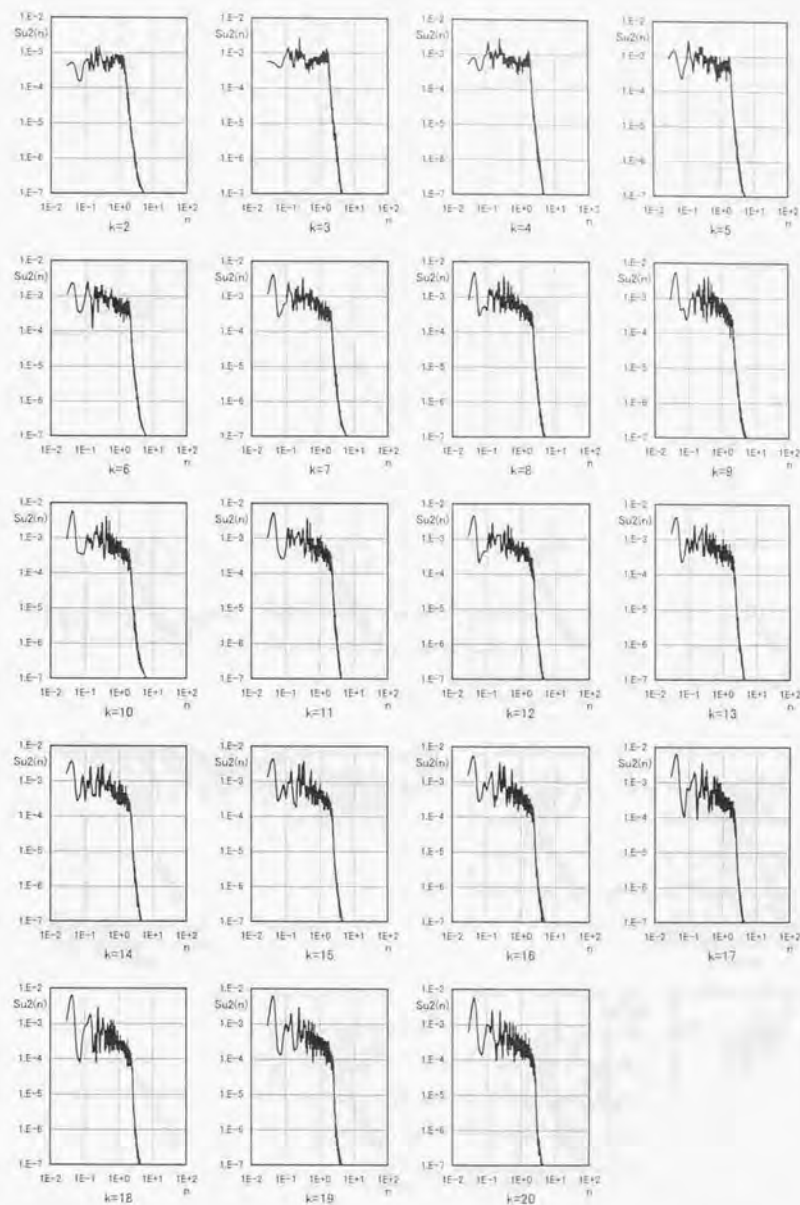
付図F.76 流入変動風のパワースペクトル(case5:u2成分, $j=16\sim 31$ の平均値, divergence-free操作後)



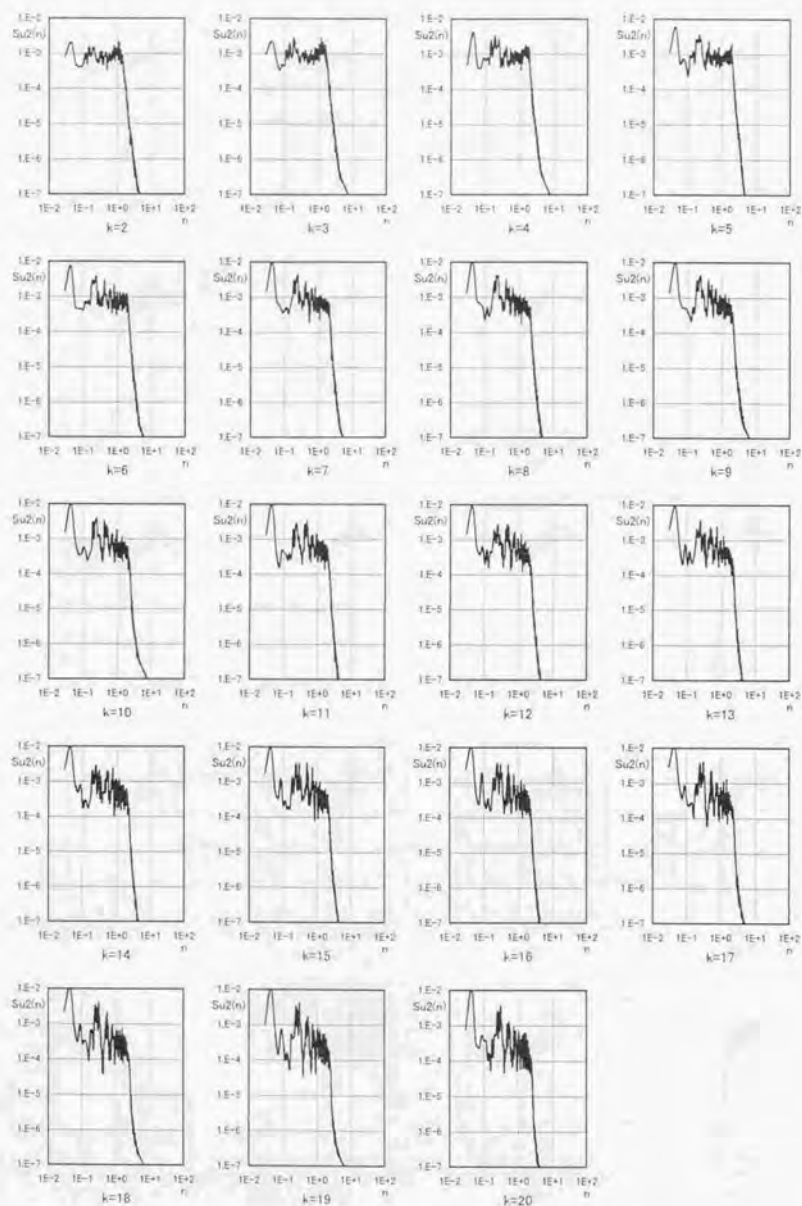
付図F.77 LES計算のパワースペクトル(case5:u2成分, $i=3, j=16\sim 31$ の平均値)



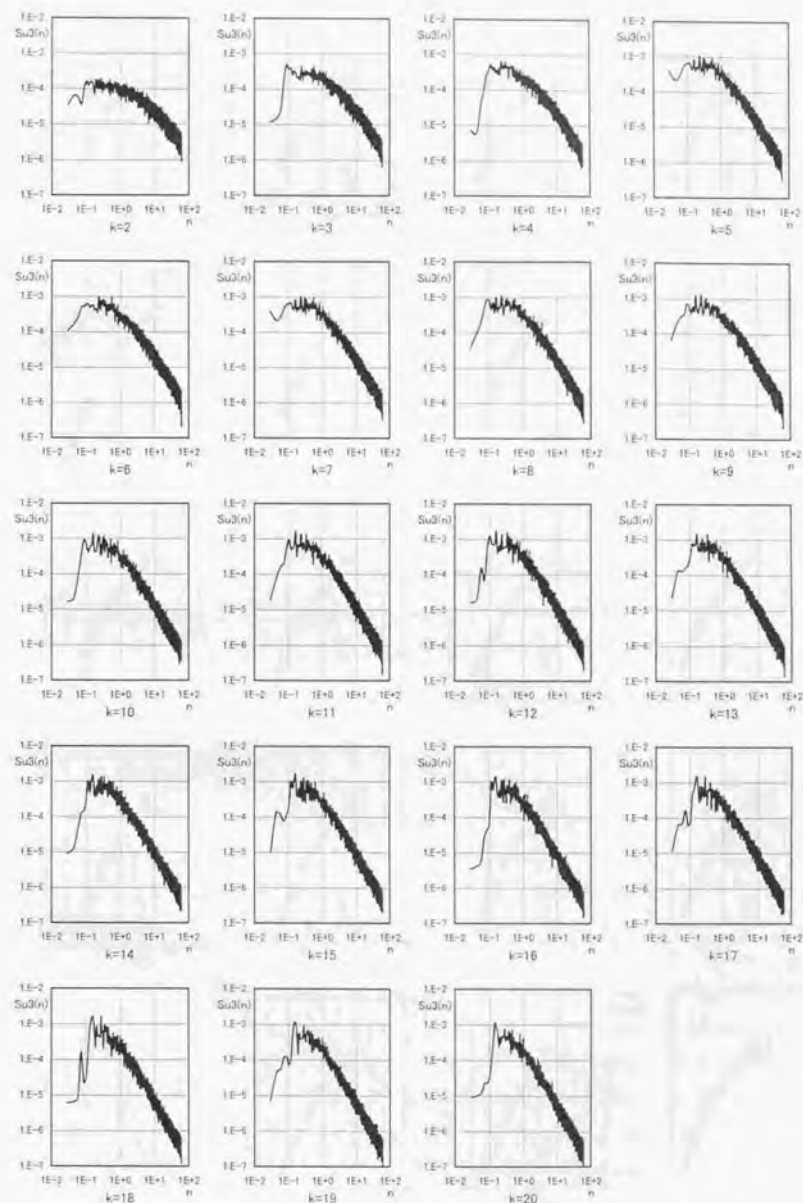
付図F.78 LES計算結果のパワースペクトル(case5:u2成分, $i=41$, $j=16\sim 31$ の平均値)



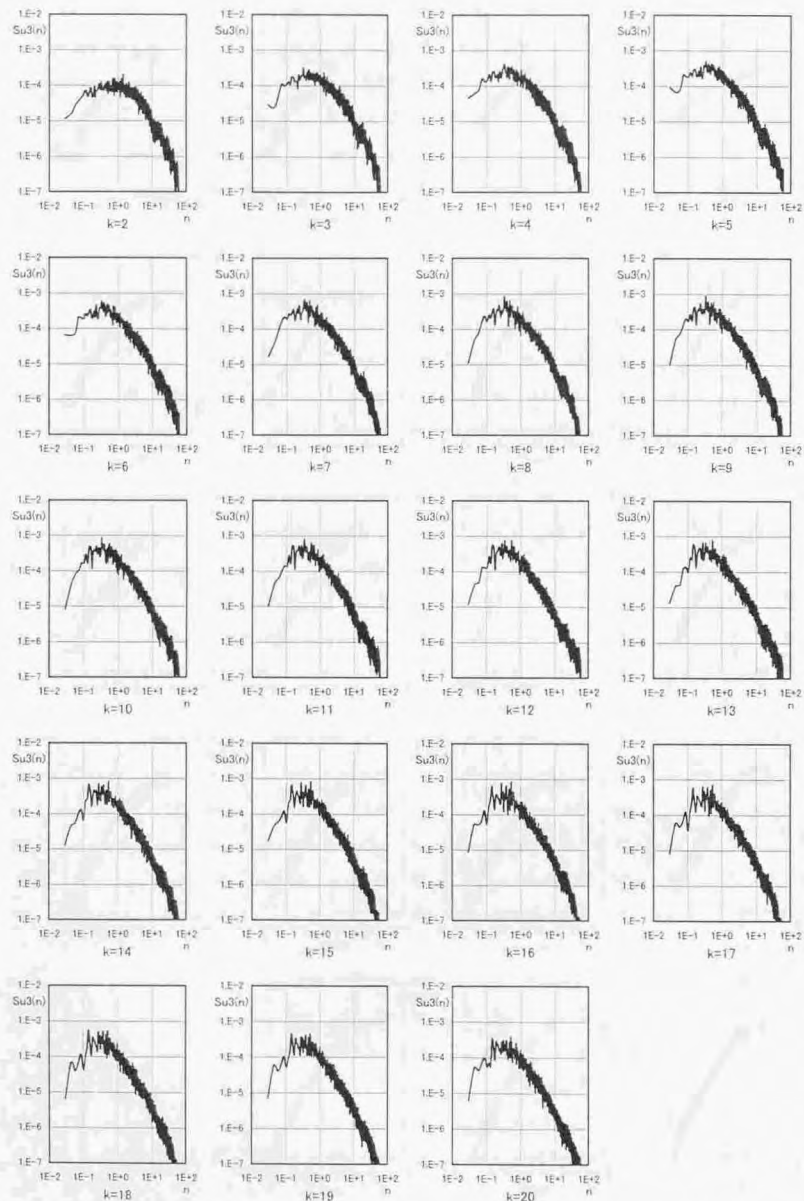
付図F.79 LES計算結果のパワースペクトル(case5:u2成分, $i=81$, $j=16\sim 31$ の平均値)



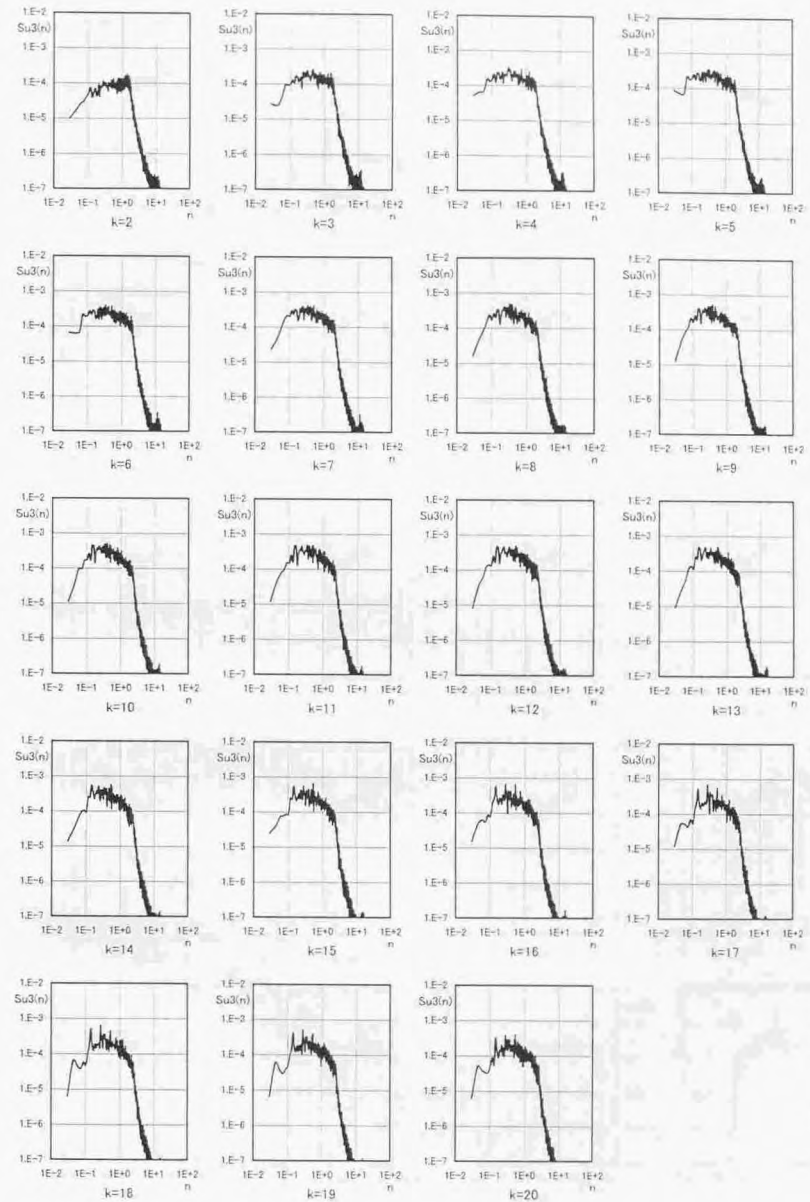
付図F.80 LES計算結果のパワースペクトル(case5:u2成分, $i=121$, $j=16\sim 31$ の平均値)



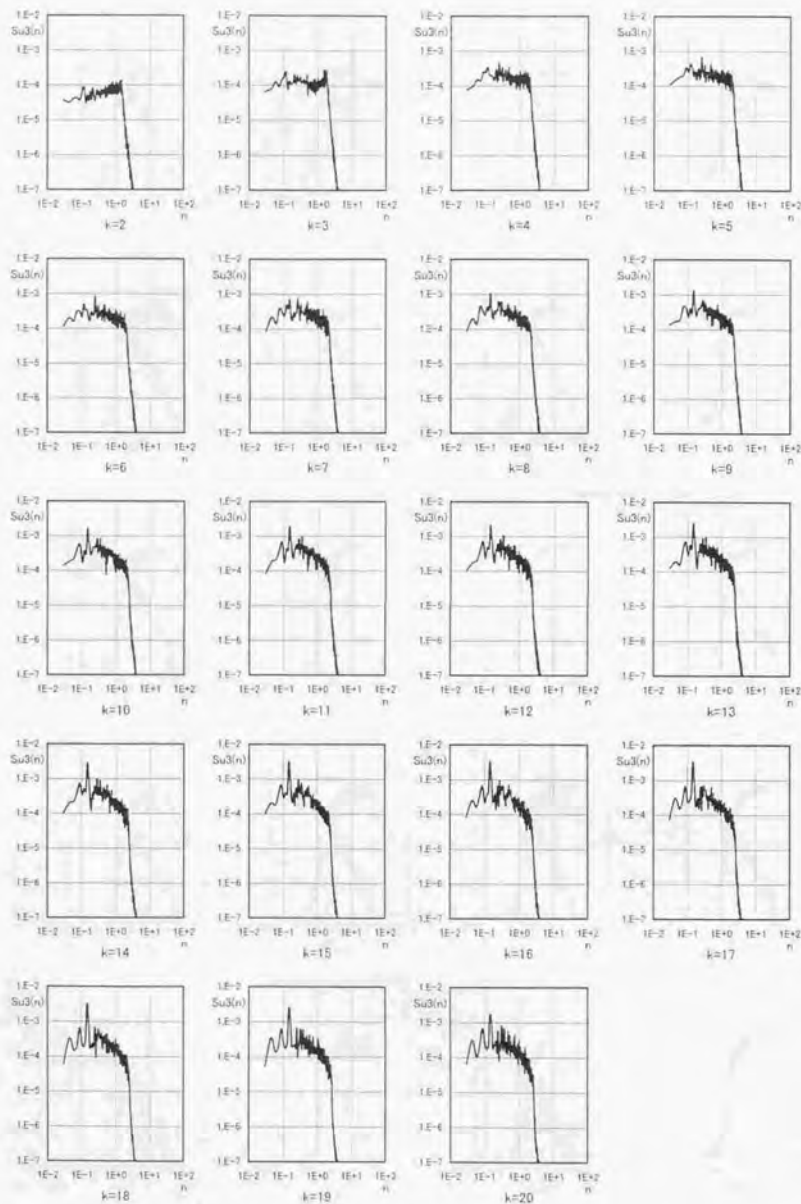
付図F.81 流入変動風のパワースペクトル(case4:u3成分, $j=16\sim 31$ の平均値)



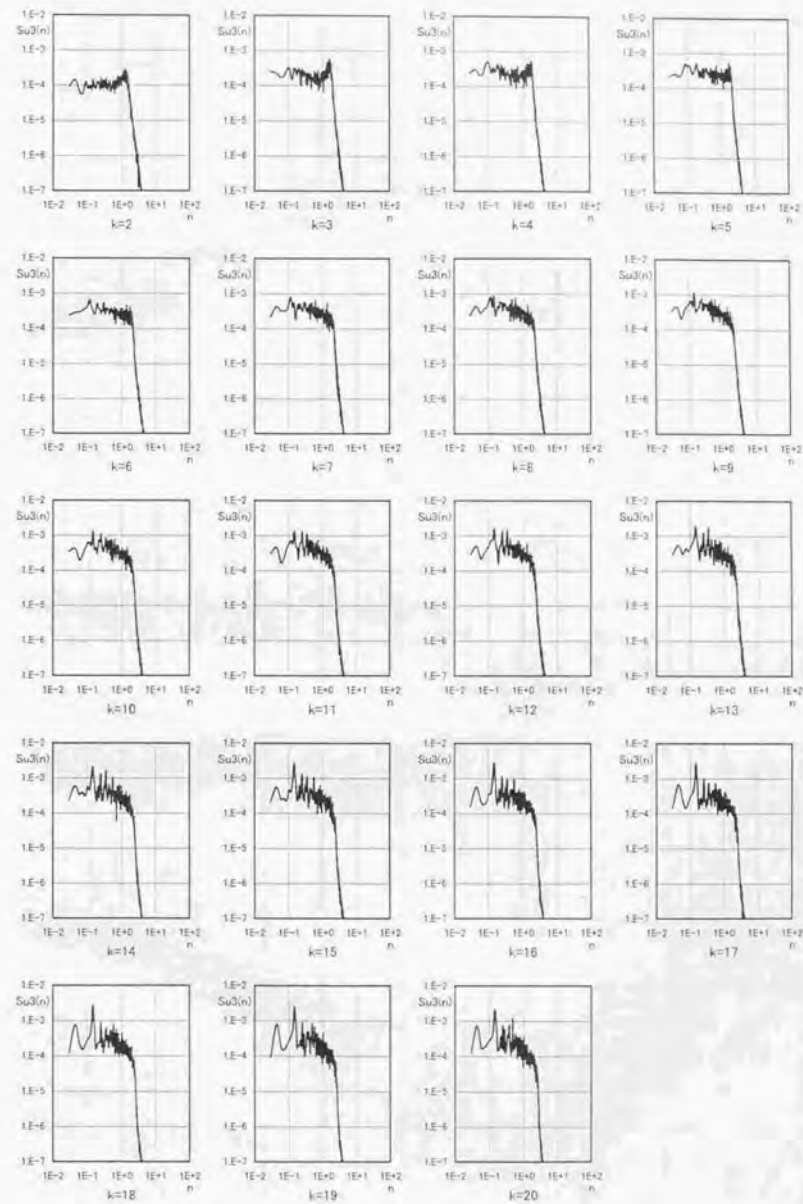
付図F.82 流入変動風のパワースペクトル(case5:u3成分, j=16~31の平均値, 空間補間+divergence-free操作)



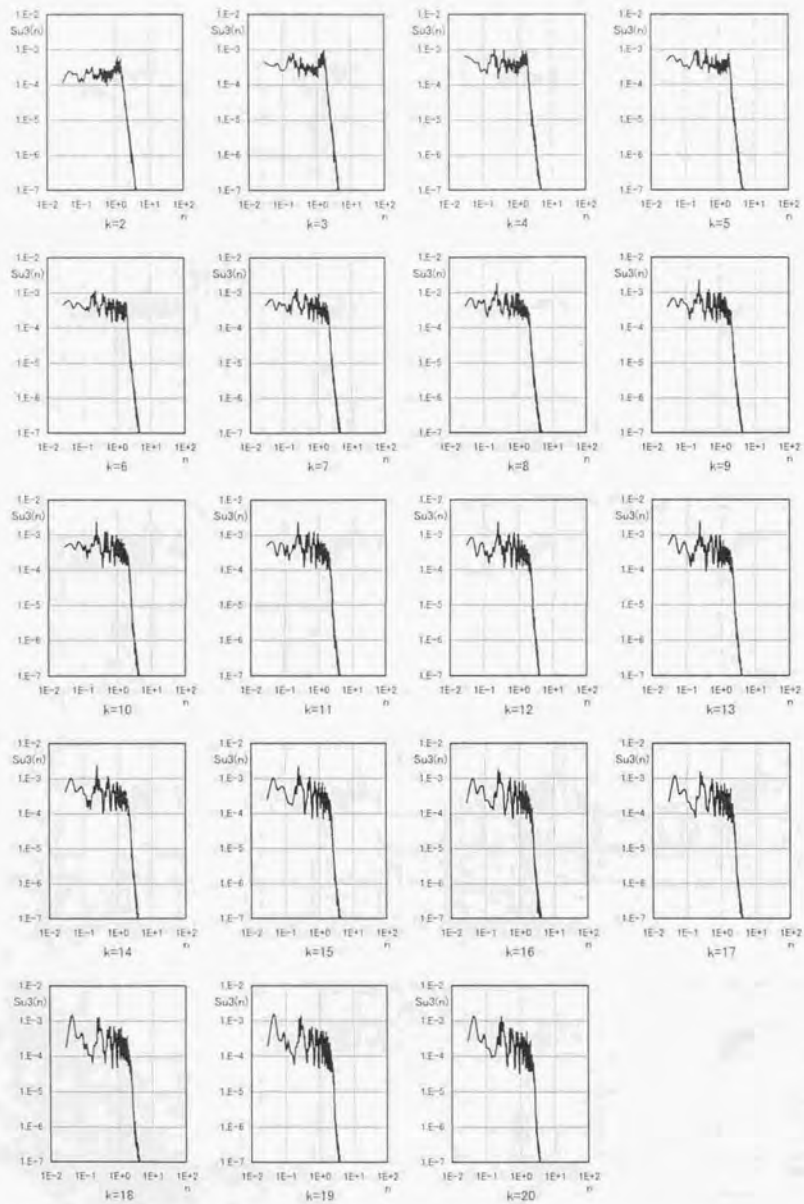
付図F.83 LES計算のパワースペクトル(case5:u3成分, i=3, j=16~31の平均値)



付図F.84 LES計算結果のパワースペクトル(case5:u3成分, $i=41$, $j=16\sim 31$ の平均値)



付図F.85 LES計算結果のパワースペクトル(case5:u3成分, $i=81$, $j=16\sim 31$ の平均値)



付図F.86 LES計算結果のパワースペクトル(case5:u3成分, $i=121$, $j=16\sim 31$ の平均値)

関連発表論文

(日本建築学会造系論文集)

- 1) 近藤宏二, 持田灯, 村上周三: LES のための流入変動風の生成に関する研究 一流入変動風を用いた等方性乱流場の LES 解析, 日本建築学会構造系論文集 第 501 号, pp.33-40, 1997.11
- 2) 近藤宏二, 持田灯, 村上周三, 土谷学: 乱流境界層を対象とする LES のための流入変動風の生成 一風洞実験に基づくクロススペクトルマトリクスのモデル化一, 日本建築学会構造系論文集 第 509 号, pp.33-40, 1998.7
- 3) 近藤宏二, 持田灯, 村上周三: 生成された流入変動風を用いた LES 一流入変動風生成時のクロススペクトルマトリクスの再現精度が計算結果に及ぼす影響について一, 日本建築学会構造系論文集 第 523 号, pp.47-54, 1999.9

(Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics)

- 1) K.Kondo, S.Murakami, A.Mochida: Generation of velocity fluctuations for inflow boundary condition of LES, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 67&68, pp.51-64, 1997.4-6

(風工学シンポジウム)

- 1) 近藤宏二, 持田灯, 村上周三: 生成された流入変動風に基づく等方性乱流の LES 計算, 第 14 回風工学シンポジウム, pp.227-232, 1996.12

(日本建築学会学術講演梗概集)

- 1) 近藤宏二, 村上周三, 持田灯: LES のための流入変動風の作成 (その 1) 連続式を条件に課した等方性乱流の変動風のシミュレーション, 日本建築学会大会学術講演梗概集, pp.165-166, 1995.8
- 2) 土谷学, 近藤宏二, 持田灯, 村上周三: LES のための流入変動風の作成 (その 2) 多点相関を考慮した等方性乱流の流入変動風のシミュレーション, 日本建築学会大会学術講演梗概集, pp.161-162, 1996.9
- 3) 近藤宏二, 持田灯, 村上周三, 土谷学: LES のための流入変動風の作成 (その 3) 流入変動風を用いた等方性乱流場の LES 解析, 日本建築学会大会学術講演梗概集, pp.163-164, 1996.9

- 4) 土谷学, 近藤宏二, 持田灯, 村上周三: 境界層乱流を対象とした LES のための流入変動風の生成法に関する研究 (その1) 平板境界層乱流のモデル化のための風洞実験, 日本建築学会大会学術講演梗概集, pp.321-322, 1997.9
- 5) 近藤宏二, 持田灯, 村上周三, 土谷学: 境界層乱流を対象とした LES のための流入変動風の生成法に関する研究 (その2) 周波数スペクトルに基づく平板境界層乱流の生成, 日本建築学会大会学術講演梗概集, pp.323-324, 1997.9
- 6) 近藤宏二, 持田灯, 村上周三, 土谷学: LES のための流入変動風の生成法に関する研究 生成された流入変動風を用いた平板乱流境界層の LES 計算, 日本建築学会大会学術講演梗概集, pp.311-312, 1998.9
- 7) 近藤宏二, 持田灯, 村上周三, 土谷学: LES のための流入変動風の生成法に関する研究 平板乱流境界層の風速変動の頻度分布の再現性, 日本建築学会大会学術講演梗概集, pp.263-264, 1999.9

(数値流体力学シンポジウム)

- 1) 近藤宏二, 村上周三, 持田灯: LES のための流入変動風の作成法に関する研究 (その1) 周波数スペクトルに基づく流入変動風を用いた等方性乱流の解析, 第9回数値流体力学シンポジウム, pp.213-214, 1995.12
- 2) 近藤宏二, 村上周三, 持田灯, 土谷学: LES のための流入変動風の作成法に関する研究 一周波数スペクトルに基づく乱流境界層の生成, 第10回数値流体力学シンポジウム, pp.168-169, 1996.12
- 3) 近藤宏二, 持田灯, 村上周三, 土谷学: 乱流境界層を対象とした LES のための流入変動風の生成法に関する研究 一風洞実験に基づく平板乱流境界層のモデル化と生成, 第11回数値流体力学シンポジウム, pp.183-184, 1997.12
- 4) 近藤宏二, 持田灯, 村上周三, 土谷学: 乱流境界層を対象とした LES のための流入変動風の生成法に関する研究 一流入変動風生成時の空間相関の再現性が計算結果に及ぼす影響について, 第12回数値流体力学シンポジウム, pp.163-164, 1998.12
- 5) 近藤宏二, 持田灯, 村上周三, 土谷学: 乱流境界層を対象とした LES のための流入変動風の生成法に関する研究 一風速変動の頻度分布の再現性について, 第13回数値流体力学シンポジウム, B05-1, 1999.12

(生産研究)

- 1) 近藤宏二, 村上周三, 持田灯, 土谷学: LES のための流入変動風の作成法に関する研究 (第1報) 周波数スペクトルに基づく流入変動風を用いた等方性乱流の解析, 生産研究 48 巻2号, pp.53-56, 1996.2
- 2) 近藤宏二, 持田灯, 村上周三, 土谷学: 乱流境界層を対象とした LES のための流入変動風の生成法に関する研究 一風洞実験に基づく平板乱流境界層のモデル化と生成, 生産研究 50 巻1号, pp.41-48, 1998.1
- 3) 近藤宏二, 持田灯, 村上周三, 土谷学: 乱流境界層を対象とした LES のための流入変動風の生成法に関する研究 一流入変動風生成時のパワースペクトル, クロススペクトルの再現精度が計算結果に及ぼす影響, 生産研究 51 巻1号, pp.57-60, 1999.1

(生研 N S T シンポジウム)

- 1) 近藤宏二, 持田灯, 村上周三, 土谷学: 流入変動風を用いた平板乱流境界層の LES 計算, 第14回生研 NST シンポジウム講演論文集, pp.108-114, 1999.3

(日本風工学会誌)

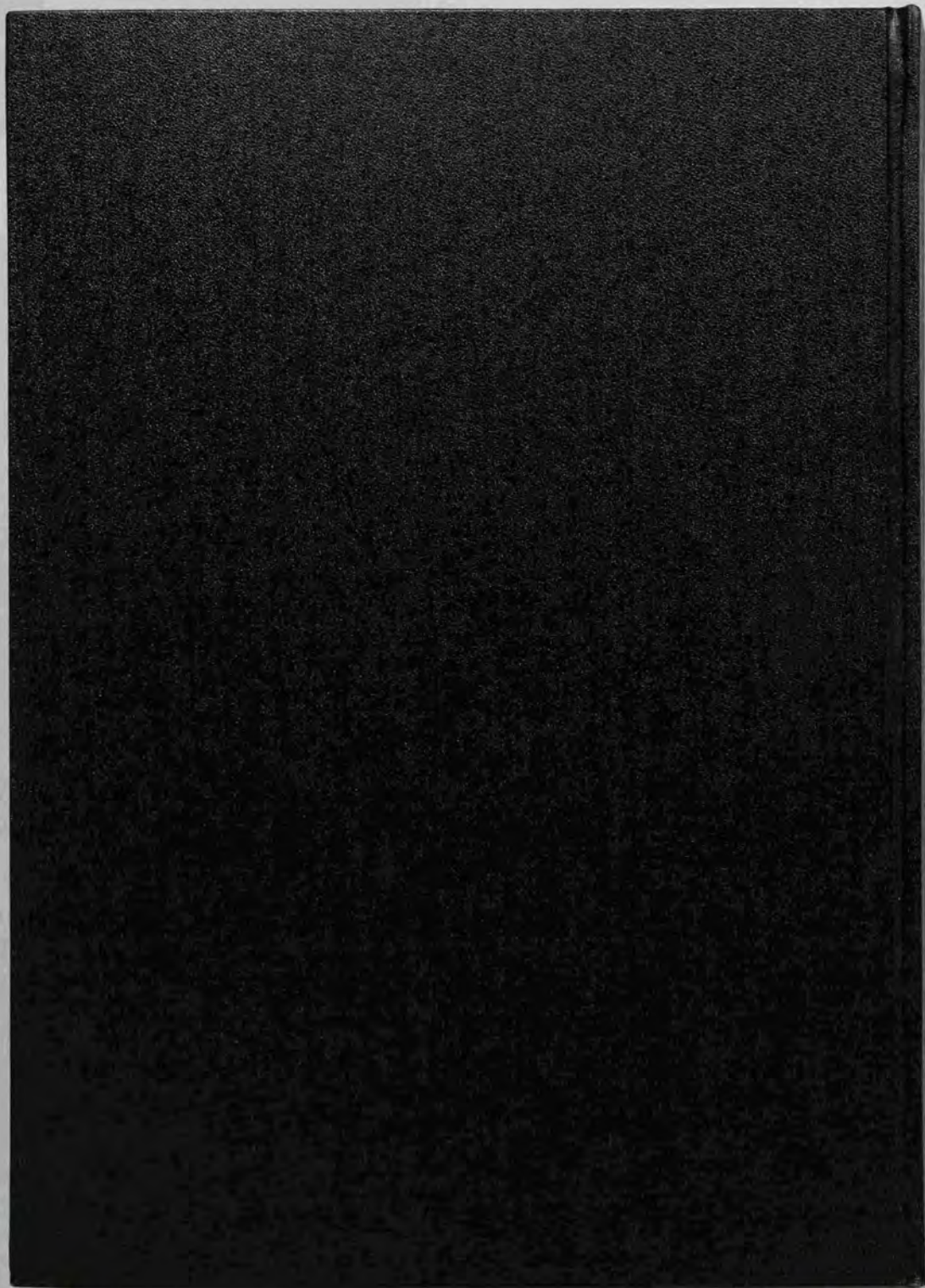
- 1) 近藤宏二, 村上周三, 持田灯, 土谷学: LES のための流入変動風作成法に関する研究 一周波数スペクトルに基づく境界層乱流の生成, 日本風工学会誌 第71号, pp.193-194, 1997.4
- 2) 近藤宏二, 持田灯, 村上周三: 流入変動風生成時の空間相関の再現精度が平板乱流境界層の LES 計算結果に及ぼす影響について, 日本風工学会誌 第79号, pp.171-172, 1999.4

(乱流シンポジウム)

- 1) 近藤宏二, 持田灯, 村上周三, 土谷学: 乱流境界層の LES のための流入変動風の生成法に関する研究 一流入変動風を用いた LES 計算による乱流統計量と実験値の比較, 第30回乱流シンポジウム講演論文集, pp.195-196, 1998.7

(鹿島技術研究所年報)

- 1) 近藤宏二, 土谷学, 村上周三, 持田灯: LES による乱流場の計算のための流入変動風の作成. 鹿島技術研究所年報 第44号, pp.73-78, 1996.12
- 2) 近藤宏二, 土谷学, 村上周三, 持田灯: 生成された流入変動風を用いた乱流境界層のLES - 流入変動風生成時のクロススペクトルマトリクスの再現精度が計算結果に及ぼす影響について -. 鹿島技術研究所年報 第47号, pp.159-160, 1999.12



1914