

大気境界層における乱流エネルギー収支の研究 (2)

光田 寧・塚本 修・片岡 毅

MEASUREMENT OF TURBULENT KINETIC ENERGY BUDGET IN THE ATMOSPHERIC BOUNDARY LAYER (2)

By Yasushi MITSUTA, Osamu TSUKAMOTO and Tsuyoshi KATAOKA

Synopsis

The static pressure probe developed in the previous study was improved to be used in fluctuating winds in the vertical as well as the horizontal direction. As the results of test observation of this new static pressure probe, the power spectral density of static pressure fluctuation in the boundary layer decreases with about -2nd power of frequency. The turbulent kinetic energy budget was examined again by the use of this new pressure probe on the Tsukuba tower at the upper layer (50-100 m) and the lower layer (25-50 m). All of the components of the energy budget equation were measured. However, the equation has not balanced satisfactorily and remained a large imbalance. The reasons were not clear.

1. は じ め に

大気境界層における気象現象の特徴として、風、温度、湿度等が時々刻々、様々な変動を示し、大気がいわゆる乱流状態にあるということを挙げるができる。特に風は、風速、風向とも大きな変動を示し、その平均値と共に乱れの大きさが我々の日常生活にも直接影響を及ぼす重要な量である。例えば、大気汚染の拡散を評価する場合、また塔、橋、家屋等の建築物、あるいは航空機などの安定性や不規則運動を見積もる場合において、乱れの大きさは重要な要素である。大気中での風の乱れの様子を知るために、乱れの運動エネルギーの生成、消滅を記述する乱れのエネルギー収支式の各項の大きさを調べ、乱れの消長との関連を知ることが、乱れを研究する上で基本的な問題である。

大気境界層での乱れのエネルギー収支式は、水平方向の一様性と、最も小さなスケールにおける乱れの等方性を仮定すると、ナビエーストークスの式から(1)式のように導かれる。

$$\frac{1}{2} \frac{\partial \overline{e'^2}}{\partial t} = \underbrace{-\overline{u'w'}}_{(a)} \frac{\partial U}{\partial z} + \underbrace{\frac{g}{T} \overline{w'\theta'}}_{(c)} - \underbrace{\frac{1}{2} \frac{\partial \overline{w'e'^2}}{\partial z}}_{(d)} - \underbrace{\varepsilon}_{(e)} - \underbrace{\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{w'p'}}{\partial z}}_{(f)} \dots\dots\dots (1)$$

$$e'^2 = \overline{u'^2 + v'^2 + w'^2} \quad \varepsilon = 15\nu \overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial x} \right)^2}$$

ここで、 $\overline{\quad}$ は時間平均、 e'^2 は乱れの運動エネルギーを表わしている。また、 U, u' は平均流方向 (x 方向) の風速の平均値と変動成分、 v' はそれに垂直な水平方向 (y 方向) の風速変動成分、 w' は鉛直方向 (z 方向) の風速の変動成分を表わしている。また T, θ' は温度の平均値と変動量、 p' は気圧の変動量、 ρ は空気密度、 g は重力加速度、 ν は空気の動粘性係数をそれぞれ示している。また(1)式において、(a)項は乱れの運動エネルギー $\overline{e'^2}$ の局所的な時間変化項、(b)項は shear production 項、(c)項は buoyant production 項、(d)項は turbulent transport 項、(e)項は dissipation rate 項、(f)項は pressure transport 項とそれぞれ呼ばれている。

エネルギー収支の実測に基づく研究は既にいくつか報告されているが、大気中で静圧変動を測定することの困難さから(f)の pressure 項までを含めて観測を行った例は、Elliott ら¹⁾ による地上約 5.8m の一高度で気圧変動を測定した一例のみしか報告されていない。本研究においては比較的高度の大きな大気境界層におけるエネルギー収支の実測に基づく研究を計画し、1982年以来実測に取りかかって来た。研究にあたっては、(f)項を実測するために静圧変動を測定する気圧変動計を試作し、その実用性を確認した上で、前年に引続き筑波気象研究所の 213m 鉄塔の三高度に超音波風速計、熱電対乾湿計および新しい気圧変動計を設置して観測を実施した。測定高度は 25m, 50m および 100m の三高度とし、今まであまり観測されていない高所でのエネルギー収支を調べることを考えた。

2. 気 圧 変 動 計

この観測において解決せねばならなかった問題の一つが自由大気中における静圧の変動を測定するための測器を完成することであった。自由大気中で静圧を測定するにあたっては、いかにして動圧の影響を受けない感部を作るかということが問題である。Elliott²⁾ は直径 4cm の流線形断面の円板の上下に気圧孔を開けた感部を用いているが、これは接地気層においてはまだ可能性があるが、より高い高度での使用には問題がある。そこで最初には Huey³⁾ の考えた球の前面にスリットを開け、動圧の影響を打消すという形のものを利用することを考え試作してみた。しかし、その結果は前報⁴⁾ にも述べたとおり、そのスリットが水平にしか開けられていないので、上下方向の風向の変動の大きな測定高度の高い所では、動圧の影響を完全に消去し得ないという問題が残った。そこで、更にこの圧力計を改良し、スリットではなく複数の気圧孔を用いた感部を開発し、風向の変動が $\pm 20^\circ$ ぐらいあっても問題のないものを作った。

新たに試作した気圧変動計の概略図を Fig. 1 に示す。静圧を取出す probe、静圧と基準圧との差を差圧型圧力センサで検出する変換部、両者をつなぐ伝達部の三つの部分に大別できる。

(a) probe

Huey の考え方を利用して、probe としては直径 34mm のプラスチック球を用いた。この球の回りの圧力分布が変化しないと考えられるレイノルズ数の範囲は、 $1 \times 10^3 \sim 2 \times 10^5$ であり、これに相当する風速は

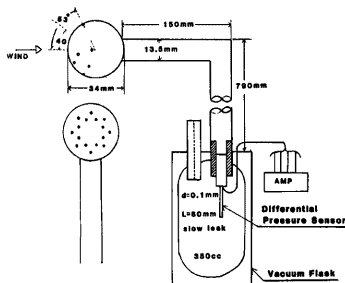


Fig. 1 A general view of newly designed instrument to measure static pressure fluctuation

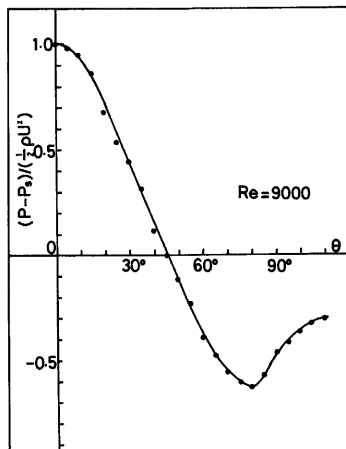


Fig. 2 Pressure distribution around the sphere with diameter of 34 mm with leeward stem at $Re=9000$

0.5m/s～90m/sである。Hueyの様に水平にスリットを開けた場合、鉛直方向の風向変動に際して動圧の影響を除くことができないが、境界層の上部では鉛直方向の風向変動の標準偏差が10°程度になる場合も生じるので、スリットの代りに球上に軸を中心とした同心円状に穴を開けることにより鉛直方向の風向変動があっても問題ないようにした。

直径34mmの球の後部に外径13.5mm、長さ150mmのステムを取付けたprobeについて、測定部の直径が40cmの小型風洞内において、probeの回りの圧力分布を測定した。静圧の基準としてはピトー静圧管の値を用いた。Fig. 2にその測定結果を示す。この図の圧力分布はprobe上の圧力からピトー静圧管による静圧を引いたものをその時の速度圧、 $1/2\rho U^2$ で規格化してある。また、測定時のレイノルズ数は9,000である。

このようにして得られた圧力分布を基にして、球上の穴の数、配置を決めた。それには計算機を用いて、種々の配置を与え、試行錯誤によって最終的な穴の数と配置を決定した。その決定の基準としては、風の入射角 θ ができるだけ大きな角度まで球上の穴全部の圧力の平均値が静圧と等しくなるように、また製作上の容易さと、穴の影響による圧力分布の変化を小さくするために穴の数をできるだけ少なくするようにした。このようにして、中心角40°, 53°の二つの同心円上に等間隔に8個ずつ、計16個の穴を開けるのがよいことが判明したので、そのようなprobeを3個製作した。なお、このprobeの内部には通気性のスポンジを穴の部分の内側にはっている。

(b) 伝達部

probeで得られた静圧を圧力センサに導く部分で、外径7mm、内径5mmの真ちゅう管を用いた。外気の温度変化の影響を除くために、真ちゅう管の回りをスチロールシート、シリコンチューブ、白いビニールテープで覆っている。

(c) 変換部

基準圧としての魔法ビン内の気圧とprobeより得られた気圧との差を差圧型圧力センサにより測定する。差圧型圧力センサからの電気信号は、ブリッジアンプにより14,000倍に増幅される。結果として感度は約11pascal/Vとなる。差圧型圧力センサは、シリコンダイアフラムを用いた半導体センサであり、温度補償装置が組込まれているにもかかわらず、温度変化による零点のドリフトを生じる。そのために圧力センサを魔法ビン内に置き、大気温度変化がセンサに影響をおよぼすことを避ける一方、魔法ビン内の気圧を基準圧とすることで大気温度変化による基準圧の変化を小さくするよう努めている。

また魔法ビンは半径1/10mm、長さ60mmの毛細管によって外気とつながれ、低周波の大きな気圧変化、あるいはゆっくりとした気温変化の影響を除くようにしてある。Poiseuille flowを仮定すると、この毛細管の時定数 τ (秒)は、

$$\tau = \frac{8mV\nu l}{\pi RTa^4} \dots\dots\dots (2)$$

として得られる。ここで、 m は空気の分子量、 V は魔法ビンの容積(cm^3)、 ν は空気の動粘性係数(cm^2/s)、 l は毛細管の長さ(cm)、 R は気体定数、 T は絶対温度($^\circ\text{K}$)、 a は毛細管の半径(cm)をそれぞれ表わしている。本式において魔法ビンの容積を350 cm^3 、毛細管の長さとして半径をそれぞれ6cm、 5×10^{-3} cm、絶対温度を300 $^\circ\text{K}$ とすると、時定数 τ は約27分となる。またこの系に人為的に圧力差を与えて実験的に時定数を求めると、 $\tau \div 25$ 分となり、ほぼ計算値と一致している。

3. 気圧変動計の検定および試験観測

この気圧変動計について風洞内で検定を行った。Fig. 3は風の入射角(θ)に対する動圧の影響を調べた結果である。3台とも同じものを作ったのであるが個々に若干の差が認められる。これはprobeの穴が総て同じように正確に開けられていなかったことによると思われる。それでも風向が気圧変動計の軸線から35°以内の範囲では動圧の影響が $\pm 2\%$ 以内に抑えられている。

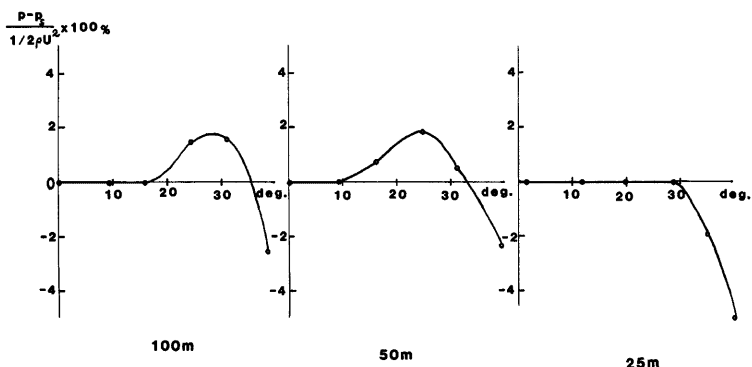


Fig. 3 Directional characteristics of static pressure probes as obtained by the wind tunnel experiment. θ is the incidence angle from the central axis of the probe.

このようにして試作した気圧変動計を防災研究所屋上において試験的に用いて観測を行ってみた。気圧変動計と熱線風速計をそれぞれ3台ずつ、平均風向に直交する水平軸上に、間隔 39.5 cm および 106 cm になるように設置し、観測を行った。この時の風速は約 2 m/s であった。約 7 分間の観測を行い、FFT により求めた気圧変動と風速変動のスペクトルを Fig. 4 に示す。風速変動のスペクトル密度は高周波数側の慣性小領域において、周波数の $-5/3$ 乗に比例して減衰しているのに対し、気圧変動のそれは傾きが大きく、周波数の -2 乗程度に比例して減衰しているようにみえる。また Fig. 5 には風速変動と気圧変動の横方向の空間相関を示す。この図からは圧力変動の方が風速変動に比べて距離による相関の減少がずっと小さいことが解る。また本観測に先立って行った筑波気象研究所の 213 m 鉄塔の 25 m, 50 m, 100 m の三高度における気圧の予備観測の結果の例を Fig. 6 に示す。これは約 8.5 分間のデータを FFT を用いて解析した気圧変動、平均流方向の風速変動 u' 、鉛直方向の風速変動 w' のスペクトルである。縦軸はスペクトル密度 $F(n)$ に周波数 n (Hz) をかけたものを、変動量のバリエーションで規格化したものを示してある。この場合も風速変動のスペクトルはほぼ周波数の $-5/3$ 乗に比例して減衰しているのに対し、気圧変動のスペクトルはそれより大

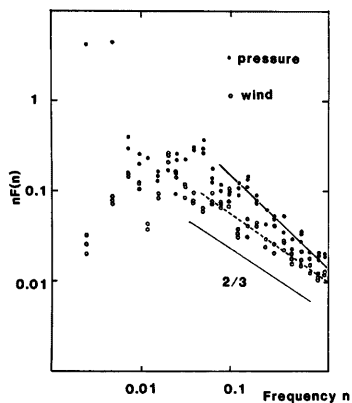


Fig. 4 An example of power spectra of static pressure (●) and wind speed (○)

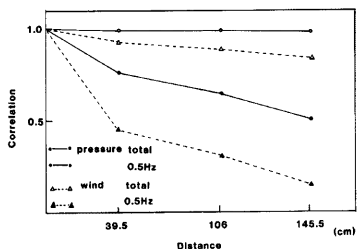


Fig. 5 Space-correlation coefficient of static pressure (solid line) and wind speed (dashed line). 'total' means the correlation with the total spectral range and '0.5Hz' means the correlation at 0.5Hz.

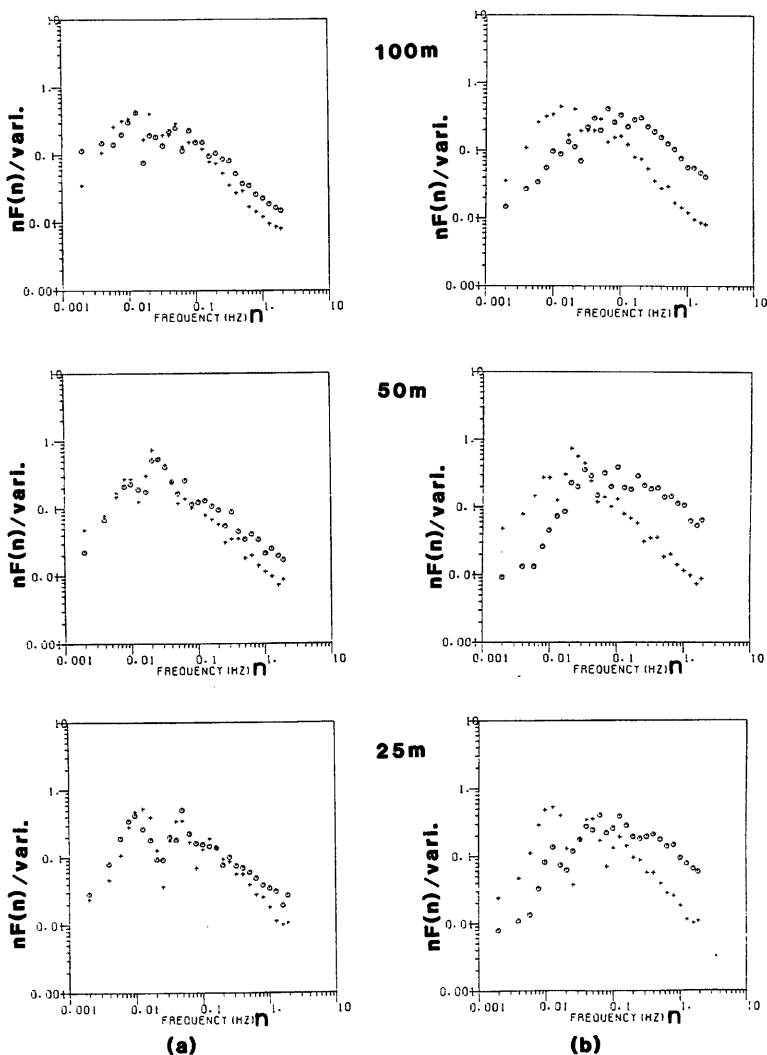


Fig. 6 Examples of normalized power spectra of (a) longitudinal velocity (O) and static pressure (+) and (b) vertical velocity (O) and static pressure (+) at 25 m, 50 m and 100 m heights

きな割合で減衰している。8.5分間のデータ18個について解析し、慣性小領域において気圧変動スペクトルの減少する割合を調べた結果、周波数 n (Hz) に対するスペクトル密度 $F(n)$ の減少の割合は、高度 25 m において -2.02 [0.13], 50 m において -1.93 [0.15], 100 m において -1.88 [0.14] となった。([]内の数字は標準偏差を表わしている。)

次元解析によると風速変動のスペクトルは周波数の $-5/3$ 乗, 気圧変動は $-7/3$ 乗の割合で減少するものとされている。慣性小領域における気圧変動スペクトルの周波数 n (Hz) に対する $F(n)$ の減少する割合は, 過去の測定例では Elliott⁵⁾ の場合, 約 -1.7 乗, Gorshkov⁶⁾, Gossard⁷⁾ は約 -2 乗という結果を示している。今回の観測によると, Gorshkov, Gossard の -2 乗という値に近い値となったが, 次元解析による $-7/3$ 乗よりは少し変化の割合が小さい。また, 気圧変動と風速変動 u' のスペクトルピークに対応する周波

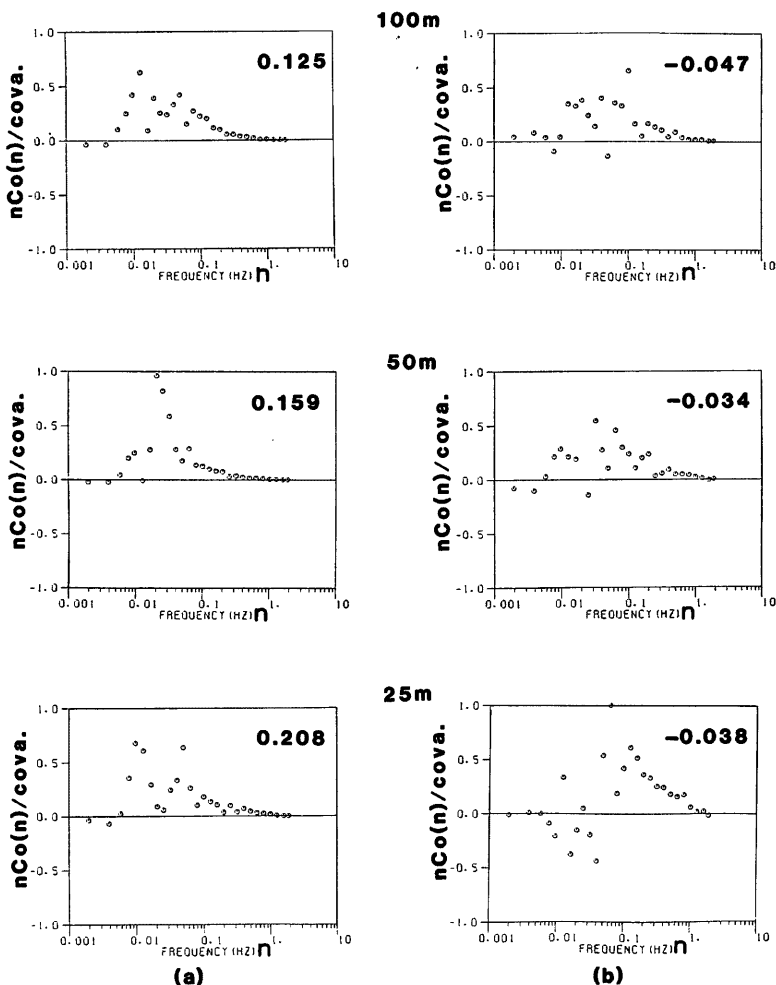


Fig. 7 Examples of normalized cospectra of (a) longitudinal velocity and static pressure, and (b) vertical velocity and static pressure at 25 m, 50 m and 100 m heights. The values in the upper right corners represent the covariances of (a) $u'p'$ and (b) $w'p'$.

数はほぼ一致している。

また、気圧変動と風速変動のコスペクトルは Fig. 7 に示すように、0.01 (Hz) から 0.1 (Hz) の間にピークをもち、特に鉛直方向の風速変動 w' との関係において、コスペクトルに占める低周波成分の割合が測定高度が高くなるほど増加する傾向がうかがわれる。なお縦軸は気圧変動 p' と風速変動 u' , w' のコバリエンス $\overline{u'p'}$, $\overline{w'p'}$ で規格化しており、コバリエンスの値は図中右上に記されている。これによると、 $\overline{u'p'}$ は正、 $\overline{w'p'}$ は負となる傾向にあることがわかる。

更に 25, 50 および 100 m における気圧変動の時空相互相関係数の一例を示したものが Fig. 8 である。この相関の形は場合によって比較的大きく変化しており、気圧変動の複雑さをうかがわせるものである。いずれにしても風の場合と異なって相関の変化はゆっくりとしている。

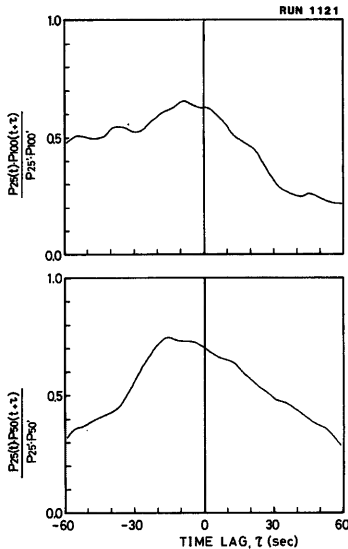


Fig. 8 An example of space-time correlation coefficients of static pressure at (a) 25 m and 100 m and (b) 25 m and 50 m

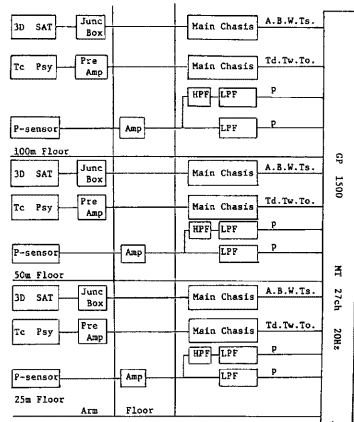


Fig. 9 The block diagram of the main experiment

4. 乱流エネルギー収支の観測

乱流エネルギー収支の観測は、1983年10月25日から11月3日まで筑波の気象研究所にある 213 m の鉄塔において行った。観測期間を通じ天気は晴で昼間の一般的風向は東であった。

この鉄塔の 25 m, 50 m, 100 m の三高度において、鉄塔の北東側のアームに設置されている超音波風速計 (SAT), 熱電対乾湿計 (Psy) を利用し、更にこの研究のために開発した気圧変動計 (P-sensor) をその近くに東向きに設置し、東風の場合について観測を行った。データは 20 Hz でデジタル化して磁気テープに収録した。本観測のブロックダイアグラムは Fig. 9 に示したとおりである。

三高度において風速変動、温度変動および気圧変動を測定したが、エネルギー収支の計算は 100 m-50 m 間の層を上層 (upper layer), 50 m-25 m 間の層を下層 (lower layer) とし、二層に分けて解析を行った。平均時間 (式においては τ で示す) は 20 分間を原則としたが、20 分間をとれない場合は 10 分間とした (RUN

0211, RUN 0212)。高さ方向の微分, $\partial/\partial z$ は各層の上下二高度の差分に置換え, $T, \overline{w'\theta'}, \overline{u'w'}$ は二高度の平均値をその間の層の値とした。また dissipation rate, ε はコルモゴロフの仮説

$$\Phi_{u'}(k) = a\varepsilon^{2/3}k^{-5/3} \dots\dots\dots (3)$$

を用い, 波数 k と周波数 f の変換には $k=2\pi f/U$ の関係を用いて求めた。具体的には平均風方向の風速変動成分 u' の FFT によるパワースペクトルのうち (3) 式が成立している周波数領域内の 1 Hz 付近のスペクトル密度から, $a=0.5$ と仮定して求めたものである。

時間微分, $\partial/\partial t$ は基本的には考えている観測の前後の観測の間の差分から求めた。しかし前後の観測がとれない場合には, 考えている観測と前あるいは後の観測との差分をとることとした。

5. 各要素の観測結果

エネルギー収支についての観測結果について述べる前に, エネルギー収支式に現われる各要素についての観測の結果を調べた。

(a) 乱れの運動エネルギー-局所的時間変化

Fig. 10 に解析を行なった各観測における平均風速 U , 乱れの運動エネルギー, $\overline{e'^2}$, 乱れの強さ, $(\overline{e'^2})^{1/2}/U$ の時間変化を示す。安定度は10月28日の RUN 0121, 11月1日の RUN 0922, RUN 0923, 11月2日の RUN 1121 の 4RUN が不安定 (U), 10月28日の RUN 0211, 11月1日の RUN 1021 の 2RUN がほぼ中立 (N), 残りの 5RUN が安定 (S) な場合である。平均風速は 3 m/s から 5 m/s 程度である。乱れの運動エネルギー $\overline{e'^2}$ は日中かなり大きな値を示し, 16時以降は単調な減少を示している。16時から17時の間では風速の変化は少ないにもかかわらず, 乱れの運動エネルギーは1時間につき75%程度の割合で失われている。

乱れの強さ, $(\overline{e'^2})^{1/2}/U$ は日中は上層においても0.25以上の値となり, かなり乱れが強い状態である。一

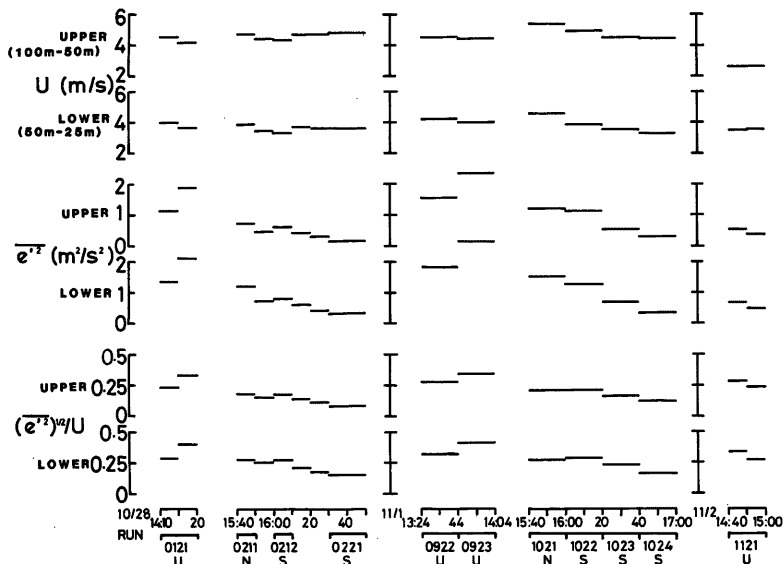


Fig. 10 Time variations of mean wind speed U , turbulent kinetic energy $\overline{e'^2}$ and intensity of turbulence $(\overline{e'^2})^{1/2}/U$ during the experiment. Atmospheric stability is marked by 'U' (unstable), 'N' (neutral) and 'S' (stable) at the bottom of the figure.

方, 16時以後平均風速の変化に比べ乱れの運動エネルギーが大きく減少することから, 乱れの強さは時間と共に 0.3 ぐらいから 0.1 ぐらいに小さくなっていく。Fig. 11 は各層における安定度 z/L に対する乱れの強さの変化を表わしている。ここで L はモニーーオブコフの長さで, $L = -u_*^2 T / kgw'\theta'$ と表わされる。また, u_* は摩擦速度, k はカルマン定数である。これによると, 乱れの強さは不安定時には 0.3 前後のほぼ一定の値を示しているが, 中立から安定な状態に移るにつれて減少し, $z/L=2$ で 0.1 程度の値を示す。図中の白丸は上層, 黒丸は下層のデータを示すが, 観測高度による差は見られない。

(b) shear production

Fig. 12 に平均風速 U とレイノルズ応力 $-\overline{u'w'}$ の高度分布を示す。ほとんどの場合, レイノルズ応力は高さと共に減少している。平均風速 U の鉛直シアは不安定な場合 (RUN 0121, 1121, 0922, 0923) 上層においてほとんど認められず, 不安定時の上層における shear production 項は非常に小さな値を示す。

Fig. 13 に shear production 項の大きさを各層での kz/u_*^2 で無次元化し, 安定度 z/L に対してプロットしたものを示す。図中の実線は Wyngaard and Côte⁸⁾ による Kansas における高さ 20m 前後での実験式を表わしている。下層における安定時には, 今回の観測と Kansas の観測とはほぼ一致しているといえるが, 不安定時には観測値は多少大きめの値を示している。また, 上層では観測値の実験式からの差は大きく, 不

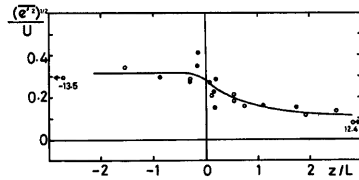


Fig. 11 The intensity of turbulence as a function of atmospheric stability. Open circles are the values of the upper layer and closed circles are those of the lower layer. Solid line in the figure represents the eye-fitted curve.

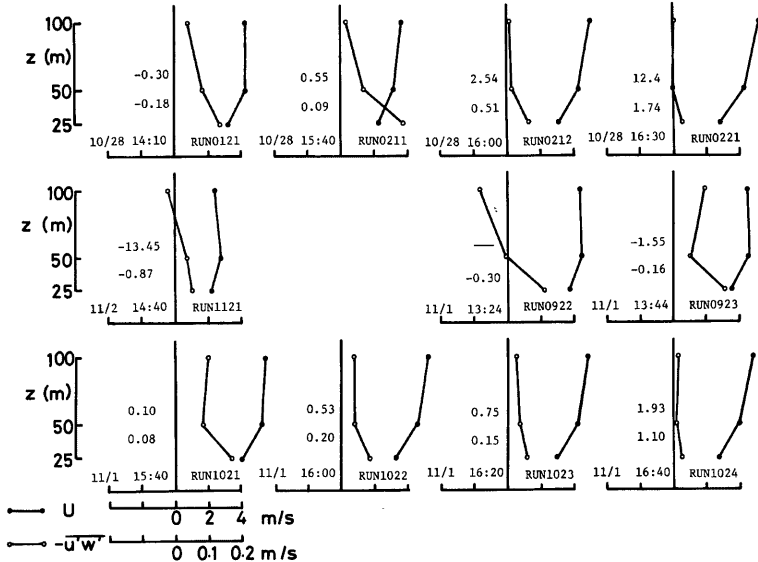


Fig. 12 Vertical profiles of mean wind speed U , and Reynolds stress $-\overline{u'w'}$. Two values in the left part of the figure represent the atmospheric stability z/L for the upper layer and the lower layer.

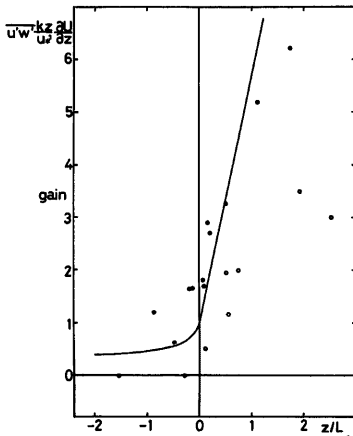


Fig. 13 Dimensionless rate of shear production of turbulent kinetic energy as a function of z/L . Open and closed circles are the same as Fig. 11. Solid line is the empirical curve by Wyngaard and Cote⁹⁾.

安定時には観測値はほぼ零を示し、更に安定度が増すにつれて shear production 項が増加するという傾向がうかがわれる。そもそも Kansas における観測は地表面付近におけるいわゆる接地層における観測であり、50m から 100m までの層にその結果を適用することには無理があるようであり、更に多くの例について調べてみる必要がある。

(c) buoyant production

Fig. 14 に $\overline{w'\theta'}$ の高度分布を示す。RUN 0922, RUN 0923 の二つの RUN については 100m における $\overline{w'\theta'}$ が極端に大きな値となっている他は $\overline{w'\theta'}$ の大きさはいずれの場合にも高さと共に減少する傾向にあることがわかる。

(d) turbulent transport

Fig. 15 に乱れの運動エネルギー $\overline{e'^2}$ と、乱れの運動エネルギーフラックス $\overline{w'e'^2}$ の高度分布を示す。乱れの運動エネルギー $\overline{e'^2}$ は高さと共にほぼ単調に減少し、乱れのエネルギーフラックスは RUN 1022 以外全高度にわたって正の値をとる。このことから乱れのエネルギーの輸送は gradient type であり、乱れのエネルギーは上方に運ばれていることを意味する。観

測高度が 5m 以上ある過去の観測ではほとんどの場合、不安定時には $\overline{w'e'^2}$ は正、つまり乱れのエネルギー

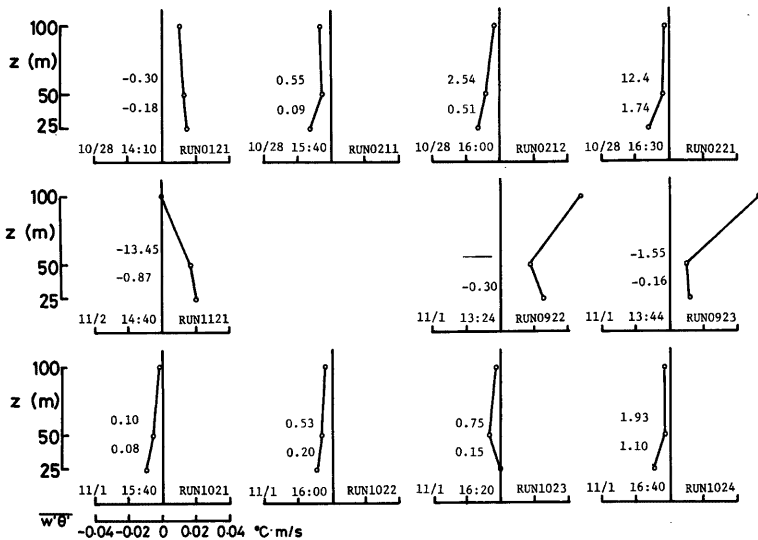


Fig. 14 Same as Fig. 12 except for temperature flux $\overline{w'\theta'}$

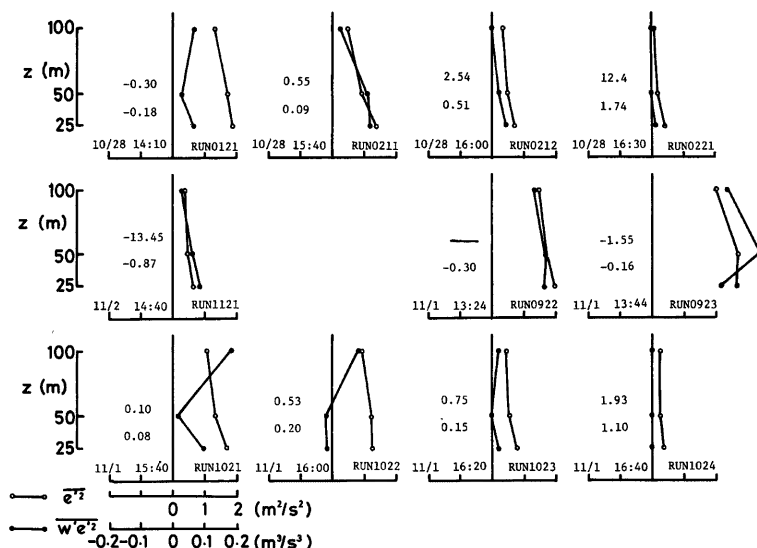


Fig. 15 Same as Fig. 12, except for turbulent kinetic energy $\overline{e'}$ and turbulent kinetic energy flux $\overline{w'e'}$

—は上向きに輸送されているという結果が得られている。しかし、安定時における $\overline{w'e'}$ に関してはこれまでの観測では一般的な傾向は認められていない。

更に、不安定時にはエネルギーフラックス $\overline{w'e'}$ の大きさは高さと共に増加し、その鉛直微分として与えられる turbulent transport 項、 $\frac{1}{2} \frac{\partial \overline{w'e'}}{\partial z}$ はエネルギー loss を示すとした観測例が多い。Wyngaard and Côte⁹⁾ は不安定時には $(kz/2u_*^3) (\partial \overline{w'e'}/\partial z) \approx -z/L$ となるが、安定時には不定という結果を示している。しかし今回の観測結果について、turbulent transport 項を各層での kz/u_*^3 で無次元化した Fig. 16 によると、turbulent transport 項は不安定な場合むしろエネルギー gain を示す傾向にあるといえる。これは乱れのエネルギーの極大が低い高度にあり、エネルギーは上層に輸送されていることになるものと考えられる。また $|z/L|$ が大きくなるにつれ、turbulent transport 項は増加するように見えるが、データ数が少なく z/L の関数として表わすことには無理がある。

また安定時における turbulent transport 項について過去の研究によると、 z/L に対する関係ははっきりと認められないが、不安定時に比べ小さな値をとると考えられている。しかし今回の観測では、Fig. 16 を見ると安定時にもこの項の大きさは比較的大きく、不安定時と同様エネルギー gain を示す場合が多く見られた。しかしばらつきが大きく、不安定時と同様、今回の結果から z/L の関数として表わすことは困難であり、 z/L の増大と共にばらつきが増大する傾向が見られる。

(e) dissipation rate

dissipation rate 項 ε を各層での kz/u_*^3 で無次元化した図を Fig. 17 に示す。実線は Wyngaard and Côte⁹⁾ による Kansas での実験結果である。この項は常にエネルギー loss の向きに働いており、安定度にかかわらず上下層とも Kansas での実験結果に比べ多少大きめの絶対値をとる場合が多く見られた。

(f) pressure transport

Fig. 18 に気圧変動 p' のバリエンス、 $\overline{p'^2}$ と w' とのコバリエンス $\overline{w'p'}$ の各観測における高度分布を示す。

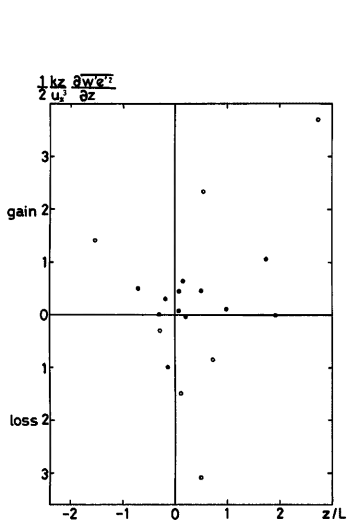


Fig. 16 Dimensionless rate of turbulent transport term as a function of z/L . Open and closed circles are same as Fig. 11.

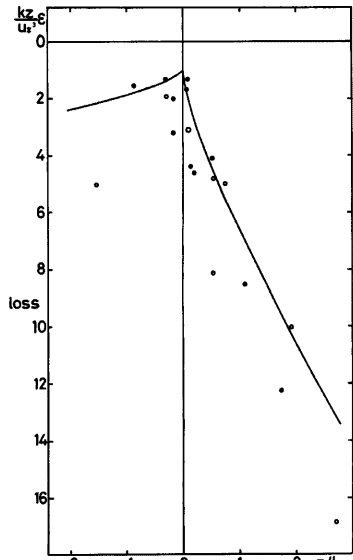


Fig. 17 Same as Fig. 16 except for energy dissipation term

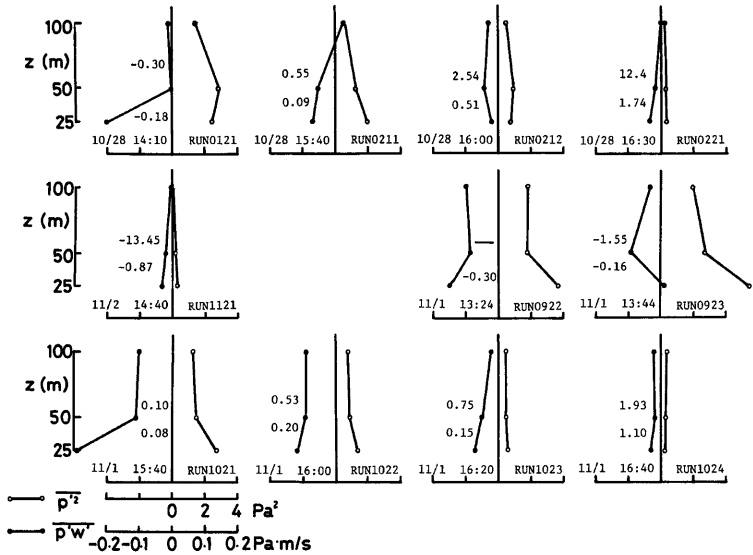


Fig. 18 Same as Fig. 12 except for variance $\overline{p'^2}$ and covariance $\overline{p'w'}$

気圧変動のバリエーション $\overline{p'^2}$ は、ほとんどの場合高さと共に減少する傾向を示し、また $\overline{w'p'}$ は、ほとんどの場合全高度において負の値をとる。これは気圧変動が乱れにより下方に運ばれることを表わしている。 $\overline{p'^2}$ が高さと共に減少しているのにもかかわらず $\overline{w'p'}$ が負の値をとることについて、Elliott の観測結果と一致しているが、彼はその原因の説明に次のような簡単なモデルを唱えている。下方に運動する乱渦に伴う下降流は地面との関係により、連続性を満たすように水平発散を伴い、局所的な気圧の増加をもたらす。また上方に運動する乱渦に伴う上昇流は水平収束を伴い、局所的な気圧の減少をもたらす。それゆえ $\overline{w'p'}$ は負の値をとるというものである。この考えによると $\overline{w'p'}$ は全層で負となるはずであるが、接地層での測定が無いので確かめられない。

pressure transport 項は、過去の観測では不安定時においてエネルギー gain を示すものと推測され、Elliott は不安定時のみについて観測し、 $\overline{w'p'}/\rho u_*^2$ あるいは $\overline{w'e'^2}/2u_*^2$ を安定度 z/L に対してプロットすることでそれぞれの値を評価し、pressure transport 項はエネルギー gain、一方 turbulent transport 項はエネルギー loss を示すという結果を出している。今回の観測における pressure transport 項を各層での kz/u_*^2 で無次元化した図を Fig. 19 に示す。図は pressure transport 項は安定度によらず、ほとんどの場合エネルギー loss となることを示している。しかし、ばらつきが大きく z/L に対する関係を見出すことはできない。

Fig. 16 と Fig. 19 を比較することによって、また Fig. 18 における $\overline{w'p'}$ の鉛直プロファイルは Fig. 15 に示す $\overline{w'e'^2}$ の鉛直プロファイルと z 軸に対称になっているように見えることから、 $\overline{w'p'}$ の鉛直微分である pressure transport 項と $\overline{w'e'^2}$ の鉛直微分である turbulent transport 項が互いに逆の働きをするのではないかと推測される。このことを確かめるために、turbulent transport 項に対し同時の pressure transport 項をプロットしたのが Fig. 20 である。ばらつきは大きい、各点は負の傾きをもった直線の回りに分布しているようにみえる。以上のことから turbulent transport 項は乱れのエネルギーを生成し、pressure transport 項は乱れのエネルギーを消費する働きをしているか、またはその逆の働きをして、互いに打消し合う向きに働いていると考えられる。しかし、その作用の向きおよび大きさが何に支配されるかははっきりしない。

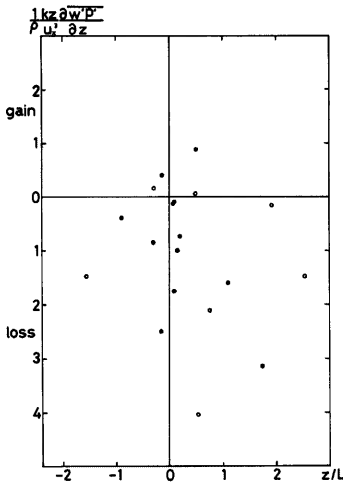


Fig. 19 Same as Fig. 16, except for pressure transport term

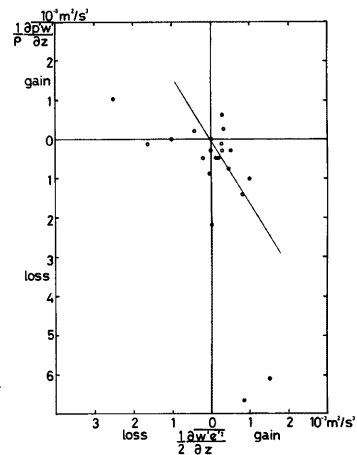


Fig. 20 Comparison of pressure transport term and turbulent transport term

6. 乱流エネルギー収支

先に述べた(a)項から(f)項までの各項の, エネルギー収支全体に果たす役割を考へてみる。Table 1 に観測した総ての場合について各項の大きさを示してあるが, Fig. 21 にエネルギー収支における各項の大きさを安定および不安定な場合についてそれぞれ一例ずつ示す。最後の error は (a) - {(b) + (c) + (d) + (e) + (f)} を表わし, 例へば error が gain を示している場合, エネルギー収支の各項の和がエネルギー loss を示し, ちょうど error 分のエネルギー gain があればエネルギー収支式が成立することを意味している。

今回の観測では(1)式のエネルギー収支について総ての項を比較的人念に測定したにもかかわらず, Fig. 21 に示すように大きな error が生じた。収支式の各項の大きさを考慮しながら error の原因を考へてみる。

Table 1 Turbulent kinetic energy budget components during the observation. 'U' and 'L' in the third column represent the upper layer (U; 100-50 m) and the lower layer (L; 50-25 m) separately.

RUN No.	DATE TIME	U/L	$\frac{1}{2} \frac{\partial \overline{e'^2}}{\partial t}$	$-\overline{u'w'} \frac{\partial U}{\partial z}$	$\frac{g}{T} \overline{w'\theta'}$	$-\frac{1}{2} \frac{\partial \overline{w'e'^2}}{\partial z}$	$-\varepsilon$	$\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{w'p'}}{\partial z}$	Total
			$10^{-3} \text{m}^2/\text{s}^2$	$10^{-3} \text{m}^2/\text{s}^2$	$10^{-3} \text{m}^2/\text{s}^2$	$10^{-3} \text{m}^2/\text{s}^2$	$10^{-3} \text{m}^2/\text{s}^2$	$10^{-3} \text{m}^2/\text{s}^2$	
RUN0121	10/28	U	0.339	-0.004	0.396	-0.420	-2.565	0.196	-2.397
	14: 10-14: 30	L	0.684	4.304	0.478	0.861	-5.210	-6.868	-6.243
RUN0211	10/28	U	-0.226	0.410	-0.196	0.825	-1.706	-1.425	-2.092
	15: 40-15: 50	L	-0.379	6.488	-0.304	0.218	-4.580	-0.496	1.326
RUN0212	10/28	U	-0.142	0.229	-0.195	0.283	-1.285	-0.112	-1.080
	16: 00-16: 10	L	-0.159	2.252	-0.359	0.334	-2.872	0.618	-0.027
RUN0221	10/28	U	-0.043	0.063	-0.094	-0.009	-1.285	-0.311	-1.636
	16: 30-16: 50	L	-0.097	0.948	-0.267	0.163	-1.875	-0.480	-1.511
RUN0922	11/1	U	0.080	0.105	1.168	0.345	-2.046	0.272	-0.156
	13: 24-13: 44	L	0.127	1.622	0.780	-0.007	-3.438	-2.192	-3.235
RUN0923	11/1	U	0.279	-0.016	1.114	0.998	-3.646	-1.067	-2.591
	13: 44-14: 04	L	0.317	4.184	0.393	-2.484	-8.211	1.031	-5.087
RUN1021	11/1	U	-0.054	0.540	-0.112	-1.630	-3.365	-0.135	-4.702
	15: 40-16: 00	L	-0.112	5.893	-0.281	1.513	-5.829	-6.090	-4.794
RUN1022	11/1	U	-0.151	0.635	-0.173	-0.996	-2.602	0.017	-3.119
	16: 00-16: 20	L	-0.178	3.312	-0.241	-0.046	-5.608	-0.885	-3.468
RUN1023	11/1	U	-0.173	0.467	-0.172	-0.197	-1.139	-0.490	-1.531
	16: 20-16: 40	L	-0.199	2.207	-0.111	0.482	-3.310	-0.767	-1.499
RUN1024	11/1	U	-0.098	0.192	-0.106	0.001	-0.552	-0.009	-0.475
	16: 40-17: 00	L	-0.153	0.976	-0.206	0.033	-1.609	-0.300	-1.106
RUN1121	11/2	U	-0.219	-0.040	0.286	0.308	-0.669	-0.280	-0.395
	14: 40-15: 00	L	-0.181	0.874	0.634	0.515	-1.141	-0.289	0.593

乱れの運動エネルギーは、時間と共にかなり大きな変化を示してはいるが、それでも時間変化項の大きさは他の残りの項の中で一番大きい dissipation 項の5%から10%程度しかない。今回の観測では、乱れの運動エネルギーは時間と共に減少していく場合がほとんどであったが、右辺(b)～(f)項の和は乱れのエネルギーが loss に向いていることを示しており、大きさはともかく(1)式は定性的には成立している。しかし、時間変化項の数倍以上の誤差 (imbalance) があることは問題が多い。

Figs. 22, 23 は下層および上層について、全データのうちから RUN 0922, 1121, 0221 の上層データを除いた (z/L が定義できない、または z/L が極端に大きな値をとる) 各観測について、エネルギー収支の各項を各層での kz/u_*^2 で無次元化し、安定度 z/L に対してプロットした図を示す。実線は Wyngaard and Côté⁸⁾ による Kansas における結果である。この図によると、buoyant production 項は不安定時には不安定度が増すにつれ、エネルギー収支の中で果たす役割が大きくなり、shear production 項にかわり、エネ

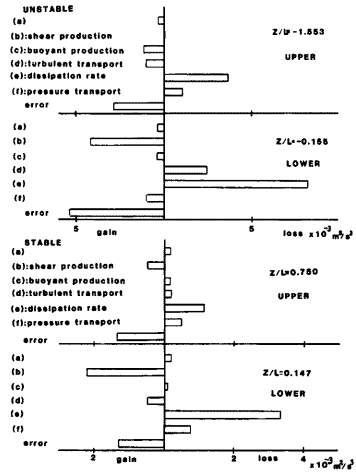


Fig. 21 An example of turbulent kinetic energy budget for unstable case and stable case

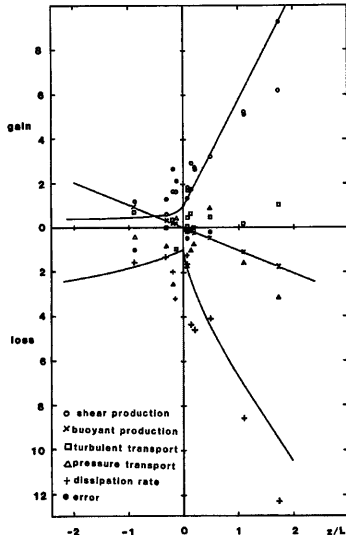


Fig. 22 Dimensionless energy budget terms in the lower layer. Solid lines are the empirical curves by Wyngaard and Côté⁸⁾.

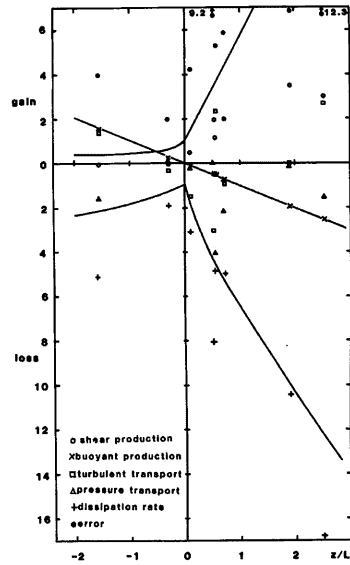


Fig. 23 Same as Fig. 22, except for the upper layer

ギー gain を表わす主要な項になる。特に上層では, shear production 項が非常に小さいためにその傾向が著しい。また安定時には相対的にエネルギー収支に与えるこの項の影響は小さいといえる。

過去の接地気層内でのエネルギー収支観測例によると, 不安定時においては shear production 項と buoyant production 項の和が dissipation rate 項とほぼ釣り合うと考えられている場合が多い。それに対し今回の観測では, 二つの production 項の和が dissipation 項に対し下層で約 70%, 上層では平均風の鉛直シアが非常に小さいこともあって 50% 以下となっている。また, 安定時には shear production 項と dissipation 項がほぼ釣り合うものと考えられていたが, 今回の結果では安定時に shear production 項は dissipation 項に対し, 下層で約 70%, 上層で 30% 程度にしかない。つまり, エネルギー供給に中心的な役割を果たすと考えられている shear production 項が dissipation 項に対して相対的に小さな値となっていることが今回の境界層上部での観測結果における特色である。また二つの transport 項は安定度に関係なく, 符号は互いに逆になっている場合が多いが, その和はエネルギー loss を示す場合が多く, RUN 0121, RUN 1021 の下層において, pressure transport 項が極端に大きなエネルギー loss を示していることも問題の残る点である。気圧計の改良等が行われているので前年のものより精度は高いはずであるが, 上にも述べたように大きな imbalance が残っている。

このように, エネルギー収支式が成立せず大きな error が生じたことには, 水平方向の非一様性の効果, 測器の誤差による測定誤差, あるいは鉛直微分 $\partial/\partial z$ のとり方などの解析方法に起因する誤差等が含まれているものと考えられる。特に鉛直微分に関しては, 大きく高度の異なる二高度における差分に置換えるという, 非常に荒い近似をとっている点に少々問題があるようにも思える。また水平方向の移流の効果については, 平均風方向に松林や低い家屋等が点在し, 一様な fetch とは言いがたく, エネルギー収支全体にどの程度の影響を与えているのかについては明らかではない。

7. 結 論

前年度の準備研究の結果を基礎とし, 観測手法を改良した上で, 大気境界層における乱れのエネルギー収支に関して総ての項を実測によって求めるために, 大気中での静圧変動を測定する測器を開発し, 筑波の鉄塔の 25m, 50m, 100m の三高度において 1983 年 10 月 25 日から 11 月 3 日まで観測を行った。

今回新たに実測することができた気圧変動については標準偏差が数 Pa で大気圧の 1/10,000 程度しかないが, 常に高い所で減少する傾向を示している。変動のスペクトルは慣性小領域では周波数に対し約 -2 乗で減衰するという結果を得た。これは次元解析による -7/3 乗と, Elliott らの実測による -1.7 乗の中間の値となった。風速の鉛直変動成分 w' とのコバリエンス $\overline{w'p'}$ はほぼ全高度にわたり負となり, 乱れの大きさが高さと共に減少するのにに対し, 乱れにより圧力変動は下方に運ばれるという結果を示している。

乱れのエネルギー収支に関しては, 約 2 年間の準備の後に入念に収支式に関連する総ての項を測定したにもかかわらず, かなり大きな error を生じた。しかし解析を行った観測のほとんどにおいて, 乱れのエネルギーの変化の向きは右辺の各項の和の符号と一致し, error の大きさはともかく, 定性的には矛盾はない結果が得られた。

またエネルギー収支の各項の特徴として, (a)の時間変化項は dissipation 項の 5% から 10% 程度であった。(b)の shear production 項はエネルギー gain を示す中心的な項であるが, 上層において特に不安定時には非常に小さな値となった。(c)の buoyant production 項は不安定度が増すにつれ, (b)の shear production 項にかわりエネルギー gain を示す中心的な役割を果たすが, 安定時には他項に比べ相対的に小さな値を示す。安定度にかかわらずエネルギー loss を示す(e)の dissipation rate 項は, 過去の観測では, 不安定時には, shear production 項と buoyant production 項の和にほぼ等しく, 安定時には shear production 項とほぼ釣り合っているとされているが, 今回の観測では安定時でも shear production 項の 1.5 倍から 2 倍程度の値を示した。また(d)の turbulent transport 項と(f)の pressure transport 項は互いに逆の働きをしているものと考えられるような結果が今回の観測で得られたが, 両者は完全に相殺することなく, 二項の和はわずかな

がエネルギー loss を示すことが多く見られた。しかしその大きさは dissipation 項の1/10ぐらいである。
今後更に研究・精度を向上させるための努力を行った上で、再度この試みを繰返してみたいと思っている。

最後に本観測にあたりお世話になった気象研究所応用気象研究部の村山信彦部長、物理気象研究部の花房龍男室長、藤谷徳之助主任研究官に厚く謝意を表します。

また本研究の一部は、文部省科学研究費補助金、特定研究(1) (No. 58101004, 研究代表者 山元龍三郎)によって行われた。

参 考 文 献

- 1) McBean, G. A. and J. A. Elliott: The Vertical Transport of Kinetic Energy by Turbulence and Pressure in the Boundary Layer, *J. Atmos. Sci.*, Vol. 32, 1975, pp. 753-766.
- 2) Elliott, J. A.: Instrumentation for Measuring Static Pressure Fluctuations within the Atmospheric Boundary Layer, *Boundary-Layer Met.*, Vol. 2, 1972, pp. 476-495.
- 3) Huey, L. J.: A Yaw-insensitive Static Pressure Probe, *J. Fluids Eng.*, Vol. 100, 1978, pp. 229-231.
- 4) 光田 寧・塚本 修・片岡 毅：大気境界層における乱流エネルギー収支の研究，京都大学防災研究所年報，第26号 B-1, 1983, pp. 373-383.
- 5) Elliott, J. A.: Microscale Pressure Fluctuations Measured within the Lower Atmospheric Boundary Layer, *J. Fluid Mech.*, Vol. 53, 1972, pp. 351-383.
- 6) Gorshkov, N. F.: Measurements of the Spectrum of Pressure Micropulsations in the near-earth Layer of the Atmosphere, *Izv. Atmos. Oceanic Phys.*, Vol. 3, 1967, pp. 447-451.
- 7) Gossard, E. E.: Spectra of Atmospheric Scalars, *J. Geophys. Res.*, Vol. 65, 1960, pp. 3339-3351.
- 8) Wyngaard, J. C. and O. R. Cote: The Budgets of Turbulent Kinetic Energy and Temperature Variance in the Atmospheric Surface Layer, *J. Atmos. Sci.*, Vol. 31, 1971, pp. 747-754.