

大雨見山山頂付近の温度変動の特性について

光田 寧, 文字信貴, 林 泰一, 伊藤芳樹

BUOYANT PLUMES AND TEMPERATURE QUIESCENT REGIONS IN THE ATMOSPHERIC SURFACE LAYER

By *Yasushi* MITSUTA, *Nobutaka* MONJI, *Taiichi* HAYASHI
and *Yoshiki* ITO

Synopsis

Structure of the buoyant plumes in the atmospheric surface layer is discussed based on the temperature fluctuation data obtained on the 28m tower near the Hida Observatory of Kyoto University. A simple plume tilt model is proposed and compared with observed plumes. The temperature distribution inside plumes is also discussed.

The temperature quiescent intervals which are important to the quality of the telescopic image of the sun is examined at 4 heights.

1. 緒 言

大気境界層内の対流は、地表面で熱せられた気泡がプルーム状に連って進行していると考えられている。境界層の上層部では、このプルームの形状も、雲の外形に見られる様に比較的明確であり、理論的にも、観測によっても理解され易い構造を持っていると期待されるが、接地気層内における対流現象は、風速のシアに伴うメカニカルな乱れによってプルームが単純な形を保つ事ができず複雑な様相を示している。従ってその研究に着手されるようになったのも最近になってからである。実験的研究方法としては、測定点を通過するプルームを捕えて詳細を調べる方法^{1),2)}や、空間的に測器を配置して、各点の間の乱流変動の相関などから進行方向、移動速度、水平断面の構造などを調べる方法^{3),4),5)}があり、一方、理論的な立場からも研究が始められている。

プルームをどのように定義するかが問題であるが、ここでは温度変動幅がある基準以下である領域を静穏領域と呼び、周囲環境に対応すると考え、一方、その基準の値より温度変動幅の大きい領域をプルーム領域と呼ぶ。従って、その基準のとり方によってプルーム領域と静穏領域の割合は変化する。静穏(Temperature Quiescent, 又はTQと略する)領域とは、補償下降気流によって、熱対流による混合が及んでいないところの大気が降下して来たために生じる温度変動がほとんど見られない領域であると解釈できる。

電磁波が大気中を伝播する時には、大気の屈折率の変動に伴ってその振幅や位相が変動する。光の屈折率の変動は大気温度変動に密接に関係があり、例えば望遠鏡の像の質は視野の中での気温変動によって支配され、プルームや静穏領域がその視野の中を通過する状態によって大きく左右される。特に太陽望遠鏡はその性質上太陽放射の大きい昼間の快晴時に使用されるが、この時は接地気層は不安定となり、熱対流現象が盛んでプルームの発現頻度が高く温度変動が大きいため像の質が低下すると考えなければならない。従って、その様な悪条件下でも良質の太陽像を得るためには、少しでも静穏な時間の長く得られる地点と高さを選ぶ必要がある。著者らは京都大学理学部付属飛騨天文台において新に設置される太陽望遠鏡の位置選定に関連して、大雨見山山頂の同天文台付近で気象観測を実施した。ここでは、その際温度計を鉛直方向に配置して

得られた温度の時間的な変動の記録をもとにして、接地気層でのブルームの傾き、温度分布、静穏領域の出現頻度、その高度変化、時間変化に関する考察を行う。

2. 観測の概要

飛騨天文台のある大雨見山の地形は Fig. 1 に示す通りであり、測定を行った山頂付近は台地状になっていて比較的緩やかな勾配の平地で、高さ 4 ~ 5 m 程度の針葉樹林で覆われていた。この台地の南の方に太陽望遠鏡予定地点があるが候補地は南端と少し中央寄りとのところと 2 地点あり、その 2 地点に高さ 23m の観測塔を建てて風の観測を約 1 ヶ月連続して行った。その結果風速変動が相対的に小さい点である所から中央寄りの地点が候補地として有力になって来たので、この地点で気温変動の観測が重点的に行われた。

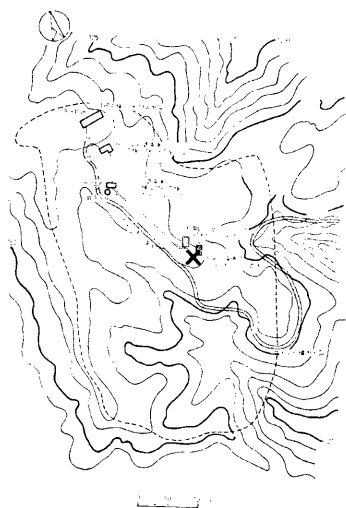


Fig. 1. Topography around the Hida Observatory. The observation tower is indicated by X.

測定は高さ 23m の塔の頂部にさらに臨時に棒を接続して 28m とし、そこに 5ヶ所 (28, 23, 18, 13, 8m) のアームを出し、タングステン線抵抗温度計⁶⁾を取付けて行った。高さ 23m にはプロペラ型風向風速計が取り付けられており、また解析はここでは行っていないが、23m と 13m の 2 高度に熱電対乾湿計⁷⁾と熱線風速計を設置して湿度変動と風速変動の測定も同時に行った。記録はデータレコーダー (TEAC R271) を用いて磁気テープに収録した。タングステン線抵抗温度計は直径 10 μ m の細線をコイル状に巻いたもので抵抗値は約 180 Ω で、数 10Hz 以上の温度変動にも追従するものと考えられる (ただし未検定)。温度と出力電圧との関係は測定直後に温風 (可変) を円筒中に通して、その中で水銀標準温度計と比較する事によって検定を行った。

観測は 1975 年 10 月 22 日の 7 時 10 分から 16 時 40 分の間に行われた。この間は連続的に記録を取ったが、テープの都合で Run 1 (7 時 10 分 ~ 10 時 10 分)、Run 2 (10 時 30 分 ~ 13 時 00 分)、Run 3 (13 時 40 分 ~ 16 時 40 分) の 3 つに分割されている。この間の風向は N ないし NNE で、平均風速は Run 1 が約 4m/sec、Run 2 が約 3m/sec、Run 3 が約 2m/sec であった。また天気は快晴であった。

3. 対流ブルーム

不安定な大気境界層内の温度変動は高さによって種々の異った様相を呈する。最下層部ではメカニカルな乱れが卓越するため、ブルームはその形状を維持できず、温度変動の様子はランダムに見える。一方上層部ではブルーム領域と静穏領域が明確に分離されるような温度変動を示し、ブルーム領域を比較的容易に定義し得る。望遠鏡の設置される地上 20m 前後の範囲は丁度その中間層に当たり、部分的には地表面摩擦の影響を受けているが、ブルームとしての形状をも認める事が可能な領域である。この領域では種々の大きさを持ったブルームが混在しており、小さなものは直径数 m で測定高度範囲内 (数 10m) で熱を大気に与え終えて消滅するが、大きいものは直径数 100m 以上あって境界層の最上層部まで熱を輸送するものであると考えられる。

この節では中間的な大きさのブルームについて観測記録による解析を試みた。直径が数 10m のブルームの実例を Fig. 2 と Fig. 3 に示す。この例は 10 月 22 日の 12 時頃に測定地点を通過したもので、その時の平均

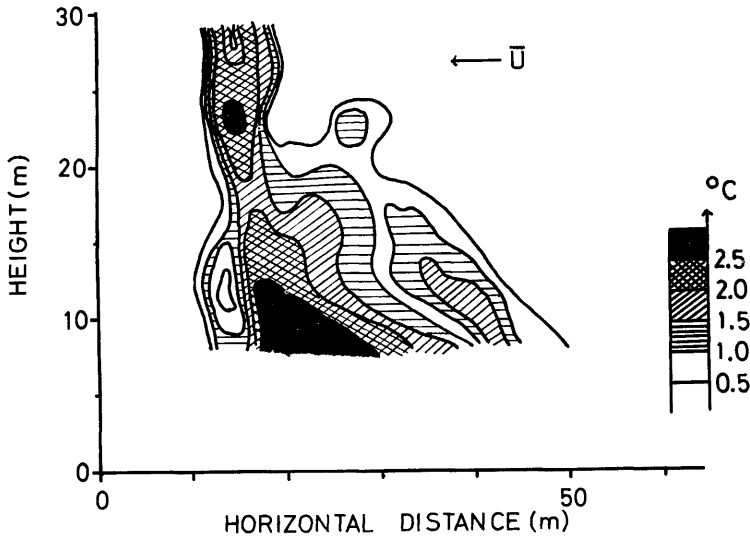


Fig. 2. An example of the buoyant plume cross-section (Plume 1)

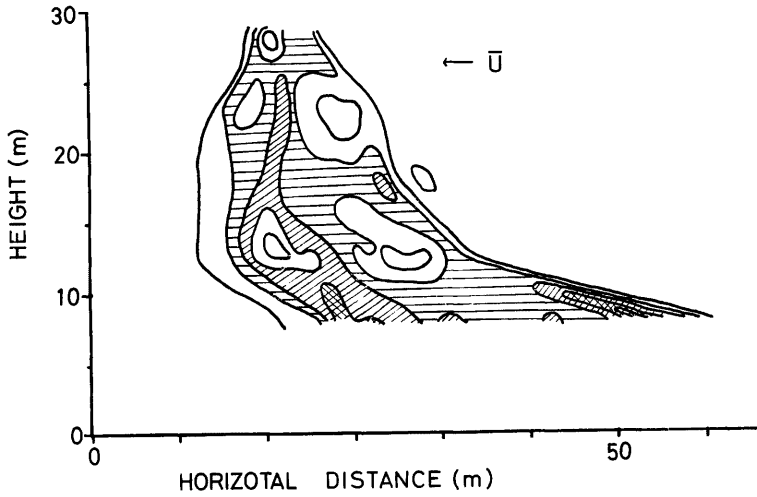


Fig. 3. Same as Fig. 2 (Plume 2)

風速は高さ23mで2m/secであったので、横軸はその値を用いて時間軸を水平距離に変換してある。プルームの外形はシアアによって回転せず全体が同じ速さで移動すると考えても大過ないことが他の研究において

知られているので⁵⁾ 時間から距離への変換係数を高さによって変化はさせなかったが、どこの高さの風速で移動しているかという点では種々の研究者によって意見が分かれておりはつきりしない。これらの図から明らかな事は、下部は摩擦によって引っぱられるために風下方向に傾いているが、上部は鉛直に立っており、温度分布も一般的には内部の方が高温だと言えるが、乱れの影響で複雑な形をしている。この観測では測器を1次元的に鉛直方向に配置してあるので、プルームの水平断面の形状は明らかにできず、大規模なプルームの端が測器を通過した場合に小さなプルームとして観測される可能性がある。しかしながら、以下の考察にはこの点を考えずにこの断面がプルームの性質を代表するものとしてプルームの傾きと、プルーム内の温度分布について述べる。

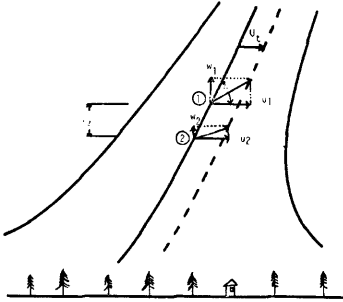


Fig. 4. Model of the surface layer plume tilt¹⁾

3.1 プルームの傾き

風のシアがある中で風に流されながらプルームが一定の角度を保つためにはシアによる変形を補償するだけ鉛直方向に伸張 (Stretching) がなければならない。Kaimal & Businger¹⁾ はモデル的に示した Fig. 4 の中の2点①, ②でプルーム移動速度 (U_t) が同じになるためには

$$U_t = u_1 - w_1 \cot \theta = u_2 - w_2 \cot \theta \dots\dots\dots (1)$$

すなわち

$$\theta = \tan^{-1} \frac{w_1 - w_2}{u_1 - u_2} \dots\dots\dots (2)$$

という関係が成立せねばならないとしている。ここで (u_1, w_1), (u_2, w_2) はそれぞれ点①, ②における風速の水平, 鉛直成分であり, θ はプルームの中心軸が水平面となす角度である。

ここで $z_1 - z_2 = dz$ を微小な差であるとすれば近似的に

$$\theta \approx \tan^{-1} \frac{\partial w / \partial z}{\partial u / \partial z} \dots\dots\dots (3)$$

と書く事ができる。ここでプルーム中の w が、平均的性質に見られる σ_w と同じ性質を持つと仮定すれば不安定条件下では Businger²⁾ などによれば

$$\left(\frac{w}{u_*} \right)^2 = a + b \zeta^{\pm} \dots\dots\dots (4)$$

ここに $\zeta = -z/L$, L は Obukhov の長さ, a, b は定数である。これを ζ で微分すると

$$\frac{\partial w}{\partial \zeta} = \frac{b}{3} u_* \zeta^{\pm} (a + b \zeta^{\pm})^{-\frac{1}{2}} \dots\dots\dots (5)$$

を得る。さらに水平成分についても Businger²⁾ によって提案された形

$$\frac{\partial u}{\partial \zeta} = \frac{u_*}{k_*} (1 + \gamma \zeta)^{-\frac{1}{2}} \dots\dots\dots (6)$$

を用いれば (3), (5), (6) 式から

$$\theta = \tan^{-1} \left(\frac{kb}{3} \cdot \zeta^{\pm} \cdot (a + b \zeta^{\pm})^{-\frac{1}{2}} \cdot (1 + \gamma \zeta)^{\frac{1}{2}} \right) \dots\dots\dots (7)$$

を得る。ここで、今までに接地気層において実験的に得られている $a=1$, $b=4^{(9),(11)}$, $\gamma=16^{(12)}$, $k=0.4$ というような値を用いて(7)式で得られる曲線を種々の安定度 L について示したのが Fig. 5 である。Fig. 5 には Fig. 2 と 3 の例から得たプルーム中心の傾きを比較のためプロットした。 θ はプルームの中心軸が水平面となす角度であるが、現実のプルームでは中心軸が明確に定める事はできないので、ここでは2通りの定義によるものを求め、両者を計算と比較した。すなわち、1つは熱の中心、もう1つは幾何学的な中心であり、前者は横軸を x とすれば $\int_0^x T dx = 2 \int_0^{x_0} T dx$ で求められる x_0 であり、後者は 0.5°C の等温線の中央の位置と定義したものであるが、両者は大きく離れてはいない。なお、この図では地表面の高さから木の高さ 5m を引いた高さ (HEIGHT*) を縦軸に用いてある。角度を算出する際の精度が悪い (θ の大きい所では 20° 程度の誤差を含む) のでかなり不規則な形をしているが、これらの例は計算した曲線では $|L|=1\text{m}$ の曲線に近い位置にある。その時の風速や日射の状況から判断して妥当なものであると考えられる。

プルームの中心軸のプロフィールを求めるには、ここで求めた勾配を高さで積分しなければならないが、ここでは図式的に解を求めたものを Fig. 6 に示す。 $|L|$ が 10 m を越えるとプルームとしては存在が困難である事が推察できる。Fig. 7 に $|L|=1\text{m}$ の場合を実際のプルームの例と比較したものを示す。理論式は平均的なものであるのに対し、実例は個々のプルームの持つ瞬間的なプロフィールであるための差を考えれば(7)式はこの程度のサイズのプルームの傾きを表すのに適当なものと考えられる。

3.2 プルーム内の温度分布

プルームの水平スケールに関しては理論的にも実験的にもこれまで多くの研究がある。その中で最も明解なのは Morton *et al.*¹³⁾ 及び Priestley & Ball¹⁴⁾ による相

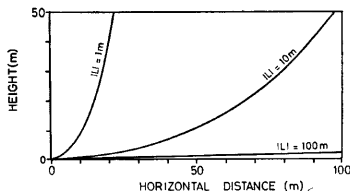


Fig. 6. Profile of the plume axis for various stability.

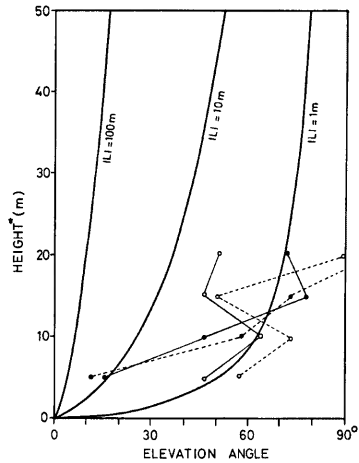


Fig. 5. Variation of the elevation angle θ with height z for various stability. Actual plume angles are compared. Middle points of 0.5°C contour are denoted by $\text{---}\circ\text{---}$ (Plume 1) and $\text{---}\bullet\text{---}$ (Plume 2) and center of heat by $\text{---}\circ\text{---}$ (Plume 1) and $\text{---}\bullet\text{---}$ (Plume 2). The tree height (5m) is subtracted from the height above the ground.

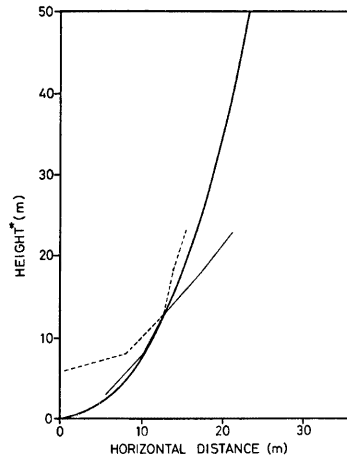


Fig. 7. Profile of the plume axis for $|L|=1\text{m}$ compared with the real plume examples. --- (Plume 1), --- (Plume 2).

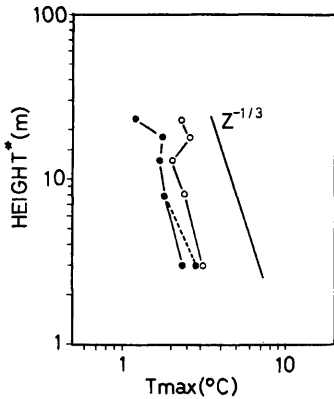


Fig. 8. Maximum temperature difference as a function of height. ○ (Plume 1), ● (Plume 2), ...● denotes another maximum near the bottom of the plume.

似理論から導かれたもので、プルームの直径は高さに比例するという単純な結論である。これらの理論では周囲が中立大気の時、プルーム内では w は $z^{-1/3}$ に比例し、温度 (T') は $Z^{-1/3}$ に比例して減少するという結果が導かれている。 w については前節に述べた様に伸張の必要から高さとともに減少するのは不合理である。 T' は現実のプルームについては何をもって定義するかが問題であるが、周囲との温度差を特徴づけるものであり、おそらく水平断面上の最高温度差と関連づけられる量であると考えられる。Fig. 8 に最高温度差 (T_{max}) の高さ変化の例を示すが、 $Z^{-1/3}$ とはかなり異った変化をする。上記論文の $w \propto z^{-1/3}$ や $T' \propto z^{-1/3}$ は浮力ジェットの自己保存 (Self-preservation) の仮定が成立する条件下でのみ有効なので、接地気層内ではプルームが生成された所から十分に高さが隔っていないのもその適用が困難である原因の1つであろう。温度差についてはむしろ $T' \propto Z^{-1/3}$ を示唆しているが、これは w の大きな場合に $w \propto z^{-1/3}$ を導いたのと同じ方法 (次元解析) で導かれる関係と同等である。

プルームの水平面内の温度分布はガウス分布にはなっていない。プルームがプルームとして初めて識別できる高さでは鋸歯状になっており、さらに上層部では台形状になっている場合が多い。従って個々のプルームにガウス分布状の温度分布を与えるのは問題があるが、平均として考える場合は可能かも知れない。この節では測定精度を考慮して温度差が 0.5°C 以上をプルームとして取扱い、Fig. 9 と 10 にプルームの等温度

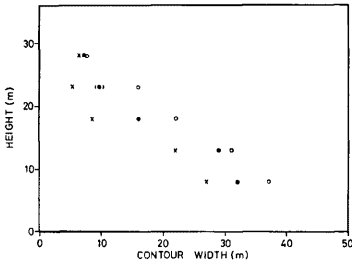


Fig. 9. Variation of the contour width with height for Plume 1. ○ (0.5°C contour), ● (1.0°C contour), × (1.5°C contour).

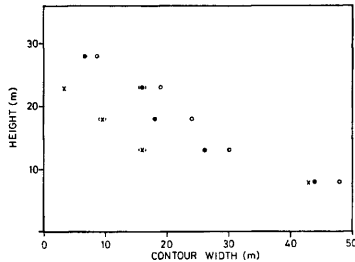


Fig. 10. Same as Fig. 9 except for Plume 2.

線間の領域の幅の高度変化を示した。図には 0.5°C の他に 1.0°C 及び 1.5°C の例もプロットしてあるが、近似的にこれらは直線的に高さとともに減少している事がわかる。どんな大きさのプルームについてもこの傾向があるのかは明らかではないが、ここでは数例を挙げるに留めた。なおガウス分布を仮定し、その標準偏差 σ をプルーム領域としてその高さ変化を調べると、この等温線の変化の状態からは σ がある高さから急激に高さとともに減少を始める。これからも接地気層のプルームは既存のプルーム理論では説明できない現象である事がわかる。

何をもってプルームの領域と定義するかによって直径の高度変化も異って来る。上述の文献中のモデルでは上昇気流がある領域としてプルームを定義しており、エントレインメントによって熱が希釈されて温度が下って行くが、上昇気流の領域の大きさは増加して行く。そのエントレインメントの割合は中心部の上昇速度に比例するとの仮定がなされている。しかしながら接地気層中の乱れの活発な、しかもシアアの存在する環境中のプルームが同じ仮定で扱えるかどうかは疑問であり、 T' や w がこの種の理論と合致しないのもその相異の現れであろう。エントレインメントに乱れを取り入れてプルーム理論を作り上げたものに Telford による一連の数値実験の研究¹⁵⁾があり、これは境界層下部はその対称としていないが w や T' の高度変化に関してはさらに現実的な結果を得ている。ただし取扱いは複雑である。

ここに述べた観測では上昇速度を測定していないので、その観点からプルーム領域の議論はできないが、速度は温度変動に比較してランダムな要素が強いので、測定してもプルームの輪郭を速度変動から決定するのは室内実験等を除いて困難な場合が多いのではないと思われる。

4. 静穏領域

太陽観測に際して望遠鏡の太陽像は視野中での気温変動による像のゆらぎのために質が悪くなる。境界層内の気温変動は常に様なる変動をしているのではなく、前章に述べたように熱対流により地表から上昇して来るプルームの中では特に気温変動が著しく、その外側では比較的静穏である。そしてこの差異は風のシアアによる機械的乱れの大きい地表近くから離れて高さが高くなるにつれて顕著になる。この事については Coulman^{16), 17), 18)} などによる観測に基づいた統計がなされている。

静穏領域内では一般に(i) σ_θ (温度変動の標準偏差) がプルーム内よりはるかに小さく、(ii) 下降気流があり、(iii) σ_w (風速鉛直成分の標準偏差) もプルーム内の半分程度である事が知られている²⁾。プルームや静穏領域の空間分布は放射収支量、風速、地形などの関数と考えられる。ここでは飛騨天文台において秋の晴れた1日を選んで行われた先きにも述べた観測の際に得られた温度変動のデータに基き、静穏領域の時間的な分布について統計的な調査を行ってみた。

4.1 解析方法

磁気テープに収録した4高度の温度変動のアナログ信号からバンドパスフィルター (18dB/OCT) を通して電気的な雑音と長周期の変動を取除きその変動について調べた。この際のカットオフ周波数は、その低周

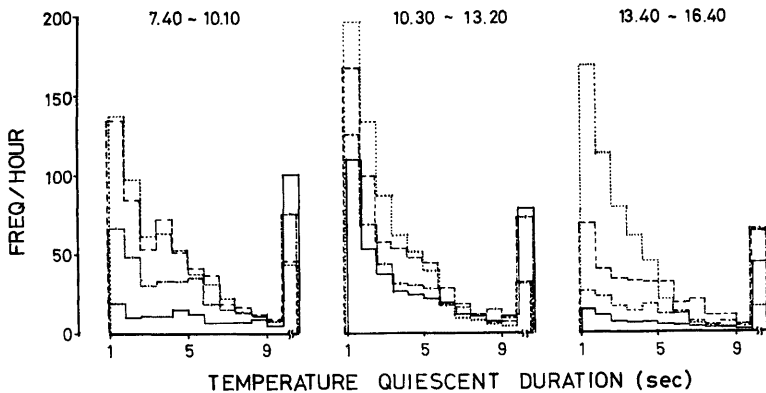


Fig. 11. Frequency of occurrence of temperature quiescent (TQ) intervals for the amplitude less than 0.5°C. —28m, - - -23m, - · - · -18m, ·····13m.

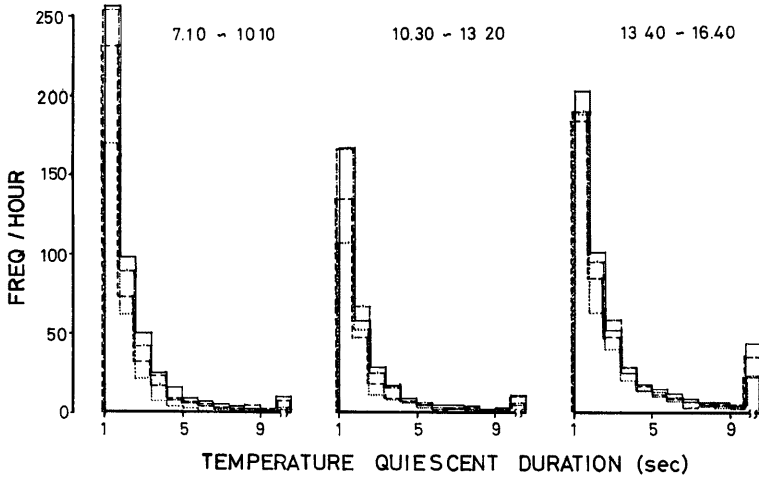


Fig. 12. Same as Fig. 11. except for 0.1°C.

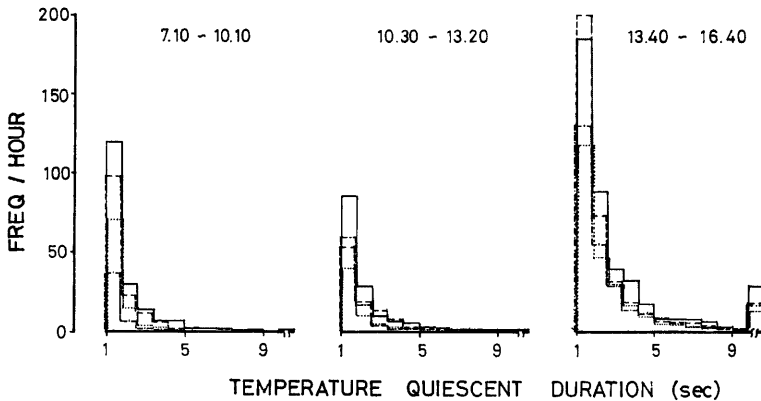


Fig. 13. Same as Fig. 11 except for 0.05°C

波数側は望遠鏡を用いた写真撮影の際の露出時間によって、高周波数側は望遠鏡の口径によって決定されるべき量であるが、ここでは計画されている太陽望遠鏡の場合を考慮して0.1Hzと10Hzに決定された。フィルター出力をペンレコーダーを用いて記録紙上に描かせ、静穏領域の持続する時間の長さを読取った。すなわち、フィルター出力の零からの偏差が0.50, 1.0及び0.05°C以下の3つの階級による静穏領域の持続時間が1.0秒以上のものについて統計を取り、長さ別に頻度分布を作成した。

4.2 時間変化及び高度変化

Fig. 11 は振幅が0.5°C以下の領域の出現頻度を1時間当りの頻度に直したものを継続時間の関数として

示したもので、各高度（28, 23, 18, 13mの4高度）の分布が時間帯（Run 1, Run 2, Run 3）別に示してある。図中の3つのグラフのそれぞれの最も右側の値には静穏領域の時間が9.8秒以上のものの頻度が全て含まれている。この図からわかる事は静穏時間が長いものの頻度が多いのは最上部（28m）においてであり、最下層（13m）では逆に静穏時間の短いものが最も出現頻度が高いという傾向を示している。また時刻による差異もはっきりしており、朝には全体として静穏時間の長いものの頻度が大きくて、短いものの頻度は全高度で少なくなっている。昼間には時間の短いものの頻度が増大している。午後には分布の形は大差ないが大体として静穏領域の発現頻度が小さくなっている。

温度の振幅に関する制限を厳しくして 0.1°C 以下を静穏領域とすれば当然のことながら、短い時間の方に頻度が増大し、さらに日変化や高度変化は 0.5°C の場合と比較して顕著でなくなる（Fig. 12）。制限を一層厳しくして、振幅が 0.05°C 以下を静穏領域とすれば、頻度も全体に減少し、特に午前中の頻度が小さくなる（Fig. 13）。

これまでの考察では発現頻度のみを考えていたが、実際にはこの頻度と時間の積が静穏時間の継続時間に対応するものである。そこで、偏差が 0.5°C 以下の静穏が1秒以上続いた時間の30分間毎の積算値を求め、その高さ別の分布を示したものが Fig. 14 である。どの高度でも静穏時間は朝夕に長く昼間に短くなってい

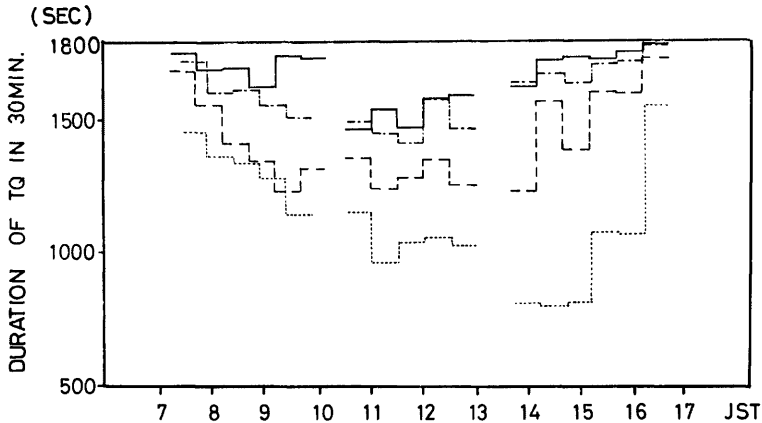


Fig. 14. Diurnal variation of the TQ total intervals in 30 minutes. — 28m, ---- 23m, - · - · - 18m, 13m.

るが、高さの低いところの方がその変化の割合は著しく、正午近くの静穏時間は非常に短くなっている。このことは気温の変動の多い時間の長さは正午近くの対流の盛んな時でも高度が高くなるほど小さくなっていることを示しており、望遠鏡を高くする事が有利な事を示している。気温変動の主な原因は地表面近くにあるのであるから、高くなれば変動幅は狭くなり、望遠鏡の開口部に近い低高度を特に問題とすれば良い。

太陽望遠鏡によって太陽の像の写真を撮るに当っては露出時間内に気温変動の著しい部分が視野の中を通過して像にゆらぎが生じなければ良いのであるから、ある任意の時刻からどれだけ静穏時間が継続する可能性があるかということが明らかになれば良い。このために先に用いた3つの時間について各高度毎にある任意時間から後1秒以上温度変動の静穏な時間が続く確率を、Figs. 11~13に示した静穏時間別発現頻度から計算してみた結果が Figs. 15~17 である。

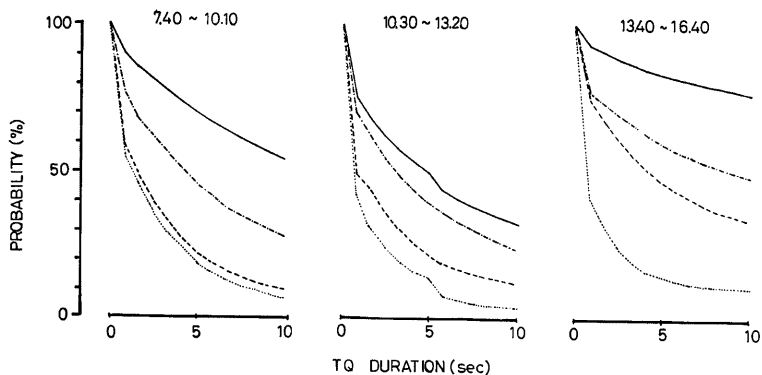


Fig. 15. Occurrence probability of the temperature quiescent (TQ) time longer than a given duration from a certain instant for 0.5°C. —28m, - - -23m, - · - · -18m, ····· 13m.

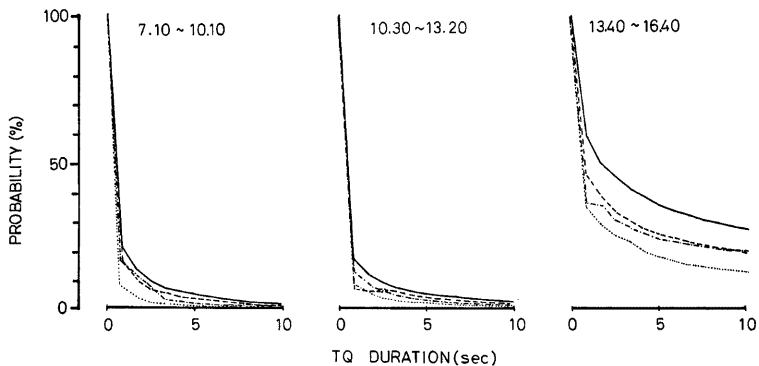


Fig. 16. Same as Fig. 15 except for 0.1°C.

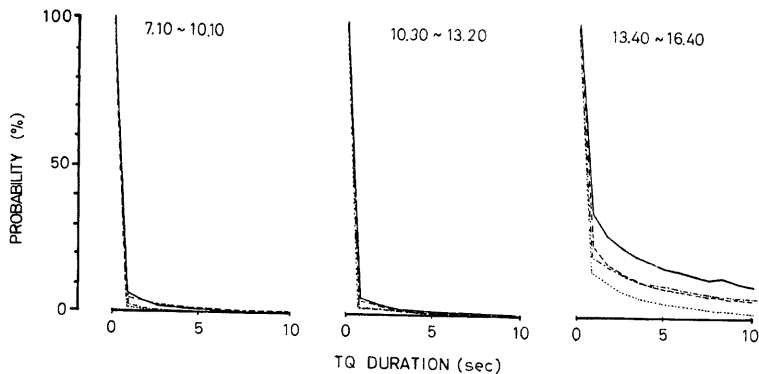


Fig. 17. Same as Fig. 15 except for 0.05°C.

5. 結 語

大雨見山山頂の京都大学飛騨天文台の太陽望遠鏡の建設候補地点における温度変動を調べ、温度変動を左右する要因となっている対流プルームと静穏領域の性質について、解析を行った結果、次の様な事が明らかになった。

接地気層内の対流プルームには種々の大きさが存在し、最大スケールのもは大気境界層の最上部まで繋がっていると予想され、最小スケールのもは今回の観測層内で消滅する。その中間的なものについて詳しく調べた結果、シア層内のプルームの傾き（中心軸のプロファイル）はプルームの伸張理論から導いたものと一致する。すなわち、底辺部は地表面摩擦で引っぱられるために地面近くでは傾きも大きく観測点上層部では直立に近い。

気温変動の静穏領域の出現頻度について統計的な解析を行った。一般的な傾向として上層の方が長い静穏領域をもち、日変化については朝夕の気温変動の小さい時は静穏時間の出現が多く、正午前後は少くなる傾向にある。頻度分布の形状については下層で日変化が大きく、上層では顕著でない。従って昼間の下層部では著しく静穏時間が小さい。ある時点からある長さの間だけ気温変動が静穏である確率を計算した（Figs. 15~17）結果によると、振幅が 0.1°C 以下のものに対しては5秒以上の静穏が続く確率は正午過ぎまではどの高度でも10%以下であり、夕方近くには数10%に達する。 0.5°C 以下の変動について見ると5秒以上の静穏が続く確率が50%以上であると期待できるのは、昼間を含めると28m以上の高さにおいてである。これを3秒以上にすれば朝夕なら80%、昼間でも60%ぐらいが期待出来る。高さ13mでは28mでの確率のいづれの場合にも数分の1以下である。

この解析はある晴れた秋の1日の例であり、これから全ての気象条件に適用はできないが、今後、安定度、風速、日射量などとの関係付けによって法則性や理論の開発は可能になると考えられる。ここでは山岳地帯であるという特殊性は特に考慮に入れずに解析を進めたが、それ以前に平坦地での接地層内対流現象にまだ未解決の問題点が山積している。例えば、ここで行った方法は2次元的な扱いであるが、横方向の拡がりがないため、どこかの断面が通過しているのかわからない事もあり、さらにプルーム発生メカニズム、発生後の周囲との熱交換、統合、分離、エントレインメントのメカニズム解明など基本的な点で今後の研究に負う所が多い。

謝 辞

この研究は京都大学理学部付属飛騨天文台の依頼によって行われた。観測に当って御協力を頂いた服部昭、神野光男両博士をはじめとする同天文台の方々、京都大学防災研究所助手吉川祐三氏、同技官羽野淳介、杉政和光の両氏に厚く感謝します。

参 考 文 献

- 1) Kaimal, J.C. & J.A. Businger : Case Study of a Convective Plume and a Dust Devil, *J. Atmos. Sci.*, Vol.9, 1970 pp. 612-620.
- 2) 文字信貴 : 地表面近くの対流現象の特性。京都大学防災研究所年報, 第17号 B, 1974, pp. 241-248.
- 3) Davison, D. S. : Translation Velocity of Convective Plumes, *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, Vol.100, 1974, pp. 572-592.
- 4) Davison, D. S. : The Horizontal Cross-sectional Shape of Convective Plumes, *ibid*, Vol.101, 1975, pp. 463-473.
- 5) Kaimal, J.C. : Translation Speed of Convective Plumes in the Atmospheric Surface Layer. *ibid*, Vol.100, 1974, pp. 46-52.
- 6) 文字信貴・水間満郎 : 風・温度及び乱流輸送量の測定, 気象研究ノート, 第130号, 1976, pp. 19-52
- 7) Sano, Y. & Y. Mitsuta : Dynamic Response of the Hygrometer Using Fine Thermocouple Psychro-

- meter, Special Contributions of the Geophysical Inst., Kyoto Univ., No. 8, 1968, pp. 61-70.
- 8) Businger, J.A. : Comments on "Free Convection in the Turbulent Ekman Layer of the Atmosphere", J. Atmos. Sci., Vol.28 1971, pp. 298-229.
 - 9) Businger, J.A. : Transfer of Momentum and Heat in the Planetary Boundary Layer, Proc. Symp. Arctic Heat Budget and Atmos. Circ., The RAND Corp., 1966, pp. 305-322.
 - 10) Wyngaard, J.C., O.R. Cote and Y.Izumi : Local Free Convection, Similarity, and the Budget of Shear Stress and Heat Flux, J. Atmos. Sci., Vol. 28, 1971, pp. 1171-1182.
 - 11) Monji, N. : Budgets of Turbulent Energy and Temperature Variance in the Transition Zone from Forced to Free Convection, J. Met. Soc. Japan, Vol.51, 1973, pp. 133-145.
 - 12) Paulson, C.A. : The Mathematical Representation of Wind Speed and Temperature Profiles in the Unstable Atmospheric Surface Layer. J. Appl Met., Vol. 9, 1970, pp. 857-861.
 - 13) Morton, B. R., G. I. Taylor, & J. S. Turner : Turbulent Gravitational Convection from Maintained and Instantaneous Sources, Proc. Roy. Soc., A 234, 1956, pp. 1-23
 - 14) Priestley, C. H. B. & F. K. Ball : Continuous Convection from an Isolated Source of Heat, Quart. J. Roy. Met. Soc., Vol. 81, 1955, pp. 144-157.
 - 15) Telford, J. W. : Convective Plumes in a Convective Field, J. Atmos. Sci., Vol. 27, 1970, pp. 347-358.
 - 16) Coulman, C. E. : A Quantitative Treatment of Solar 'Seeing', I. Solar Phys., Vol. 7, 1969, pp. 122-143.
 - 17) Coulman, C. E. : A Quantitative Treatment of Solar 'Seeing', II. *ibid* Vol. 34, 1974, pp. 491-506.
 - 18) Coulman, C. E. & D. N. Hall : Optical Effects of Thermal Structure in the Lower Atmosphere, Appl. Optics, Vol. 6, 1967, pp. 497-503.