



天 気

1985年4月
Vol. 32, No. 4

1093 (複雑な地形上の大気の流れ)

複雑な地形上の夜間下降流と拡散に関する研究*

—昭和59年度日本気象学会賞受賞記念講演—

山 田 哲 二**

創立100年以上の歴史を誇る日本気象学会より学会賞をいただき誠に名誉な事であると感謝しております。小生が日本に居りました時は土木工学科で水の流体力学を学んでおり、いわゆる気象の出身ではございませんでした。また長く日本を離れて外国に住んで居ります。このような者にもこうして業績を認めて下さる事は、私共にとりまして大変な励みになりました。公平な取り扱いをして下さった選考委員の方々に心から御礼申し上げます。

又、本日は受賞記念講演の機会をお与え下さり誠に有難うございます。小生の最近の仕事の一部を紹介させていただきたいと存じます。名前はお聞きになった方々もたくさんいらっしゃると思存しますが、米国のエネルギー省のプロジェクトにASCOT計画というのがございます。Atmospheric Studies in Complex Terrainの頭文字を取ってASCOTと呼んでおります。

1973年のオイルショック以来、地熱、石油を含んだ頁石、石炭の利用が重要になってまいりました。これらのエネルギー源は、一般に山間地に埋蔵されており、この地域に発電所等の建設が計画されております。このような地域で、大気汚染を最少限にして資源を採掘・利用するために複雑な地形上での大気の流れを理解する必要があります。従来の研究は単純平坦な地形でのものが多

く、山間地など複雑地形上の気流・拡散現象には不明な点が多くあります。特に大気密度分布は夜間安定になるため、鉛直方向の拡散は小さくなり、従って汚染濃度が昼間に比べて高まると考えられます。このような事からASCOT観測は夜間に行われる事になりました。この観測は1979年に始まり、以来1980年、1981年と合計3回にわたってサンフランシスコ北方約100kmの地点にあります地熱発電地域で行われました。観測では、気流の立体分布の測定とトレーサガスの拡散実験が行われました。種々のトレーサガス(SF₆, Heavy Methane, Perfluorocarbon)を使って濃度分布の測定をしました結果によりますと、山間地での夜間鉛直方向の拡散は予想をはるかに上回る大きさでありました。

観測データは表および磁気テープの形で一般の利用に供せられています。そして、これらは種々の数値モデルのテスト、改良に使われており、数値モデルの発展に大きく寄与しております。例えば、観測データの解析から森林が地表付近の風速に与える影響が重要な事がわかり、数値モデルに木が加えられました。また、数値モデル結果の精度、信頼性、応用限度を知る事は極めて重要な事で、ASCOTのデータはそういった基準を作るのにも使われております。数値モデル結果の検証のための会議は、米国エネルギー省の後援で10月23~26日に南カロライナ州で開かれました。結果はいずれもレポートになり発表されるものと思います。

1982年には観測地点が、カリフォルニア州からコロラド州のOil Shale埋蔵地域に移されました。今年の観測は去る9月17日から10月5日までの約3週間、コロラド

* A study on nocturnal drainage flow and diffusion over complex terrain (in Japanese, English version is attached).

** Tetsuji Yamada, 米国 ロスアラモス国立研究所.

州のデンバー西方約 300 km の Brush Creek で行われました。米国内の国立研究所、大学等から 100 名以上の参加があり、日本からも国立公害研究所等から 5 名の参加がありました。観測の目的は、地熱地域とは異なった地形の狭谷内での大気拡散現象を解析し、より一般的な地形での拡散に対する知識を深める事です。具体的には Brush Creek 内でのモーメントム、エネルギー等のバランス、乱流分布の測定、局地現象と広域現象との相互干渉、トレーサーの濃度分布測定が観測計画に含まれておりました。係留気球 (12 地点)、塔 (11 地点) を使ったの風速、風向、温度、湿度、気圧等の分布の測定に加え、超音波風速計 (8 台)、ドップラーソーダー (4 台) を使ったの乱流の測定、ライダー (1 台) を使ったの狭谷断面、及び鉛直方向の風速測定が午前 0 時から翌 12 時まで続けられました。また、トレーサーガス拡散実験として、Perfluorocarbon が地上 5m と 200m の 2 ヶ所から放出され、鉛直方向の濃度分布が地上約 500m まで測られ、地表でも多数濃度分布が測定されました。データの解析結果の一部は 1985 年の春にペンシルバニア州のゲティスバーグで開かれる予定の ASCOT の会議で発表される事になっております。

これからお話しするのは地熱地域で収集したデータの一部の数値シミュレーションです。ASCOT のモデリンググループはデータ利用というだけでなく、観測計画の段階から参加しておりこれが大きな特徴ともなっております。

種々の拡散モデルが使用されておりますが、ここでは粒子の運動を追跡する Lagrangian の方法を用いてトレーサーガスの濃度分布をシミュレートした結果をお話します。各粒子の位置を Markov chain の方法に基づいて次式によって計算しました。

$$x_i(t+Dt) = x_i(t) + U_{pi} Dt, \quad (1)$$

ここで

$$U_{pi} = U_i + u_i \quad (2)$$

$$u_i(t+Dt) = au_i(t) + b\sigma_{ui}\zeta + \delta_{i3}(1-a)T_{Lxi} \frac{\partial}{\partial x_i} \sigma_{ui}^2, \quad (3)$$

$$a = \exp(-Dt/T_{Lxi}), \quad (4)$$

$$b = (1-a^2) \quad (5)$$

U_{pi} は粒子の x_i 方向の速度、 U_i と u_i は平均流とその変動速度の x_i 方向の成分、 ζ は平均値が 0 で、標準偏差が 1 となるような Gaussian 分布をもった乱数、 T_{Lxi} は x_i 方向の Lagrangian の時間スケール、 Dt は積分時間幅、 σ_{ui} は x_i 方向の乱流の標準偏差、また δ_{i3} は

Dirac のデルタ関数です。式 (3) の右辺の最後の項は非等方性の乱流場で、粒子分布が均一にならないといった不都合を補正するために Legg・Raupach (1982) が加えたものであります。乱流 2 次モーメントモデル (Yamada, 1981) から計算された平均風速、風向と、変動速度の標準偏差 σ_{ui} を用いて式 (3) より粒子の新しい位置 $x_i(t+Dt)$ を計算しました。Lagrangian の時間スケールは $T_{Lx} = T_{Ly} = 10^4 \text{sec}$, $T_{Lz} = 20 \text{sec}$ と仮定しました。

次に式 (2), (3) に必要な平均流速、乱流標準偏差の計算方法について御説明致します。地表面が平坦でない地形の場合、鉛直方向の座標を次式によって変換すると地表での境界条件の取り扱いが簡単化されます。

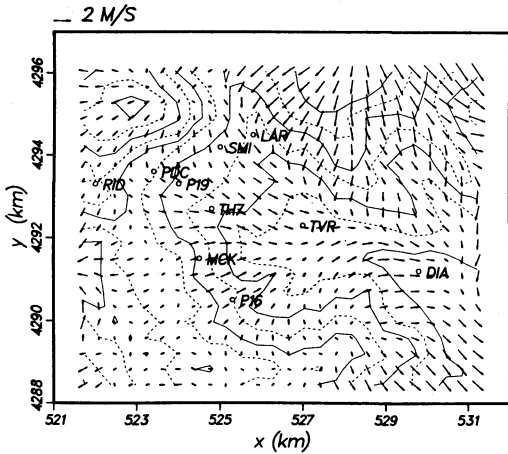
$$z^* = \bar{H} \frac{z - z_g}{H - z_g} \quad (6)$$

ここで z^* と z は変換後と変換前の鉛直方向の座標、 z_g は地表標高、 H と \bar{H} はそれぞれ z と z^* 座標内での計算領域の最大高さです。簡単化のために

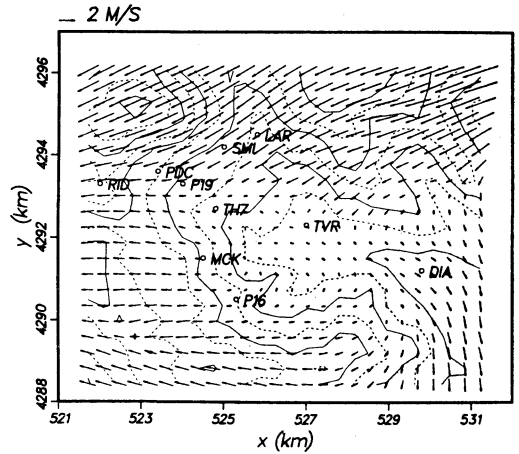
$$H = \bar{H} + z_{g\max}$$

として H を決めました。ここで $z_{g\max}$ は計算領域内の地表最大標高で、 $z_{g\max} = 1421 \text{m}$ と $\bar{H} = 1460 \text{m}$ の値を使いました。次に鉛直座標変換後の平均流場の式 (運動方程式、連続の式、温位保存式、混合比保存式) とこれらに乱流エネルギー保存式と乱流渦のスケールを求める式を加えた 6 つのプリミティブ式を差分法で近似し、数値解を求めました。これらの式は Yamada (1981) に発表したものとほぼ同じですが、森林が風速や地表近付の熱エネルギーバランスに与える影響をも考慮できるようになっています。森林のパラメタリゼーションの詳しい説明については Yamada (1982) を御覧下さい。

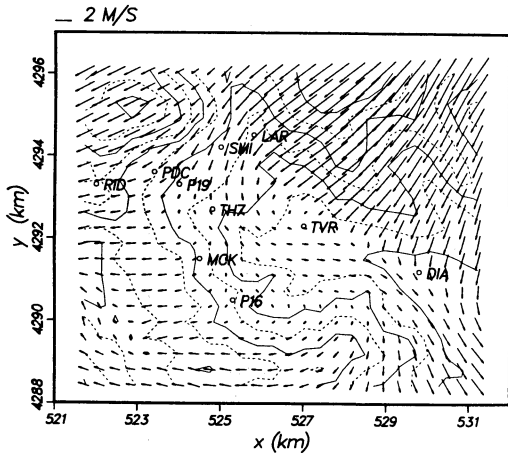
それでは、1980 年の秋に行いました ASCOT 野外観測中、第 2 夜のシミュレーション結果の一部を御覧にいたします。パイボールによる観測では高層の一般風は東風で約 3 m/s 報告されておりますので、この観測結果に基づいて初期値を決めました。夜間下降流は谷線に沿って西から東に向かって吹きますので、一般風の風向とは正反対になります。計算は 9 月 15 日の 22 時から 8 時間続けました。第 1 図は 9 月 16 日の午前 2 時の地表面上 20m における水平方向の風のベクトルを示しており、谷線に沿って下降流が十分に発達している事を示しております。しかし地表からの高度が増すにつれて風の場は徐々に高層の風の場に近づいて行きます。この様子が第 2 図 (地上 68m) と、第 3 図 (地上 140m) からよくわかると思います。観測地点 DIA における風速、風向の計算



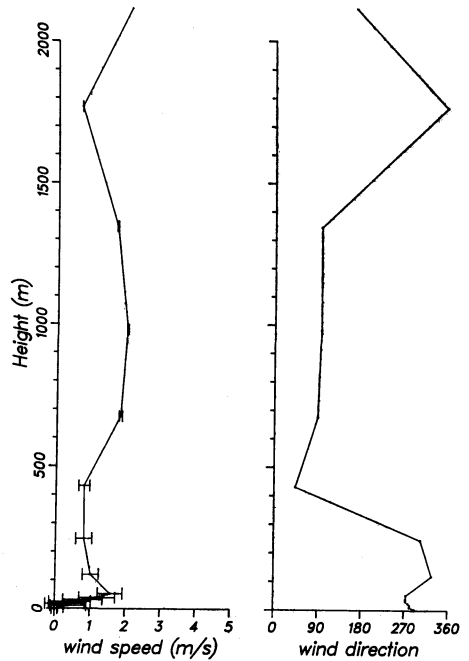
第1図 午前2時の地表面上 20m における水平方向の風のベクトル場 (計算値)。図内の記号は観測地点。実線の等高線は 200m の間隔で描かれており、一番低い等高線は海拔 400m、破線は実線の間中の等高線を示す。



第3図 第1図と同じ。但し、地表面上 140m における水平方向の風のベクトル場。



第2図 第1図と同じ。但し、地表面上 68m における水平方向の風のベクトル場。



第4図 観測地点 DIA に於ける風速、風向の計算値の鉛直分布。

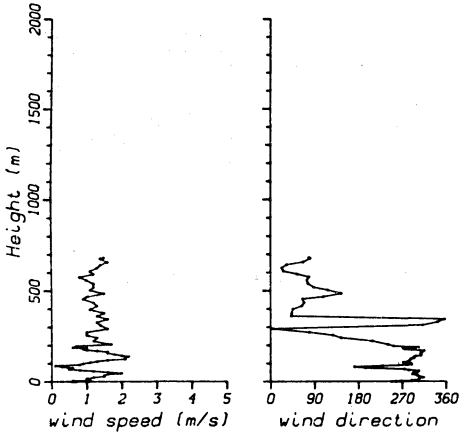
値の鉛直分布を第4図に示します。風向の鉛直分布を見ていただきますとわかりますように地表から 200m 位の高さまでは、谷線に沿って西風の下降流が発達しておりますが、200m と 300m の層で西風から高層の東風が変わっていく様子がよくわかると思います。観測地点 DIA で係留ゾンデを用い測定しました風速、風向の鉛直分布を第5図に示します。実測の風速分布はかなり乱れておりますが、1~2m/s であろうかと思われます。風向

の鉛直分布から夜間下降流の層厚は約 200m と読み、第4図に示されております計算結果が観測値とほぼ同じである事がわかります。ここには示しておりませんが、観測、計算の両結果から、下降流の層厚は山頂から下流

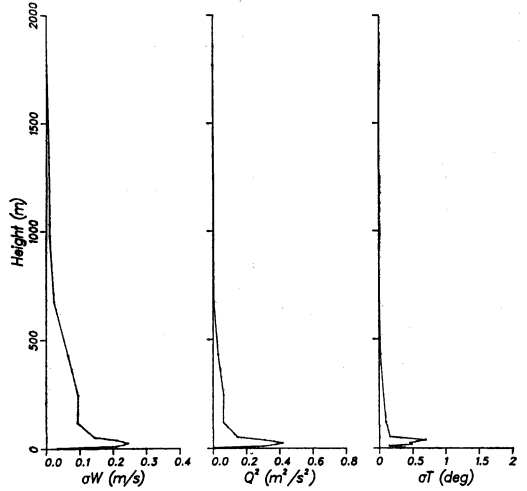
に向かって増えます。

式(3)で粒子の位置を計算するには平均流の場合だけでなく、乱流の場合も必要だと申しましたが、観測地点 DIA における乱流の計算結果を第6図に示します。乱流が地上500m位までよく発達している様子がわかり、 σ_w の大きさは平坦地での値に比べますと数倍の大きさ

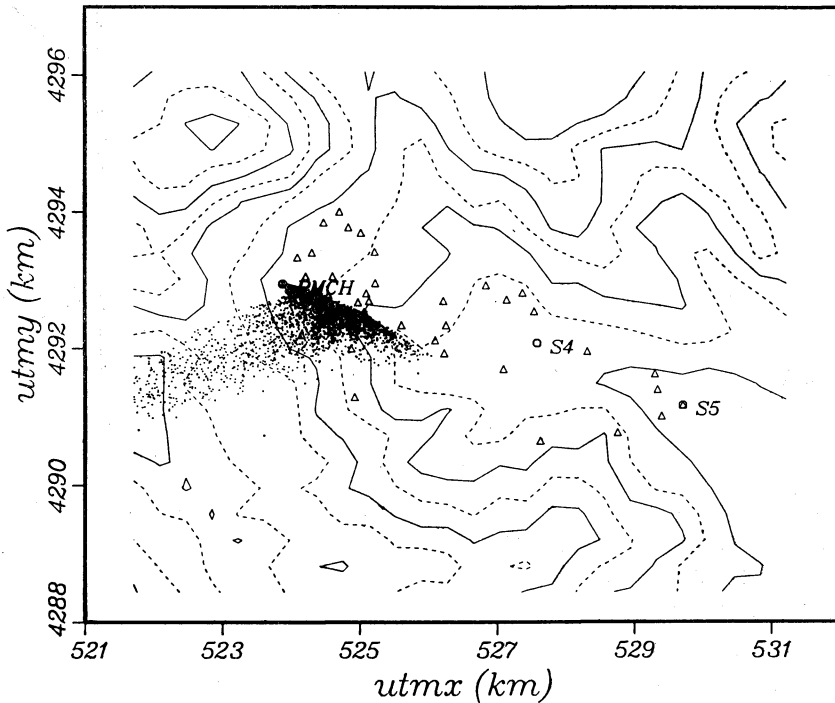
になります。同地点で乱流の観測は行われませんでしたので比較はできませんが、約3km上流の地点 TVR でドップラーソーダーを使って σ_w の鉛直分布が地上100mから300m位まで測定されており、その値は約 0.3 m/s



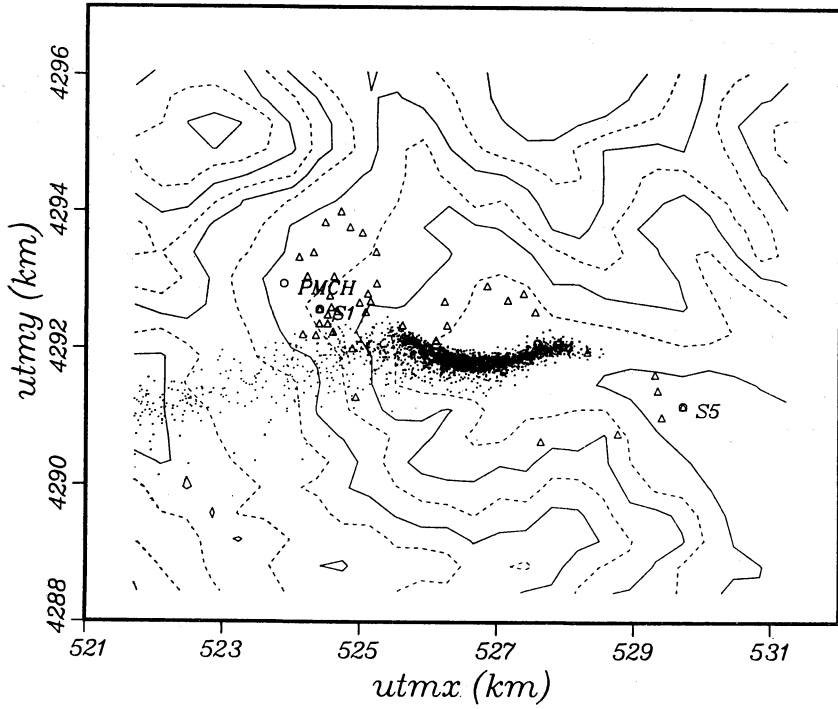
第5図 第4図と同じ。但し、係留ゾンデを用いた観測値。



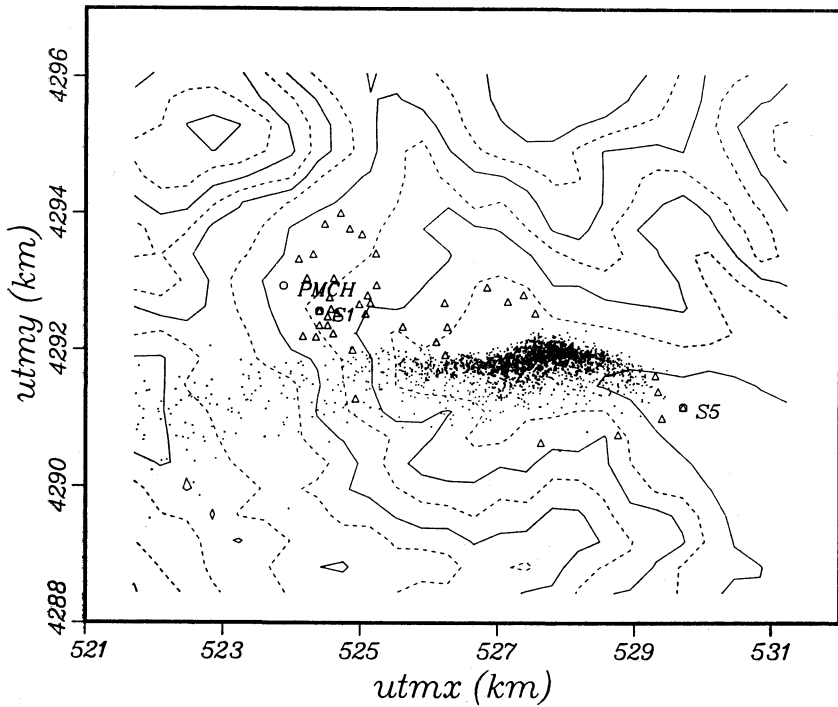
第6図 観測地点 DIA に於ける乱流の計算値の鉛直分布。



第7図 午前0時における計算による粒子の地表への投影。



第8図 第7図に同じ。但し、午前1時の結果。

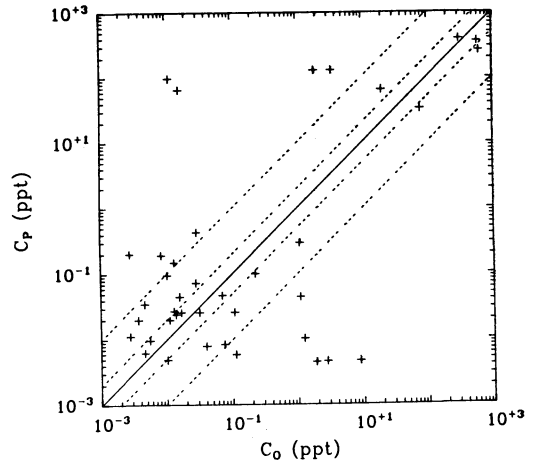


第9図 第7図に同じ。但し、午前2時の結果。

で高さ方向にはほぼ一定でした。この値は平坦地での測定値の約5倍もあり、なぜこのように乱流が山間部で大きくなるのか非常に興味がある問題です。その原因として、森林や地形、又大気中の重力波の碎波による乱流の生成と色々と考えられておりますが、推測の域を出ておりません。

只今御説明申しましたような、平均流、乱流変動の計算値を式(3)に導入しまして粒子の位置を計算致しました。1粒子/secの割合で、1時間続けて放出し、10秒毎に粒子の位置を求め、1時間毎の粒子の地表への投影を、第7図、第8図、第9図に示しております。第7図にありますように、地表近くの下降流内の粒子は谷線に沿って東方に運ばれますが、鉛直方向の拡散により、下降流層より上に出た粒子は高層での気流と同方向の西方に運ばれている様子がよくわかると思います。水平方向の乱流変動が平坦地の場合に比べて大きくなるにもかかわらず、粒子放出後2時間目のブルーム(第8図)の水平方向の拡散幅はかなり小さくなります。これは北と南の両斜面に沿って発達する下降流により、粒子が東西方向の谷に押し寄せるためと思われます。更に下流で谷幅が広がりますと、平均流も広がり、従って第9図に示しますようにブルームの水平方向の拡散も急激に増えるという計算結果が示されております。地表での濃度観測値を2時間積分し、求めたブルームの軌跡も計算結果にほぼ似ておりますが、ブルームの観測幅の方が計算幅よりもかなり大きいという結果になりました。第6図で触れましたように観測された σ_w が計算された値に比べて数倍大きくなる事から、実際の水平方向の速度偏差が計算値よりもかなり大きい事が十分推測され、これが観測されたブルームの幅が計算幅より大きくなる原因と思われます。

特定の体積内での粒子の数を濃度に換算し、地上39ヶ所での観測値と比較したのが第10図です。中心の実線から近い方の上下2本の破線内では観測値と計算値の比が0.5と2の間、外側の2本の破線内では比が0.1と10の間である事を示しています。計算値と観測値の相関係数は0.82でしたが、比が0.5と2の間にある割合が全体の約20%、0.1と10の間が約60%となっております。計算値が観測値に合わない原因は、まず第一に乱流の大きさの違いにあるように思われます。観測値の σ_w が計算値に比べて数倍大きいことと、ブルームの水平方向の拡散幅が計算値に比べて大きいことから、水平方向の乱流変動も計算値に比べてかなり大きいように思われます。した



第10図 地表付近の濃度の計算値(C_p)と観測値(C_o)の比較。

がって、水平、鉛直方向の乱流変動の観測、乱流生成の原因の追求といった事が、山間部での大気汚染の拡散を理解し、又、モデルを改良する上で重要な課題になるものと思います。

目的に応じまして、只今御説明致しましたモデルとは全く違った方式の数値モデルも使っております。例えば、風速、風向の多点観測値があります場合には、これらを内挿、外挿し、更に質量保存の法則を満足するような制約条件で変分法により鉛直風を予測して、立体的な平均流の場を作成する方法が広く使われております。このようにして求めました風の場と安定度から拡散係数を求め、拡散方程式の差分分解から濃度分布を計算しました結果を映画で御紹介しまして、記念講演を終わりとく存じます。ありがとうございました。

1984年10月25日 博多 電気ビルにて

文献

- Legg, B.J. & M.R. Raupach, 1982: Markov-chain simulation of particle dispersion in inhomogeneous flows: The mean drift velocity induced by a gradient in Eulerian velocity variance, *Boundary-Layer Meteorol.*, 21, 183-197.
- Yamada, T., 1981: A numerical simulation of nocturnal drainage flow. *J. Meteorol. Soc. Japan*, 59, 108-122.
- Yamada, T., 1982: A numerical model study of turbulent airflow in and above a forest canopy, *J. Meteorol. Soc. Japan*, 60, 439-454.