

筑波山周辺での拡散実験の解析と シミュレーション計算*

山 澤 弘 実**

要 旨

混合層発達時及び安定成層時の拡散の特徴及び気象場との関連を、筑波山周辺での拡散実験により得られた特徴的な二つの事例を選び、3次元モデルを用いた数値計算により解析した。

モデルの計算結果と観測との対応は良好であった。混合層が山頂高度程度まで発達し、一般風がある程度強い場合には、地形スケールまで広がった煙の拡散には地形はほとんど影響しない事が示された。一方、安定成層中の拡散は地形により大きく影響され、トレーサはよどみながら広がり、地形の鞍部を通過して風下に運ばれる傾向が見られた。この特徴は、局所的なフルード数を用いて定義される気流が乗り越えられる地形障壁の高度(最大乗り越え高度)を用いて説明された。

1. はじめに

1980年からの6年間に茨城県東海村及び筑波山周辺で実施された6シリーズの拡散実験(角田・林1986a, 1986b, 角田ほか1988)は、原子力施設の事故時に大気中へ放出される放射能による公衆への被曝線量を実時間で予測する計算コードシステムSPEEDI(System for Prediction of Environmental Emergency Dose Information)の検証データ取得を主目的として行われた。最初の4シリーズは沿岸平坦地形(東海村)での高所線源及び高所点源による実験であり、残りの2シリーズでは内陸複雑地形(筑波山周辺, 第1図)の高所点源及び地上点源による実験である。

筑波山周辺での実験の解析(Chino and Ishikawa, 1988)によると、トレーサガスの拡散状態の観点から各ランは(1)混合層が発達した場合、(2)比較的低高度にcapping inversionが存在する場合及び(3)朝夕の遷移時の3ケースに分類される。大気がより安定な

ほど気流は山を迂回し、その結果ブルームも迂回もしくは山により分岐することは、同実験を対象とした数値計算を行ったKimura(1989)、数値実験理論及び水槽実験を用いたHuntand Snyder(1980)、及び野外拡散実験を用いたRyan *et al.*(1984)等により示されている。

本論文では、混合層発達時及び安定成層時の拡散の特徴及び地形との関係を、筑波山周辺での実験で得られた特徴的な二つの事例を選び、3次元モデルを用いた数値計算により解析する。一般に、中立から不安定側では気流は地形を乗り越えるため、拡散に対する地形の効果は小さいと考えられる。混合層発達時の事例については地形の有無による濃度分布の特徴を数値計算により解析する。安定成層時の事例ではブルームの筑波山主峰による分岐が観測された。このランについて、成層状態と気流の関係を従来の知見を適用して解析するとともに、数値計算により気流と拡散の特徴を事例解析する。

2. 拡散実験

2.1 実験概要と解析

実験サイトの地図を第1図に示す。濃度分布は、筑波山主峰の風上側からトレーサガスである六フッ化硫黄(SF₆)を放出し、主峰を中心として約10km四方の範囲の地上に設置した30から40点の捕集装置により空気試料

* Analysis and numerical simulation of field tracer experiments around Mt. Tsukuba.

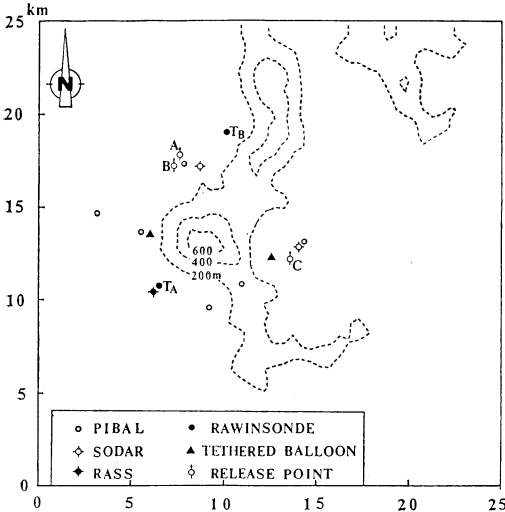
** Hiromi Yamazawa, 日本原子力研究所 環境安全研究部.

—1991年10月11日受領—

—1992年6月13日受理—

第1表 解析対象 run の実験概要

ラン	年月日	放出時間	捕集時間	放出点	放出モード	放出率
1-84	84/10/15	0930-1100	1030-1100	A点	地上7m点源	28.7 kg/h
1-85	85/11/06	1500-1630	1600-1630	C点	地上7m点源	30.1 kg/h



第1図 計算対象領域. 記号は拡散実験時の気象観測点と放出点を表す.

を捕集することにより得られた。放出は、地上7mからの地上放出とヘリコプターを用いた地上200mからの高所放出の二方式の何れか（または両方）を用いて行われた。本論文では地上放出分を対象とする。地上放出の場合の放出時間は90分であり、空気試料は実験範囲内で濃度分布が定常と考えられる放出時間中の最後の30分間に捕集された。両年を合わせて、全19ラン中12ランで有効な濃度分布データが得られた。また、トレーサガスの放出捕集と同時に、第1図に示す配置により気象観測が行われた。

2.2 解析対象ラン

Chino and Ishikawa (1988) の解析によると、有効な濃度分布が得られた12ランのうち混合層が発達していた場合が4ラン、capping inversion が観測された場合が5ラン、朝夕の遷移時に得られたのが3ランである。本論文で対象としたのは第1表に示す混合層発達時と安定成層時の2ランである。放出捕集時間中の風速分布を第2図に、観測点 Ta, Tb での温位の鉛直分布を第3図に示す。各ランの気象条件と濃度分布の特徴は以下のと

おりである。

(1) ラン 1-84

実施日はほぼ快晴であり地表面が乾燥していたため、日の出後の地上付近の気温の上昇が大きく、中立に近い層が約1,400mまで達している。放出中の一般風は北から北北東で4から6 m/sであった。トレーサは筑波山頂の北側（A点）から放出された。

第4図に地上濃度分布を示す。等値線は測定値に対し目の子で引いたものであるが、西側の10 pptの線の位置は測定値がないため推定による。煙軸は筑波山の西斜面の標高200mから400mの間を直線的に乗り越えて山の風下側の平地に達していると推定される。筑波山頂の濃度は約50 pptであるが、東斜面ではバックグラウンド濃度である。

(2) ラン 1-85

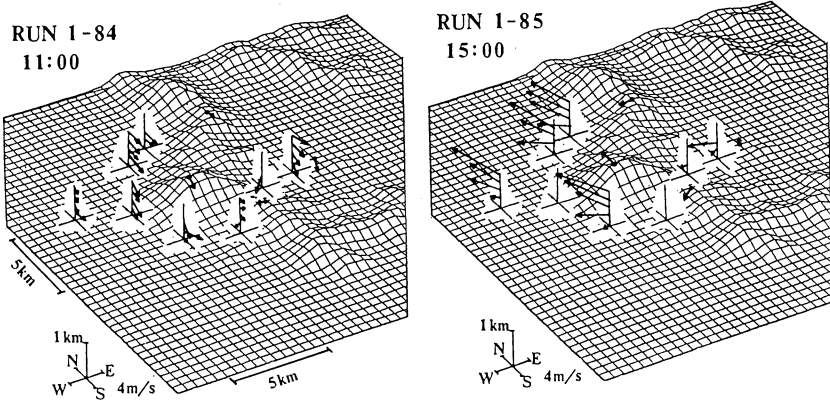
実施日は、地上から50mまでの薄い層を除き全ての層で安定であり、400から600mの間に温度逆転が見られる。放出中の風は、地上500m以下では東寄りの風向で5から8 m/s、それ以上では南東から南の風向で8から12 m/sであった。トレーサは筑波山頂の東側（C点）から放出された。

第5図に地上濃度分布を示す。筑波山の南北両斜面で高い濃度を示しているが、山頂から西側の斜面ではバックグラウンド濃度であり、ブルームが分岐している事を示している。300 ppt を越える濃度は山の東側斜面と北側だけで得られている事から、ブルームの本体は北東鞍部（湯袋峠）を乗り越えていると推定される。濃度分布には、1) 上記のブルームの分岐に加えて、2) 水平的に広く分布しているが、3) 全体的にラン 1-84 の5～10倍程度の高濃度であるという特徴が見られる。さらに、4) 安定成層時の地上放出にもかかわらず標高400m以上でも高濃度が得られている。

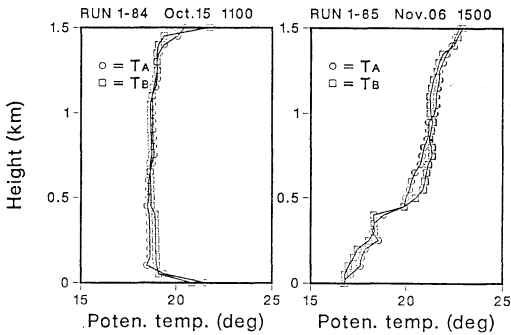
特に、このランについては次節で従来の理論を適用して、成層状態と気流の関係を解析する。

2.3 成層状態と気流の関係

山越え気流の大まかな特徴はフルード数 ($Fr = u/(hN)$) の値により知ることができる。ここで u は風速、



第2図 観測による風速の空間分布。鉛直分布は地上250, 500, 750及び1,000mでの風向風速。

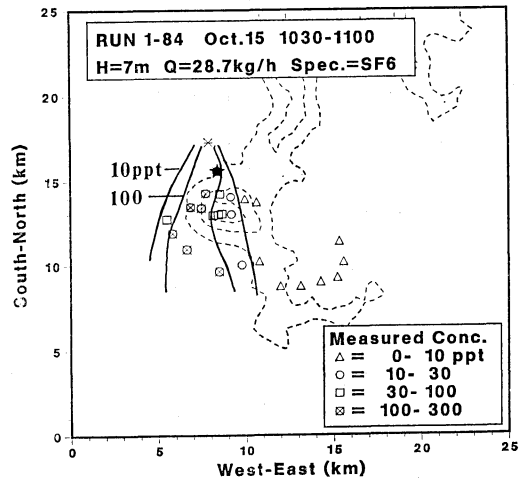


第3図 観測による温位の鉛直分布。

h は山の高さ, N はプラントバイサラ振動数である。フルード数は、山越え気流に対する慣性力と重力の比であり、 $Fr \ll 1$ であれば大気の成層状態が気流に大きく影響する。ラン 1-85 では筑波山の山頂高度での風速及び地上山頂間の平均温位勾配から求めると $Fr=0.88$ であり、地表付近の気層を除けば全体として容易に山を乗り越える条件であった。しかし、トレーサーは地上から放出されていることと筑波山が単純な孤立峰ではないことから、地上付近の気流と地形全体の関係を考慮する必要がある。そこで、以下の定義による高度 H を求めた結果を第6図に示す。

$$\frac{1}{2}u^2(z) = \frac{g}{\theta(z)} \int_z^H (\theta(z') - \theta(z)) dz' \quad (1)$$

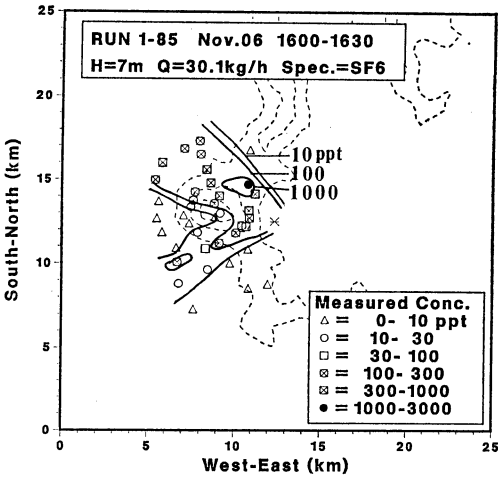
ここで、 θ は温位、 u は風速である。上式は、critical dividing stream line height (Ryan *et al.*, 1984) の概念(気流が山を越える場合、気流の運動エネルギーと気



第4図 拡散実験で得られた地上濃度分布(ラン1-84)。等値線は外側から10, 100 ppt。

流の上昇による位置エネルギーの増加が等しくなる高さで、その高度以上の気流は地形を越えられるが、その高度以下では地形に当たった気流は水平方向に分岐する)を拡張したもので、 H と風上側の気流の地上高度 z の間で定義した局所的なフルード数が1になる高度 H を z の関数として表している。即ち、風上側の高度 z の気流が運動学的に乗り越えられる地形障壁高の上限を表している。以下では、 H を最大乗り越え高度と呼ぶことにする。

この図から、放出点位置で地上40m以下の気流は筑波



第5図 拡散実験で得られた地上濃度分布 (ラン1-85). 等値線は外側から10, 100, 1,000ppt.

山北東側の鞍部(湯袋峠)と南東側鞍部(風返し峠)のどちらも越えることはできず、山の風上側に淀むことが示される。また、40から80mの間の気流は湯袋峠だけを通過できる。従って、この図からは筑波山の北側斜面で高濃度が得られたことと矛盾のない解釈ができる。

3. 数値モデルによる再現計算

3.1 風速場モデル

数値計算に用いたモデルは Yamazawa (1989) と同じで、概略は以下のとおりである。モデルは、Boussinesq 近似、静水圧近似を用いた方程式系を中心とする。

(運動方程式)

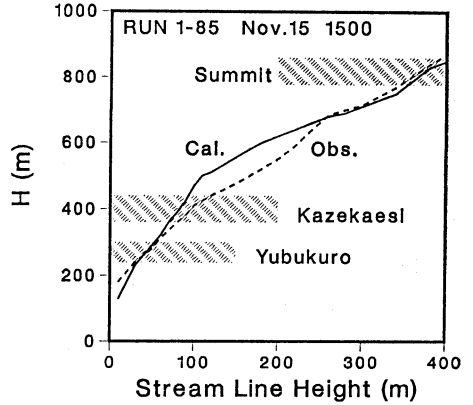
$$\frac{Du}{Dt} = f(v-v_g) + \beta g \hat{\theta} \left(1 - \frac{z_*}{H}\right) \frac{\partial z_g}{\partial x} + \eta^2 \frac{\partial}{\partial z_*} \left(K_M \frac{\partial u}{\partial z_*} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(K_x \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_{xy} \frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad (2)$$

$$\frac{Dv}{Dt} = -f(u-u_g) + \beta g \hat{\theta} \left(1 - \frac{z_*}{H}\right) \frac{\partial z_g}{\partial y} + \eta^2 \frac{\partial}{\partial z_*} \left(K_M \frac{\partial v}{\partial z_*} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(K_{xy} \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_y \frac{\partial v}{\partial y} \right) \quad (3)$$

$$u_g = U_g - \beta g (fH)^{-1} \left\{ \frac{\partial z_g}{\partial y} - (H-z_g) \frac{\partial}{\partial y} \right\}$$

$$\int_{z_*}^{\bar{H}} \hat{\theta} dz_*'$$

$$v_g = V_g - \beta g (fH)^{-1} \left\{ \frac{\partial z_g}{\partial x} - (H-z_g) \frac{\partial}{\partial x} \right\}$$



第6図 山の風上側での高度zの関数として表した最大乗り越え高度H. 実線及び破線は、各々計算及び観測による風速分布と温位分布を用いて求めた値。

$$\int_{z_*}^{\bar{H}} \hat{\theta} dz_*'$$

ここで、 u と v は水平風速成分、 K は渦拡散係数、 f はコリオリパラメータ、 (U_g, V_g) は一般場の地衡風、 β は熱膨張率 $(=\theta^{-1})$ 、 $\hat{\theta}$ は温位の水平平均からの偏差、 $\eta = \bar{H}/(H-z_g)$ は座標変換に伴う係数である。

(熱エネルギー保存式)

$$\frac{D\theta}{Dt} = \eta^2 \frac{\partial}{\partial z_*} \left(K_H \frac{\partial \theta}{\partial z_*} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(K_x \frac{\partial \theta}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_y \frac{\partial \theta}{\partial y} \right) - \sigma_\theta \quad (4)$$

ここで、 θ は基準温位 θ_0 からの偏差、 σ_θ は大気放射冷却率である。地表面温度 T_{sfc} は、地表面熱収支式と地中熱伝導方程式により予想的に解かれる。

$$(1-A)S + \epsilon(L \downarrow - \sigma T_{sfc}^4) = H_0 + lE_0 + G_0 \quad (5)$$

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z_s} \left(k_s \frac{\partial T_s}{\partial z_s} \right) \quad (6)$$

ここで A はアルベド、 S は日射量、 ϵ は射出率、 $L \downarrow$ は下向きの大気放射、 H_0 は顕熱、 lE_0 は潜熱、 G_0 は地中伝導熱を表わす。また添字 s は地中の物理量を表わす。

座標系として以下の地形準拠 z_* 座標系を用いた。

$$z_* = \bar{H}(z-z_g)(H-z_g)^{-1} \quad (7)$$

H, \bar{H} は各々 z 系、 z_* 計でのモデル上端の高さ、 z_g は地面高度である。乱流統計量は、Helfand and Labraga (1988) により修正された Yamada (1983) の2次オーダーの乱流クロージャーモデルを用いて計算する。乱流運動エネルギー q^2 と乱流長さのスケール l の2個の予報方程式を用いる。

$$\begin{aligned} \frac{Dq^2}{Dt} = & \eta^2 \frac{\partial}{\partial z_*} \left(K_q \frac{\partial q^2}{\partial z_*} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(K_x \frac{\partial q^2}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \\ & \left(K_y \frac{\partial q^2}{\partial y} \right) + 2\eta^2 K_M \left\{ \left(\frac{\partial u}{\partial z_*} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z_*} \right)^2 \right\} \\ & - 2\eta K_H \beta g \frac{\partial \theta}{\partial z_*} - \frac{2q^3}{B_1 l} \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \frac{Dq^2 l}{Dt} = & \eta^2 \frac{\partial}{\partial z_*} \left(K_q \frac{\partial q^2 l}{\partial z_*} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(K_x \frac{\partial q^2 l}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \\ & \left(K_y \frac{\partial q^2 l}{\partial y} \right) + \eta^2 l E_1 K_M \left\{ \left(\frac{\partial u}{\partial z_*} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z_*} \right)^2 \right\} \\ & - \eta l E_1 K_H \beta g \frac{\partial \theta}{\partial z_*} - \frac{q^3 l}{B_1 l} \left\{ 1 + E_2 \left(\frac{\eta l}{kz} \right)^2 \right\} \end{aligned} \quad (9)$$

ここで、 B_1, E_1, E_2 は Mellor-Yamada の乱流ロージャーモデルの定数である。拡散係数は、式(8)で右辺第4項から第6項が釣り合うとして計算される乱流運動エネルギー q_e^2 を用いて

$$K \begin{pmatrix} M \\ H \end{pmatrix} = \begin{cases} ql \tilde{S} \begin{pmatrix} M \\ H \end{pmatrix} & q \geq q_e \\ \frac{q^2 l}{q_e} \tilde{S} \begin{pmatrix} M \\ H \end{pmatrix} & q < q_e \end{cases} \quad (10)$$

により計算する。ここで添え字 M, H は各々の運動量及び熱に対する拡散係数に対応する。なお、 \tilde{S}_M, \tilde{S}_H は Yamada (1983) と同じである。

これらの方程式を差分法を用いて解いた。用いた格子は一般にスタッガード格子と呼ばれるもので、乱流量及び鉛直風がその他の平均量と鉛直方向に半メッシュずれた点で定義され、水平風速はその他の量と水平方向に半メッシュずれた点で定義される。時間積分は、交互方向陰解法 (ADI 法) を用いた。空間差分は、移流項は風上1次差分、拡散項の2階の微係数は中心差分を用いた。

3.2 拡散モデル

放出源が点状であることから、粒子法を用いた拡散モデルによりトレーサガスの濃度を計算した。粒子法は、差分法に比べて数値拡散がないのが特徴であり、点源放出の拡散計算に向いている。本モデルの詳細は山澤 (1992) に示されている。本モデルでは、トレーサガスを風速場及び乱流場に従って移動する多数の粒子を用いて模擬することにより濃度を計算する。

粒子の時間増分 (δt) 間の移動は次式により評価する。

$$z_{i+1} = z_i + w \delta t + \mu \delta t \quad (11)$$

ここで、左辺は粒子の新位置、右辺第1項は旧位置、第2項は平均風による移動、第3項は乱流による拡散を表すランダムな移動である。 x 及び y についても同様の表

式であるため z についてのみ示す。ここで右辺第3項の μ は、乱流ロージャーモデルにより計算される風速の変動の分散 $\overline{w'^2}$ 及び拡散係数 K_z を用いて表されるランダム変数で、そのモーメントは次式で表される。

$$\overline{\mu^2} = \frac{2\tau}{\delta t} [1 - \tilde{t}^{-1} (1 - \exp(-\tilde{t}))] \overline{w'^2} \quad (12)$$

$$\bar{\mu} = \frac{\partial K_z}{\partial z} \quad (13)$$

拡散計算の時間増分を δt 、粒子放出からの時間ステップ数を i で表すと、上式の $\tilde{t} = i \delta t / \tau_z$ はラグランジュの時間スケール τ_z でスケールした粒子の移流時間である ($\tau_z = K_z / \overline{w'^2}$)。水平風速成分の時間スケールは τ_z に比例すると仮定し、比例係数は5を与えた。式(13)は拡散係数の勾配により生じる粒子の溜まり込みを補償する。

粒子の個数は約1万個である。濃度計算では、現地試験と対応させるため δt 毎の粒子位置から計算される濃度分布を30分平均することによって求めた。

3.3 計算条件

計算対象は第1図の 25×25 km の範囲で、 50×50 の格子に分割した。鉛直方向は高さ2.6 km までの領域を取り、30層に分割した。地中については、0.2 m までの領域を取り、5層に分割した。時間増分は10秒とした。

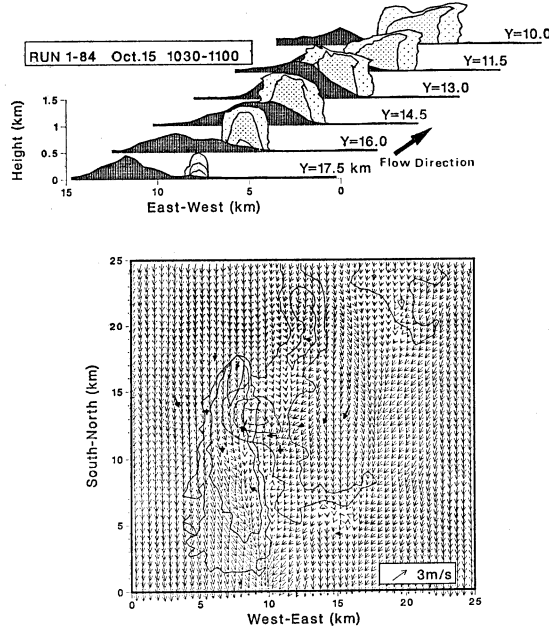
横方向の境界条件は radiation condition を用いた。モデル上端では、風速については勾配無し、温位については一定勾配 (3.5 K/km)、乱流量については0を与えた。地中最深層では一定温度を与えた。

計算条件を第2表に示す。風速及び温位の初期条件は、基本的に計算開始時刻に平地で観測された鉛直分布を水平一様を仮定して与えた。この方法での与えられる初期風は地形を反映していないが、時間を追って計算を進めることにより地形に馴染んだ風が計算される。そのため、計算開始時刻をトレーサ放出開始時刻の数時間前とした。但し、風速及び濃度の計算結果が測定と最も良く一致するように風向の初期条件を修正しながら各々数回 (3~5回) の計算を行った。この風向の修正の範囲は ± 10 度であり、複数の観測点での観測値のばらつきの範囲内である。ラン 1-84 については日の出直後の全層が安定な状況からの混合層発達をシミュレートする目的で計算開始を06時としたが、その時刻の観測がないため、風速分布については09時の観測値を用い、温位分布については09時の観測値から推定した鉛直分布を用いた。

地表面の熱的特性については、ラン 1-84 では乾燥の

第2表 計算パラメータ

ラン	計算時間	一般風 ms ⁻¹	雲量 0-10	接地層比湿 gkg ⁻¹	熱伝導率 Wm ⁻¹ K ⁻¹	熱容量 MJm ³ -K ⁻¹	蒸発能
1-84	0600-1100	NNE 5	2	5.0	0.15	1.5	0.05
1-85	1300-1630	SSE 8	10	10.5	0.20	3.0	0.75



第7図 地上濃度と地上風 ($z^*=2m$) の計算結果 (ラン 1-84). 等値線は外側から10, 100, 1000ppt, 太い矢印は地上高2mでの値に換算した放出継続中の風の観測値.

条件, ラン 1-85 ではラン 1-84 に比べて湿潤に近い条件を与えた. 接地層の比湿及び, 高層, 中層, 下層雲量は観測値を与えた. これらのパラメータの計算時間中における代表的な値を第2表に示す.

3.4 結果と議論

(1) ラン 1-84

第7図に計算による濃度分布と地上風 ($z^*=2m$) を示した. 比較のため, 対数分布を仮定して地上2mの風速に換算した風の観測値を示した. 風についての計算結果と観測との対応は良く, わずかに筑波山を迂回する傾向が見られる. 地上濃度分布では, 横方向の広がり幅や山を緩かに迂回する傾向が計算で再現されている. 第4図の★印の地点での地上から300mまでの濃度鉛直分布の測定結果によると, 鉛直方向には約150pptの濃度では

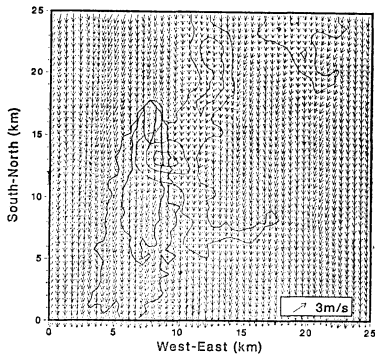
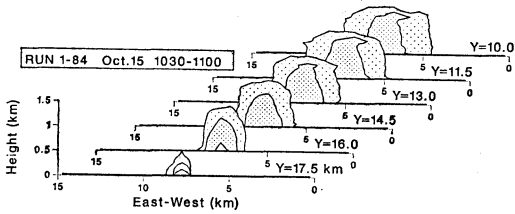
ば一定であったことから, この地点では少なくとも地上から300m以上まで十分に拡散していると推定される. 計算による同地点の濃度は地上で250ppt, 300mで180ppt, 600mで80pptであり, それより上では急激に濃度が減少していて, 測定結果との矛盾はない.

粒子の分布から計算した広がりパラメータを第3表に示す. 横方向の広がりにはパスカルチャートの安定度Aの値に近い. 鉛直方向については風下2kmで $\sigma_z=300m$ であり, それより風下では顕著な広がり増加は見られない. このような特徴は混合層発達時に特徴的なものである (山澤, 1992). 計算によると, 風下2km以遠では混合層内で十分拡散が進み, σ_z の値は混合層高度により制限されている.

比較のために地形を全て取り去った場合 (平坦地形)

第3表 広がりパラメータ

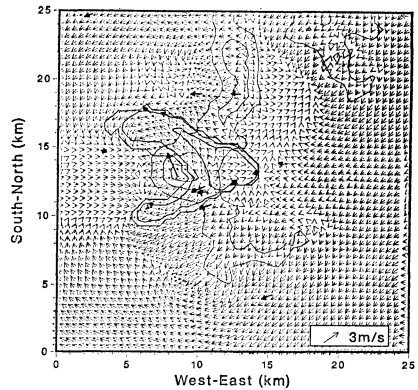
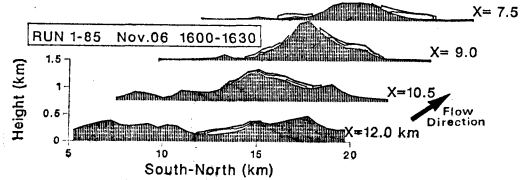
風下距離 (km)	計算結果 (地形有)		計算結果 (地形無)		バスキル (安定度A)	
	σ_y	σ_z	σ_y	σ_z	σ_y	σ_z
2	410m	300m	390m	310m	320m	>1,000m
4	590	340	660	380	600	>1,000
8	1,020	340	1,060	450	1,100	>1,000



第8図 第7図と同じ。但し、地形を入れない計算結果。

の計算結果を第8図に示す。濃度の水平分布は煙軸がより直線的であり、鉛直方向の広がりパラメータは地形を入れた場合より幾分大きいこと(第3表)を除けば、両者の差は小さい。計算によると、地形を入れた場合の σ_z が小さいのは山を越える気流(山の後面での下降流)により混合層の発達を抑制されたためである。水平方向の広がりパラメータも地形を入れた場合と近い値である。

このケースについては、拡散に対して地形が大きな影響を及ぼさないのは、1) 混合層が山頂高度程度またはそれ以上に発達しており、2) 一般風が定義できないほど風が弱い場合であると考えられる。また地形の回りの局所的な循環に影響されないためには、3) 地形に当たる前に煙が鉛直水平の両方向に地形スケールまで拡

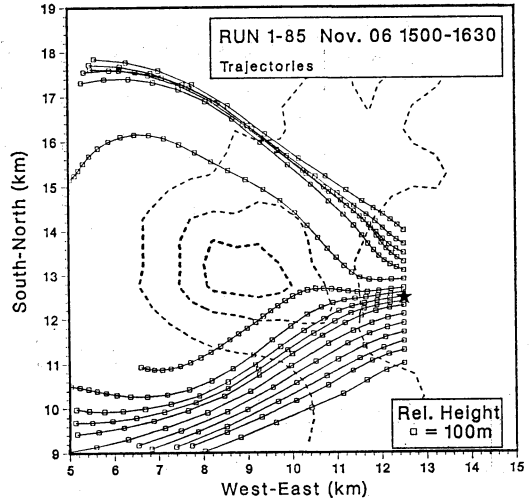
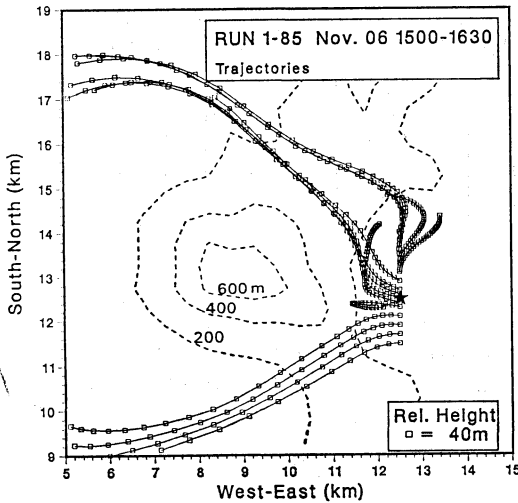


第9図 第7図と同じ(ラン1-85)。

散している事も必要条件であろう。なお以上の結論は濃度分布の全体的な特徴についてのものであり、高所放出の場合の最大着地濃度及びその位置が地形がある場合と無い場合で一致することを表しているのではない。

(2) ラン 1-85

第9図計算による濃度分布と地上風を示した。計算結果に見られる特徴は、① 山の東側での淀み、② 尾根の風下で強風、③ 筑波山西側での反流である。①については極弱風である点は観測と一致するものの風向は逆である。残り2点については観測との対応は良好である。特に、山の風下側での反流については、放出開始時刻のパイロットバルーン観測で地上から約100mの層厚を持つ西風が観測されている。計算では、最も厚い部分で第1から6層($z^*=100m$)まで西風となっている。このランについて Kimura (1989) は今回の結果より薄いな



第10図 山の風上を起点とする流跡線。★印は拡散実験時の放出点の位置。流跡線の起点の高度は放出点の標高からの相対高度。

からやはり西よりの反流を計算し、静水圧近似起因の誤差ではないかと指摘しているが、必ずしも誤差ではないと考えられる。

地上濃度分布の計算結果は、測定により得られたブルームの分岐の特徴を再現している。計算では斜面を下る地上付近の風により放出点の北東側にもブルームが広がっているが、この点については濃度及び風の観測は無い。また、鉛直方向にはあまり拡散せず、ほとんどのトレーサは地上から100m程度の層に含まれている。

風速と温位の鉛直分布計算から求めた最大山越え高度を第6図に示した。地上100から250mの間を除けば観測との対応は良好である。このずれの原因は観測でみられた温度逆転を初期分布に用いたが、計算ではこれを維持できなかったことによる。

放出点を通る南北の直線上を起点として15時から16時30分まで追跡した流跡線（平均風成分のみから計算される粒子の移動軌跡）の計算結果を第10図に示す。放出高度（起点高度）は拡散実験の放出点の標高を基準にした高さである。40m高放出では、放出点の南側での風速鉛直分布の計算結果には放出点ほど強いよどみの傾向が無いため、放出された粒子は筑波山南東側尾根の鞍部を越えている。しかし、放出点近傍及び北側ではほとんどが北方向に移動し、一部は湯袋峠を越えている。10m高放出では、全ての粒子が北側へ流れ、ほとんどが山の東側に留まる（図省略）。一方100m高放出では、放出点近傍

の粒子は山の南東肩を越える。放出点上空の気流が丁度山頂方向に向かう高度は約80mであり、それより下層では湯袋峠、上層（80～350m）では風返し峠に向かう。しかし、400m以上ではSSEの一般風に支配され山の北東肩を通過する。

以上の数値計算による解析により、ラン1-85の拡散の特徴は以下のようにまとめられる。

(1) 山の東側（放出点上空）の気流を地上高より分類すると、約40m以下のよどみ領域、40～350mの迂回（分岐）領域、350m以上の山越え領域に分けられる。迂回領域では、80m以下の部分は山の北東肩を通過し、80m以上では山の南東側を通過する。

(2) 放出高度がよどみ領域に含まれるため、トレーサは地上付近の発散的な風により水平方向に広がった。特に、気流の越え易い湯袋峠に向かう北向き気流に乗って、北方向に広がった。

(3) 鉛直方向の気流と拡散により上方に運ばれたトレーサは、迂回領域に入り山の両側に分岐した。

3.6 モデル計算の問題点

本章の計算結果は、各ランに対して初期風向を±10度の範囲で変えながら数回ずつ行った試行錯誤計算の中で濃度分布が測定と最も一致したものを採用した。ラン1-84では、この初期風向の違いは濃度分布にあまり影響することはなかったが、ラン1-85では分岐の有無を含めてかなり異なる分布が得られた。計算結果による

と、この原因は山の風上側の淀み域での風向が初期風向に大きく依存しているためであった。従って、試行錯誤計算を行わない場合にはモデルの再現性は限られる。

ラン 1-85 の計算で、初期分布に存在した温度逆転層が計算により維持されなかった。これは、数値解法（1次風上差分+ADI法）の数値拡散に起因するものと思われる。

筑波山の鉛直スケール対水平スケールの比は静水圧近似を用いるのに十分小さいとは言えない（Kimura, 1989）。しかし今回の計算でも Kimura と同様に、ラン 1-85 で筑波山西側で逆流が生じるものの濃度分布を含めた測定との比較において静水圧近似に起因する重大な差は見られなかった。また、逆流についても観測と矛盾のないものである。しかし、ラン 1-84 では平地での水平風にロール状の分布が見られる点は、静水圧近似に起因するものと思われる。

4. まとめ

筑波山周辺で実施された拡散実験の中から混合層が発達した場合と安定成層の場合の典型的な例を選び、拡散の特徴について3次元の数値モデルを用いて解析を行った。

混合層が発達した例では、地形を入れた計算と入れない計算では大きな差はなかった。このことから、混合層が山頂高度程度またはそれ以上まで発達し、一般風があるある程度強い場合には、地形スケールまで広がった煙の拡散には地形はほとんど影響しないと考えられる。

安定成層中の拡散は地形により大きく影響される。「く」の字状の地形の内側から放出されたトレーサはよどみながら広がり、地形の鞍部を通して風下に運ばれる傾向が見られた。この拡散の特徴は気流の特徴を反映している。気流は、局所的なフルード数を用いて定義される最大山越え高度 H （第4式）により、 H が鞍部の高度より低い場合はよどみ、山頂高度より高い場合は山を乗り越える。中間の場合は地形を迂回するが、ブルームが分岐するためには気流に対する地形と放出点の厳しい位置条件が満たされる必要があると考えられる。

最後に、複雑地形上での拡散の特徴を解析する上で重要な着眼点についてまとめると、以下のとおりである。

- (1) フルード数により決まる気流全体の特徴。
- (2) 最大乗り越え高度と地形との関係（局所的な気流の特徴）。
- (3) 乱流及び気流のシアに依って決まる煙の広がり方。

り方。特に、地形に当る前までの煙の広がり。

謝 辞

本研究で用いた拡散実験データは、当時日本原子力研究所環境第1研究室の角田道生氏、現在の環境放射線物理研究室の林隆氏をはじめとする方々、日本気象協会の安達隆史博士、及び実際に観測を行われた日本気象協会の方々の御尽力により得られたものである。本論文をまとめるに当たり、環境放射線物理研究室の茅野政道博士に御助言を頂いた。関係された方々に感謝の意を表します。

参考文献

- Chino, M. and H. Ishikawa, 1988: Experimental verification study for System for Prediction of Environmental Emergency Dose Information: SPEEDI (II), J. Nucl. Sci. Technol., 25, 805-815.
- Helfand, H.M. and J.C. Labraga, 1988: Design of a nonsingular level 2.5 second-order closure model for the prediction of atmospheric turbulence, J. Atmos. Sci., 45, 113-132.
- Hunt, J.C.R. and W.H. Snyder, 1980: Experiments on stably and neutrally stratified flow over a model three-dimensional hill, J. Fluid Mech., 96, 671-704.
- 角田道生, 林 隆, 1986 a : 大気拡散実験データ Vol. 1 TOKAI 80, TOKAI 81, JAERI-M (日本原子力研究所報告) 86-021.
- , ———, 1986 b : 大気拡散実験データ Vol. 2 TOKAI 82, TOKAI 83, JAERI-M 86-097.
- , ———, 安達隆史, 1988 : 大気拡散実験データ Vol. 3 TSUKUBA 84, TSUKUBA 85, JAERI-M 88-024.
- Kimura, F., 1989: A simulation of wind and air pollution over complex terrain using a hydrostatic numerical model, Atmos. Envir., 23, 723-730.
- Ryan, W., B. Lamb and E. Robinson, 1984: An atmospheric tracer investigation of transport and diffusion around a large isolated hill. Atmos. Envir., 18, 2003-2021.
- Yamada, T., 1983: Simulation of nocturnal drainage flows by a q^2 turbulence closure model, J. Atmos. Sci., 40, 91-106.
- Yamazawa, H., 1989: Performance examination of an atmospheric model at Seacoast Region, J. Nucl. Sci. Technol., 26, 459-472.
- 山澤弘実, 1992 : 乱流クロージャモデル・粒子拡散モデルを用いた拡散パラメータの計算, 天気 (投稿中).