

ラグランジュ型粒子モデルによる 排煙上昇過程を含む大気拡散の予測

市川陽一¹・赤井幸夫²・佐田幸一³

¹正会員 工博 (財)電力中央研究所 大気科学部 (〒201-8511 東京都狛江市岩戸北2-11-1)

²(財)電力中央研究所 大気科学部 (〒201-8511 東京都狛江市岩戸北2-11-1)

³工博 (財)電力中央研究所 大気科学部 (〒201-8511 東京都狛江市岩戸北2-11-1)

ラグランジュ型粒子モデルによって、排煙上昇過程を含む大気拡散の予測を行った。本モデルの支配方程式は、粒子のランダムな運動を表す確率微分方程式で、鉛直成分の式には浮力による加速度項が付加されている。数値モデルの予測結果を検討するために、実煙源の排煙を対象としたライダー観測と野外トレーサ実験を実施した。排煙上昇軌跡について、数値モデルとライダー観測の結果により一致が得られた。数値モデルで予測した拡がり幅は、ライダー観測の結果より大きかったが、これは前者が時間平均値、後者が瞬間的な値を示すことを考えれば説明ができる。本モデルを実地形へ適用し、野外トレーサ実験の結果をもとに妥当性を確認した。

Key Words : dispersion model, Lagrangian particle model, plume rise, Lidar observation, field tracer experiment

1. はじめに

近年、流体の運動や物質の移動を計算機で解く数値解析技術は、高速計算機の普及にともない、飛躍的に進歩を遂げた。大気拡散の分野でも、気流や排ガス拡散に関する多くの数値モデルが提案されている。大気拡散の予測を合理的、効率的に行うには、数値モデルの活用が不可欠となってきたと言える。

地形や熱によって生じる複雑な流れ場に適用できる優れた大気拡散モデルの一つが、ラグランジュ型粒子モデルである。その中でも、Thomson¹⁾によって提案されたモデルは、非正規、非均質場への適用性と正規乱数の使用という面で、従来のモデルに優る。ラグランジュ型粒子モデルの特徴と開発の現状については、筆者ら²⁾のまとめがある。Thomsonのモデルは、対流境界層内の拡散解析に適用された事例^{3), 4)}はあるが、地形上の拡散予測に使われたことはなかった。筆者ら⁵⁾は Thomson のモデルを実地形上の3次元拡散の予測に適用し、計算結果の妥当性を風洞実験結果をもとに確認した。しかし、その際、ほとんどの拡散予測と同様に排煙上昇過程を

考慮しなかった。排煙の挙動をより厳密に扱うには、上昇過程を含めて拡散モデルを構築する必要がある。特に、煙源の近くに煙源高さに比べて相対的に高い地形、建物がある場合や熱の影響が強い対流境界層内では、排煙上昇過程が地物や熱の影響を受ける。そのような場合の濃度予測に、排煙上昇過程を考慮した拡散モデルは役に立つ。

本研究ではラグランジュ型粒子モデルに排煙上昇過程を組み込んだ。そして、実煙源の排煙を対象にライダー観測を実施し、数値モデルの上昇過程の予測精度をまず検討した。次に、排煙上昇過程を含めて数値モデルで拡散計算し、野外トレーサ実験の結果と比較することにより、予測の妥当性を確かめた。

本研究は通商産業省資源エネルギー庁からの受託研究として実施した。

2. 数値モデル

ラグランジュ型粒子モデルの支配方程式は、以下に示す確率微分方程式で与えられる。

$$du^i = a^i(x, u, t)dt + b^{ij}(x, u, t)d\xi^j \quad (1)$$

$$dx = udt \quad (2)$$

ここで、 u 、 x はそれぞれ粒子あるいは流体要素の速度ベクトル、位置ベクトル、 t は時間、 a は動特性の影響を表す係数、 b は雑音の影響を表す係数、 $d\xi$ はウィナー過程の増分である。また、添字 i は x , y , z 成分を表す。なお、本報告では添字 j および以下の式で現れる k , l にアインシュタインの規約を適用して式を記述している。

式(1)の係数 b^{ij} はラグランジュ速度の構造関数の定義とその関数形により次式で与えられる¹⁾。

$$b^{ij} = \delta^{ij} \sqrt{C_0 \varepsilon} \quad (3)$$

ここで、 δ^{ij} はクロネッカーのデルタ関数、 ε はエネルギーの散逸率である。 C_0 はラグランジュ速度の構造関数に対する普遍定数である。 C_0 の値は Rodean⁶⁾, Du⁷⁾ら⁷⁾のまとめによると 1~10 である。本研究の排煙上昇過程の予測では、筆者ら⁹⁾が風洞内の拡散予測でよい結果を得た 3.0 を用いた。

Thomson¹⁾は、正規乱れの場合に対して、係数 a を評価する以下の式を提案した。

$$a^i = -B^{ij}(V^{-1})^k(u^k - U^k) + \phi^i/g_a \quad (4)$$

ここで、

$$\begin{aligned} \frac{\phi^i}{g_a} &= \frac{1}{2} \frac{\partial V^{ii}}{\partial x^l} + \frac{\partial U^i}{\partial t} + U^l \frac{\partial U^i}{\partial x^l} \\ &+ \left\{ \frac{1}{2} (V^{-1})^{ij} \left(\frac{\partial V^{ii}}{\partial t} + U^m \frac{\partial V^{ii}}{\partial x^m} \right) + \frac{\partial U^i}{\partial x^j} \right\} (w^j - U^j) \\ &+ \frac{1}{2} (V^{-1})^{ij} \frac{\partial V^{ii}}{\partial x^k} (w^j - U^j) (u^k - U^k) \end{aligned} \quad (5)$$

$$U = \langle \rho u_{\varepsilon} \rangle \langle \rho \rangle \quad (6)$$

$$V^{ij} = \langle \rho (u_{\varepsilon}^i - U^i) (u_{\varepsilon}^j - U^j) \rangle \langle \rho \rangle \quad (7)$$

$$B^{ij} = b^{ik} b^{jk} / 2 \quad (8)$$

で、 g_a は正規乱れを表す流体要素の密度関数、 U は平均流速、 u_{ε} はオイラー的な速度、 ρ は密度、 $\langle \rangle$ はアンサンブル平均、 V は応力テンソルである。 U , u_{ε} , V の添字 i, j はベクトルあるいはテンソルの成分を表す。

排煙上昇過程を考慮するには、式(1)の鉛直成分を表す式に、浮力による粒子上昇の加速度項を付け加えるとよい。ここで、 u^i の z 成分、つまり鉛直方向の速度成分を w と表す。

$$dw = a dt + b d\xi + \left(\frac{dw_c}{dt} \right) dt \quad (9)$$

ここで、 w_c は浮力による排煙上昇速度である。Luhar and Britter⁹⁾は w_c の評価を Slawson and Csanady⁹⁾をもとに行った。彼らは、大気乱流よりもブルーム本体の運動による乱れが支配的な初期段階、大気中の慣性小領域の渦が支配的な中間段階、大きな渦を含む大気乱流が支配的な最終段階に分け、物質収支式をたてて上昇軌跡とブルームの半径 R を導いている。それらをもとに、 w_c は以下の式で与えられる。

初期段階：

$$w_c = \frac{dz_c}{dt} = \left(\frac{4}{9\beta^2} \right)^{1/3} F_b^{1/3} x^{-1/3} \quad (10)$$

ここで、 z_c は煙源位置からの排煙上昇高度、 β はエントレインメント係数 (=0.6)、 F_b は浮力フラックスである。

中間段階：

$$w_c = \frac{R_1^2 w_{c1} + F_b (x - x_1) \bar{u}^2}{R^2} \quad (11)$$

ここで、

$$R^2 = \{ R_1^{2/3} + 2a_1 \varepsilon^{1/3} (x - x_1) \} (3\bar{u})^3 \quad (12)$$

\bar{u} は平均風速、 a_1 は係数で 0.9 である。添字 1 は中間段階の始まりにおける値を意味する。

最終段階：

$$w_c = \frac{R_2^2 w_{c2} + F_b (x - x_2) \bar{u}^2}{R^2} \quad (13)$$

ここで、

$$R^2 = R_2^2 + 2a_2 \sigma L (x-x_2) \bar{u} \quad (14)$$

$$\mathbf{x}' = \mathbf{x} - 2n \{ n \cdot (\mathbf{x} - \mathbf{x}_p) \} \quad (20)$$

a_2 は係数で 4, σ は速度変動の標準偏差, L は渦の長さスケールである. 添字 2 は最終段階の始まりにおける値を意味する.

式(10)は排煙上昇が風下距離の 2/3 乗に比例することを表している. Slawson and Csanady⁹⁾ によれば, この 2/3 乗則は煙源のごく近くではすべての大気安定度に対して妥当であるが, 安定時, 不安定時には, 風下距離が大きくなるにつれて, 排煙上昇は 2/3 乗則に従わなくなる. そこで, 本研究では, Slawson and Csanady⁹⁾ の論文に立ち返り, 非中立時には大気安定度を考慮した次式から w_c を求めた.

$$w_c = \frac{\bar{u}^2 l}{R^2 N} \sin \left(\frac{N x}{\bar{u}} \right) \quad (15)$$

ここで,

$$l = \frac{F_b}{\bar{u}^3} \quad (16)$$

$$N^2 = -\frac{g}{\rho_1} \frac{d\rho_a}{dz} \doteq \frac{g}{T_1} \frac{d\theta_a}{dz} \quad (17)$$

N はブラント・バイサラの振動数, g は重力の加速度, θ_a , ρ_a , T は順に温位, 密度, 絶対温度で, 添字 1 は代表値を表す. 初期段階の R は次式で与えられる.

安定時:

$$R^3 = [3\beta l \bar{u}^2 / N^2] \left[(2n-1) + (-1)^n \cos(Nx/\bar{u}) \right] \quad (18)$$

($n=1,2,\dots$)

不安定時:

$$R^3 = \frac{3\beta l \bar{u}^2}{N^2} \left(\cosh \frac{|N^2|^{1/2} x}{\bar{u}} - 1 \right) \quad (19)$$

本研究では, 排煙上昇過程を組み込んだ拡散モデルを実地形へ適用する. 地形境界における粒子の挙動は, 完全反射を仮定して, 以下のように扱った. 完全反射後の粒子の位置 \mathbf{x}' は次式で計算できる.

ここで, \mathbf{x} は粒子が地面で反射せず入射した場合の位置, \mathbf{x}_p は粒子の地面への入射あるいは反射位置である. \mathbf{n} は次式に示す法単位ベクトルである.

$$\mathbf{n} = \frac{-z_{gx} \mathbf{i} - z_{gy} \mathbf{j} + k}{(1+z_{gx}^2+z_{gy}^2)^{1/2}} \quad (21)$$

ここで, $z_s = z_s(x,y)$ は地形標高, z_{sx} , z_{sy} はそれぞれ z_s の x , y 方向の偏微分を表す. 同様に, 反射後の粒子の速度は次式で求めることができる.

$$\mathbf{u}' = \mathbf{u} - 2n(\mathbf{n} \cdot \mathbf{u}) \quad (22)$$

実地形内の大気拡散計算に必要な乱流統計量は, 乱流クロージャーモデルの計算結果から与えた. 乱流クロージャーモデルは地形に沿った座標系で, 連続の式, 運動方程式, エネルギー方程式および乱流エネルギー, エネルギーの散逸率, 温位乱れの輸送方程式を解くものである. 乱流モデルは Gibson and Launder¹⁰⁾ によって開発されたレイノルズ応力モデルにもとづいている. レイノルズ応力方程式の移流項, 拡散項は簡略化され, レイノルズ応力は代数方程式で表された. また, 乱流量の水平方向勾配を含む項が, 鉛直方向勾配を含む項と比べて小さいとみなして省略する境界層近似, 鉛直方向の気圧傾度力が重力による空気の重さに等しい力と釣り合うという静力学平衡の仮定, 観測風のデータをもとに流れ場を修正する 4 次元同化法が導入されている. 方程式系などの詳細は Sada et al.¹¹⁾ に記載されている. 4 章の排煙上昇過程の予測では, 必要な乱流統計量は煙源地点の観測データから与えた. ただし, エネルギーの散逸率については観測できないので, 上記の乱流クロージャーモデルの計算結果を用いた.

3. 野外実験

排煙上昇過程のモデルおよび排煙上昇過程を組み込んだ拡散モデルの妥当性を検討するために, 野外実験を実施した. 実験は 1995 年 8 月 23 日に浮力フラックスが $320 \sim 330 \text{ m}^4/\text{s}^3$, 高さが 200 m の煙突を対象に行った. 対象煙源の規模は比較的大きい. 周辺地形の特徴は 5 章で述べる. なお, 浮力フラックス F_b は次式で与えられる.

12:09:30 to 12:16:55, 0.2182 radians

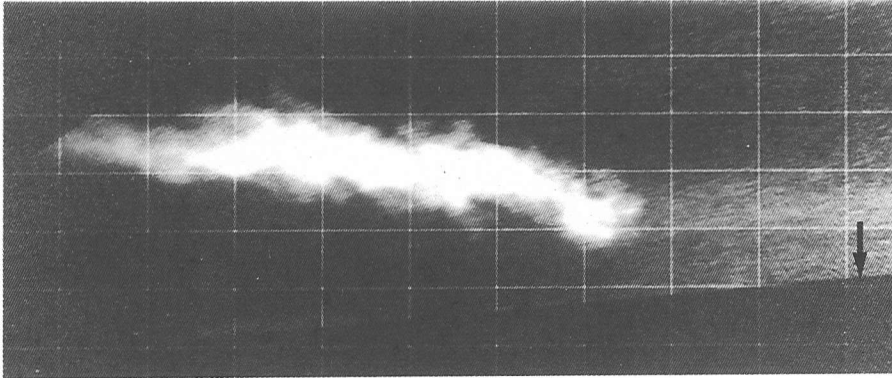


図 - 1 ライダーによる排煙上昇の観測結果

表 - 1 排煙上昇観測中の気象条件

時刻	u (m/s)	T (°C)	z _i (m)	σ _v (m/s)	σ _w (m/s)	N ² (s ⁻²)	ε (m ² s ⁻³)
1 1 時	3.3	27.6	1400	0.20	0.20	1.89x10 ⁻⁴	1.68x10 ⁻⁴
1 2 時	4.1	27.6	1300	0.28	0.28	2.61x10 ⁻⁵	1.57x10 ⁻³
1 3 時	3.5	28.3	1300	0.48	0.48	1.56x10 ⁻⁴	3.63x10 ⁻³
1 4 時	3.7	29.2	1200	0.97	0.77	1.23x10 ⁻⁴	6.54x10 ⁻³
1 5 時	7.4	30.5	1200	0.89	0.89	2.58x10 ⁻⁵	1.22x10 ⁻²

$$F_b = w_0 R_0^2 \cdot g(\Delta\rho/\rho)_0 \quad (23)$$

ここで、 w_0 は排ガス吐出速度 (20m/s) , R_0 は煙突半径(5m) , $(\Delta\rho/\rho)_0$ は大気に対する煙突出口における排ガスと大気の密度差の比である。浮力フラックスは体積フラックス (慣習的に π は省く¹²⁾) と単位質量あたりの浮力の積で、浮力パラメータと呼ぶ¹³⁾ こともある。

実験当日は晴れで、日中、地表近くには熱的に不安定な境界層が発達した。煙の輪郭を把握する排煙上昇過程の観測には、午前中の熱の影響があまり強くない時間帯が適していた。一方、午後は熱と地形の複合効果を調べる野外トレーサ実験に適していた。

排煙上昇過程の観測はライダーにより行った。用いたライダーは、大気環境観測に実績豊かな米国 SRI International の ALPHA-II¹⁴⁾ である。観測は SRI International の協力を得て実施した。ライダーはパルスレーザーを大気に向けて射出し、粒子あるいは気体によって後方散乱した光を受け、これ

を電気信号に変換して煙等の位置を計測する装置である。ALPHA-II では、1.064 μm と 0.532 μm の 2 つのレーザー波長 (パルスエネルギーはそれぞれ 100mJ と 40mJ) を用いることができるが、今回は予備試験の結果、煙からの強い散乱が得られた後者を主に用いた。

図-1 はライダーによる排煙の観測結果例である。右側の矢印先端が煙突出口 (高さ 200 m) で、白線の格子一つの大きさは横方向が 150 m、高さ方向が 100 m である。観測は、風向などから排煙の位置を予想して狙いを定め、一つの方位で高度方向に 5 度から 35 度まで約 20 回走査して行った。図で白っぽくなっているところが排煙で、この排煙の下縁から斜め上方にレーザー光が通過している。煙が高さ 300 ~ 500 m まで上昇しているのがわかる。このような画像データから得られた上昇高さあるいは煙の拡がり幅が一つの観測データになる。そのため、一つの観測データにおける変動は把握できない。表-1 はライダー観測を実施したときの煙源位置における気象条件を示している。風速 u 、気温 T は低層ゾンデ (日本気象協会

JWA-94W 型) の測定結果, 境界層厚さ z_i は低層ゾンデで測った気温鉛直分布の逆転から判断した値, 水平方向, 鉛直方向の風速変動の標準偏差 σ_v , σ_w はドップラーソーダ (カイジョー AR-410 型) の 10 分平均観測値, N は式(17)に示すプラント・バイサラの振動数, エネルギーの散逸率 ϵ は乱流クロージャーモデルの計算結果である. N は地上 150 m と 250 m の温位勾配から求めた. z_i は式(14)の L を計算するのに用いる. $L=0.7 z_i$ である⁹⁾.

ライダー観測と同じ日に, 同じ煙源を対象に SF₆ トレーサ実験を実施した. トレーサガスは煙道に炊き込み, 排ガスと一緒に煙突から放出した. トレーサガスはサンプリングの数時間前から放出し, エアーバッグを用いて 30 分間かけて捕集した. SF₆ の分析は非放射線型 ECD 付きガスクロマトグラフ装置で行った. サンプリング用のエアーバッグは, 煙源からおよそ 3, 6, 10, 15, 20, 25km の距離の地上に, 円弧状に合計で約 60 地点配置した.

4. 排煙上昇過程の予測

図-2 は排煙上昇軌跡の計算結果と観測結果の比較を示している. 排煙上昇軌跡は, 計算結果の場合は濃度の最も高い位置, 観測結果の場合はライダー受信信号のピーク位置を表している. 数値モデルによる予測は, 低層ゾンデの観測間隔に合わせて, 毎時刻 0 分~10 分の気象データを用いて行っている. これに対し, 観測結果は毎時刻 0 分から 59 分の間に, 方位を定めた観測を 2~5 回実施して取得されたものである. また, 計算結果は時間平均モデルを用いているため定常的な値, 観測結果は 1 走査あたりのレーザー光の照射が 1 分以内なので瞬間的な短時間値を示す. 図-3 は排煙上昇高さについて, 数値モデルの計算値と観測値を比較した結果である. 排煙上昇高さの全データ平均で見ると, 数値モデルは観測結果を約 20% 過大評価している. 大気拡散予測の観点からは, 上昇高さに煙突実高を加えた排煙高さで考えた方がよい. この場合, 数値モデルの過大評価は約 10% になり, 大きな誤差とは言えない. また, 観測データが瞬間的な短時間値でばらつきがあること, 1 時間の間に起こる気象変化の影響を受けていることを考慮に入れる必要がある. このことは, ライダーの画像が最も安定した時間帯の観測結果の平均値で比較するとよくわかる. 計算を 12 時の気象条件を用いて行い, 観測結果を 11 時 21 分~12

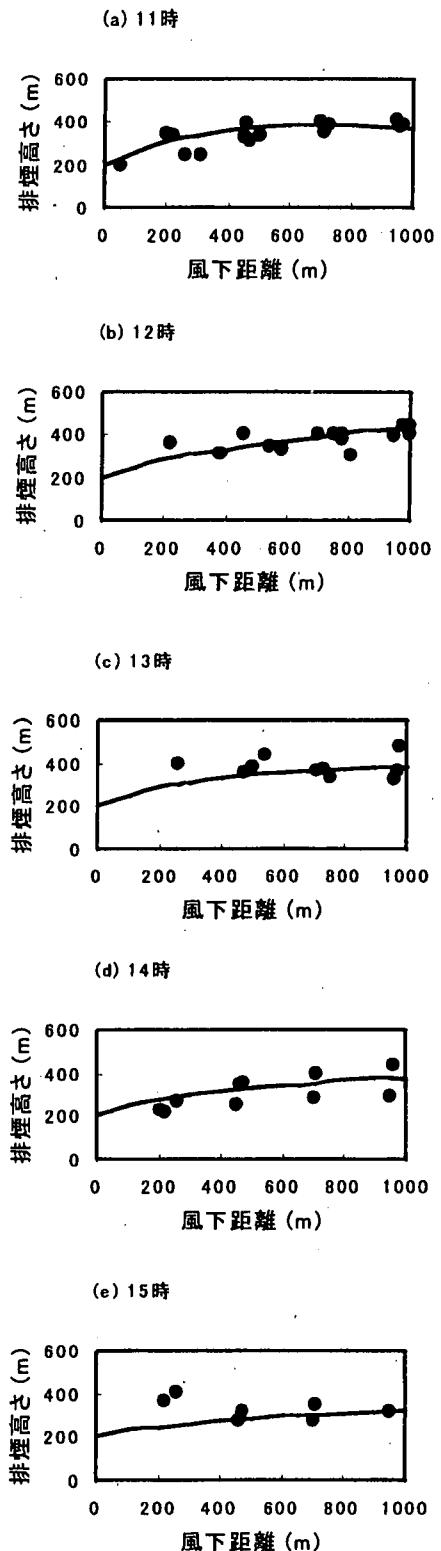


図-2 排煙上昇軌跡の計算結果と観測結果の比較
(—: 計算結果, ●: 観測結果)

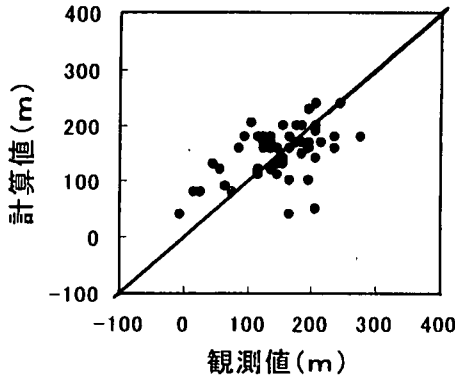


図-3 排煙上昇高さの計算結果と観測結果の比較

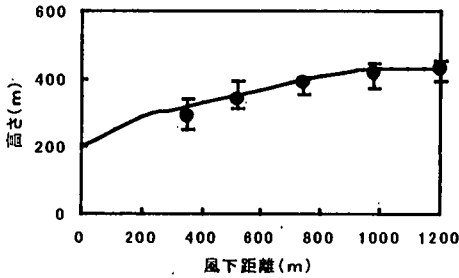


図-4 排煙上昇軌跡の計算結果と観測結果の比較：観測値は6回分の平均
 (—：計算結果，●：観測結果の平均，I：観測値の最大と最小の幅)

時 29 分の 6 回分の平均値で表した結果が図-4 である。計算値と観測値はよく一致している。

図-5 は鉛直方向の煙の拡がり幅について、計算値と観測値を比較した結果である。煙の拡がり幅とは濃度分布の標準偏差のことである。午後になり、大気が不安定になると煙の拡散が進み、ライダーの画像から拡がり幅を決めることが難しかった。そのため、計算と観測の比較は 11 時と 12 時について行った。図-6 は図-4 と同様、計算値を 12 時の結果、観測値を 11 時 21 分～12 時 29 分の 6 回分の平均値で比較したものである。計算値の方が観測値より大きくなっているが、これは、前者が時間平均値、後者が 1 分以内の短時間値を示すと考えれば説明がつく。煙の拡がり幅は平均化時間（観測時間）が長くなるほど、拡散に寄与する渦の周波数領域が広がるため大きくなる。鉛

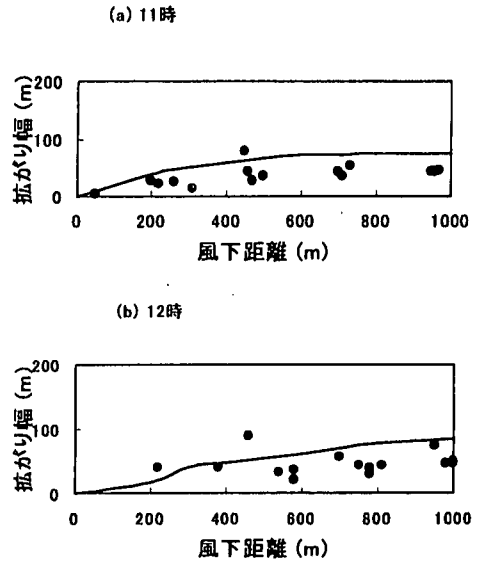


図-5 鉛直方向の煙の拡がり幅の計算結果と観測結果の比較
 (—：計算結果，●：観測結果)

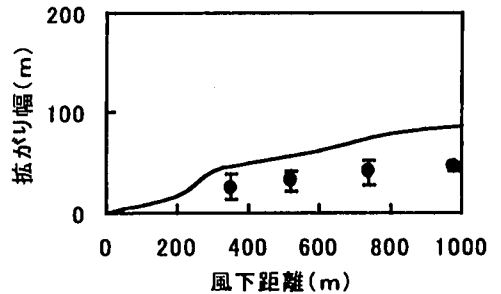


図-6 鉛直方向の煙の拡がり幅の計算結果と観測結果の比較：観測値は6回分の平均
 (—：計算結果，●：観測結果の平均，I：観測値の最大と最小の幅)

直方向の煙の拡がり幅については、地面の存在によって乱れの長周期成分がカットされるため、平均化時間の影響は 10 分程度までしかおよばない¹⁹⁾。1 走査あたりのライダーの観測時間を仮に 30 秒として、平均化時間の 1/5 乗則を用いると、観測された鉛直方向の煙の拡がり幅は(10 分/0.5 分)^{1/5} 倍、つまり 2 倍近く (1.8 倍) まで大きくなり、計算値とほぼ一致する。以上から、本数値モデルにより、拡散を含めた排煙上昇過程を比較的精度よく予測できるといえる。

5. 実地形内での大気拡散予測

前章で数値モデルを用いて、排煙上昇過程の予測が可能ながわかった。本章では実地形を対象に、排煙上昇過程を含めて拡散計算を行い、その結果を野外トレーサ実験の結果により検討した。

図-7に対象地域を示す。煙源位置が☆印で示されている。この地点の東経は 132.2 度、北緯は 34.1 度である。破線は地形の等高線で 200 m 間隔に引かれている。図の北側の最高標高は約 500 m で、北西部には 1000 m を超える山がある。東側は海である。煙突実高が 200 m であるので、本研究の対象地域は、比較的良好に用いられる地形の複雑度の基準「煙突実高を上回る高度の地形的特徴をもつ地域を複雑地形とみなす」^{16),17)}によれば複雑地形と言える。ARC1 ~ 6 に示した●は、野外実験のトレーサガスのサンプリング地点である。図には実線の等値線で地表濃度分布の計算結果例(14 時 30 分 ~ 15 時の平均)が示されている。濃度の値は外側から 10, 50, 100, 400 ppt である。野外では風向は一定でなく常に変化する。そこで、本研究の数値モデルでは風向変化に対応させて粒子を放出し、その粒子を乱流により式(1), (2)に従って拡散させることにした。粒子を放出する際の粒子移動の方向は以下の確率により決めた。

$$w(\phi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_0} \exp\left(-\frac{\phi^2}{2\sigma_0^2}\right) \quad (24)$$

ここで、 $w(\phi)$ は風向 ϕ の出現頻度、 σ_0 は風向変動の標準偏差である。 σ_0 として煙源高さにおけるドップラー音波レーダの観測値を利用した。ただし、ドップラー音波レーダの観測値は比較的大きなボリューム平均であるため、超音波風向風速計の値より高い値となる。そこで、本研究では原子力安全研究協会が実施した両風速計の比較試験結果を参考に、ドップラー音波レーダの観測値を 2.4 分の 1 した値を用いた。実験期間中の σ_0 はおおよそ 15 度であった。

図-7に示した濃度分布の計算結果を野外トレーサ実験の結果と比較した。トレーサガスのサンプリング地点について、計算と実験の濃度を比較した結果を図-8に示す。各種記号によりサンプリング ARC (弧) 1 ~ 6 を区別している。図中の実線は計算値と実験値が一致することを示し、両側の破線はファクター 2 および 10 で一致することを示す。ファクター 2 以内での一致度は 30 % 弱である。発電所のような大規模煙源を対象に提案された排煙上昇式(上昇過程を考慮しない)とガウ

型ブルームモデル(地形影響を考慮しない)¹⁸⁾で予測した場合、ファクター 2 以内の一致度は 15 % 弱で、本研究の数値モデルの約半分に過ぎない。一般に計算と野外実験で時間と場所を同じにした場合、両者の濃度の一致度は低い。米国環境保護庁の複雑地形を対象としたプロジェクト (Complex Terrain Model Development Project) の中で、最も高度なモデルでもファクター 2 以内の一致度は 20 ~ 30 % であった¹⁹⁾。このことから、図-8の結果はそれほど悪くないと言える。

計算と野外実験で時間と場所を同じにした比較は、計算で入力として与える風向により予測精度が左右されるため、数値モデルの評価指標として必ずしも最適とは言えない。そこで、よく用いられるのが数値モデルと野外実験のそれぞれの煙軸上濃度を比較する方法である。図-9は計算と野外トレーサ実験で、それぞれの地表煙軸上濃度分布を比較した結果である。(a)は 14 時 ~ 14 時 30 分の平均濃度、(b)は 14 時 30 分 ~ 15 時の平均濃度を示す。

図には破線で排煙上昇をコンケイウ式²⁰⁾、拡散を ERT モデル²¹⁾で計算した結果が示されている。この上昇式、拡散モデルの組み合わせは、わが国で大気拡散におよぼす地形影響を評価するためにしばしば用いられている。なお、コンケイウ式は排煙上昇過程を考慮できない。ERT モデルはガウス型流跡モデルで、煙軸の評価に地形は考慮されるが、拡散におよぼす地形影響は考えていない。図から明らかのように、野外実験結果に見られる煙源近くの高濃度が予測されていない。これは、主に排煙上昇を過大に予測したことと地形等による鉛直方向の拡散の増加がモデルで扱えないことが原因である。一方、実線は本研究の数値モデルの結果で、各風下距離における最大濃度は、野外実験とよく一致している。特に、煙源近くの高濃度の予測に対して、本数値モデルはコンケイウ式・ERT モデルと比べて濃度予測の精度がよい。

6. まとめ

大気拡散の有効な予測手法として、ラグランジュ型粒子モデルがある。本研究では、ラグランジュ型粒子モデルに排煙上昇過程を組み込み、その予測精度を野外トレーサ実験を実施して確かめた。得られた成果を以下にまとめる。

(1) 非正規、非均質場に対する適用性をもつと言われている Thomson の 1987 年のモデルをもとに、

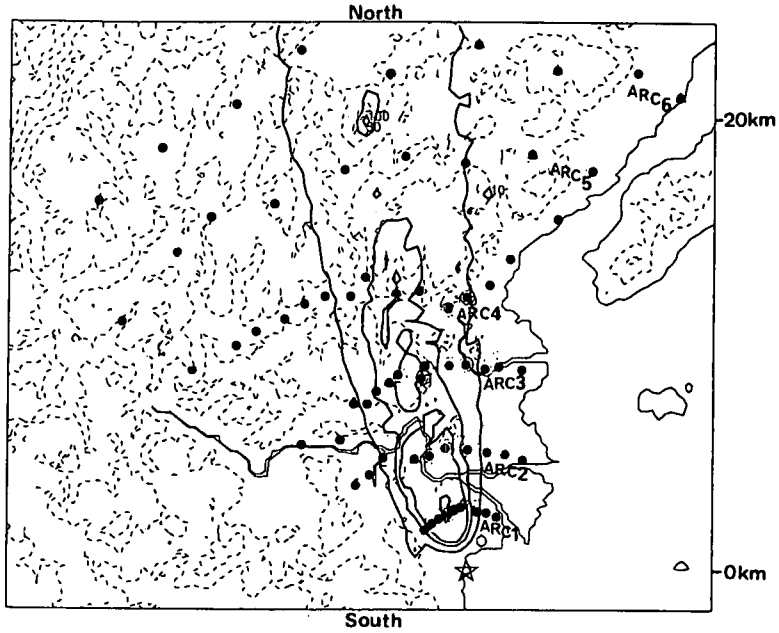


図-7 対象地域と地表濃度分布の計算結果（実線の等値線）

●は野外トレーサ実験のサンプリング地点

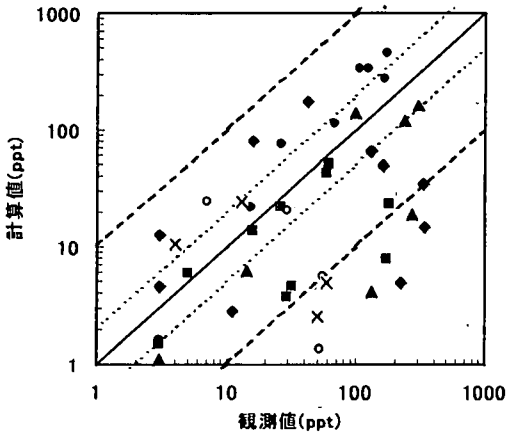


図-8 計算結果と野外トレーサ実験結果の比較
 (14時30分～15時の平均濃度), ●:ARC1,
 ▲:ARC2, ◆:ARC3, ■:ARC4, ○:ARC5, ×:ARC6

大気安定度を考慮して排煙上昇過程を予測する手法ならびに実地形上での大気拡散を排煙上昇過程を含めて予測する手法を開発した。

(2) 数値モデルによる排煙上昇過程の予測結果の妥当性は、実煙源の排煙を対象に行ったライダー観測の結果と比較して確認した。煙の上昇過程は

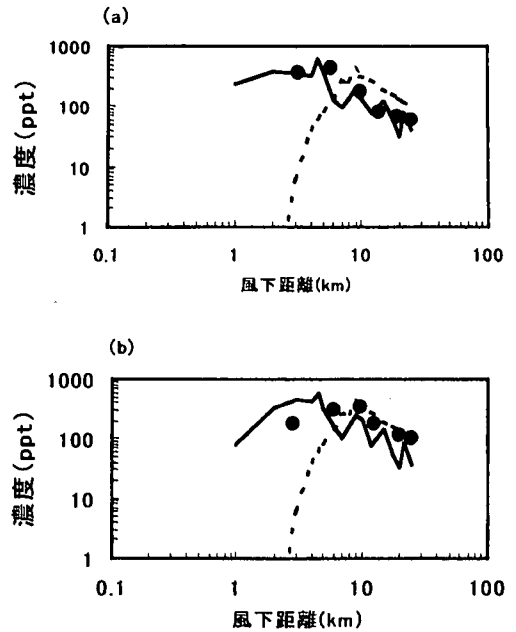


図-9 地表煙軸上濃度分布の計算結果と野外トレーサ実験結果の比較 (—:計算, ●:実験, ----:ERTモデル)
 (a)14時～14時30分, (b)14時30分～15時

計算と実験でよく一致した。煙の拡がり幅は、計算値の方が観測値より高かった。これは、前者が時間平均値、後者が1分以下の短時間値を示すからと考えられる。このことを考慮すれば、本数値モデルにより、拡散を含めた排煙上昇過程を比較的精度よく予測できるといえる。

(3) 実地形を対象に排煙上昇過程を含めて数値モデルで大気拡散の計算を行い、その結果を野外トレーサ実験の結果をもとに検討した。評価期間と場所を一致させて、計算結果と実験結果を比べると、ファクター2以内での一致度は30%弱であった。この一致度は米国環境保護庁の高度なモデルの予測精度と同程度であり、悪くない結果と言える。計算と実験で、それぞれの地表煙軸上の濃度分布同士を比較すると両者よい一致が得られた。特に、本数値モデルは、煙源近くの高濃度の予測に対して、地形影響評価にしばしば用いられるコンゲイウ式・ERTモデルと比べて濃度予測の精度がよい。

(4) 以上から、ラグランジュ型粒子モデルを用いて、煙突実高を上回る高度の地形的特徴をもつ地域での大気拡散を、排煙上昇過程を含めて予測できることがわかる。急峻でない実地形の場合、孤立峰や2次元的な峰で顕著に見られる渦領域など局所的な流れの影響が適度な起伏により緩和されるため、本予測のように気流場の計算に静力学モデルを用いても、比較的よい予測結果が得られたと考える。地形に沿った座標系における静力学平衡の仮定は、地形勾配が5度では十分に妥当で、45度では大きすぎて適用できないという指摘がある²¹⁾。地形勾配が20~30度を超えて大きくなったり、地物によってダウンドラフトや煙の巻き込みが卓越する場合は、静力学モデルを用いた予測には限界がある。今後は、本モデルを他の地点や非正規性の乱れが強い場へ適用して、より広範な地形、気象条件のもとでの検証を進めることが肝要である。また、地物の形状によっては、気流場の予測に非静力学モデルの導入をはかる必要がある。

謝辞:本研究を実施するにあたり、(財)日本気象協会竹内清秀相談役、安達隆史専任主任技師、工学院大学北林興二教授、(財)電力中央研究所四方浩名研究顧問、中央大学日野幹雄教授、大阪大学山口克人教授、(財)日本気象協会横山長之参与にご指導を頂いた。また、SRI InternationalのDr.E.Uthe, R.Kaiser氏にはライダー観測にご尽力頂いた。ここに深甚なる謝意を表す。

参考文献

- 1) Thomson, D.J.: Criteria for the selection of stochastic models of particle trajectories in turbulent flows, *J. Fluid Mech.*, Vol.180, pp. 529-556, 1987.
- 2) 市川陽一, 佐田幸一, 朝倉一雄: 高次の乱流統計量をもとにした大気拡散モデル—ラグランジュ型粒子モデルを軸として—, *大気汚染学会誌*, Vol.29, pp.297-312, 1994.
- 3) Luhar, A.K. and Britter, R.: A random walk model for dispersion in inhomogeneous turbulence in a convective boundary layer, *Atmos. Environ.*, Vol.23, pp.1911-1924, 1989.
- 4) Weil, J.C.: A diagnosis of the asymmetry in top-down and bottom-up diffusion using a Lagrangian stochastic model, *J. Atmos. Sci.*, Vol.47, pp.501-515, 1990.
- 5) Ichikawa, Y., Sada, K. and Asakura, K.: Simulation of turbulent dispersion phenomena in a complex terrain using a Lagrangian particle dispersion model, *Flow modeling and turbulent measurements VI*, Chen, Shih, Lienau and Kung eds, Balkema, Rotterdam, pp.739-746, 1996.
- 6) Rodean, H.C.: The universal constant for the Lagrangian structure function, *Phys. Fluids A*, Vol.3, pp.1479-1480, 1991.
- 7) Du, S., Sawford, B.L., Wilson, J.D. and Wilson, D.J.: Estimation of Kolmogorov constant (C_0) for the Lagrangian structure function, using a second-order Lagrangian model for grid turbulence, *Phys. Fluids*, Vol. 7, pp.3083-3090, 1995.
- 8) Luhar, A.K. and Britter, R.E.: Random-walk modelling of buoyant-plume dispersion in the convective boundary layer, *Atmos. Environ.*, Vol. 26A, pp.1283-1298, 1992.
- 9) Slawson, P.R. and Csanady, G.T.: The effect of atmospheric conditions on plume rise, *J. Fluid Mech.*, Vol. 47, pp.33-49, 1971.
- 10) Gibson, M.M. and Launder, B.E.: Ground effects on pressure fluctuations in the atmospheric boundary layer, *J. Fluid Mech.*, Vol. 83, pp.491-511, 1978.
- 11) Sada, K., Ichikawa, Y. and Asakura, K.: Numerical simulation of diurnal atmospheric flow variations in a coastal complex terrain area and comparison of results with field observations, 11th symposium on turbulent shear flow, Vol. 2, pp.p2-7-p2-12, 1997.
- 12) Hanna, S.R. Briggs, G.A. and Hosker, R. P. Jr.: *Handbook on Atmospheric Diffusion*, p.11, Technical Information Center, U.S.Department of Energy, 1982.
- 13) 伊藤昭三: *環境工学—大気編入門—*, pp.190-196, 朝倉書店, 1984.
- 14) Uthe, E.E.: Application of surface based and airborne lidar systems for environmental monitoring, *J. Air Pollution Control Association*, Vol. 33, pp.1149-1155, 1983.
- 15) 森口賢, 千秋鋭夫, 小川弘: *環境汚染と気象 大気環境アセスメントの技術*, pp.159-160, 朝倉書店, 1990.
- 16) Bowne, N.E., and Londergan, R.J.: Summary of results and

- conclusions for the EPRI plume model validation and development project: Moderately complex terrain site, EPRI EA-3755, Electric Power Research Institute, 1985.
- 17)厚生省生活衛生局水道環境部環境整備課監修：ごみ焼却施設環境アセスメントマニュアル, p.26, (社)全国都市清掃会議, 1986.
- 18)朝倉一雄, 四方浩：火力発電所排煙の大気拡散予測手法, 大気汚染学会誌, Vol. 18, pp.353-369, 1983.
- 19)United States Environmental Protection Agency: Project Report, EPA Complex Terrain Model Development: Final Report. 1987.
- 20)環境庁大気保全局大気規制課編：窒素酸化物総量規制マニュアル [増補改訂版], pp.190-191, 公害研究対策センター, 1995.
- 21)Hanna, S.R. Briggs, G.A. and Hosker, R. P. Jr.: Handbook on Atmospheric Diffusion, pp.84-86, Technical Information Center, U.S.Department of Energy, 1982.
- 22)Pielke, R.A.: Mesoscale Meteorological Modeling, p.121, Academic Press, 1984.

(1999. 5. 12 受付)

PREDICTION OF ATMOSPHERIC DISPERSION CONSIDERING PLUME RISE USING A LAGRANGIAN PARTICLE DISPERSION MODEL

Yoichi ICHIKAWA, Yukio AKAI and Koichi SADA

Atmospheric dispersion considering plume rise was predicted using a Lagrangian particle dispersion model. The governing equations of the model are stochastic differential equations which represent the random motion of a particle. The vertical component of the equations includes an acceleration term due to buoyancy. Lidar observations of plume rise and field tracer experiments were conducted at a power station to examine the validity of the results from the dispersion model. Good agreement was obtained between the dispersion model and the Lidar observation of the plume trajectory. The calculated result of the spread of the plume was slightly larger than the observed one. This is reasonable considering that the former represents the time average while the latter represents the instantaneous value. The dispersion model was applied to the prediction of concentrations in a real terrain and its validity was verified through comparison with the results of the field tracer experiment.