

乱流クロージャーモデル・粒子拡散モデルを用いた

拡散パラメータの計算*

山澤 弘 実**

要 旨

Langevin 方程式を出発点として、粒子型拡散計算モデルを導いた。これと、乱流クロージャーモデルレベル 2.5 を用いた次元境界層モデルを用いて機械的乱流が卓越する場合及び熱的乱流が卓越する場合について平坦地形上での気象場及び拡散の数値計算を行い、汚染物質の広がりパラメータ σ_y, σ_z について議論した。

水平風のラグランジュ時間スケールの鉛直風のそれに対する比は 5 程度であると推定された。近中立の場合の σ_y, σ_z の計算結果はパスキルチャートの安定度分類 D の値と良い一致を示した。広がりパラメータは粗度が大きいほど大きくなるが、風下遠距離では粗度の違いによる差は相対的に小さくなる。放出高度が高いほど広がりパラメータは小さくなるが、地上 100 m までの間では、特に σ_z では、放出高依存性は小さい。熱的混合層が発達する場合の σ_z と σ_y の日変化が得られた。 σ_z は日中には大きな値をとるが、風下遠方では混合層高度 Hm により制限され、 $Hm/\sqrt{3}$ の程度の値を持つ。

1. はじめに

応用の観点での数値モデルによる拡散のシミュレーションでは、水平方向の拡散パラメータとしてパスキルチャートの広がりパラメータを用いることが多い。パスキルチャートでは広がりパラメータは日射量、放射収支量及び地上風速といった容易に観測される量により分類された安定度毎に、風下距離の関数として与えられる。この方式は、気象観測データを用いた拡散の解析では簡便さの点で優れている。しかし、気象場を含めて拡散計算を行う場合には、計算される気象条件に対してパスキルの安定度分類が必ずしも対応しない場合がある。

粒子法を用いた拡散計算では、風速変動の分散及びラグランジュの時間スケール等の乱流に関するパラメータが必要となる。モデル計算では、乱流量の計算に Yamada (1983) の乱流クロージャーモデルを用いれば、鉛直方向の拡散係数及び風速 3 成分の変動成分の分散が得られる。従って鉛直方向の拡散計算は可能

であるが、水平方向については拡散係数またはラグランジュの時間スケールに関する何らかの仮定が必要となる。

そこで本論文では、拡散計算モデルとしてトレーサ粒子を用いるモデル、気象場モデルとして乱流クロージャーモデルレベル 2.5 を用いた次元境界層モデルを記述する。次に、水平風のラグランジュの時間スケールに関して考察を行う。最後に、機械的乱流が卓越する場合及び熱的乱流が卓越する場合について気象場及び拡散の数値計算を行い、平坦地形上の広がりパラメータ σ_y, σ_z について議論する。

2. モデル

2.1 境界層モデル

詳細は山澤 (1990) に示されているので概要を述べるに止める。予報方程式で扱われる物理量は水平風速二成分、温位、乱流運動エネルギー、及び乱流長さスケールである。方程式系を以下に示す。

(運動方程式)

$$\frac{\partial u}{\partial t} = f(v - v_g) + \frac{\partial}{\partial z} (K_M \frac{\partial u}{\partial z}) \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -f(u - u_g) + \frac{\partial}{\partial z} (K_M \frac{\partial v}{\partial z}) \quad (2)$$

* Diffusion parameter calculated by a particle diffusion model with a turbulence closure model.

** Hiromi Yamazawa, 日本原子力研究所環境安全研究部.

—1991年8月7日受領—

—1992年9月25日受理—

(熱エネルギー保存式)

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} (K_H \frac{\partial \Theta}{\partial z}) \quad (3)$$

(乱流運動エネルギー保存式)

$$\frac{\partial q^2}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} (K_q \frac{\partial q^2}{\partial z}) + P_q + D_q \quad (4)$$

(乱流長さスケール保存式)

$$\frac{\partial q^2 l}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} (K_q \frac{\partial q^2 l}{\partial z}) + P_l + D_l \quad (5)$$

式(4), (5)のPとDは各々生成項と粘性消散項を表す。乱流成分については Yamada (1983) の2次オーダー乱流クロージャーモデル(レベル2.5)を用いる。地表面温度は地表面熱収支式と地中熱伝導方程式により計算する。

これらの方程式系は差分法により数値的に解かれる。本論文の計算では格子点は地中に5層、大気中には3.3 km まで50層を設定した。時間積分は Crank-Nicolson の陰解法を用いた。

2.2 拡散計算モデル

本モデルは一次元境界層モデルの計算結果を入力とするため、風速場及び乱流場は水平方向に一様とする。乱流場については3次以上の高次の乱流統計量の拡散に対する影響は無視する。高次の乱流統計量の拡散に対する影響は例えば Thomson (1984) に示されている。以下では簡単のため、一つの座標についてのだけの表式で議論を進める。

拡散を多数の粒子の運動で表現する方式のモデルの出発点は、Langevin 方程式である。

$$\frac{du_p}{dt} = -\frac{u_p}{\tau} + \xi \quad (6)$$

ここで u_p は粒子の移動速度、 τ はラグランジュの時間スケール、 ξ はランダムな加速度を表す。上式で表される u_p は自己相関を持っているが、これを自己相関のない形の差分式

$$x_{i+1} = x_i + u_i \delta t + \mu_{i+1} \delta t \quad (7)$$

で表し、これにより計算される粒子分布の二次までの統計量が(6)により得られる統計量と等しくなるようにランダム変数 μ に課すべき条件を以下で求める。上式で、 x_i, x_{i+1} は各々粒子の旧位置、新位置を表し、 u_i は平均風速、 δt は時間増分である。

まず、 μ の二次モーメントの満たすべき条件を求める。式(6)から次式が導かれる。

$$\frac{dR_L(t)}{dt} = -\frac{R_L(t)}{\tau} \quad (8)$$

上式の導出では一様定常性を仮定し、次の定義を用いた。

$$R_L(t) = \overline{u_p(\eta) u_p(\eta+t)} \quad (9)$$

また、ランダム変数 ξ は u_p とは独立であり、 $\overline{u_p \xi} = 0$ とした。粒子は大気の運動に追従すると仮定すると、 u_p は乱流を含む風速成分 u と等しく、式(6)で u_p が表されることは式(9)で表される R_L は大気のラグランジュ相関が指数関数的であることを意味する。

式(7)より $t=0$ で $x=x_0$ とした時の $t=i\delta t$ での粒子の位置 x_i は

$$x_i = x_0 + i\bar{u}\delta t + \delta t \sum_{k=1}^i \mu_k \quad (10)$$

となる。座標 x に関する粒子の位置の分散 σ_x は下式で与えられる。

$$\sigma_x^2 \equiv \overline{(x_i - \bar{x}_i)^2} = i\delta t^2 \bar{\mu}^2 \quad (11)$$

一方、粒子が大気と同じ運動をすると仮定すると粒子の位置の分散は次式となり、

$$\begin{aligned} \sigma_x^2 &= \overline{\int_0^t u'(\eta) d\eta \int_0^t u'(\xi) d\xi} \\ &= 2 \overline{\int_0^t \left[\int_0^\xi R_L(\nu) d\nu \right] d\xi} \end{aligned} \quad (12)$$

自己相関関数として式(8)で求める指数関数を用い、式(11)と比較することにより下式が得られる。

$$\bar{\mu}^2 = \frac{2\tau}{\delta t} [1 - \eta^{-1} \{1 - \exp(-\eta)\}] \bar{u}^2 \quad (13)$$

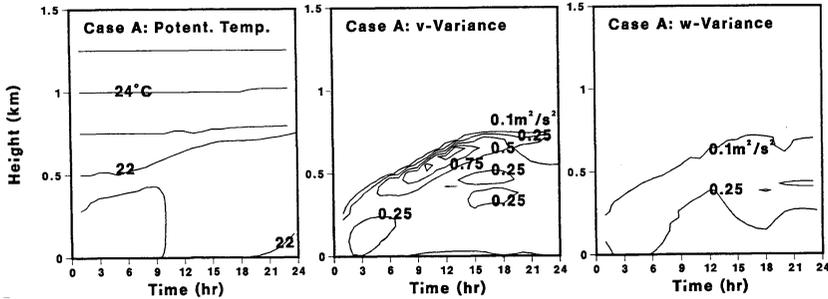
ここで $\eta = i\delta t/\tau$ は τ でスケーリングした粒子の移流時間である。後述するように τ は鉛直分布を持つため、モデルでは個々の粒子についてその位置での $\delta t/\tau$ を積算することにより粒子の移流時間を求める。

一次のモーメントについては、Thomson (1984) によると拡散係数 K が非一様な場合には $\bar{\xi}$ に相当する平均加速が存在することが知られている。大気乱流では鉛直方向だけが問題となり、次式を用いる。

$$\bar{\mu} = \frac{\partial K}{\partial z} \quad (14)$$

2.3 拡散計算モデルの仮定

前節により式(7)で粒子の運動を表したときにランダム変数 μ が満たすべき条件が式(13), (14)として得られた。従って拡散モデルの入力として必要なのは平均風



第1図 温位，風速変動の分散（w及びv成分）の時間変化（ケースA）。

第1表 計算パラメータ

	ケースA	ケースB
一般風の風速	15.0 m/s	5.0 m/s
日射条件（正午）	176 W/m ²	735 W/m ²
蒸発効率	0.4	0.2
粗度	Z ₀ = 3 cm, Z _T = 0.3 cm	
アルビード	0.3	
コリオリパラメータ	0.855 × 10 ⁻⁴ s ⁻¹	
格子数	大気中50層，地中5層	
上端高度	3.3 km	
時間増分	2 sec	

拡散係数 \bar{K} は，粒子の乱流運動は x_- と x_+ の間の乱流により決定されるとして，次式で評価する。

$$\bar{K} = (x_+ - x_-)^{-1} \int_{x_-}^{x_+} K(x) dx \quad (19)$$

x_{\pm} は下式で求める。

$$\pm \sqrt{\frac{\Delta t}{2}} = \begin{cases} \sqrt{K(x_{\pm}) + \sqrt{K(x_i)}} & \text{(単一格子間の場合)} \\ \frac{x_{\pm} - x_N}{\sqrt{K(x_{\pm}) + \sqrt{K(x_N)}}} + \sum_{j=0}^{N-1} \frac{x_{j+1} - x_j}{\sqrt{K_{j+1}} + \sqrt{K_j}} & \text{(格子点をまたぐ場合)} \end{cases} \quad (20)$$

速 (u, v, w)，風速変動の分散 ($\overline{u'^2}, \overline{v'^2}, \overline{w'^2}$)，ラグランジュの時間スケール (τ_x, τ_y, τ_z) である。このうち平均風速及び風速変動の分散は乱流クロージャーモデルを含めた境界層モデルにより直接得られる。 τ_z については，鉛直方向の拡散係数 K_v が乱流クロージャーモデルにより得られるので，下式により評価する。

$$\tau_z = \frac{K_v}{w'^2} \quad (15)$$

一方 τ_x, τ_y に関する情報はモデルから得ることはできない。そこで本モデルでは，水平方向の時間スケールは鉛直方向のそれに比例すると仮定して，以下の式で表すこととする。

$$\tau_x = \tau_y = \alpha \tau_z \quad (16)$$

比例係数 α については第5章で議論する。

2.4 拡散計算スキム

実際の計算では，式(10)に対応する下式を用いた。

$$x_{i+1} = x_i + (K(x_{\pm}) - K(x_i)) \Delta t / (x_{\pm} - x_i) \pm (2\bar{K}\Delta t)^{1/2} + u(x_i) \delta t \quad (17)$$

$$\Delta t = [1 - \eta^{-1} \{1 - \exp(-\eta)\}] \delta t \quad (18)$$

ここで， \pm は乱数を用いて確率 1/2 でどちらかを選ぶ。

添字 j は現在の粒子位置から移動方向に通過する格子点を 1 から順に数えた番号であり， x_0 は現在位置 x_i を表す。

このスキムによると， K が急激に変化する場合でも， K が大きい所から小さい所へ粒子が飛び込み溜まり込む計算上の問題点を回避できる。また， K が移動方向に線形に変化する場合 ($K = a + bx$) には，式(17)は次式になり，

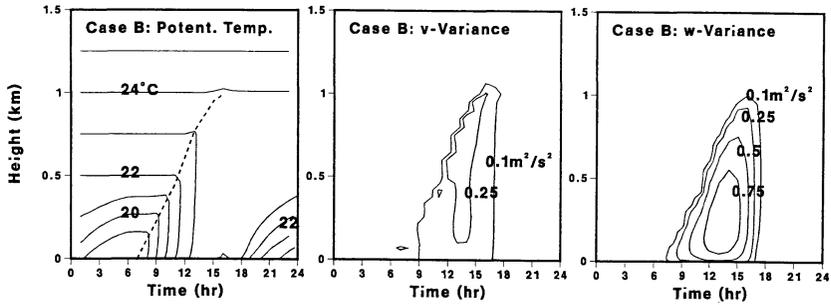
$$x_{i+1} = x_i + b\Delta t \pm \{2K(x_i)\Delta t + b^2\Delta t^2\}^{1/2} \quad (21)$$

Diehl *et al.* (1982) の方法と同じになる。

3. 気象場の計算

3.1 計算条件

境界層モデルによる気象場の計算は，機械的な乱流が卓越する場合（ケースA）と熱的な乱流が卓越する場合（ケースB）の2ケースについて行った。両者とも0時に初期条件を与え，境界層の日変化の計算を行った。計算条件を第1表に示す。温位については温位勾配 4.0 K/km の直線的な初期分布を与えた。風速については，対数分布を与えた下層を除き一定値を初期値とした。コリオリパラメータは $f = 8.55 \times 10^{-5} \text{s}^{-1}$



第2図 第1図と同じ(ケースB). 破線は混合層上端高度.

(36°N)を与えた. 両ケース間では一般風, 日射量, 地表面の蒸発効率異なり, ケースBはケースAと比べ熱的な混合層が発達しやすい条件とした.

3.2 計算結果

温位及び v と w の変動の分散の時間変化をケースA及びBについてそれぞれ第1図及び第2図に示す. ケースAでは, 強風による混合で日の出(6時)前の段階から近中立層が250m以下に見られる. 温位分布は全ての時刻で500m以上の層は安定となっているが, 中立層上端でのシアによる乱流エネルギーの生成が大きいため安定層内の下部でも乱れが存在している. また, 接地層内には顕著な温位勾配は無く, 安定度長 L は全ての時刻で $|L| > 1000$ mであった. 以上より, ケースAは近中立のケースとみなすことができる. ケースBでは, 大気成層状態の日変化が大きく, 日中の乱流運動エネルギーは主に熱的成因であり, ケースAとは異なり鉛直風の分散が卓越している.

4. 拡散計算

4.1 計算条件

拡散計算は気象場の水平一様及び定常を仮定し, 放出は点源から行った. 一万個の粒子を同時に放出し, 評価対象範囲(風下20kmまで)を全粒子が通過するまで追跡した. この方式では濃度の空間分布は時間変化するが, 各時間ステップ毎($\delta t = 6$ sec)の粒子位置の統計計算を全粒子が通過するまで行うことにより, 拡散に関する統計量は定常状態の値になる. 次節以下に示す広がりパラメータ σ_z, σ_y は, 各々煙軸を含む鉛直面(煙軸面)及び地表面に投影した粒子の分布から $\sigma_z^2 = \overline{(z_i - z_s)^2}$ 及び $\sigma_y^2 = \overline{d_i^2}$ により求めた. ここで, z_s は放出高度, d_i は i 番目の粒子の煙軸面までの距離である.

以上の計算は, 各風下距離 x について $0.9x$ から $1.1x$

に含まれる粒子について行った. 従って, 統計量計算時の積算粒子数は $m = 2000x / (\bar{u}\delta t)$ であり, 統計誤差は $m^{-1/2}$ で与えられる. ここでは \bar{u} は平均風速である. 最も誤差が大きいのはケースBの $x = 0.1$ kmであり, 約1.2%である.

4.2 計算結果

地上10m放出の場合の広がりパラメータの風下距離依存性を第3図(ケースA, 14時)に示す. 図中には比較のためパスキルチャートの値を細線で示した. 式(16)の比例係数 α は1~25の値を用いた.

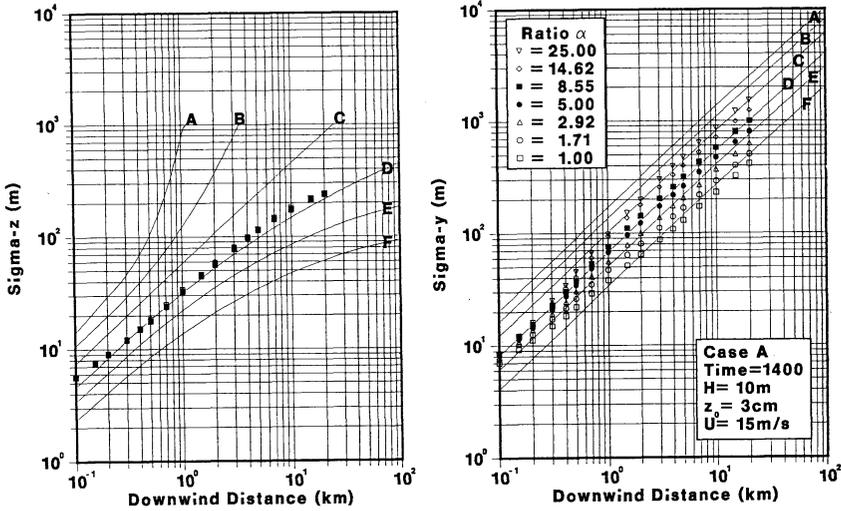
計算された σ_z はパスキルチャートの安定度 D (中立)の値とほぼ同じ値を示しているが, α が5以下では σ_y はやや安定側である. σ_z 及び σ_y ($\alpha = 5$ の場合)は各々風下距離の0.8乗及び0.9乗で増加している. 他の時刻の広がりパラメータは, 日中では14時の値とほぼ等しい. 夜間ではこれより小さく安定度 D と E の間であった(図は省略).

5. 議論

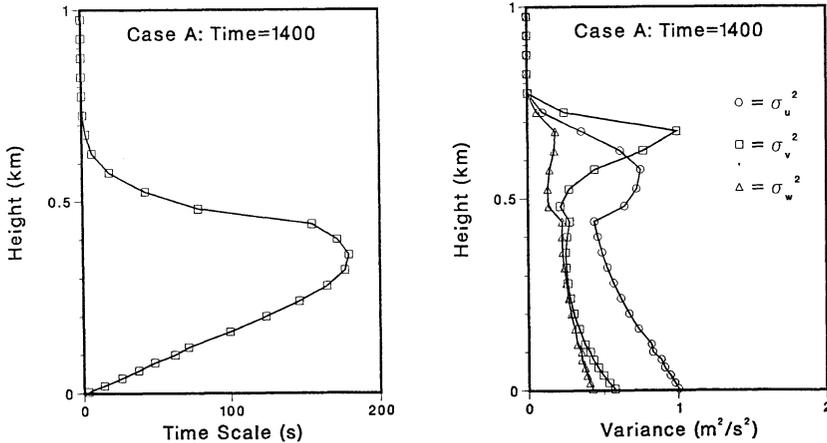
5.1 従来結果との比較

本研究で用いた拡散計算モデルは, 1) 粒子運動が持っている自己相関の拡散に与える影響を式(13)で陽に表している点, 2) Yamada (1983)の乱流クロージャーモデルから鉛直風のラグランジュの時間スケールを求めている点で従来のモデルと異なる. そこで, 従来の知見との整合性を確認する.

前者については一様乱流場での拡散で確かめる. 本モデルにより計算される広がりパラメータは, 数値計算を行うまでもなく, 式(10)に式(13)を代入することにより得られる. この結果は, 従来からの知見(例えば Pasquill, 1974)と同じであり, t/τ が1より十分小さい間は $\sigma = \overline{(u^2)^{1/2}}t$ であり, t/τ が1より十分大きくなると $\sigma = (2t\tau u^2)^{1/2}$ となる.



第3図 広がりパラメータの計算結果(ケースA:14時). 細線はパスキル安定度での広がりパラメータ. 右図でのパラメータはラグランジュの時間スケールの水平/鉛直の比 α .

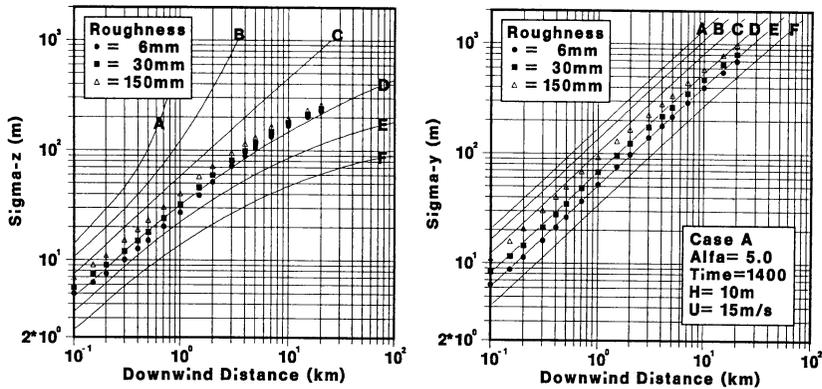


第4図 鉛直風のラグランジュの時間スケール (左図, ケースA:14時) 及び, 同じ時刻での風速変動の分散 (右図).

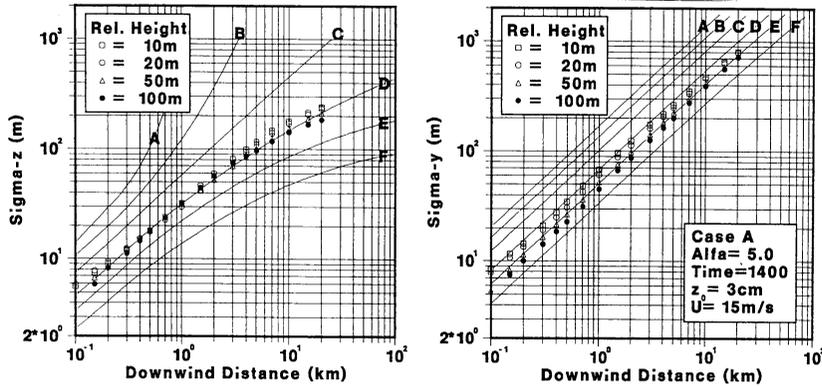
後者について, Yamada (1983) の乱流クロージャモデルで計算される乱流強度及び鉛直風のラグランジュの時間スケール τ_z を第4図に示した (ケースA, 14時). τ_z は下層ではほぼ高さ按比例しており, 境界層の中層で最大値を示し, それより上層では高さとともに減少している. この傾向は Davis (1983) がまとめた結果と定性的に一致する. ケースBの場合の τ_z の鉛直分布は, 定性的にケースAと同様である. 不安定時及び安定時の τ_z の鉛直分布の見解は今まで得られていない. しかし, 少なくとも Yamada (1983) の乱

流クロージャモデルから計算される τ_z は, それにより計算される拡散係数が受容されると同程度に拡散計算に有効であると考えられる. また, 乱流クロージャモデルにより風速変動の分散が直接得られることにより, τ の不確かさは放出源より十分遠方で1/2乗で影響するだけであり, 放出源の近くでは結果に影響しない.

以上により, 本研究で用いたモデルは従来の拡散に関する知見と矛盾のないものであると考えられる. 前節で示したパスキルチャートとの比較結果も乱流クロージャモデルを含めた拡散モデルの有効性を示し



第5図 広がりパラメータの粗度依存性 ($\alpha = 5$)。粗度以外は第3図と同じ条件。



第6図 広がりパラメータの放出高依存性 ($\alpha = 5$)。放出高以外は第3図と同じ条件。

ていると考えられる。

5.2 α の値

水平風速に対するラグランジュの時間スケールについてはほとんど結論的な値は得られていないが、海上拡散データ(安定成層)の大倉(1990)による解析結果からは、 $\tau_x/\tau_z=4$, $\tau_y/\tau_z=7$ の値が得られる。Pasquill(1974)によると、鉛直風の時間スケールに対する水平風のその比は、乱流スペクトルのピーク波長を λ として、

$$\alpha = (\lambda_{u,v}/\sigma_{u,v}) / (\lambda_w/\sigma_w) \tag{22}$$

で与えられる。 $\sigma_w/\sigma_{u,v}$ は接地層では0.5~0.7程度であることが知られており(例えば、竹内・近藤, 1986)、境界層中層では今回の計算によると0.5程度(ケースA:中立)~4程度(ケースB:不安定時)であった。またDavis(1983)のまとめによると、スペクトルピーク波長の比は中立成層の場合には境界層下部で大きく

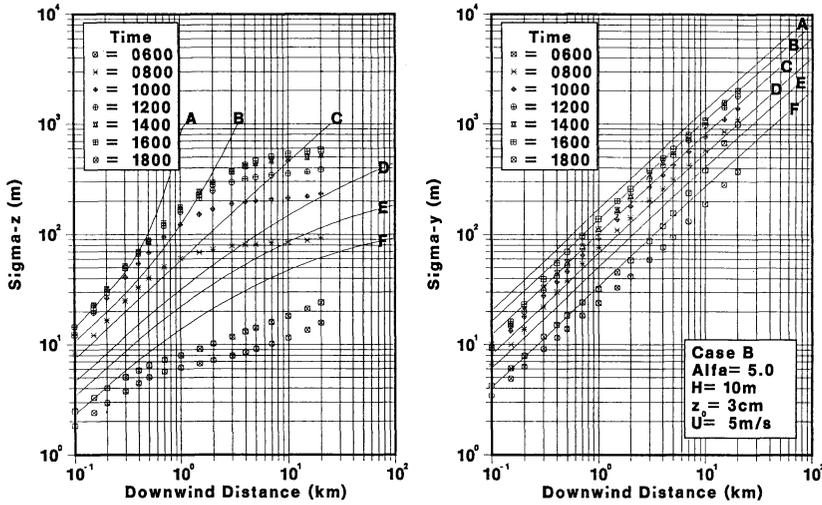
10程度であり、境界層中層以上では1程度であることが示されている。

以上より、 α としては5程度の値を用いるのが適当と思われる。以下の水平拡散に関する議論では $\alpha=5$ を用いる。Davis(1983)によると、水平風の τ の鉛直方向の変化は鉛直風のそれに比べると小さい。このことから、 α の値として上空ほど小さな値を用いるべきであると考えられるが、その分布形が十分知られていないため本研究では全層一定の値を用いる。この値にはファクター2~3程度の不確かさが含まれるものとするべきである。

5.3 σ の各パラメータへの依存性

(1) 粗度への依存

第5図に粗度 $z_0=0.6, 3, 15$ cm の場合の σ_z, σ_y を示した(地上10m放出)。気象場の計算条件はケースAと同じであり、粗度のみを変化させた。 σ_z, σ_y は粗度が大きいほど大きくなっている。この粗度範囲では、



第7図 広がりパラメータの日変化 (ケースB)。

風下 1 km に着目すると σ_z は粗度の 0.12 乗に比例し、 σ_y は粗度の 0.19 乗に比例している。

粗度の違いの効果は、1) 風速変動の分散の差、2) 平均風速の差、3) τ の差として拡散に影響する。放出高での乱れのパラメータ及び平均風速を第2表に示した。粗度が大きくなった場合には風速変動の分散が大きくなることにより拡散を促進している。平均風速の違いは、 σ_z 及び σ_y を風下距離の依存性で見た場合に粗度が大きいほど (平均風速が小さいほど) 拡散を大きくする。逆に τ は粗度が大きいほど小さい。風下距離が小さい間は τ の差は拡散に影響しないが、遠方ほどその効果が顕著になるため (前述：第5.1節)、遠方では粗度の違いによる広がりパラメータの差は小さい。

(2) 放出高への依存

第6図にケースAの14時の気象場を用いて種々の高さから放出した場合の広がりパラメータを示した。全般的に放出高が高いほど σ_z , σ_y は小さいが、特に σ_z については放出高依存性は小さい。 σ_z , σ_y の放出高依存性は、上空ほど風向変動の分散が小さいことによる (第4図)。第5.2節で述べたように α が上空で小さい値を持つなら、高所放出の σ_y は放出点から離れたところで第4図より小さくになると考えられる。

5.4 広がりパラメータの時間変化

ケースBでは第2図に見られるように気象場の日変化が大きく、混合層の発達が見られる。この気象場を用いた拡散計算の結果を第7図に示す。計算は06時から

第2表 計算による放出高 (10 m) での乱流統計量

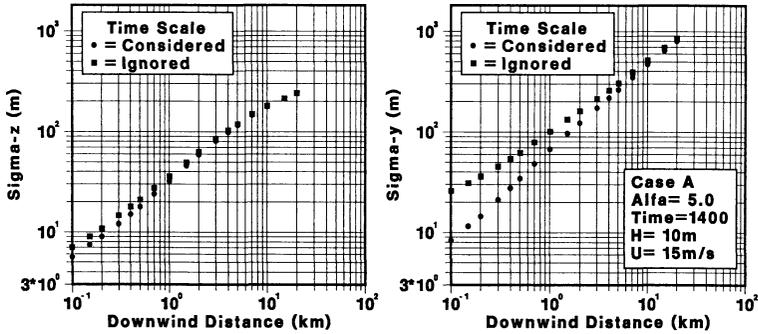
	粗度 (cm)		
	0.6	3	15
$\overline{w'^2}$ (m ² /s ²)	0.34	0.42	0.53
$\overline{v'^2}$ (m ² /s ²)	0.43	0.56	0.76
τ_z (s)	7.6	6.8	6.0
平均風速 (m/s)	9.6	8.3	6.8
風下 1 km の σ_z (m)	27	32	41
風下 1 km の σ_y (m)	52	68	93

ら18時までの2時間毎の気象場を用いて行った。気象場は定常とした。

σ_z は6時にはパスキルチャートの安定度Fの値より小さいが、不安定層が存在する8時には風下距離の小さい部分でパスキルの安定度BとCの中間の値となった。混合層高度の制約により、風下遠方でも σ_z はそれほど大きくなる。この傾向は日中に見られる。第7図と第2図を比較することにより、風下距離が大きい場合の σ_z の漸近する値は混合層高度 Hm の $3^{-1/2}$ 倍程度であることが分かる。これは混合層内が一様濃度に近づいている事を表している。 σ_y には σ_z に見られるような広がり幅の制限がなく、ほぼ風下距離に比例して大きくなっている。

第7図では、安定度の広がり幅に対する安定度の影響は σ_z で大きい。これは、乱流が主に熱的起因であり、風速変動の分散の中で、 $\overline{w'^2}$ が卓越しているためと考えられる。

6時の σ_y が風下 5 km 以上で大きくなっているの



第8図 ラグランジュの時間スケールを無視した場合の拡散計算誤差. 黒丸は第3図と同じ($\alpha = 5$), 黒四角は時間スケールを考慮しない場合.

は、風向の鉛直シアーに因るものである。早朝に下層に風向の鉛直シアーが存在し、鉛直方向の広がりがこの層の高さに達した後は、見かけの広がり幅が増加している。

本モデルにより計算される安定時の広がり幅は極端に小さい。しかし、現実の現象として、安定時にも広い水平拡散が見られることがある。この現象の原因は、①波動現象、②風向のシアー、及び複雑地形であれば③発散的水平風が考えられる。②及び③については、モデルでの再現が可能であるが(③については山澤, 1992)、①については乱流の間欠性とも関連し、本モデルでは考慮できない。

5.5 τ の拡散計算への影響

実用上の簡便さから粒子の運動を完全なランダムウォークとし、式(13)で表されるラグランジュの時間スケールの影響を無視して扱う場合がある。これは式(13)の代わりに、

$$\overline{\mu^2} = \frac{2\tau}{\delta t} \overline{u^2} \quad (23)$$

を用いることと等しい。また、この仮定は Fick 型の拡散方程式を解く場合に一定の拡散係数を与えることに相当する。この扱い方について考察する。

第3図の計算と同じ条件でランダム変数の分散として上式を用いた場合の結果を第8図に示す。この結果は第5.1節の議論と同様に、風下距離が十分遠くでは Fick 型の扱いが可能である事を示しているが、放出点近傍では拡散を過大評価している。この過大評価は τ の大きい水平拡散で顕著であり、 σ_y については風下 1 km でも約 50% の過大評価である。この種のモデルでは、少なくとも放出点近傍での拡散を評価するためには、たとえば次式のように拡散係数を風下距離または

移流時間の関数として与える必要がある。

$$K = \overline{u^2} \int_0^{x/\bar{u}} R_L(t) dt \quad (24)$$

6. 結論

Langevin 方程式を出発点として、粒子型拡散計算モデルを導いた。このモデルは、1) 乱流クロージャーモデルから得られるラグランジュの時間スケールを用いている点、2) マルコフ連鎖を用いない点が特徴である。水平風の時間スケールの鉛直風のそれに対する比は 5 程度であると考えられるが、観測による知見が十分に得られていないためこの値は確定的でない事を考慮する必要がある。

また、二次オーダーの乱流クロージャーモデル及び一次元境界層モデルと組み合わせて、平地上での点源放出の広がりパラメータについて議論し以下の結論を得た。

- (1) 近中立の場合の計算結果はパスキルチャートの安定度 D の値と良い一致を示した。
- (2) 広がりパラメータは粗度が大きいほど大きくなるが、風下距離が大きい場合には粗度の違いによる影響は比較的小さくなる。これは、風速変動の分散と時間スケールの影響が互いに相殺する為である。
- (3) 放出高度が高いほど広がりパラメータは小さくなるが、地上 100 m までの間では、特に σ_z では、放出高依存性は小さい。
- (4) 熱的混合層が発達する場合には、機械的な乱流が卓越する場合に比べて σ_z は大きな値をとる。しかし、 σ_z は混合層高度 H_m により制限され、風下遠方では $H_m/\sqrt{3}$ 程度の値を持つ。

(5) 放出点近傍の拡散評価にはラグランジュの時間スケールの考慮が不可欠である。

謝 辞

本研究の推進に当たり、日本原子力研究所環境放射線物理研究室の方々に御協力を頂いた。また、日本気象協会の安達隆史博士に御助言を頂いた。関係諸氏に感謝の意を表します。

文 献

Davis, P. A., 1983: Markov chain simulations of vertical dispersion from elevated sources into the neutral planetary boundary layer, *Boundary-Layer Met.*, **26**, 355-376.

Diehl, S. R., D. T. Smith, and M. Sydor, 1982: Random-walk simulation of gradient-transfer applied to dispersion of stack emission from coal-fired

plants, *J. Appl. Met.*, **21**, 69-83.

大倉光志, 1990: 臨海地域における大気汚染の予測手法に関する研究, 博士論文, 九州大学工学部.

Pasquill, F., 1974: 'Atmospheric Diffusion', John Wiley and Sons, New York, 101-165.

竹内清秀, 近藤純正, 1981: 大気科学講座第1巻, 東京大学出版会, 30-32.

Thomson, D. J., 1984: Random walk modelling of diffusion in inhomogeneous turbulence, *Quart. J. R. Met. Soc.*, **110**, 1107-1120.

Yamada, T., 1983: Simulation of nocturnal drainage flows by a q^2 turbulence closure model, *J. Atmos. Sci.*, **40**, 91-106.

山澤弘実, 1990: 1次元気象モデルの開発 (PHYD1V3), JAERI-M (日本原子力研究所報告) 90-128.

_____, 1992: 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, *天気*, **39**, 605-613.

1993年度山本・正野論文賞候補者の推薦募集

日本気象学会の山本・正野論文賞は、(旧)山本賞(新人賞)の発展として平成2年度に発足し、平成5年度はその4回目になります。この賞は前2年間(1991年および1992年)に発表された気象学に関連する論文の中から、基礎研究・応用技術研究を問わず、新進(原則として35歳未満)の研究者・技術者による優秀な論文を選び顕彰するものです。論文公表の雑誌は国内・国外を問いません。

これまでの受賞者は、平成2年度: 向川均(気象大学校), 3年度: 佐藤薫(京都大学), 4年度: 田中博(筑波大学)の3名です。

つきましては、この趣旨に沿う候補者(論文)を選考するために、下記により広く会員からの推薦を募りますので御協力をお願い申し上げます。

記

1. 推薦期限
1993年4月10日(土)
2. 宛先
〒100 東京都千代田区大手町1-3-4
気象庁内, 日本気象学会
山本・正野論文賞候補者推薦委員会
3. 推薦書記入事項 (B5版横書)
 - (a) 候補者所属氏名
 - (b) 当該論文題目・雑誌名・号数・頁数
 - (c) 推薦理由
 - (d) 推薦者所属氏名印

日本気象学会山本・正野論文賞候補者推薦委員会
廣田勇(担当理事), 近藤純正, 高橋劭, 田中浩, 中島映至, 山岬正紀