煙 の 研 究

(1) 地面から連続的に出る煙の拡散*

井 上 栄 一

(農業技術研究所 気象科)

Studies of the Diffusion Phenomena in the Atmospheric Surface Layer

Part 1. Diffusion of smoke from a continuous
fixed source on the ground surface

E. INOUE

(Division of Meteorology, National Institute of Agricultural Sciences)

1. ま え が き

煙の乱流拡散現象は日常私達の周囲に最も普通に見られるものの一つでありながら、その理論的解析となると多くの困難を生ずることよく知られている。農業気象学の分野においても農薬の散布や防霜害煙霧の展開に当って乱流拡散現象についての知識が必要とされるが、この場合には特に気層安定度の拡散現象におよぼす影響が重大となるため理論的な困難さが一段と深刻にならざるをえない。

著者自身もここ十数年間各種の地表面に接する気層における乱流構造を研究すると共に乱流輸送現象および乱流拡散現象の解明に努力をつづけている。接地気層乱流の構造と輸送機構と拡散機構との三者はもともと密接不可分の関係にあるもので、著者(井上 1952)はまず気層安定度が中立となつている簡単な場合をとりあつかい、その後地表面の粗さが風速によつて変化する場合や極端に安定度の影響が著しくなるような場合に著者の理論的取扱いを拡張することに努め、「穂波の研究」および「陽炎現象の研究」として発表して来た。その間において幸に著者は接地気層乱流に関する二回の国際討論会(1951年米国 Cambridge, Mass., 1958年英国 Oxford)に出席する機会をもち、特に乱流拡散現象の理論的解明において我々が直面している困難を具体的に教えられた。一方1958年秋から1959年夏にかけて実施された種々の拡散実験に参加することが出来て、経験的な知識も次第に集積されて来たのでこの機会にこれまでの断片的な著者の研究をとりまとめることにした。

2. 拡散に関係する接地気層の乱流構造

空中を浮遊する粒子が十分に微小で、またその比重が空気のそれと甚しく異なることのないような場合には、(このような粒子はしばしば non-dynamical であると形

容される)、粒子の運動はそれをとりかこむ空気部分の乱流運動と一致するものとみなされ、拡散現象としてあらわれる粒子の運動は実は微細な空気部分の乱流運動によつて表現されることとなる。この乱流運動を三つの方向(x : 平均風向, y : 水平面内で x に直角な方向, z : x , y にそれぞれ直角、即ち水平面に垂直な方向)にわけ、それぞれの速度変動成分 u, v, w についての各種の統計量によつて乱流構造を記述する試みが既に「穂波の研究」においてなされており、三つの方向の乱流運動を特徴づける長さ A_u, A_v および A_z を導入することの必要性が強調された(井上 1956)、しかしここでは乱流構造に対する気層安定度の影響についての考慮が全く省略されていたので、乱流構造を特徴づける量として摩擦速度 V_* 、問題とする層の高さ z 、作物の高さ h 、更に V_* と地表面の性質とによつてきまる地表面修正量 d や粗度 Z_0 だけがとりあげられた。ここに更に気層安定度の影響をとり入れるために“stability length L ”の導入が必要となつて来た。 L についての詳細は「陽炎現象の研究(2)」の中で述べられている(井上 1960)。そしてこれ等の各種の特徴量によつて拡散現象を記述することがこの研究の目的となつている。しかし現実の問題としては乱流構造を特徴づける量には上記の微気象的なもの(仮りに micrometeorological parameters とよぼう)の他に、周囲の地形や障害物の大きさに関係する乱流成分や更に大規模になつて気圧配置などにも関係する成分(仮りに local meteorological, mesometeorological, macrometeorological parameters などとよぼう)の混在することがむしろ普通であり、しばしば接地気層内の乱流構造や乱流拡散の問題を極めて複雑なものとしている。例えばこれらの混在によつて風速変動の頻度分布に二つあるいはそれ以上の数の山や谷が出来たり、拡散物質の濃度分布にも数個の濃度極大点が出来たりする。特に拡散の問題においては meandering 現象として重要性をもつこ

* 1959 年 4 月 6 日 昭和 34 年度大会において発表

とが先に指摘された通りであるが(井上 1956), 本報では理想的な micrometeorological な特徴量だけをまず主として取扱うことにする。

3. 連続的な固定点源よりの水平拡散

湧源の型式によつて拡散現象に著しい相違の生ずることはすでにしばしば明らかにされ(井上 1952, Ogura et al. 1953), まず煙突から連続的に出る煙の拡散現象と花火の破裂によつて瞬間的に生じた煙の拡散現象とを明確に区別して取扱うべきことが示された。ここでは前者を取扱い, 後者の瞬間的な浮游点源からの拡散現象は第2報に取扱われる予定である。

前節で述べられた座標系の原点に湧源があるとし, そこを長時間にわたつて連続的に出た多数の煙の粒子が湧源から x だけ離れた風下の所で y 方向にどのような頻度で分布するかがここで問題にされる。粒子が y 方向に運動するのは先に述べたように粒子をとりかこむ空気部分の乱流速度によるわけで, 粒子の変位 Y は x まで運動する時間 $t=x/U$ と v とによつて表わされる。 v が時々刻々と変動するように数多くの粒子の個々についての変位量 Y は 0 を中心とし(即ち x 軸上の点を中心とし)正負の様々な値をとるが, その頻度分布 χ_y は誤差函数でほぼ表わされることが求められ(Ogura 1954), その標準偏差は乱流速度 v についての Lagrange 相関 $R_v(\xi)$ で表わされることが Taylor (1921) によつてはじめて示された。

$$\langle Y^2 \rangle = 2 \langle v^2 \rangle \int_0^t \int_0^\eta R_v(\xi) d\xi d\eta, \quad (1)$$

$$\chi_y = \frac{1}{(2\pi \langle Y^2 \rangle)^{1/2}} \exp\left(-\frac{y^2}{2 \langle Y^2 \rangle}\right) \quad (2)$$

$R_v(\xi)$ は一つの粒子が運動している際に持つ速度 v についての時間的な自己相関係数であり, 地上に固定された一点で記録される変動速度についての自己相関係数とは全く異つた性質をもっていることに注意しなければならない。後者はしばしば Euler 相関とよばれ, $R_v(t)$ というような記号で示される。接地気層で $R_v(\xi)$ を直接に測定することは極めて困難であり, $\langle Y^2 \rangle$ を測定してから(1)の関係の逆に使つて

$$R_v(\xi) = \frac{d^2 \langle Y^2 \rangle}{dt^2} / 2 \langle v^2 \rangle \quad (3)$$

により $R_v(\xi)$ を計算することが二, 三行われているに過ぎない(Barad 1959)。しかし理論的には乱れの相似理論が接地層乱流にも適用されると仮定すれば $R_v(\xi)$ は次のように与えられる(井上 1952) :

$$R_v(\xi) = \exp(-\xi/\tau_v), \quad (4)$$

あるいは

$$R_v(\xi) = 1 - \frac{\xi}{\tau_v}, \quad \xi \ll \tau_v. \quad (5)$$

ここに τ_v は摩擦連結乱子の寿命時間とよばれる特徴的な時間である。またしばしば模型的に

$$R_v(\xi) = \begin{cases} 1 - \frac{\xi}{\tau_v}, & \xi \leq \tau_v \\ 0, & \xi \geq \tau_v \end{cases} \quad (6)$$

という形の $R_v(\xi)$ も使用されることがある。(4) の $R_v(\xi)$ を(1)に代入して積分すれば, 拡散の幅 $\langle Y^2 \rangle^{1/2}$ は

$$\langle Y^2 \rangle^{1/2} = \sqrt{2} \langle v^2 \rangle^{1/2} \tau_v \left[\frac{t}{\tau_v} - 1 + \exp\left(-\frac{t}{\tau_v}\right) \right]^{1/2} \quad (7)$$

あるいは

$$\frac{\langle Y^2 \rangle^{1/2}}{x} = \sqrt{2} \frac{\langle v^2 \rangle^{1/2} \tau_v}{x} \left[\frac{x}{U \tau_v} - 1 + \exp\left(-\frac{x}{U \tau_v}\right) \right]^{1/2} \quad (8)$$

で与えられる(Fig. 1)。ここで問題となるのは接地気層における摩擦連結乱子の寿命時間 τ_v の評価であり, τ_v を具体的に与え得なければ著者等の理論が有名無実であるとのそしりを免かれるわけには行かない。

著者はまず気層安定度の影響の無視出来る場合について, 接地気層内の摩擦連結乱子の寿命時間を三つの方向

Fig. 1 Schematic representation of diffusion width $\langle Y^2 \rangle^{1/2}$ with the downwind distance x

に夫々 τ_u, τ_v, τ_w とし、それらが

$$\tau_u = \frac{A_x}{\langle u^2 \rangle^{1/2}}, \quad \tau_v = \frac{A_y}{\langle v^2 \rangle^{1/2}}, \quad \tau_w = \frac{A_z}{\langle w^2 \rangle^{1/2}} \quad (9)$$

ではほぼ表わされるものと考えた。そして「穂波の研究」において A_x, A_y, A_z と z との関係ならびに $\langle u^2 \rangle^{1/2}, \langle v^2 \rangle^{1/2}, \langle w^2 \rangle^{1/2}$ と V_* との関係の評価を試み、 τ_u, τ_v, τ_w がすべて (z/V_*) に比例するものとして

$$\tau_u = l \frac{z}{V_*}, \quad \tau_v = m \frac{z}{V_*}, \quad \tau_w = k \frac{z}{V_*} \quad (10)$$

を与え、 k が Kármán 常数 ($=0.4$) に相当すること、また経験的に l, m が k の 10 倍程度に大きな値をとるべきことを示した (井上 1956)。そして $\tau_z = z/V_*$ で与えられる特徴的時間を相当寿命時間と呼ぶことを提唱した。

安定度による摩擦連結乱子の大きさやエネルギーの変化を考慮に入れると、寿命時間に安定度の影響を導入する最初の段階としては

$$\tau_u = l \frac{z}{V_*} \left(1 - \alpha \frac{z}{L}\right), \quad (11)$$

$$\tau_v = m \frac{z}{V_*} \left(1 - \beta \frac{z}{L}\right) \quad (12)$$

$$\tau_w = k \frac{z}{V_*} \left(1 - \gamma \frac{z}{L}\right) \quad (12)$$

という形を与えることが合理的であるように思われる。

これらの関係は勿論 (z/L) が 1 より十分に小さい場合にだけ適用するべきであり、Monin (1956) は理論的に $\gamma = (1/10)$ となることを与えている。 l, m は夫々 Kármán 常数 k に対応する特徴的な常数、 α, β もまた γ に相当するような常数となるが著者には期待されるがまだ不明な点が多い。

τ_w を実際に測定する方法について著者は先に述べたが (井上 1952)、同様な方法を τ_v について適用することも可能である。一方寿命時間はその定義から

$$\tau_u = \frac{\langle u^2 \rangle}{\varepsilon}, \quad \tau_v = \frac{\langle v^2 \rangle}{\varepsilon}, \quad \tau_w = \frac{\langle w^2 \rangle}{\varepsilon} \quad (14)$$

で与えられるから、 ε の評価から寿命時間の評価も可能となるはずである。 ε の評価は平均風速の高度分布や、変動風速の統計量から求められる (井上, 谷, 今井 1955)。また (14) から

$$\tau_u : \tau_v : \tau_w = \langle u^2 \rangle : \langle v^2 \rangle : \langle w^2 \rangle \quad (15)$$

によつて三つの寿命時間の相互関係がうかがえることになる。著者はすでに経験的に

$$\langle u^2 \rangle^{1/2} : \langle v^2 \rangle^{1/2} : \langle w^2 \rangle^{1/2} = 3 : 1.5 : 1 \quad (16)$$

という関係を得ているので (Inoue 1959)、これから

$$\tau_u : \tau_v : \tau_w = l : m : k = 9 : 2.25 : 1 \quad (17)$$

という比例関係が得られることとなり、 k が Kármán

常数に相当することを考慮に入れば

$$l = 3.6, \quad m = 0.9, \quad k = 0.4 \quad (18)$$

という数値が得られる。しかしこれらの数値の実験的検討はまだ十分なされたわけではない。

拡散幅 $\langle Y^2 \rangle^{1/2}$ を特徴づけるもう一つの量は乱れの強さ $\langle v^2 \rangle^{1/2}/U$ である。特に湧源の極く近傍では (8) より

$$\frac{\langle Y^2 \rangle^{1/2}}{x} = \frac{\langle v^2 \rangle^{1/2}}{U} \quad (19)$$

という関係が得られ、拡散角度がそのまま乱れの強さを表わすこととなる。またこの乱れの強さは風向変動の標準偏差 σ_A (A は Azimuth の意味) と一致するから (井上 1952), σ_A が拡散幅を特徴づける量として重要視されるようになって来た (Cramer 1957)。そして σ_A と気層安定度との関係が問題となり多くの実験結果が集められつつあり、また理論的には

$$\sigma_A = \frac{\langle v^2 \rangle^{1/2}}{U} = \frac{B - C \frac{z}{L}}{\log \frac{z}{z_0} + A \frac{z}{L}} \quad (20)$$

という形の関係の存在することが予想されている。他の方向の乱れの強さ $\langle u^2 \rangle^{1/2}/U$ および $\langle w^2 \rangle^{1/2}/U$ についても同様である。特に $\langle w^2 \rangle^{1/2}/U$ は上下方向の風向変動量によつて表わされる量で、垂直風向変動の標準偏差 σ_E (E は Elevation の意味) の測定が最近重要視されている所因である。これらの三つの乱れの強さはすべて地表面の性質を表わす z_0 , 測定高度 z , stability length L (従つてまた摩擦速度 V_* および輸送熱量 q) の函数として表わされることになるが、その函数の中に含まれる A, B, C などの常数は必ずしも方向によつて一致しない。実際に z_0, z, L が共通であつても σ_A と σ_E との比が気層安定度あるいは (z/L) の値によつて変化することが経験的に知られている。

このようにして任意の条件の下で $\tau_v, R_v(\xi)$ および $\sigma_A = \langle v^2 \rangle^{1/2}/U$ の評価が可能となれば micrometeorological な水平拡散領域の予測がなされるわけである。しかし現実には micrometeorological surface layer 中の現象であると云つても、時と場合により、あるいは又観測の操作によつて local meteorological, mesometeorological および macrometeorological な乱れの成分が現象を支配して来る場合がしばしば起る。このような大きな scale の乱れをも考慮に入れて τ_v や $R_v(\xi)$ や σ_A を合理的に評価することはまだ可能になつていない。例えば極めて風速が弱くまた極めて安定な状態になると、地表面の存在によつて生ずる micrometeorological turbulence は抑制されて無くなるが、近傍の地形の影響による local meteorological scale の乱れの存在が目立つて来る

ために、見かけ上 τ_v が極めて大きくなることもよく経験されることである。こういう大規模な乱れは、その大きさ A にくらべて速度 V が小さく、寿命時間 $\tau = A/V$ が極めて大きくなかなか減衰しないものである。

τ_v および $R_v(\xi)$ を求めることが困難であるために、最近では Euler 相関 $R(t)$ を求め、その中の特徴的時間をある程度大きくしたものを $R_v(\xi)$ として代用しようという便宜的な方法が Hay and Pasquill (1959) によつて提案されている。しかし著者 (井上 1952) らがすでに指摘したように $R_v(\xi)$ と $R_v(t)$ とは同じ時間相関係数でありながらも一般には全く異つた性質のものであり、前者が (5) のような形をとるのに対し後者は

$$R_v(t) = 1 - \left(\frac{t}{T_v} \right)^{2/3}, \quad t \ll T_v \quad (21)$$

という形をとることが示され、既に実測によつても十分たしかめられていることである。従つて Hay and Pasquill の思想は T_v をある程度大きくしたものの (経験的には 4 倍にする) を τ_v であるとみなして、

$$R_v(\xi) = 1 - \left(\frac{\xi}{\tau_v} \right)^{2/3}, \quad \xi \ll \tau_v \quad (22)$$

によつて Lagrange 相関を与えることを意味している。もつとも (5) と (22) との間に見られる函数形の相違もし両者の τ_v が一致しているならば拡散幅 $\langle Y^2 \rangle^{1/2}$ にはあまり大きな相違を与えないから便宜的方法の一つとしては Hay and Pasquill の方法も妥当なものと思なされるであろう。

Lagrange 相関に含まれる特徴的な寿命時間 τ_v に対して (21) の Euler 相関に含まれる特徴的な時間 T_v はしばしば摩擦連結乱子の通過時間とよばれ、平均風速 U を乗じた長さ UT_v は乱子の大きさ A_v に比例するものと考えられる。一方 τ_v については (9) で示された関係があるから、 τ_v と T_v との相互関係として

$$\frac{\tau_v}{T_v} = \text{const.} \cdot \frac{U}{\langle v^2 \rangle^{1/2}} = \frac{\text{const.}}{\sigma_A} \quad (23)$$

が得られる。もし上式の const. が 1 の程度の量ならば $\tau_v > T_v$

となることが期待され、Hay and Pasquill (1959) は経験的に

$$\tau_v \approx 4 T_v \quad (25)$$

を見出しているわけである。もし今後この関係が更に明らかとなつたならば、Euler 相関の測定によつて T_v を求め、それに $\text{const.} \cdot \sigma_A^{-1}$ を乗じたものを τ_v として採用し、その τ_v を使つて (5) あるいは (4) 式から Lagrange 相関を推測することが可能となるであろう。

3. 連続点源より垂直拡散

Lagrange 相関を使つて拡散領域を与える Taylor の

方法はもともと等方性乱流を対象としたものであるから、等方性に近いものとみなされる水平拡散にはよく適用されても、非等方性の著しい接地気層内の垂直拡散には適用されにくくなる。しかし、もし十分に高い煙突があつてほぼ中立に近い安定度にある気流の中へ煙が拡散されるような場合には非等方性の影響が弱くなつて Taylor 法も十分合理的に適用され、垂直拡散領域から逆に $R_w(\xi)$ や τ_w を評価することも可能となる (井上 1952, Hay and Pasquill 1957)。

安定度の影響が強くなると (4)~(6) のような簡単な形で $R_w(\xi)$ を表現することは出来なくなる。例えば非常に安定な場合の煙の拡散の模様から Hilst and Simpson (1958) が求めたものは

$$R_w(\xi) = \exp(-K^2 \xi^2) \cdot (1 - 2 K^2 \xi^2) \quad (26)$$

という極めて特殊なものである。

安定度の影響がなくとも湧源の高さが低くなつて $(\partial U / \partial z)$ の存在や高さによる乱流構造の変化などの影響が無視出来なくなると上下非対称の拡散幅を考えなければならず、これを Lagrange 相関による Taylor 法で記述することは困難となる。

このような問題について最近 Kazanskii and Monin (1957) および Monin (1959) は一つの方法を与えた。即ち拡散領域の境界に存在する煙の粒子の位置 (x, z) とその運動速度とが

$$\left. \begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= U, \\ \frac{dz}{dt} &= w^* \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

で関係づけられると考へて、

$$\frac{dx}{dz} = \frac{U}{w^*} \quad (28)$$

によつて拡散領域の境界 z を夫々湧源の上方と下方とに分けて求めようとするものである。ここに w^* は煙が上下方に伝播する最大速度として与えられ、湧源より上方への伝播では正の値をとり、下方への伝播では負の値を取る量であるが、その絶対値は煙の位置する高さにおける乱れ速度 $\langle w^2 \rangle^{1/2}$ に比例するものと考えられる。Monin 等は各種の安定度条件で U および w^* あるいは $\langle w^2 \rangle^{1/2}$ が z の函数で与えられることを考慮に入れて (28) 式の積分を数値的にを行い、 z と x の関係を図示することに成功している。

(28) 式は (19) 式と極めて近い関係にあるが、Kazanskii and Monin 法を前節に述べた水平拡散にそのまま適用するとすれば

$$\frac{d\langle Y^2 \rangle^{1/2}}{dx} = \frac{\langle v^2 \rangle^{1/2}}{U} \quad (29)$$

となり、Taylor 法では拡散角度が単に $x=0$ において $\langle w^2 \rangle^{1/2}/U$ で表わされるという結果を与えたのに対し、Monin 法では $\langle v^2 \rangle^{1/2}/U$ が x に無関係である限り

$$\langle Y^2 \rangle^{1/2} = \frac{\langle v^2 \rangle^{1/2}}{U} x \quad (30)$$

という直線関係が x とは無関係に成立することとなる。また十分に高い煙突からの煙の垂直拡散のように $\langle w^2 \rangle^{1/2}/U$ がほぼ一様である場合にも直線的な拡散領域がどこまでも継続するという結果を与える。これは Taylor 法の $R(\xi)$ の中にとり入れられている乱子の寿命時間 τ_0 あるいは τ_w の考慮が Monin 理論に欠けているためと思われ、この点が重大な Monin 法の欠点とみなされる。そのためか Kazanskii and Monin (1957) は z 方向だけの 2 次元の拡散だけを取扱い、 y 方向への拡散を取扱うことを故意に避けているように思われる。そして Taylor 理論と Monin 理論との融合をはかることがまず我々の急務であると著者には思われる。

しかし湧源が地面に極く近く、そこでの τ_w が無視出来る位に小さければ、Monin 法によつて煙の垂直拡散をとり扱うのが現在の所では最も合理的であると思われるので、多少の不備は覚悟の上でここで Monin 法の適用を試みた。そのためには U , w^* , $\langle w^2 \rangle^{1/2}$ と z との関係が求められていなければならない。各種の安定度条件の下における接地気層の乱流構造について最近多くの研究が行われているが (Monin and Obukhov 1954, Kazanskii and Monin 1956 and 1958, 井上 1960), それらによれば代表的な三つの安定度状態で次の関係が得られる:

$$\left. \begin{aligned} (a) \quad \text{極不安定} \quad U &\approx \text{const.}, \quad \langle w^2 \rangle^{1/2} \propto z^{1/3} \\ (b) \quad \text{中立} \quad U &\approx V_* \ln \frac{z}{z_0}, \quad \langle w^2 \rangle^{1/2} \propto z^0 \\ (c) \quad \text{極安定} \quad U &\approx \text{const.}, \quad \langle w^2 \rangle^{1/2} \propto z^0 \end{aligned} \right\} \quad (31)$$

これらの関係を (28) に代入して z と x との関係を求めれば、

$$\left. \begin{aligned} (a) \quad \text{極不安定} \quad z &\propto x^{3/2}, \\ (b) \quad \text{中立} \quad x &\propto z \ln \frac{z}{z_0} - z + z_0, \\ (c) \quad \text{極安定} \quad z &\propto x^{1/2} \end{aligned} \right\} \quad (32)$$

となる。(32) 式の (b) については z_0 を適当に 0.01 m とえらんで x_m と z_m との関係を計算して両対数方眼紙に記入した結果、近似的に

$$z \propto x^{0.82} \quad (32. b)$$

となることが判つた。これらの結果は湧源からの風下距離 x と煙の高さ z との関係を与えるものである。

これらの理論の結果と対照され得る実験が 1958 年 11 月に千葉県習志野原において凍霜害防止煙霧剤展開試験

の一部として著者等によつて行われたが、その一致は極めて満足すべきものであつた。なおこの実験の詳細は他の機会に発表される予定である。

これらの結果の中特に極不安定の場合に見られるような z が 1 以上の指数を持つ x に比例するということは、従来の Sutton 理論などからは到底導き得ないということに注意しなければならない。そしてここにも Sutton 理論の致命的な欠陥が暴露されているのである。

煙の垂直濃度分布については従来から知られた誤差関数を使用する方法と Monin (1955, 1956) によつて示された特別な関数を使用する方法などがある。ここでは取敢えず簡単のため従来通りの次の様な誤差関数によつて煙の垂直濃度分布が表わされるものとする:

$$\chi_z = \frac{1}{(2\pi \langle Z^2 \rangle)^{1/2}} \exp \left(-\frac{z^2}{2 \langle Z^2 \rangle} \right), \quad (33)$$

ここに $\langle Z^2 \rangle^{1/2}$ は Monin 流に先に求めた煙の高さに比例するものと考えられる。また煙は地面において吸収されないものと仮定されている。

4. 空間的な煙の濃度分布

水平方向への煙の拡散幅が $\langle Y^2 \rangle^{1/2}$ で与えられ、垂直方向への拡散高が $\langle Z^2 \rangle^{1/2}$ で与えられる時には地上から出る煙の空間的濃度分布は

$$\chi = \frac{Q}{\pi U \langle Y^2 \rangle^{1/2} \langle Z^2 \rangle^{1/2}} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left(\frac{y^2}{\langle Y^2 \rangle} + \frac{z^2}{\langle Z^2 \rangle} \right) \right\} \quad (34)$$

で与えられる (Ogura 1952)。ここに Q は湧源の強さ、 U は平均的な風速である。 U は実は高さの関数であり、はじめから U の函数形を考えて χ を計算する試みもあるが、残念ながら著者はまだ十分合理的と思われる結果を知らないで、ここでは (34) を採用することにした。

特に風下中心線の地表面上における煙の濃度 χ_p は上式において $y=z=0$ とおくことにより得られ、

$$\chi_p = \frac{Q}{\pi U \langle Y^2 \rangle^{1/2} \langle Z^2 \rangle^{1/2}} \quad (35)$$

となる。従つて煙の幅と高さが風下距離 x と共に変化する仕方が判れば χ_p を x の函数として表わし得ることになる。安定度の三つの状態について先に求めた関係を使えば χ_p と x との関係が次のように得られる。

$$(a) \quad \left. \begin{aligned} \text{極不安定} \quad \langle Y^2 \rangle^{1/2} &\propto x, \\ \langle Z^2 \rangle^{1/2} &\propto x^{1.5}, \\ \chi_p &\propto x^{-2.5} \end{aligned} \right\} \quad (36)$$

$$(b) \quad \left. \begin{aligned} \text{中立} \quad \langle Y^2 \rangle^{1/2} &\propto x, \\ \langle Z^2 \rangle^{1/2} &\propto x^{0.8}, \\ \chi_p &\propto x^{-1.8}, \end{aligned} \right\} \quad (37)$$

$$(u) \quad \left. \begin{aligned} \text{極安定} \quad \langle Y^2 \rangle^{1/2} &\propto x, \\ \langle Z^2 \rangle^{1/2} &\propto x^{0.5}, \\ \chi_p &\propto x^{-1.5}. \end{aligned} \right\} \quad (38)$$

これらの結果は 1956 年夏に米国 Nebraska 州 O'Neill で行われた大規模な拡散実験から Cramer (1957) が得た経験的知識とよく一致している。もし極安定の場合に τ_0 が十分小さければ $\langle Y^2 \rangle^{1/2}$ もまた $x^{1/2}$ に比例することとなり、 $\chi_p \propto x^{-1}$ となる場合も生じ得る。結局 χ_p を x の指数関数として

$$\chi_p \propto x^{-n} \quad (39)$$

で表わすならば、極不安定から中立を経て極安定となるにつれて n は 2.5 から 1.0 までにわたって変化することが期待される。

同様な表現が Cramer (1957) により風向変動 σ_A および σ_E を使って次のように与えられている：

$$\chi = \frac{Q}{\pi U r^b \sigma_A \sigma_E} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left(\frac{y^2}{\sigma_A^2 r^{2q-2}} + \frac{z^2}{\sigma_E^2 r^{2p-2}} \right) \right\} \quad (40)$$

ここに r は湧源からの距離を表わし、 p, q および $b = p + q$ は

$$\left. \begin{aligned} \langle Y^2 \rangle^{1/2} &= \sigma_A r^q \\ \langle Z^2 \rangle^{1/2} &= \sigma_E r^p \end{aligned} \right\} \quad (41)$$

と便宜的に表わすために導入された数である。この関係が (34) 式に一致することは容易に理解されるであろう。また Cramer が経験的に b としては極安定から極不安定にかけて 1.1~2.2 を、 p としては極安定から極不安定にかけて 0.5~1.2 を与えているのは著者が理論的に与えた (36)~(39) の諸関係の中にすべて含まれていることが判るであろう。

5. 結 び

接地気層内における連続固定源型の乱流拡散現象は結局の所接地気層の乱流構造によつて決定される。一方乱流構造は安定度の状態によつて変化するから、拡散現象も安定度の影響を強く受けることになる。著者は最近次第に明らかとなつて来た安定度と乱流構造との関係を使つて、地表面にある連続的な湧源から出る煙の水平的なひろがりと垂直的な煙の高さを求めるための理論的方法を示すと同時にその煙の空間的濃度分布が安定度によつて変化する模様を与えようと努めた。ここで求められた多くの結果は著者等が習志野で行つた拡散実験結果と傾向的にはよく一致するばかりでなく、米国で行われた実験 (Project Prairie Grass) から得られた多くの経験的事実とも傾向的によく一致している。このような一致

は Sutton 理論などの従来の理論からは求められないものである。

しかしここで述べられた著者の方法とても決して完全なものではなく、いわば Taylor 理論と Monin 理論とを便宜的に組合せたに過ぎないものであつて、直観的大気乱流拡散理論とても形容さるべき性質のものであろう。著者自身もこの段階の理論に満足しているわけではないが、最近とみに重要性を増して来た各種の拡散現象を取扱うに当り徒らに欠陥のみを露呈することの多い従来の理論に代る新理論の出現が待望されている事情を考慮してここに著者の直観的理論を提出することにした次第である。なお第 2 報においては瞬間的浮游源型拡散が取扱われ、これらの理論の具体的応用は第 3 報において述べられる予定である。

引 用 文 献

- Barad, M. L. 1959 : Proc. Atmos. Pol. Symp.
 Cramer, H. E. 1957 : Paper presented at 1st Nat. Conf. Appl. Met., Hartford, Conn.
 Hay, J. S. and Pasquill, F. 1957 : J. Fluid Mech., 2, 299.
 ———— 1959 : Proc. Atmos. Pol. Symp.
 Hilst, G. R. and Simpson, C. L. 1958 : J. Met., 15, 125.
 井上栄一 1952 : 農技研報告, A 2 号
 ———— 1956 : 農業気象, 11, 147.
 ———— 1960 : 同上, 15, 93,
 井上, 谷, 今井 1955 : 農技研報告, A 4 号
 Inoue, E. 1959 : Proc. Atmos. Pol. Symp.
 Kazanskii, A. B. and Monin, A. S. 1956 : Izv. Akad. Nauk SSSR, ser. geofiz., no. 1, 1956.
 ———— 1957 : Ibid., no. 8, 1957.
 ———— 1958 : Ibid. no. 6, 1958.
 Monin, A. S. 1955 : Ibid., no. 3, 1955.
 ———— 1956 : Trudy Geofiz. Inst. Akad. Nauk SSSR, no. 33 (160).
 ———— 1959 : Proc. Atmos. Pol. Symp.
 Monin, A. S. and Obukhov, A. M. 1954 : Trudy Geofiz. Inst. Akad. Nauk SSSR, no. 24 (151).
 Ogura, Y. 1952 : J. Met. Soc. Japan, 30,
 ———— 1954 : Ibid., 32, 22.
 Ogura et al. 1953 : Ibid., 31, 271.
 Taylor, G. I. 1921 : Proc. London Math. Soc., 20, 196.

Summary

The diffusion phenomena of smoke emitted from a continuous point source in the atmospheric surface layer are dealt with separately in the vertical and in the lateral wind directions. For the lateral diffusion the Taylor method making use of Lagrangian correlation function is applied and for the vertical diffusion the Monin method making use of the relation between the vertical turbulent velocity components and the mean horizontal wind velocity is applied. The diffusion width $\langle Y^2 \rangle^{1/2}$ and the diffusion height $\langle Z^2 \rangle^{1/2}$ of smoke from the ground source are calculated theoretically under characteristic ther-

mal conditions and the downwind distributions of maximum concentration χ_p are calculated theoretically too as follows being x the downwind distance from the source :

(a) Extremely unstable :

$$\left. \begin{aligned} \langle Y^2 \rangle^{1/2} &\propto x, \\ \langle Z^2 \rangle^{1/2} &\propto x^{1.5}, \\ \chi_p &\propto x^{-2.5}. \end{aligned} \right\}$$

(b) Neutral :

$$\left. \begin{aligned} \langle Y^2 \rangle^{1/2} &\propto x, \\ \langle Z^2 \rangle^{1/2} &\propto x^{0.8}, \\ \chi_p &\propto x^{-1.8}. \end{aligned} \right\}$$

(c) Extremely stable :

$$\left. \begin{aligned} \langle Y^2 \rangle^{1/2} &\propto x^{1 \sim 0.5}, \\ \langle Z^2 \rangle^{1/2} &\propto x^{0.5}, \\ \chi_p &\propto x^{-1.5 \sim -1.0} \end{aligned} \right\}$$

These results are shown in good agreement with Cramer's (1957) empirical relations obtained at the Project Prairie Grass.

本 会 記 事

北海道支部第11回例会報告

昭和34年3月18日午前10時より北海道立農業試験場新館会議室において、下記の研究発表が行われた。参加者は35名であつた。

1. 波状地形における風の一測定
(北海道開発局) 湯川邦三
(北農試) 藤原忠, 大根田襄
2. 蒸発散の研究(Ⅱ)
——流量式蒸発散計——
(北大農) 堂腰 純
3. 北海道各地の風向風速と風害地帯
(北農試) 藤原 忠, 阿部博司
4. 葭簀防風垣に関する研究
(北農試) 大根田襄, 楠瀬昌彦
5. 塩淡水二重層に及ぼす風速の影響
(北大農) 堂腰 純
6. 河川水温の研究
——沙流川水温について——
(北大農) 前田 隆
(道土地改良課) 池田 実
7. 十勝川水系の水温調査について
(北海道開発局) 北川 武雄

8. 風と水温 (旭川地方气象台) 木村耕三
9. 北海道の水稲収量と気象条件に関する一考察
(道農試上川支場) 柴田和博
10. 上川地方の稲作のための水温問題
(旭川地方气象台) 木村耕三
11. 東川上流第1温水溜池の熱効率について
(北海道開発局) 北川武雄
12. 東川上流温水溜池の流れについて
(学大旭川分校) 大喜多敏一
13. 蒸発抑制剤 O.E.D. による水、地温の上昇
について (北農試) 楠瀬昌彦, 藤原 忠
〈農業気象談話会〉
農業気象の今後の問題 支部長 八鍬利助

北海道支部農業気象談話会報告

昭和34年8月3日13時より北海道立農業試験場会議室において34年度の第1回(通算第6回)談話会が開催された。北海道農業改良課専門技術員の原正市氏に「稲作と水」という話題を提供願ひ。本部より小沢幹事が出席され、50名近い参集者で活潑な討論があり盛会であつた。この談話会の詳細は北海道支部会誌 No. 10に掲載した。