

工場排煙の大気拡散理論と応用

井 手 靖 雄

はしがき

最近工業の発展に伴い、大気汚染が大きな社会問題となってきたが、この原因を次の4つに分けることができる。

1) 工業の生産規模の急増と集中化

最近技術革新により生産規模が増大し、更にコンビナート化による工業の集中化が著しい。これは汚染源の集中と汚染量の急増となっている。

2) 燃料が石炭より重油に変わりつつあること

欧米のように石炭産業の保護策をとっている所では、石炭によるダスト及び SO_2 ガスが大気汚染の主力となる。日本では、重油燃料の使用が石炭より多くなってきたので、石炭によるダストの害は次第に減少し、 SO_2 ガスの害が次第に多くなりつつある。重化学工業の発展と共にガス状汚染が主力となってきている。

3) 日本の地形が複雑であること。

(3.1) 日本は地形が複雑で平地が全体の約20%しかない。限られた平地に人口の稠密都市があり、同時に産業の集中もこれらの都市及びその周辺に集中しているため、住宅地帯と工業地帯とが隣接、混在する結果、公害問題が起こり易い。

(3.2) 複雑な地形のため気象的にも強い逆転層ができ易く煙がたまり易い。

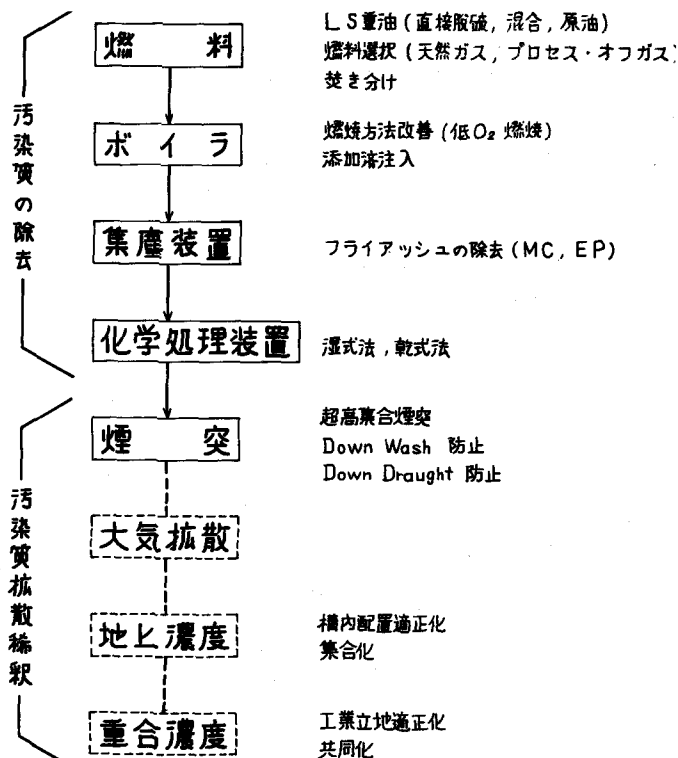
(3.3) 山が多いため風下側に渦巻流れができ、煙が巻落され易い。

4) 公害問題の提起が急激であったため、公害防止技術の開発が遅れ、工業立地、事前調査、都市計画等が充分行なわれなかったため公害が進んだこと。

近来、ようやく公害防止技術の開発も進んできたが、今後これらの個々の技術を総合し更に都市計画、工業立地計画まで発展させねばならない。

大気汚染防止を考える場合、まず煙の経路を知る必要がある。煙は、ボイラー又は加熱炉、その他での燃料の燃焼で発生し集塵装置及び化学処理装置、煙突を経て大気に放出される。(表1)

大気中では、煙はその吐出速度とガス温度によって上昇し、それから風に



流されながら拡がり、薄まり地上にその端面が接して、我々が問題とする地上濃度として計測される。

地上濃度を下げるには、(1)燃量から煙突までの過程における汚染質の除去と(2)煙突からの汚染質の大気拡散稀釈とが考えられる。

又、多数煙源がある場合には、それぞれ単独煙源の汚染分布の重ね合せになるので、それらの総合汚染分布での最大濃度を最小にするための最適の煙源配置が考えられ、これは工場最適配置、工業最適立地となり都市計画に継がるものである。

煙突排煙の大気拡散稀釈は、それ自身非常に有効な防止方法である。又、大気拡散は燃料から煙突出口までのガスの履歴を基として地上濃度を結びつけているので、煙突の形式、高さ、排煙条件について拡散検討を行なえば、地上濃度をある一定の値にするために汚染質をどれだけ取り去り、燃料の硫黄含有率をどれ位にすれば良いかが定量的に把握できる。すなわち、これら各パラメーターの組み合わせのうち、最も効果的で経済的なものを求めることができる。従って、大気拡散検討は大気汚染防止を考える場合の基本的なものである。

まず初めに排煙拡散と気象条件との関係について簡単に触れ、次いで大気拡散理論について説明する。その後大気拡散理論の応用として単一煙源の排煙、特に SO_2 ガスの地上濃度推定法を取り上げ、最後に大気拡散面から見た大気汚染防止対策について簡単に説明する。

2 煙拡散と気象条件

煙突より排出された煙は大気中で拡散するので、大気的气象条件でその効果は大いに变化する。主なる気象条件として次のものがある。

2.1 風向、風速

一般に見られる排煙のたなびきから分かるように、排煙の大きな挙動を支配するのが風向と風速である。この風向と風速は、風速（ベクトル的に見た）のある時間内の平均値である。この平均時間は観測時間とも呼ばれ、厳密には対象とする大気拡散現象の範囲によって決められなければならない。普通単に風速、或は平均風速というのは気象庁から発表されるもので、現状では10分間平均風速のことをいう。（1951年までは平均時間が気象官署によって不統一であったが、以降1939年までは20分間、1940年以後10分間となっている。風向の平均時間は1分間である。）

平均風向、風速からの偏差が風向、風速変動と呼ばれるもので、この変動は平均時間によって異なってくる。一般には、極短時間での変動を乱れと呼び、風向、風速変動と区別しているが、これは便宜的なものであって、平均時間により変動を乱れの中を含むこともできる。

平均風速は煙の平均的な上昇高さを決め、煙はこの風によって流される間に乱れによって拡がり、かつ風速変動により蛇行する。従って煙は、ある時間での平均濃度（この平均時間をサンプリング時間とも呼ぶ）は煙が上下水平に散らされた結果として、薄められたことになる。（図1参照）

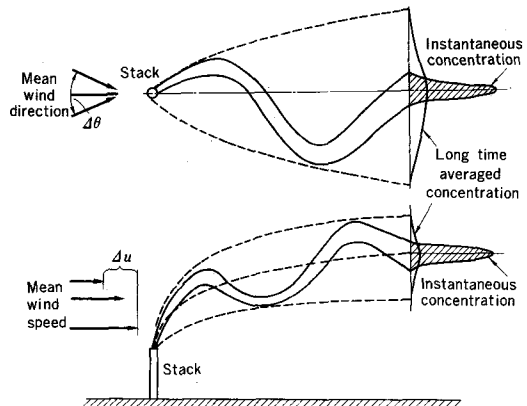


図1 風向、風速変動による排煙の蛇行と平均濃度

2.2 大気安定度

煙の拡散の原動力は乱れ(変動)であるが、この乱れの発生強度は主として大気の熱的状态(安定度)に支配される。従って、煙の拡散は近似的に大気の安定度によって分類することができる。安定度を表わす示数としては、Richardson数、stability index、stability length、坂上安定度数等、数々あるが、ここでは気温減率を取り上げて説明する。

一般に鉛直方向に乾燥空気を外部と断熱的に移動させると、温度の変化 γ_d (気温減率と呼ばれる)は $-0.98^\circ\text{C}/100\text{m}$ となる。

- (1) 大気の気温減率 γ が γ_d より小の場合、静的釣合状態にある。大気温度と等しい温度の煙が何らかの原因で持ち上がったとすると、 $-0.98^\circ\text{C}/100\text{m}$ の割合で温度が下がり、図2に示されるように、移動した煙の温度 T_a は、そこでの気温 T_b より低いためその温度差に相当した負の浮力が働き、もとの位置に戻る。つまり動的安定であるので大気は安定であり、上下方向の乱れが少なくなる。このため煙の断面は水平方向に細長い楕円形となる。

この状態を安定といい、この時の煙の型を Fanning という。

- (2) 気温減率 γ が γ_d より大きい場合、(1)の逆となり、移動した煙の温度 T_a はそこでの気温 T_c より高いため、その温度差に相当した浮力で更に上昇を続ける。つまり動的に不安定であるので、大気は不安定で上下方向の乱れが大きく、煙は上下方向に蛇行する。

この状態を不安定といい、この時の煙の型を Looping という。

- (3) 気温減率 γ が γ_d に等しい場合。この場合、移動した煙の温度 T_a はそこでの気温 T_a と等しくなるので何処でも釣合う。つまり動的中立であるので煙の断面は円錐形の分布となる。

この状態を中立といい、この時の煙の型を Coning という。

一般に中立状態及びそれに近いものが多く、中立状態で大気拡散の計算をすることが多い。

2.3 接地逆転層

大気の温度は上に行くに従って減少するのが普通であるが、これとは逆に上に行くに従って気温が上昇する、すなわち、逆転が生ずることがある。

日本では冬季、無風(風速 3m/s 以下)の晴の日には、よく接地逆転層ができる。これは日中、地表面近くの気温が高く上空にいく程温度が低減となっているが、日没後は地表面が冷えその結果、地面に接するある高さまでの層の気温が日中とは逆に高さ方向に上昇する安定層ができる。これが接地逆転層であって、日本の冬季の大気汚染の主原因となっている。

図3のように日中では Looping 型の煙が観測されたものが、夜では逆転層内の安定気層で Fanning 型の煙となっていたなびき、日出後午前9時頃の逆転層消滅時には、上層の安定層の下は不安定気層となり、一晩中たまった煙も一緒にかき落され、地上に高濃度汚染を示すことになる。近くに山があれば、夜間にたまった煙で山腹が高濃度汚染を生ずることになるので注意を要する。一般に接地逆転層の高さは $200\text{m} \sim 300\text{m}$ 位と考えられている。

上記三番目の煙の型を Fumigation という。この他、次の様な逆転層がある。

- (1) 沈降性逆転

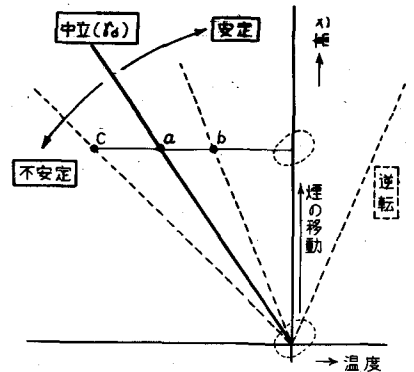


図2 大気安定度の説明図

ロスアンジェルス型といわれる汚染はこれによるもので、高気圧の所では低気圧に向けて風が吹くため、これを補うため上空より空気が沈降し高度が下がるにつれて温度が高まり、逆転層を生ずるものである。逆転層の高さが高いのが特長である。

(2) 前線性逆転

低気圧に周辺より空気が吹き込むが、その時暖かい気団が冷たい気団の上にかぶることがある。これを寒冷前線というが、この時には逆転が生ずる。

(3) 地形性逆転

盆地、深い入江、谷間などでは夜間冷却された空気が斜面に沿ってゆっくり底面に流れ込むため、底部で温度が低く上にいく程、温度が高い逆転層ができる。これを地形性逆転といい高濃度が生ずる。ミューズ・ドノラ（谷間）及びロンドン（盆地）の有名な大気汚染も、これが一因と考えられている。

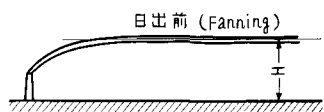
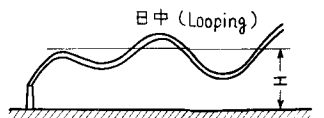
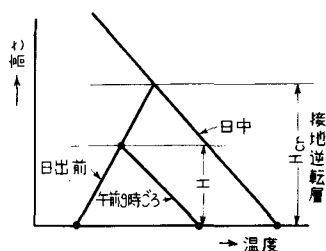


図3 大気安定度と排煙パターン

3 大気拡散理論

大気中に物理量の湧源 (source) があると、その物理量は分子拡散から期待されるよりもはるかに著しく拡散してしまう。これは、その物理量が大気を形成する多くの乱

子(渦)によって拡散するからである。この拡散を乱流拡散と呼んでおり、乱流拡散と大気中の乱流とを関係づけるのが乱流拡散理論である。

図4は、大気中で煙突から出た排煙の拡散パターンを図式的に示す。瞬間煙 (instantaneous plume) は、瞬間的に排煙を観測した場合の煙で

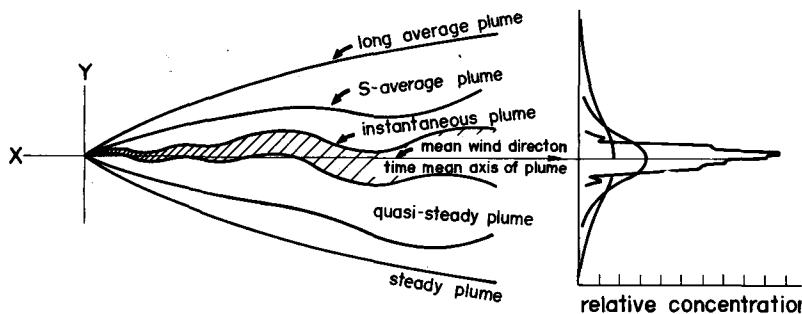


図4 排煙の拡がりパターン（瞬間煙、準定常煙、定常煙）

我々が日常見かけるものである。この煙は、普通の写真に撮ることができ、その形状は極めて凹凸があり、場合によっては煙のかたまりが連らなっているように見える。この瞬間煙を露出時間を長くして(S時間)写真に取れば、写真の煙の形状はかなりスムーズになり、一種の連続煙となる。これが準定常煙 (quasi-steady plume) と呼ばれるもので、その拡がり瞬間煙のそれより大きくなっている。更に露出時間を長くして煙の写真を撮れば、その煙の形状は一層スムーズになり、逐には露出時間が充分長くなると煙の形状はスムーズな定常煙 (steady plume) になる。瞬間煙、準定常煙それに定常煙の風下に於ける断面濃度分布を図4の右側に示す。瞬間煙の拡がり小さいがピーク濃度は高い値を有し、準定常煙から定常煙になるにつれて拡がり大きくなりピーク濃度は低くなって行く。

以上のように煙を観測する時間すなわち露出時間によって、煙の形状、拡がりそれに濃度値も変化し、この時間は乱流拡散を取り扱う上で極めて重要な時間であって、サンプリング時間（もしくは観測時間）と呼ばれている。このサンプリング時間の重要性がHewson（1951）により指摘される以前の拡散理論は古典拡散理論とも呼ばれ、その後の理論は近代拡散理論と呼ばれている。近代拡散理論では、濃度を表示する時は必ずサンプリング時間が明記されていることが特徴である。

乱流拡散現象のアプローチの方法には、輸送理論（transfer theory）と統計理論（statistical theory）に大別できる。「歴史的に見ると、輸送理論も数々の成果を収めて来たものの、現在では、その趣旨は統計理論（近代拡散理論）の中に生かされているので、以下統計理論を主軸に拡散理論の説明を行なう。なお、この拡散理論は大気中に於ける拡散現象のみならず、海洋中に於ける排水等の拡散現象にも適用できる。

3. 1 輸送理論

輸送理論の発展は、Roberts（1923）、Schmidt（1925）、Richardson（1926）などに負うところが多く、拡散アプローチは分子拡散理論を基礎にしたもので、拡散機構は分子拡散におけるFick法則に相当し、「拡散物質の流束はその濃度勾配に比例し濃度減少方向に流れる」と言う仮定に立脚したものである。その比例係数は一般に拡散係数（diffusivity）又は交換係数（exchange coefficient）、渦動拡散係数（eddy diffusivity coefficient）と呼ばれている。この理論は初期に於て多くの基本的拡散問題解決に役立ってきたが、まず、乱流構造と拡散を結びつける拡散係数を求めることは容易でなく、統計理論の発展を促すことになった。この結果輸送理論は、その後余り研究もされず古典拡散理論として停まっている。

3. 2 統計理論

統計理論はTaylor（1921）に始まるもので、輸送理論のように特定の拡散機構を仮定することなく、拡散のアプローチは拡散粒子の時間的動向経過をラグランジュ乱れ構造と結びつけるもので「煙の拡がり分散はラグランジュ乱れ速度の分散に比例する」と言う結果が得られた。この理論は、Kampe de Periet（1939）、Batchelor（1949）、Brier（1950）により発展させられるとともに、拡散に及ぼす乱れ構造把握に多大なる成果を生むに至った。しかし、これまでの研究にはサンプリング時間の概念が皆無で、直感的に定常煙と瞬間煙（もしくはPuff）の拡散に分類されて、前者は1粒子拡散（one particle diffusion）、後者は2粒子拡散（two particle diffusion）（又は相対拡散（relative diffusion））として取り扱われた古典拡散理論であった。Hewson（1951）が観測時間の重要性を指摘して、初めて井上（1952）、小倉（1952、1959）それにPasquill（1962）が観測時間の概念を拡散理論の中へ導入し、近代拡散理論の幕明けとなった。この結果、古典拡散理論で区別されていた1粒子拡散と2粒子拡散がサンプリング時間により関係づけられ、日本では1粒子拡散は固定源型拡散、2粒子拡散は浮遊源型拡散と呼ばれることになり、後者は固定煙型拡散の特殊な場合として取り扱われるようになった。しかし、これまでの近代拡散理論は限られた拡散領域内での拡散現象を取り扱い、まだまだ未解決分野が多いと言えよう。なお、以下説明する近代統計理論は、等質性乱流場（homogeneous turbulent flow）を仮定したものである。

3. 2. 1 定常煙の拡散

定常煙の特徴は煙軸が直線になり、これを座標軸に選べるので理論的取り扱いが簡単となることである。

今、座標原点から多くの粒子が放出されたとし、図5に示されるように x 軸を煙軸に y 軸をそれと直角に取り y 方向への粒子の拡散を考えることにする。ある粒子が原点を飛び出してか

ら T 時間経たのちのその粒子の y 座標を Y とすれば、

$$Y = \int_0^T v(t_1) dt_1$$

である。ここに $v(t_1)$ は、 t_1 時刻における「粒子の速度」である。われわれが問題にするのは個々の粒子の位置でなく、煙としての拡がり、すなわち位置の二乗平均であるから、多くの粒子の平均を取ると、

$$\begin{aligned} \bar{Y}^2 &= \sigma_\infty^2 = 2 \bar{v}^2 \int_0^T \int_0^{t_1} R(\xi) d\xi dt_1 \\ &= 2 \bar{v}^2 \int_0^T (T-\xi) R(\xi) d\xi \\ &= \bar{v}^2 T^2 \int_0^\infty f(n) \left(\frac{\sin \pi n T}{\pi n T} \right)^2 dn \end{aligned} \quad (1)$$

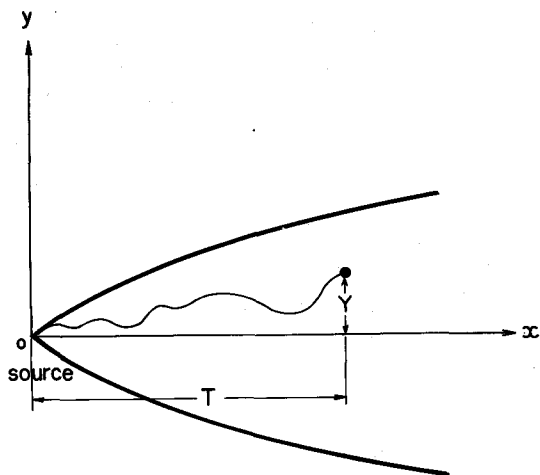


図5 拡散時間 T の間の煙粒子の移動軌跡

となる。ここに、

$$R(\xi) = \frac{v(t_1) v(t_1 + \xi)}{\bar{v}^2} \quad (2)$$

で、ラグランジュ相関関数と呼ばれ、 $f(n)$ はラグランジュスペクトルである。(1)式はTaylor (1921) により初めて導かれたもので、 T は拡散時間（又は浮遊時間）とも呼ばれている。 $R(\xi)$ は一般に次の性質を持っている。

$$R(\xi) = \begin{cases} 1, & \xi \rightarrow 0 \\ 0, & \xi \rightarrow \infty, \quad (T_L = \int_0^\infty R(\xi) d\xi) \end{cases} \quad (3)$$

従って、煙の拡がり σ_∞ は

$$\left. \begin{aligned} \sigma_\infty^2 &= \bar{v}^2 T^2 && (\text{小さい } T \text{ の場合}) \\ \sigma_\infty^2 &= \bar{v}^2 T_L T && (\text{大きい } T \text{ の場合}) \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

となる。これより定常煙の拡がり σ_∞ は、初め T に比例し、逐には $\sqrt{T}$ に比例して大きくなる。

以上のように定常煙の場合は煙軸が固定された軸 (x 軸) となり、この固定軸からの粒子の拡がりにより拡散が取り扱えるので、固定源型拡散と呼ばれている。

3. 2. 2 準定常煙の拡散

準定常の煙軸は風下方向に曲線となっており、理論的取り扱いが困難であり、今だこの拡散理論は完成していない。しかし、 T が小さい所、すなわち煙源近くでは、煙軸は近似的に直線と見直せるので、固定煙源拡散理論を拡張して取り扱うことができる。

煙突の煙を露出時間 S で撮影して得られる準定常煙は、 S 時間中にたまたま煙突口を通過した乱子（渦）の乱流運動により拡散される。従って、同一の煙突の煙を露出時間 S 毎に幾枚もの写真を取れば、それぞれの煙軸の蛇行は異なっているが、煙の拡がり (σ) はほぼ等しくなる。（現実にはかなり異なるのもあり、これは理論の限界とも言える）以上のサンプリング時間 S

を考慮に入れて、乱流相似理論を用いて煙の拡がりを求めると次の結果になる。(相対拡散)

T が小さい場合

$$\sigma_s^2 = \begin{cases} \frac{\epsilon}{3} (s T^2 + \frac{2}{5} \frac{T^4}{T+s}) & (\text{小さい } s \text{ の場合}) \\ \bar{v}^2 T^2 (1 - \frac{2 T_L}{s}) & (\text{大きい } s \text{ の場合}) \end{cases} \quad (5)$$

ここに ϵ は約 0.5 の定数で、 ϵ は単位時間、単位質量当りのエネルギー散逸量である。(高度によって異なるが大気中では $\epsilon_A \sim 50 \text{ cm}^2/\text{sec}^3$ 、海洋中では $\epsilon_s \sim 0.05 \text{ cm}^2/\text{sec}^3$ である)

従って、(5)式より準定常煙の煙突近くでの拡がり σ_s はサンプリング時間 s が充分大きくなれば定常煙の拡がりに合致し、 s が小さい時は T に比例して大きくなり、しかも $\sqrt{s}$ に比例して大きくなることが分かる。(1/2乗則)

3. 2. 3 瞬間煙の拡散

瞬間煙の煙軸は直線とはほど遠く、むしろ煙が平均流の中に浮遊していると考えられ、浮遊煙源拡散と呼ばれている。従って、瞬間煙の拡散は平均流に相対的な拡散と考えることが出来る。(相対拡散)

ここでは、瞬間煙を準定常煙の極限、すなわち、サンプリング時間 s が極めて小さい場合(露出時間が小さい場合の煙の写真になる)として扱う。(5)式で $s \sim 0$ を適用すると瞬間煙の拡がり σ_{inst} は、

$$\sigma_{inst}^2 = \frac{2 \epsilon}{15} T^3 \quad (6)$$

(但し T は小さい)

となる。これより σ_{inst} は $T^{1.5}$ に比例して増加することが分かる。なお、比例係数 ϵ は別として、乱流場の ϵ だけから瞬間煙の拡がりを(6)式により推定できる。

3. 3 煙の拡がり

既に説明した拡散理論を現実の大気中での拡散に適用するに当っては、数々の制限が出てくる。これは、理論の未完成もさることながら、例えば定常煙の拡散理論に出してくるラグランジュ相関関数 $R(\xi)$ を大気中で計測することは極めて困難であるために、半理論、半実験式とならざるを得ない。代表例として、古くから用いられている Sutton の拡がり式を上げて説明する。

Sutton (1932, 1934) は初め $R(\xi)$ として次式を予測した。

$$R(\xi) = \left(\frac{a}{u \xi} \right)^n \quad (7)$$

ここに n は正の定数である。

(7)式を(1)式に代入して、

$$\bar{v}^2 = \frac{2 a^n}{(1-n)(2-n)} \bar{u} T^{2-n} \quad (8)$$

($n \neq 1, 2$)

を導き、 a 、 n は拡散実験結果との比較により決定できるものとした。

その後 Sutton (1934) は(7)式を

$$R(\xi) = \left(\frac{\nu}{\nu + \bar{v}^2 \xi} \right)^n \quad (9)$$

と書き換え、更に動粘性係数 ν を巨粘性係数 $N (=u_*' Z_0)$ で置換した。

(9)式を(7)式に代入すると

$$\begin{aligned}\bar{Y}^2 &= \frac{2 \nu^n}{(1-n)(2-n) \bar{u}^2} (\bar{u}^2 T)^{2-n} \\ &= \frac{1}{2} C_y^2 (u T)^{2-n} = \frac{1}{2} C_y^2 x^{2-n}\end{aligned}\quad (10)$$

ここに

$$C_y^2 = \frac{4 \nu^n}{(1-n)(2-n)} = \left(\frac{\bar{v}^2}{\bar{u}^2}\right)^{1-n} \quad (11)$$

となる。(10)式が Sutton の拡がり式、 C_y は y 方向の Sutton 拡散係数と呼ばれている。同様な式が z 方向にも成立するとしている。

その後(11)式を適用することなく(10)式が拡散実験結果に合うように経験的にパラメーター (C_y, C_z, n) が求められている。しかし、そのパラメーターは気象条件、地理条件によって変化し定まったものではない。

この他、多くの人により拡がり式が提案されてはいるものの、いずれも半理論半実験的なものである。(表2)

表2 拡がり式の一覧表

	σ_y/x	σ_z/x	r, s	備 考 (パラメーター)
Robert (1923)	$\sqrt{\frac{2K_y}{x}}$	$\sqrt{\frac{2K_z}{x}}$	2, 2	K_y, K_z 拡散係数
Sutton (1932)	$\frac{1}{\sqrt{2}} C_y^{-\frac{n}{2}}$	$\frac{1}{\sqrt{2}} C_z x^{-\frac{n}{2}}$	2, 2	C_y, C_z, n
Bosanquet- Pearson (1936)	q	$\sqrt{2} q$	2, 1	p, q
Calder (1949)	$\frac{\sqrt{2} a k u_*}{U}$	$\frac{\sqrt{2} k u_*}{U}$	1, 1	$a, k u (\sim 0.4)$ n_* 摩擦速度
坂 上 (1956)	$\frac{\sqrt{A}}{\sqrt{2} x}$	$\frac{\sqrt{2} B}{x}$	2, 1	A, B, 図表で与えられている
Cramer (1957)	$\sigma_A x^{p-1}$	$\sigma_E x^{q-1}$	2, 2	$\sigma_A^-, \sigma_E^-, p, q$ (σ_A^-, σ_E^- は乗平, 垂直風向変動)
Pasquill (1959)	$\sigma_\theta(T, S)$	$\sigma_\varphi(T, S)$	2, 2	T 拡散時間, S サンプリング時間 $\sigma_\theta, \sigma_\varphi$ 水平, 垂直速度変動
英国気象局式 (1961)	$\frac{\theta}{2\sqrt{4.6}}$	$\frac{h/x}{\sqrt{4.6}}$	2, 2	θ, h は図表で与えられている。

3. 4 濃度式

地上より H なる高度にある煙源（煙突に相当）より，大氣中へ単位時間当り q のガスが放出された場合，風下方向へのガスの濃度分布を求めることは大氣汚染防止上重要な研究課題である。しかしながら，定常煙の場合を除き，その他の煙の場合の濃度分布を理論的に求めることは極めて困難である。これは，定常煙の場合は煙軸が定常になり空間に固定されるのに対して，その他の場合は煙軸が時間とともに動き，この非定常性のために理論的取扱いが困難となるためである。そこで，これまでは煙軸は定常的（直線）であるものとして取り扱い，その後で結果に煙軸の非定常性を加味する近似的なアプローチが取られている。このアプローチによれば，煙軸の方向を一つの座標軸に一致させることができ，しかも，煙軸からの煙の拡がりには既に述べた拡がり式により求めることができる。

濃度分布は放出ガス（煙）の大氣中に於ける質量保存則により決定されるもので，その求め方には大別して二つの方法がある。一つは，予め濃度分布の型を仮定し，これを質量保存則に適用するものである。（積分法）

他の一つは質量保存則より濃度を求める拡散微分方程式を導き，これを解くことにより濃度分布を決定するものである。（微分法）

両者にはそれぞれ長所短所があるものの，前者は拡散理論の適用限界を拡散実験結果との比較により補足しようとするもので実験が主体となる。後者は濃度分布の型に重きを置いて，より理論的に濃度分布を調査しようとするものである。

3. 4. 1 積分法による濃度式

一様な乱流中で（例えば風洞内での拡散実験）点源より出たガスの拡散分布を計測して見ると正規分布になっている。これは，ブラウン運動による分子拡散で得られる濃度分布に対応するものとして理解できる。従って，大氣中に於ける濃度分布も正規分布に近いものと考えられ，次の分布型が一般に採用されている。

$$C(x, y, z) = A \exp \{ - (b|y|^r + c|z|^s) \} \quad (12)$$

ここに，原点を煙源に取り x 軸を風下方向に， y, z 軸をそれに直角方向に取る。

煙の拡がり σ としては次のものを採用する。

$$\sigma_y^2 = \frac{\int_0^\infty y^2 C dy}{\int_0^\infty C dy} \quad (13)$$

$$\sigma_z^2 = \frac{\int_0^\infty z^2 C dz}{\int_0^\infty C dz} \quad (14)$$

(12) 式で正規分布（ $r=s=2$ ）の場合は， σ^2 は煙の粒子位置の分散となる。

放出ガスの保存則は次のように表わされる。

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} u C dy dz = q \quad (15)$$

ここに u は平均風速である。

(12) 式の b 及び c を (13) (14) 式の σ_y それに σ_z で置換し，比例定数 A を (15) 式により求めると，

$$C(x, y, z) = \frac{q}{B \sigma_y \sigma_z} \exp \left\{ - \left[\left(\frac{\Gamma(3/r)}{\Gamma(1/r)} \right)^{\frac{1}{r}} \left(\frac{y}{\sigma_y} \right)^r + \left(\frac{\Gamma(3/s)}{\Gamma(1/s)} \right)^{\frac{1}{s}} \left(\frac{z}{\sigma_z} \right)^s \right] \right\} \quad (16)$$

となる。ここに、

$$1/B = \frac{r s}{4u} \frac{\sqrt{\Gamma(3/r) \Gamma(3/s)}}{(\Gamma(1/r) \Gamma(1/s))} \quad (17)$$

正規分布を仮定すると ($r = s = 2$) (16) 式は次のようになる。

$$C(x, y, z) = \frac{q}{2\pi u \sigma_y \sigma_z} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{y^2}{\sigma_y^2} + \frac{z^2}{\sigma_z^2}\right)\right] \quad (18)$$

(16), (18) 式が濃度分布を求める濃度式 (拡散式とも呼ばれる) である。

表 2 にこれまでの主なる濃度式を求めるパラメーターをまとめた。

放出ガスが地面まで拡散してない所では、(16) (17) 式が適用できるが、地面がある所では鏡像の原理により濃度式が求められる。

今、図 6 のように地面を原点にとると、正規分布の場合に濃度式は次のようになる。

$$C(x, y, z) = \frac{q}{2\pi u \sigma_y \sigma_z} \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right) \left[\exp\left(-\frac{(z-H)^2}{2\sigma_z^2}\right) + \exp\left(-\frac{(z+H)^2}{2\sigma_z^2}\right) \right] \quad (19)$$

この式に Sutton の拡がり (10) 式を代入すると、次の Sutton 濃度式が得られる。

$$C(x, y, z) = \frac{q}{\pi C_y C_z u x^{2-n}} \exp\left(-\frac{y^2}{C_y^2 x^{2-n}}\right) \left[\exp\left(-\frac{(z-H)^2}{C_z x^{2-n}}\right) + \exp\left(-\frac{(z+H)^2}{C_z x^{2-n}}\right) \right] \quad (20)$$

表 2 の拡がり σ を (19) 式に代入するとそれぞれの濃度式が得られる。

一般に大気汚染防止で問題になる濃度は地上濃度であり、これは (19) 式で $z = 0$ と置けば得られる。これより、地上最大濃度 C_{max} とその位置での鉛直拡がり σ_{zmax} を求めると正規分布の場合は次のようになる。

$$C_{max} = \frac{2}{\pi e} \frac{q}{u H^2} \frac{\sigma_z}{\sigma_y} \quad (21)$$

$$\sigma_{zmax} = \frac{H}{\sqrt{2}} \quad (22)$$

(但し、上記計算中 σ_y/σ_z は x に独立と仮定した)

Sutton 濃度式の場合には σ_{zmax} より、地上最大濃度の発生位置 x_{max} が求められ次のようになる。

$$C_{max} = \frac{2}{\pi e} \frac{q}{u H^2} \frac{C_z}{C_y} \quad (23)$$

$$x_{max} = \left(\frac{H}{C_z}\right)^{\frac{2}{2-n}} \quad (24)$$

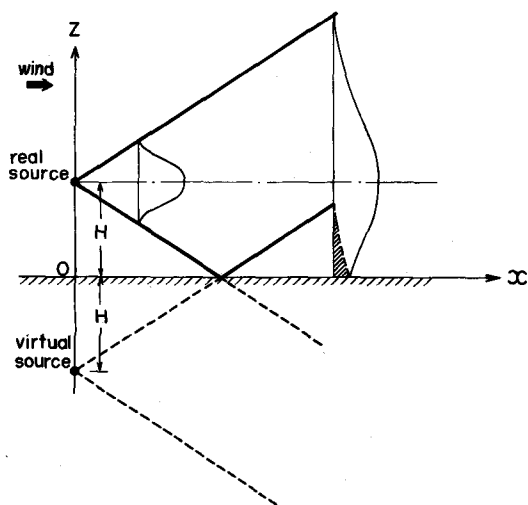


図 6 濃度分布を求めるための鏡像の原理説明図

(21) (23)式から分かるように地上最大濃度は煙源高さ H の二乗に逆比例して、かつ風速に逆比例して(風速稀釈)減少することに注意して頂きたい。

3. 4. 2 微分法による濃度式

3. 4. 1 の説明で分るように積分法は予め濃度分布の型を仮定しその妥当性の吟味を初めとして、例えば鉛直方向の風速分布の効果を考慮することが極めて困難である。現実の大気中では、風速は乱流境界層内の風速分布から予想されるように鉛直方向に変化しており、積分法による濃度式の適用に当っては、いずれの高度の風速を採用するかが常に問題となる。これらを、より詳細に取り扱うのが微分法である。

濃度分布は、放出ガスの質量保存則により得られた次の拡散微分方程式を解くことによって得られる。

$$\frac{\partial C}{\partial t} + u \frac{\partial C}{\partial x} + v \frac{\partial C}{\partial y} + w \frac{\partial C}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} (K_x \frac{\partial C}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (K_y \frac{\partial C}{\partial y}) + \frac{\partial}{\partial z} (K_z \frac{\partial C}{\partial z}) \quad (25)$$

煙軸は空間に定常的に固定され、その軸を風下方向(x 軸)に取ることとし、しかも風下方向の拡散は風下方向への煙輸送より充分小さいとすれば(25)式は次のようになる。

$$u \frac{\partial C}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} (K_y \frac{\partial C}{\partial y}) + \frac{\partial}{\partial z} (K_z \frac{\partial C}{\partial z}) \quad (26)$$

この式を解くに当って、境界条件の他に u , K_y , K_z が予め与えられなければならない。 K は、乱流拡散係数と呼ばれるもので煙の拡がり σ と次の関係にある。

$$K = \frac{1}{2} \frac{\partial \sigma^2}{\partial T} \quad (27)$$

§ 3 で説明した煙の拡がり σ から分かるように、等質乱流場においても σ は拡散時間 T の関数すなわち、風下距離 x の関数である。従って K は x の関数となる。

現実の大気中では乱流特性が鉛直方向に、場合によっては水平方向にも変化することがあり、一般に K は位置の関数 $K(x, y, z)$ である。同様なことは風速 u についても言える。従って $u(x, y, z)$, $K(x, y, z)$ を(26)式を解く条件として与えることを拡散場構造の決定と呼んでいる。大気の拡散場構造の把握が従来困難であったために、この微分法に替って先に説明した積分法が取り扱われた。

今、拡散場構造として水平方向に一樣な場合を考える。この時、風速分布は風下位置によって変化がないとして、

$$u(z) = u_0 \left(\frac{z}{\ell} \right)^\alpha \quad (28)$$

となり、拡散係数は、

$$\begin{aligned} K_y &= K_{y0} \left(\frac{z}{\ell} \right)^{\alpha'} \left(\frac{x}{\ell} \right)^{\gamma + \epsilon} \\ K_z &= K_{z0} \left(\frac{z}{\ell} \right)^\beta \left(\frac{x}{\ell} \right)^\gamma \end{aligned} \quad (29)$$

で表示できる。ここに ℓ は代表長である。

(28)(29) 式の拡散場構造を与えて(26)式を解く所まで、現在理論は進んでいないが $\alpha = \alpha'$ の場合には、濃度式が得られており、地上濃度は次式で与えられている。

$$C(x, y, 0) = \frac{C_0}{\sigma_y f_x} \exp \left\{ -\frac{y^2}{2\sigma_y^2} - \left(\frac{H}{\sqrt{2} f_x} \right)^n \right\} \quad (30)$$

この時、地上最大濃度及びその発生位置は、

$$C_{max} = \varphi \frac{q}{U_0 H^2} \quad (31)$$

$$x_{max} = \Psi H^2 \quad (32)$$

で与えられる。但し(30)~(32)式に出てくる記号は表3にまとめた。特に大気汚染防止上重要な煙源高度について考察して見る。

$\alpha = \beta = \varepsilon = 0$ (Sutton 拡散場

構造)の場合には S は 2 となり C_{max} は煙源高度 H の 2 乗に逆比例する、いわゆる Sutton 濃度式と同じ結果になる。

$\alpha = \gamma = \varepsilon = 0$, $\beta = 1$ (坂上拡散場構造)とすると、 S は 1.5 となり、 C_{max} は H の 1.5 乗に逆比例する坂上濃度式(1956)の結果と一致する。 $\alpha = \gamma = 0$, $\beta = \varepsilon = 1$ (Bosanquet-Pearson 拡散場構造)とすれば $S = 2$ となり Bosanquet-Pearson 濃度式(1936)の結果に一致する。これらの結果を表4にまとめた。

表4 濃度式(30)~(32)式中のパラメーター

Meteorological parameters		Sutton (1932)	Bosanquet-Pearson (1936)	Sakagami (1956)	Wippermann (1963)
Wind speed power law index α		0	0	0	0
Diffusivity coef. indices	β	0	1	1	0
	γ	1-n	0	0	2g-1
	ε	0	1	0	2(f-g)
Diff. coef. (horiz.)	K_{y0}	$\frac{C_y^2}{4}(2-n)U$	q^2U	$\frac{q_A \varphi_A U}{4(3.03)^2}$	UF^2f
Diff. coef. (vertical)	K_{z0}	$\frac{C_z^2}{4}(2-n)U$	pU	$q_B \varphi_B U$	UG^2g
Parameters of C_{max}, x_{max}	φ	$\frac{2}{\pi\varepsilon} \frac{C_z}{C_y}$	$\frac{4}{\sqrt{2\pi}} \frac{p}{e^2} \frac{1}{q}$	$\left(\frac{k_1}{34B\varphi_B}\right)^{1/2}$	$\left(\frac{G^2 r^{-1}}{\pi F} \frac{2r}{\varepsilon}\right)^r$
	ϕ	$\left(\frac{1}{C_z}\right)^{\frac{2}{2-n}}$	$\frac{1}{2p}$	$\frac{2}{34B\varphi_B}$	$\frac{1}{(\sqrt{2r}G)^{1/g}}$
	s	2	2	1.5	2r
	t	$\frac{2}{2-n}$	1	1	1/g
Notes		C_y, C_z : Sutton's coef. n : Atm. stability parameter $\frac{U}{u_1} = \left(\frac{z}{z_1}\right)^{\frac{n}{2-n}}$ u_1 : Wind speed at height z_1	p, q : Bosanquet-Pearson's coef.	$q_A, q_B, \varphi_A, \varphi_B$: Sakagami's param. atmos. $x \leq 1$ km $k_1 = \begin{cases} 0.572 & \text{for stable} \\ 0.335 & \text{for stable} \end{cases}$ atm. $x > 1$ km and for unstable atm. all x ($\varphi_A^2, \varphi_B^2 > 4$)	F, G, f, g : Wippermann's param. $r = \frac{1}{2}(1+f/g)$ $U = \frac{u_T(z_0)}{1+m} \left(\frac{H_e}{z_0}\right)^m$ $u_T(z_0)$: τ -time averaged wind speed at height z_0

このように拡散場構造の取り方によって煙突効果も変わってくる。所が残念なことに拡散場構造は最近になってようやく把握されるようになって来ており、これまでは濃度式と拡散実験結果とが合致するように逆に拡散構造パラメーターを経験的に決定して来た。中立大気では近似的に $\alpha = 1/7$, $\beta = 0.9$, $\gamma = 0.1$ それに $\varepsilon = 0.5$ である。このような訳で、従来は主として積分法による濃度式の確立が多かったが、今後は微分法による確立が進むものと考えられる。

なお、積分法によるいずれの濃度式も微分法による濃度式から導き出すことができるが、ここでは説明を省略する。

3. 4. 3 その他の濃度推定法

近年大気汚染防止の必要性が強くさげられるようになったこともあり、前記の理論濃度式（解析解）に代って新たな濃度推定法が最近開発されている。特に日本のように臨海型工業立地で背後に大きい山を控えている所では前記の濃度式はいずれも適用できず、地形の効果を入れた濃度推定法の確立が必要となる。この濃度推定法はいずれも大気拡散の simulation によるもので、digital simulation と analog simulation がある。前者としては電子計算機内に拡散現象そのもの（random process）を再現するものと拡散微分方程式を再現（プログラム）するものがある。後者としては放出ガスの拡散を熱拡散で再現するものや、水そう内で水拡散により再現するものがあるが、最も進んでいるものは風洞内に大気拡散を再現する方法である。いずれの方法も目的に応じそれぞれ一長一短があり、近年になり再現法（相似律）も再現技術も急速に開発されつつある。

煙突排煙の地上濃度推定法

煙突排煙の拡散現象を簡単なモデルで示すと第7図のようになる。一定風向、一定風速の下では、煙は風に逆って上向の排煙吐出速度（ V_g ）によって上昇し（ h_m ）、更に煙の温度が高いときにはその温度浮力によって上昇（ h_t ）する。この上昇高さ h_m をモーメント上昇高さ h_t を温度浮力上昇高さといい、これらに煙突高さ H_0 を加えたものを有効煙突高さ $H_e (=H_0 + h_m + h_t)$ と呼んでいる。このように H_e まで上昇した煙は風に流されながら大気の乱れによって拡散され（乱流拡散）、図のように広がり薄められた端が地面に接してわれわれが問題とする地上濃度が計測されることになる。

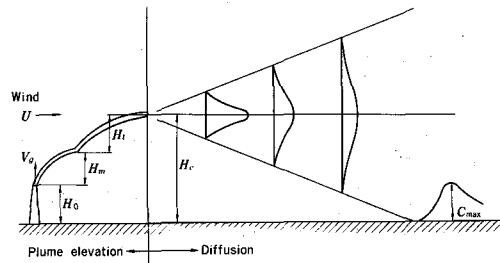


図7 煙突排煙 拡散現象モデル

現実には排煙の上昇現象と拡散現象は同時に起っており、現在の所これらを2分して濃度を推定する方法が採用されている。（これをtwo-step plume-path-diffusion methodと呼んでいる）以下この方法について説明しよう。

4. 1 排煙の上昇現象

上昇現象については、実測・理論・風洞実験によって多くの研究がなされている（表5）。煙突排煙量が少ないときには上昇高さはそれほど大きな問題にならなかったが、最近のように工場の単位規模が大きくなってくると、この上昇という問題はより重要性を増し、研究もここ20年間のものが多い。

これらの式の中でBosanquetらの式が実用式としてよく用いられているが、ドイツではHollandの修正式（Stümke式）を用いている。日本では2～3年ほど前に電力中研が某火力発電所の排煙の上昇高さを実際に計測し、Bosanquetの式に合うと発表している。この他米国等では、それぞれのメーカーで上昇式を開発しているが know-how として公表を避けている。

有効上昇高さ (H_e) の計算式の内、
代表例として Bosanquet らの式
をとりあげてみた。

表 5 上昇高さの研究

		研究 者 名	年 代	研究方法
$H_e = H_o + h_m + h_t$ (33)		1. Bryant Davidson	1949	風洞実験
		2. Bosanquet et al	1950	風洞実験+理論
		3. АНДРЕЕВ	1952	風洞実験
$h_m = \frac{4.77}{1 + 0.43 \frac{U}{V_g}} \cdot \frac{\sqrt{Q \cdot V_g}}{U}$ (34)		4. Holland (Oak Ridge)	1953	実地計測
		5. Sutton	"	理 論
		6. Bryant-Cowdry	"	風洞実験
$h_t = 6.37 q \times \frac{Q \cdot \Delta}{V_g^2 T_1} (\log q^2 + \frac{2}{J} - 2)$ (35)		7. Thomas	1954	実地計測
		8. Priestly	1956	理 論
		9. Bosanquet	1957	風洞実験+理論
$J = \frac{V_g^2}{\sqrt{Q V_g}} (0.43 \sqrt{\frac{T_1}{g G}} - 0.28 \frac{V_g}{g} \frac{T_1}{\Delta}) + 1$ (36)		10. Scorer	1959	理 論
		11. Csanady	1960	実地計測
H_e : 煙突の有効高さ (m)		12. Lucas et al	1963	同 上
H_o : 煙突高さ (m)		13. Schmidt	1964	理 論
h_m : 排煙のモーメントによ		14. Singer et al	"	実地計測
る上昇高さ (m)		15. Concawe	1966	同 上
		16. Mosess-Carson	1968	同 上
		17. Carpenter et al	1968	同 上

h_t : 排煙の温度による浮力上昇高さ (m)

V_g : 排煙の吐出速度 (m/s)

Q : 温度 T_1 における排煙排出率 (m³/s)

T_1 : 排煙密度が大気密度に等しくなる絶対温度

Δ : 排煙温度 T_g と T_1 との温度差 (°C)

G : 温位勾配 (°C/m) ($G = T - T_d$)

g : 重力の加速度 (m/s²)

この式からも分かるように、① h_m をますには排煙量 Q が大、吐出速度 V_g が大であればよい。
② h_t を増すには、排煙量 Q が大、排煙温度 T_g が大であればよいことが分かる。このため多数煙
突を 1 本に集めて排煙量 Q を大にする方法が大気汚染防止上とられている。又、排煙吐出速度 V_g
を増して h_m を増加させようとしても、 V_g の増加による entrainment が増して逆に h_t を減少す
ることがあるので注意を要する。

風速 u が小になる程排煙上昇は大となり、風速 u が大になると排煙上昇は小となるが、風速 u
が吐出速度 V_g の半分以上になると、煙が煙突出口より低くなる down-wash 現象が生ずる。

4. 2 排煙の拡散現象

§ 3 で述べた濃度式に、煙源高度 H を H_e として適用することにより濃度分布を得ることができ
る。しかし、先述のように多くの濃度式があり、いずれの式を採用するかが問題となるが、完全
な濃度式がない現在、古くより最も多くの拡散実験結果との比較がなされ、その資料が蓄積され
ているものを選ぶのが普通である。この代表例として Sutton 式 (20), (23), (24) 式を取り上げて
説明したい。

拡散実験の濃度がサンプリング時間 (何分平均濃度) によって変化するので、濃度式結果と実
験濃度を合致するように拡散係数その他のパラメーターを求めても、そのパラメーターはサンプリ
ング時間の関数となることに注意しなければならない。従って、拡散資料を用いる時にはそのサン
プリング時間、その他の実験背景を充分熟知して適用する必要がある。

しかし、残念なことに公表されている拡散資料は必ずしも完備されていないのが実情である。

これは拡散資料の報告者の責務と言うより、むしろこれらの資料がknow-howとして保護されているためである。

表6にサンプリング時間を3分とした場合のSuttonパラメターを挙げておく。

表6 Sutton濃度式のパラメター

Height of source above ground, ft	Large lapse, $n = 0.20$		Zero or small lapse, $n = 0.25$		Moderate inversion, $n = 0.33$		Large inversion, $n = 0.50$	
	C_y	C_z	C_y	C_z	C_y	C_z	C_y	C_z
0	0.42	0.24	0.24	0.14	0.15	0.09	0.12	0.07
33	0.42	0.24	0.24	0.14	0.15	0.09	0.12	0.07
82	0.24		0.14		0.090		0.070	
100	0.23		0.13		0.085		0.065	
150	0.21		0.12		0.075		0.060	
200	0.19		0.11		0.070		0.055	
250	0.18		0.10		0.065		0.050	
300	0.16		0.09		0.055		0.045	
350	0.13		0.07		0.045		0.035	

° C has dimensions $\text{ft}^{-n/2}$.

After O.G.Sutton, The Problem of Diffusion in the Lower Atmosphere, Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 73, 257-281 (1947)

4.3 サンプリング時間の効果

先述のようにサンプリング時間によって排煙の拡散が異なり、従って濃度も異なってくる。従って大気中での濃度を表示するときは必ずサンプリング時間（例えば、 $0.01 \text{ ppm}/1\text{Hr}$ その他環境基準参照）を併せて表示しなければならない。実際濃度を計測してその平均時間（サンプリング時間）についてまとめると、一般に図8に示される傾向にある。濃度の算術平均値は、サンプル時間によって変らないが最大期待値（ピーク値）は、サンプリング時間が長くなれば一般に減少する。大気汚染防止上重要なのはこの期待値であり、しかも大気拡散理論で取り上げた濃度は、煙軸を直線として取り扱って来たので、全てこれに対応している。従って任意のサンプリング時間の濃度を推定するために、最大期待値とサンプリング時間の関係が必要になる。これは別名、稀釈修正係数とも呼ばれており理論的研究もされているが、濃度実測データの統計的处理から求めたものが多い。

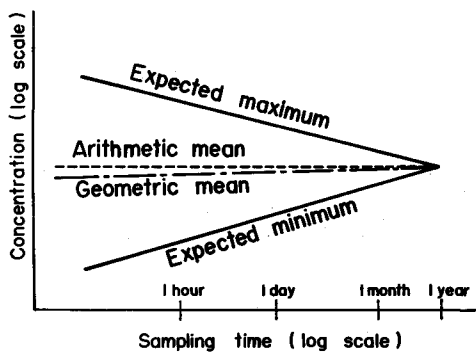


図8 濃度とサンプリング時間の関係

① P. J. Meadの修正値

風向風速変動がほとんどない気象条件で、煙突高さ $H_0 = 60 \text{ m}$ の煙軸上の濃度比を10~30

分間種々計測し、E. Smith はサンプリング時間比
(r) として次の $\frac{1}{5}$ 乗則を導いた。

$$r = r^{\frac{1}{5}} \quad (r: \text{時間, 分})$$

これから P. J. Mead は表 7 の値を提案した。

② Lowry の修正値

風向の変動について組織的な研究を行ない、得られた観測データを統計的に整理し、4つの型の大気安定度に対し、サンプル時間3分と1時間との比を風向変動幅との関係で提示した(表8)。

表 8 Lowry のサンプリング時間係数

大気安定度	非常に不安定	やや不安定	やや安定	非常に安定
風 向 変 動 巾	40°	24°	10°	2°
3 分に対する 1 hr の係数	0.075	0.15	0.25	0.50

③ Gosline の修正値

30m の煙突の濃度を測定し次の結果を得た。

Sutton 濃度式(表4)は3分間平均濃度を示し、Bosanquet-Pearson 濃度式($\rho = 0.02 \sim 0.10$, $q = 0.04 \sim 0.16$)は30分間平均濃度を示す。

(サンプリング時間1~3分)の濃度

$$= (6 \sim 13) \times (\text{サンプリング時間30分以上の濃度})$$

(サンプリング時間1~10秒)の濃度

$$= (50) \times (\text{サンプリング時間30分以上の濃度})$$

$$= (3 \sim 4) \times (\text{サンプリング時間1~3分の濃度})$$

④ B. N. L. の修正値

100m の煙突による煙の地上濃度を風下5 Kmまで種々の距離で計測し、通常的气象状態で次の結果を得た。

(サンプリング時間2~3秒)の濃度

$$= (3) \times (\text{サンプリング時間2~3分の濃度})$$

以上列挙したサンプリング時間修正係数の例は、煙突高さも低く平地の場合であるから、日本のように複雑な地形であっても上記外国の係数がそのままあてはまるかどうか、又、最近200mにまで及ぶ超高煙突にも使用できるものか等まだ不明な点が多いようである。

外国では上記の $\frac{1}{5}$ 乗則か $\frac{1}{3} \sim \frac{1}{4}$ 乗則が多く適用されているようであるが、日野(1966)は $\frac{1}{2}$ 乗則を提案した。このサンプリング時間修正係数は、気象条件、地形条件、それに濃度決定地点によっても変るようであるが、煙源の近くでは $\frac{1}{2}$ 乗則が、煙源より遠くなるにつれ、 $\frac{1}{3} \sim \frac{1}{4}$ 乗則、 $\frac{1}{5}$ 乗則がよく合うことが最近明らかになりつつある。

4.4 計算式の限界

以上の理論的あるいは半実験、経験的に求められた数多くの式も、実用式として用いる場合にはおのずと制限が生ずる。すなわち、

① 計算式はいずれも平地を対象とし、地形の複雑なものには適用できない。(大気乱流境界層

表 7 Mead のサンプリング時間係数

サンプリング時間	係数比
3 分	1.00
15 分	0.82
1 時間	0.61
3 時間	0.51
24 時間	0.36

の十分な考慮もない)。

- ② 風速が吐出速度の半分以上になると煙が倒され、煙突背面負圧域に吸い込まれ、いわゆる down-wash 現象が起こる。
- ③ 煙突高さが建物(又は煙突近傍の山)の 2.5 倍以下になると排ガスは建物等によって生ずる渦巻域に巻き落され、いわゆる down-draught の現象を生ずる。

以上のような現象がある場合には、もはや上記の計算式が使用できない。この場合、風洞等による simulation 方法が今日用いられている。

5 大気汚染防止への応用

5.1 危険風速と汚染型態

煙突排煙の拡散に及ぼす風速 u の効果は、大約二つにまとめることができる。すなわちその一つは、排煙の上昇高さを決め、もう一つは風速(風量)稀釈効果である。風速が速くなると H_e は減少し、地上濃度は高くなるが一方では、風速稀釈効果のために地上濃度は減少する。この両者の地上濃度に及ぼす相反効果により汚染型態がおのずから異なってくる。今、適当な排煙上昇高さ式と濃度式を用いて、排煙量 Q の大きい煙突(大排煙量煙源)について地上濃度計算して見ると、一般に図 9 のようになり、ある特定風速で地上濃度は最大となる。この特定風速を危険風速(critical wind speed)

u_{cr} と呼んでいる。これは図 10 にモデル的に説明してあるように、 $u < u_{cr}$ では H_e が高く、地上濃度は低い。 $u > u_{cr}$ では、風速稀釈効果により地上濃度は低くなるためである。

これに対して、排煙量 Q が極めて小さい煙突(群少煙源)について同様な計算をして見ると図 10 の結果が得られる。これは Q が小さいために排煙上昇がほとんどなく、風速稀釈効果のみが存在するためである。

従って、群少煙源の多い所では、微風時に煙源近傍に高濃度が発生する(微風汚染型)が、大排煙量煙源の多い所では高風速時に高濃度が発生する(疾風汚染型)。この両者の汚染型では、大気汚染防止対策の共通部分もかなりあるが、異なる面も多くあるので注意を要する。

5.2 大気汚染防止

現在、公害基本法及び大気汚染防止法が施行実施されているが、工業立地はこの法規制を満足することを前提に進めることが必要である。

これを具体的に言えば、(1) 44 年 2 月 12 日閣議決定のいおう酸化物の環境基準値を地域によって定められた達成期間内に実現すること (2) その実施については各県知事によって具体的に防止計画を策定し有効実施すること (3) 地域毎に定められた排出基準を各発生源で満足することの以上 3 条件を満たすように工業立地を行なうことになる。

参考の為にいおう酸化物の環境基準を示す。

いおう酸化物に係る環境基準(44.2.12 閣議決定)

環境基準値

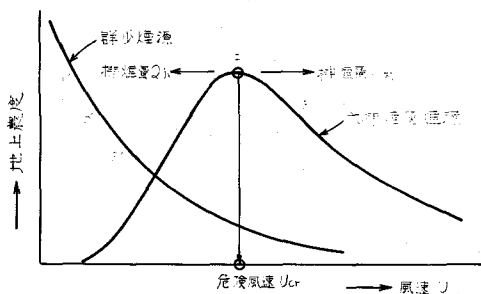


図 9 地上濃度と風速の関係

群少煙源の場合

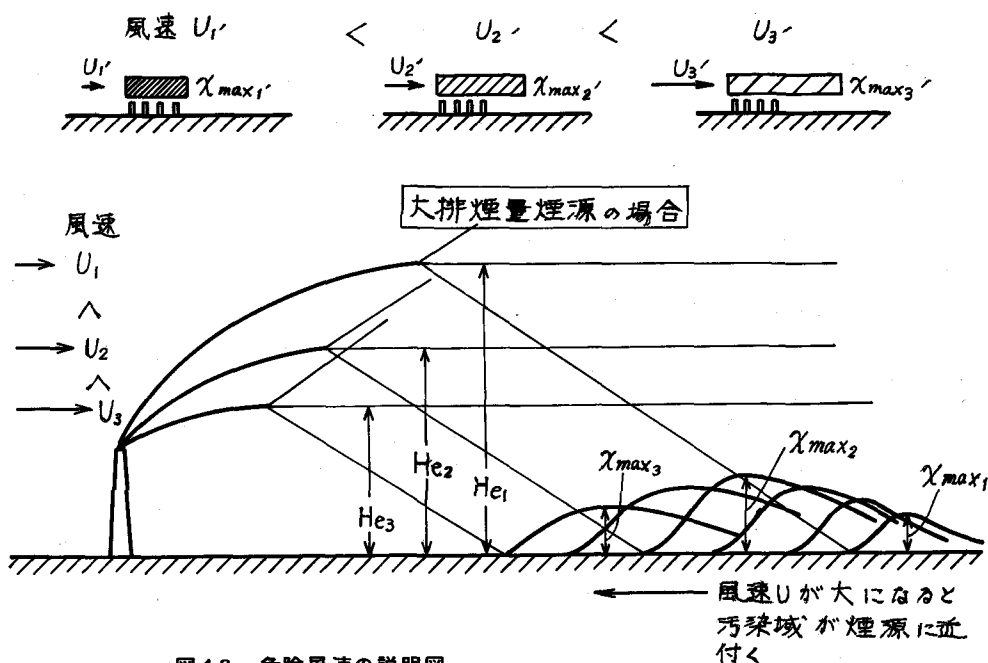


図 10 危険風速の説明図

人の健康に関するいおう酸化物に係る環境基準は次のいずれをも満すべきものとする。

- (1) (イ) 年間を通じて、1 時間値が 0.2 ppm 以下である時間数が総時間数に対し 99 % 以上維持されること。
- (ロ) 年間を通じて、1 時間値の平均値が 0.05 ppm 以下である日数が、総日数に対し 70 % 以上維持されること。
- (ハ) 年間を通じて、1 時間値が 0.1 ppm 以下である時間数が総時間に対し、88 % 以上維持されること。
- (2) 年間を通じて、1 時間値の年平均が 0.05 ppm をこえないこと。
- (3) いずれの地点においても、年間を通じて大気汚染防止法に定める、緊急時間の措置を必要とする程度の汚染の日数が総日数に対し、その 3 % をこえず、かつ 3 日以上続かないこと。

新産都市のように大排煙量高煙突の多いものでは、各煙源の危険風速 u_{cr} の平均値に近い疾風時汚染の出現が多く、少排煙量群少煙源も多少はあるので、工場近傍微風汚染の出現もある程度予想される。事実、水島臨海工業地帯では高濃度は上空風 $u \approx 6 \text{ m/s}$ の疾風汚染が全体の約 80 % 出現し、微風時汚染は残り 20 % で工場近傍に発生していることが報告されている。

従って、大気汚染防止は当然疾風時の高濃度を下げるための燃料低いおう化と超高集合煙突がその主体となり、微風時の高濃度を下げるためには、群少煙源の燃料低いおう化を行なうことになる。

過密都市では、大企業の大排煙量煙源と群少煙源とをもつ新産都市型煙源に、圧倒的に多数の群少煙源の中小企業、ビル暖房煙源があり、高濃度出現ひん度は微風時が多いと予想され、神奈川県の実測結果によりこれが事実であることが報告されている。過密都市では大企業は新産都市での大気汚染防止策をそのまま採用すると同時に、中小企業、ビル暖房では徹底した燃料の低い

おう化対策を進めねばならない。

参 考 文 献

- Frenkiel F.N. and P.A. Sheppard (Ed), 1959, Atmospheric Diffusion and Air Pollution, Academic Press, New York.
- Hinzle, J.O., 1959, Turbulence, McGraw-Hill Book Co. Inc., New York.
- 井上栄一, 1952, 地表風の構造, 農業技術研究所報告
- 伊東 疆自, 1964, 大気汚染と制御, 地人書館
- , 1965, 大気汚染気象ハンドブック, 大気汚染研究シリーズ, コロナ社
- 木村恒行, 木村耕三, 1964, 産業公害, 日刊工学新聞社
- 近藤 紘一, 1970, 計測と制御 9(12), 22
- Lumley J.L. and H.A. Panofsky, 1964, The Structure of Atmospheric Turbulence, John Wiley & Sons, Inc., New York.
- Magill, P.L. (Ed), 1965, Air Pollution Handbook, McGraw-Hill Book Co. Inc., New York.
- 小倉 義光, 大気乱流論, 気象講座, 地人書館
- 1953, 乱流と気象, 予報研究ノート
- Panofsky, H. and G.W. Brier, 1958, Some Applications of Statistics to Meteorology, Pennsylvania State Univ.,
- Pasquill, F., 1962, Atmospheric Diffusion, D Van Nostrand Co. Ltd., London.
- 坂上 治郎, 1964, 大気中の拡散現象, 機械学会誌
- Slade, D.H. (Ed), 1968, meteorology and atomic energy, U.S. Atomic Energy Commission
- Stern, A.C. (Ed), 1962, Air Pollution, Vol 1 and 2, Academic Press Inc., New York.
- Sutton, O.G., 1953, Micro-meteorology, McGraw-Hill Book Co. Inc.,
- , 1955, Atmospheric Turbulence, John Wiley & Sons, Inc., New York.
- , 1961, The challenge of the Atmosphere, Harper & Brothers, New York.
- 釜口 展宏, 1967, 航空学会誌 15(167)
- , 1970, 排煙の拡散について, 機械学会関西支部第41回講習会
- , 1971, 機械学会誌 74(626) 240
- 釜口・有田, 1964, Mitsubishi Tech. Bull. (18)
- 釜口・坂田・井手, 1967, Mitsubishi Tech. Bull. (52)
- Ukeguchi, N. and Y. Ide, 1970, Proc. 18th Japan Nat. Congr. Appl. Mech. 145.
- , 1971, Proc. 19th Japan Nat. Congr. Appl. Mech. 157.

Ukeguchi, N.Okamoto, H and Y. Ide, 1970 Wind Tunnel Experiments on
Exhaust Gas Diffusion with
Thermal Elevation, 2nd Int. Union
A.P.C. A