

ファンからの噴流の風速分布

田 辺 一[※]・中 尾 清 治[※]

Hajime TANABE, Seiji NAKAO
Study on the Distribution of Wind Velocity in
a Jet Flow spreaded by a Rotary Fan

I. 結 言

防除作業の効果を物理的に判断する場合には、散布薬剤の分散、到達、付着性等がその指標としてあげられる⁽¹⁾。送風散布式防除機具においては、薬剤の到達、付着の効果は噴流により生じる乱流拡散とその風圧によって生じる搬送の状況によって左右される⁽²⁾。散粉機、ミスト機等のような噴出口径の小さい噴流については、理論的にも実験的にも研究されているが⁽³⁾⁽⁴⁾、その結果は、ヘリコプタやスピード・スプレーヤ等の大口径から噴出する噴流には、そのままでは適用できない。このような大口径による噴流については、噴出口近くの初速すなわち初期条件が一樣な速度分布をもって噴出する場合について、水力の問題として研究⁽⁵⁾されているが、実際の回転翼から生じる風速の初期条件とは異なる。

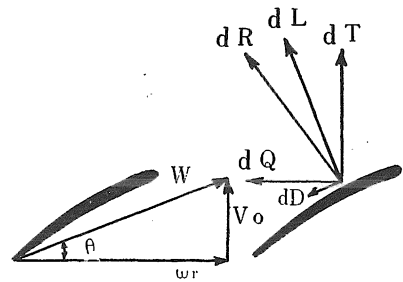
近時労働節約的農法推進にともない、ヘリコプタやスピード・スプレーヤの利用が増加しつつあるが、とくにヘリコプタを農用薬剤散布機として効果的に利用する場合は飛行高度を低くする必要があり、そのために事故発生率も高くなる。したがって薬剤の到達、付着の効果を高めしかも安全な飛行をめざすためには、ローターによって生じる噴流の性質、とくに風速の分布を知る必要がある。この研究はヘリコプタのローターを含む一般有限回転翼から生じる噴流の到達性能、作用性能を調査するために、静止空気中および直角一樣な流れの中に噴出する噴流内の風速分布の状態を検討した。

II. 回転翼による風速の初期条件

翼の回転によって生じる風速の翼面上における分布状態を明確にするために、翼素の理論⁽⁶⁾を適応する。

いま、半径 r における幅 dr の部分について、半径 r の円柱面で回転翼を切断すると第1図のようになる。

回転翼の角速度を ω とすると、翼素に対する空気の流



第1図 回転翼の切断面

れ W は、進行速度 V_0 と周囲速度 ωr の合成速度である。このとき翼素の揚力および抗力係数をそれぞれ C_L 、 C_D 、翼数を N 、翼弦長を t 、空気の密度を ρ とすると、翼素のうける揚力、抗力はそれぞれ

$$dL = \frac{\rho}{2} C_L W^2 t N dr$$

$$dD = \frac{\rho}{2} C_D W^2 t N dr$$

$\epsilon = \tan^{-1} \frac{C_D}{C_L}$ とすると、この合力 dR は

$$dR = \frac{\rho}{2} C_L W^2 t N dr \frac{1}{\cos \epsilon}$$

また、合成速度 W と回転面とのなす角を θ 、 V_0 の方向の分力を dT とすると

$$dT = dR \cos(\theta + \epsilon)$$

$$\text{ゆえに } dT = \frac{\rho}{2} C_L W^2 t N dr \frac{\cos(\theta + \epsilon)}{\cos \epsilon} \quad (1)$$

推力 T は (1) を翼の根元から翼端まで積分して

$$T = \int_0^r \frac{\rho}{2} C_L W^2 t N dr \frac{\cos(\theta + \epsilon)}{\cos \epsilon} \quad (2)$$

また、翼面上の初速分布 U_0 を翼半径の函数であるとすると、運動量の法則から

$$F = \int_0^r 2\pi \rho r U_0^2 dr \quad (3)$$

いま回転翼固定、すなわち $V_0 = 0$ とすると、 $\theta = 0$ 、

$W = \omega r$ であるから, (2)と(3)より

$$U_0 = \frac{\omega}{2} \left(-\frac{1}{\pi} C_{LrtN} \right)^{1/2} \quad (4)$$

以上は流体の粘性およびボス付近の逆流を省略し, また回転面を通り過ぎた流れは, 回転運動をしないと仮定した場合の回転翼によって生じる噴流の翼面上に発生する風速(初速度)を計算したものである。

III. 静止流体中における噴流内の風速分布

(i) 噴出口径の小さい噴流

同質流体に軸対称的に噴出した固体壁面に制限されない乱流の拡散⁽⁷⁾を三次元流の軸対称流と考える。その噴出口径が無視できるほど小さいと仮定して, 噴出の方向に z , それに垂直に r ととり, z および r 方向の分速度をそれぞれ U_T, V_T, z 点における噴流の半径を b とする。(第2図)

噴流内では静圧はほぼ一定であるから, Navier - Stokes の粘性流体の運動方程式および連続の方程式から

$$U_T \frac{\partial U_T}{\partial z} + V_T \frac{\partial U_T}{\partial r} = \frac{1}{\rho r} \frac{\partial \tau r}{\partial r} \quad (5)$$

$$\frac{\partial U_T r}{\partial z} + \frac{\partial V_T r}{\partial r} = 0 \quad (6)$$

この場合 τ は剪断応力, すなわち流体の流れの方向に働く力である。

混合距離を l として, Kármán の相似性の仮説⁽⁸⁾から

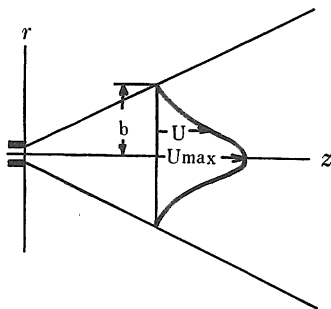
$$\frac{1}{r} \frac{\partial \tau r}{\partial r} = \rho l^2 \frac{\partial U_T}{\partial r} \left(\frac{\partial^2 U_T}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial U_T}{\partial r} \right) \quad (7)$$

$$l = kb \quad \text{ただし, } k \text{ は定数} \quad (8)$$

また, 噴流には何の力も作用しないから, 運動量の法則によって, 噴流の任意の断面を単位時間に通る流体の持つ運動量は一定で

$$2\pi\rho \int_0^b U_T^2 r dr = \text{const.} \quad (9)$$

ここで, b と U_T を $b \propto z^m, U_T \propto z^{-n}$ として(5)(6)(9)の



第2図 噴出口径の小さい噴流内の風速

指数を等しくおくことから, $m = 1, n = 1$ を得る。したがって, 適当な位置における風速および噴流の拡がり

$$U_T = \frac{1}{z} \varphi \left(\frac{r}{z} \right) \quad (10)$$

$$b = cz \quad (11)$$

c は定数, φ は速度分布をあらわす $\frac{r}{z}$ の関数である。

いま, φ を求めるために, この噴流の流れの関数を ψ とすると,

$$U_T = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \quad (12)$$

$$V_T = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z} \quad (13)$$

(10)と(12)より

$$\psi = z^{-1} \frac{r^2}{2} \varphi - z^{-2} \frac{r^3}{6} \varphi' + z^{-3} \frac{r^4}{24} \varphi'' - z^{-4} \frac{r^5}{120} \varphi''' + \dots \quad (14)$$

(13)と(14)より

$$V_T = z^{-2} \frac{r}{2} \varphi + z^{-3} \frac{r^2}{6} \varphi' - z^{-4} \frac{r^3}{24} \varphi'' + z^{-5} \frac{r^4}{120} \varphi''' \dots \quad (15)$$

r に対して z は非常に大きい値となるから, (15)において第2項以下を零とみなし, (5)に(7)(8)(11)(15)を代入すると,

$$\begin{aligned} & - \left(\varphi + \frac{r}{2} \varphi' \right) z^{-3} \varphi + \left(\frac{r}{2z} \varphi + \frac{r}{6z^2} \varphi' \right) z^{-3} \varphi' \\ & = c^2 k^2 z^{-3} \varphi' \left(\varphi'' - \frac{z}{r} \varphi' \right) \end{aligned}$$

ここで, $\eta = (ck)^{-2/3} r/z$ とすると

$$\eta \varphi^2 + \frac{1}{2} \eta^2 \varphi \varphi' - \frac{1}{6} \eta^2 \varphi'^2 = \varphi'^2 - \eta \varphi' \varphi''$$

いま, Reichardt の下に誘導される解によって, φ は正規分布式で近似的にあらわされるから⁽⁸⁾, この式の解を $\varphi = \exp\{-a_1 \eta^{b_1}\}$ とし, 上記理論式に適合する a_1, b_1 の値を求めると $a_1 = \frac{2\sqrt{2}}{3}, b_1 = \frac{3}{2}$ が近似値として得られた。すなわち

$$\varphi = \exp \left\{ -\frac{2\sqrt{2}}{3} \eta^{3/2} \right\}$$

$$\text{ゆえに } U_T = z^{-1} \exp \left\{ -\frac{2\sqrt{2}}{3ck} \left(\frac{r}{z} \right)^{3/2} \right\} \quad (16)$$

噴流の出口を原点として, 初速度が U_0 であったとすると, 中心風速 U_{max} は実験値を勘案して, $U_{max} = K$

$U_0 z^{-1}$ とおくことができる⁽³⁾。ここに K は定数である。ただし噴出口付近は補正項を必要とするが、その補正は噴出口の近傍の範囲内であり、噴出口から相当離れたところにおける風速の減衰状態を検討する場合は、この補正項を省略してさしつかえない。したがってこの時の風速を U とすると風速の分布状態が⁽¹⁶⁾であらわされるから

$$U = KU_0 z^{-1} \exp\left\{-\frac{2\sqrt{2}}{3ck}\left(\frac{r}{z}\right)^{3/2}\right\} \quad (17)$$

これが噴出口径の小さい噴流の風速分布の減衰式である。

(ii) 有限回転翼からの噴流

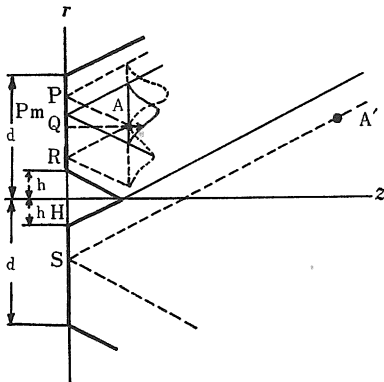
噴出口径が有限で風速の初速度が翼面上において(4)に示すように分布するものと想定して、有限回転翼によって生じる噴流の風速分布式を考えてみる。

回転翼の半径を d 、翼の取付部分の半径を h とする。すなわち d は噴出口径の半径であり、 h はその中で噴出しない部分である。初期条件、すなわち $z=0$ での翼面上での初速分布を $U_0 = f(r_{z=0})$ とする。この初速が $z=0$ において、 $r_{z=0}$ の位置で独立して各々の小さい口径の噴流を形成し、それが連続して $h \leq r_{z=0} \leq d$ の範囲にあるものとする。そしてこの各々の小さい口径の噴流が、前項⁽¹⁷⁾の風速分布を形成しているものとする。

この考え方にもとづいて、ある測定点 $A(z, r)$ が各々小さい口径の噴流によって影響される風速の範囲は、第3図に於いて、測定点 A より外側からの影響範囲 Q から P までと、測定点 A より内側からの影響範囲 R から S までである。すなわち測定点 A の Q から P までの範囲内の P_m よりでる噴流によって影響される風速 U_m は、⁽¹⁷⁾より次の式であらわされる。

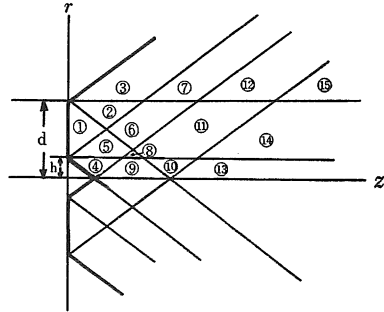
$$U_m = Kz^{-1} f(P_m) \exp\left\{-a\left(\frac{P_m - r}{z}\right)^{3/2}\right\}$$

ただし $a = \frac{2\sqrt{2}}{3ck}$



第3図 有限回転翼の噴流内の風速

この P_m が、 Q から P まで連続しているとして、 n を影響範囲内の変数とすると、測定点 A より外側からの影響による風速 U_1 は



第4図 風速分布式の区分

$$U_1 = \int_Q^P kz^{-1} f(n) \exp\left\{-a\left(\frac{n-r}{z}\right)^{3/2}\right\} dn \quad (18)$$

同じようにして、測定点 A より内側からの影響による風速 U_2 は

$$U_2 = \int_R^Q kz^{-1} f(n) \exp\left\{-a\left(\frac{r-n}{z}\right)^{3/2}\right\} dn \quad (19)$$

また、 z が大きいところの測定点 A' は、中心線を越えた側からの影響があり、この影響範囲を H から S までとすると、これの風速 U_3 は

$$U_3 = \int_H^S kz^{-1} f(n) \exp\left\{-a\left(\frac{r+n}{z}\right)^{3/2}\right\} dn \quad (20)$$

したがって、任意の測定点で影響される風速 U は

$$U = U_1 + U_2 + U_3 \quad (21)$$

ただし、 P, Q, R, H, S は、 h から d までの範囲である。

いま、この変数 n についての影響範囲を決めるために、 $r_{z=0}$ の d と h の各点における風速の拡散する範囲を示すと、第4図のように15の範囲に区分される。ただし、この図は $h < \frac{d}{3}$ の場合である。 $d > h \geq \frac{d}{3}$ の場合は、第4図の区分⁽⁸⁾が h の円周上またはそれと z 軸との間になる。ここで⁽¹⁸⁾⁽¹⁹⁾⁽²⁰⁾をそれぞれ

$$U_1 = \int_Q^P F_1(n) dn$$

$$U_2 = \int_R^Q F_2(n) dn$$

$$U = \int_H^S F_3(n) dn$$

とあらわしてこの区分された各々の範囲内の測定点につ

いて、P, Q, R, H, Sを前述の影響範囲の考え方にもとずいて、r方向の長さd, h, r, czであらわすと第1表のようになり、これを解くことによって、噴流内の風速分布を知ることができる。

第1表 風速分布式

区分	U ₁	U ₂	U ₃
①	$\int_{r-d}^{r+cz} F_1(n)dn$	$\int_r^{r-cz} F_2(n)dn$	o
②	$\int_r^{r-cz} F_1(n)dn$	$\int_r^{r-cz} F_2(n)dn$	o
③	o	$\int_r^{r-cz} F_2(n)dn$	o
④	$\int_{r-d}^{r+cz} F_1(n)dn$	o	o
⑤	$\int_r^{r-cz} F_1(n)dn$	$\int_h^{r-cz} F_2(n)dn$	o
⑥	$\int_r^{r-cz} F_1(n)dn$	$\int_r^{r-cz} F_2(n)dn$	o
⑦	o	$\int_h^{r-cz} F_2(n)dn$	o
⑧	$\int_{r-d}^{r+cz} F_1(n)dn$	$\int_h^{r-cz} F_2(n)dn$	$\int_{cz-r}^{r-cz} F_3(n)dn$
⑨	$\int_{r-d}^{r+cz} F_1(n)dn$	o	$\int_{cz-r}^{r-cz} F_3(n)dn$
⑩	$\int_h^{r-cz} F_1(n)dn$	o	$\int_{cz-r}^{r-cz} F_3(n)dn$
⑪	$\int_r^{r-cz} F_1(n)dn$	$\int_r^{r-cz} F_2(n)dn$	$\int_{cz-r}^{r-cz} F_3(n)dn$
⑫	o	$\int_h^{r-cz} F_2(n)dn$	$\int_{cz-r}^{r-cz} F_3(n)dn$
⑬	$\int_h^{r-cz} F_1(n)dn$	o	$\int_h^{r-cz} F_3(n)dn$
⑭	$\int_r^{r-cz} F_1(n)dn$	$\int_h^{r-cz} F_2(n)dn$	$\int_h^{r-cz} F_3(n)dn$
⑮	o	$\int_h^{r-cz} F_2(n)dn$	$\int_h^{r-cz} F_3(n)dn$

$U = U_1 + U_2 + U_3$

IV. 直角流を受けた噴流内の風速分布

(i) 噴出口径の小さい噴流

直角一様な流れの中に噴出する噴流の動的状態をⅢ項(i)の風速分布式を用いて検討してみる。すなわち、固定したノズルに直角な定常風があたるとき、または静止空气中をノズルが一定速度V₀で横方向に平行に移動するときと相当する。(17)において噴流軸上における中心風速U_{max}はr=0のときであるから

$$U_{max} = KU_0 z^{-1} \tag{22}$$

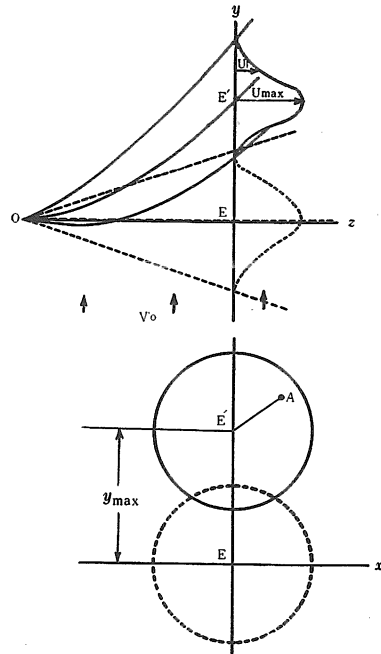
また、この風速U_{max}は距離zと時間Tの函数とならねばならないから

$$U_{max} = \frac{dz}{dT} \tag{23}$$

(22)(23)より、zをTの函数としてあらわすと

$$z = (2KU_0 T)^{1/2}$$

いま、噴流中心線(24)に直角一様な流れの風速をV₀と



第5図 噴出口径の小さい噴流の風速

し、その方向をyとするとrはxy平面であらわされ、またV₀による噴流中心線の変位yは、y_{U-max}=V₀Tであるから、これをもちいて(24)よりTを消去すると

$$y_{U-max} = \frac{V_0}{2KU_0} z^2 \tag{25}$$

したがって、直角流V₀によら噴流中心線は(25)のように影響をうけるから、流体が非圧縮性であると仮定した場合の風速分布式は(17)のrを噴流中心線の(25)によってxy平面で置換えて次式を得る。

$$U = KU_0 z^{-1} \exp\left\{-a \left[\frac{x^2 + (y - y_{U-max})^2}{z} \right]^{3/2}\right\} \tag{26}$$

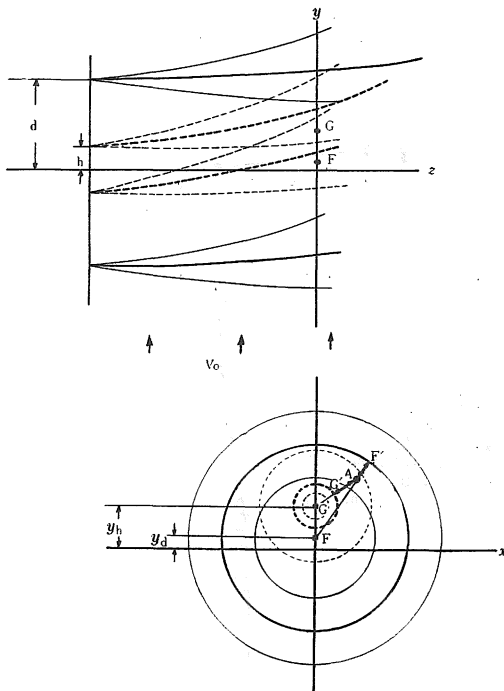
第5図はこれらの関係を示したもので、Ⅲ項(i)の噴出口径の小さい噴流の風速は破線で示すように、噴流中心線をOEとしてある拡散係数をもってひろがる。いま、y方向にV₀の一様な流れをうけたとすると、この噴流

中心線 OE は(8)によって示される曲線 OE' に変化する。この場合でも、噴流中心線からの拡散状態が変わらないと仮定すれば、風速は曲線 OE' を中心にして実線で示すような広がりになる。すなわち、EE' の xy 平面は第5図の下のようになり、噴流中心点 E が直角流によって E' に変位するが、その風速および分布形態は同じである。したがって、測定点 A (x, y, z) についての風速は、この x, y, z の値を(8)に代入すれば求められる。

(ii) 有限回転翼からの噴流

Ⅲ項(ii)であらわされる風速分布をもつ噴流が直角一様な流れ V₀ をうけた場合、すなわち、ヘリコプタが空中で移動した場合のローターからの噴流の作用などを検討するものである。

この噴流が直角一様な流れ V₀ をうけたときはⅢ項(ii)の考えと同じく、翼面上に噴出口径の小さい噴流が連続的に分布しており、その初速 f(n) の各点から出る噴流の噴流中心線はおのおの(8)のように影響される。第6図はこの関係を示したもので、噴流が直角流 V₀ をうけたとすると、この連続的に分布している噴出口径の小さい噴流が(8)のように風速分布の位置が移動する。翼の先端の風速は初速が強いので実線で示すように緩曲線の噴流中心線とそのひろがりをもち、翼の中心になるにつれて初速が弱くなっていくので急曲線になる。翼の根本



第6図 有限回転翼からの噴流の風速

の h の点よりの風速分布を破線で示す。z が大きくなると、先端部と根本部の風速線は交叉し、さらに z が大きくなると、後者の噴流中心線は外側になる。ロータからの全噴流をみた場合、z のある距離における xy 平面上では、h の噴流の中心線の描く円の中心 G と d の噴流中心線の描く円の中心 F は第6図の下ようになる。すなわち、d の噴流中心線の分布は F を中心とした円であり、それは太い実線で示され、h の噴流中心線の分布は G を中心とした円である。これは太い破線で示してある。たとえば、測定点 A において d による風速は中心風速円上の点 F' から A までの距離を x, y, z, で表示することによって(8)で求められ、また、h による風速は同様に G' と A の距離によって求められる。この状態が全円周にわたって h から d まで連続しているので、Ⅲ項(ii)の考え方にもとずいて、三つの段階に分けて積分範囲を決める。

すなわち、第7図に示すように直角流をうけた噴流の測定点 A の風速は、つぎの3つの段階の和としてあらわされる。まず A を通る噴流中心線は QA であるので、この測定点より翼端部分に対して QP の範囲内の噴流風速の影響をうける。ここで PA は P よりでる噴流の拡散の内周円である。(17)の r を xy 平面で置換え(8)であらわしたと同じようにして(18)については次のようにあらわされる。

$$U_1 = \int_Q^P Kz^{-1} f(n) \exp\left\{-a\left[\frac{n - \{x^2 + (y - y_n)^2\}^{1/2} - n}{z}\right]^{3/2}\right\} dn \quad (27)$$

ただし、 $y_n = \frac{V_0}{2Kf(n)} z^2$

つぎに、翼の根本付近からの影響を受ける範囲は QR である。RA は R よりでる噴流の拡散外周円である。このときの影響をうける風速は同じようにして(19)より

$$U_2 = \int_R^Q Kz^{-1} f(n) \exp\left\{-a\left[\frac{\{x^2 + (y - y_n)^2\}^{1/2} - n}{z}\right]^{3/2}\right\} dn \quad (28)$$

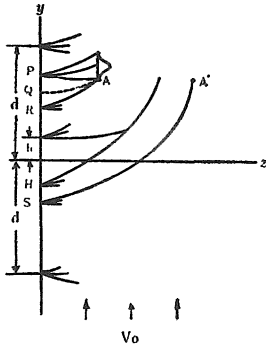
さらに、z が大きい値のとき、すなわち A' の点にあるときは、HS からの噴流の影響をうける。ただし、SA' は S よりでる噴流の内周円である。これも同じようにして(20)より

$$U_3 = \int_H^S Kz^{-1} f(n) \exp\left\{-a\left[\frac{\{x^2 + (y - y_n)^2\}^{1/2} + n}{z}\right]^{3/2}\right\} dn \quad (29)$$

したがって、測定点での風速はこれらの和である。

$$U = U_1 + U_2 + U_3$$

またこれらの P, Q, R, H, S は中空部分を除いて回転翼の直径までの範囲である。



第7図 風速分布の積分範囲

V. 風速分布の計算例と実験値

(i) 静止流体中の噴流内の風速分布の実験値との比較

末広型三枚羽根扇風機（半径 15cm, 羽根取付ボス半径 3cm）の風速分布について静止流体中における噴流内の風速分布を III 項(ii) の計算方法を用いた値と実験値とを比較してみる。初期条件である初速は、(4)において翼弦長 t について実測すると、 $t = 1.2r$ であったので U_0 は

$$U_0 = Br\omega$$

$$\text{ただし、 } B = \frac{1}{2} \left(\frac{1.2}{\pi} C_L N \right)^{1/2} = \left(\frac{0.9}{\pi} C_L \right)^{1/2}$$

したがって、風速分布の U_1, U_2, U_3 は

$$U_1 = \int_Q^P KB\omega z^{-1} n \exp\left\{-a\left(\frac{n-r}{z}\right)^{3/2}\right\} dn$$

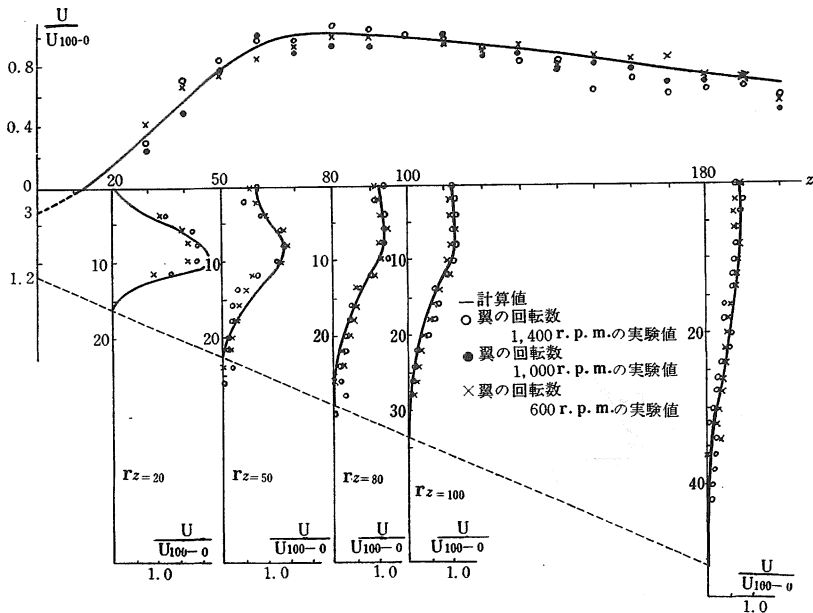
$$U_2 = \int_R^Q KB\omega z^{-1} n \exp\left\{-a\left(\frac{r-n}{z}\right)^{3/2}\right\} dn$$

$$U_3 = \int_H^S KB\omega z^{-1} n \exp\left\{-a\left(\frac{r+n}{z}\right)^{3/2}\right\} dn$$

供試扇風機については、回転翼の半径は 15cm であるが、翼の先端付近では中心方向の風があり、このため理論計算における翼の有効となる半径をほぼ 12cm とした。したがって、 $d = 12, h = 3$ とし、定数を $c = 0.22, k = 0.16$ として第 1 表の風速分布式によって 15 の区分にしたがって、風速分布を計算した。

実験値は回転数 1400, 1000, 600 r.p.m. の三段階にわたって、 z 方向には 10 cm 間隔、 r 方向には 2 cm 間隔で基盤目に、ピトー管および傾斜マノメータによって、その動圧を測定した。測定に当たっては、液面の上下の差、すなわち風の息吹き状態があるので、その平均値をその点の風速とした。

これらの計算値および実験値を $z = 100$ cm, $r = 0$ での風速 U_{100-0} を基準にして、風速の比較値で風速分布状況を示すと第 8 図のとおりである。上半分は $r = 0$ の噴流中心風速線を、下半分は $z = 20, 50, 80, 100,$



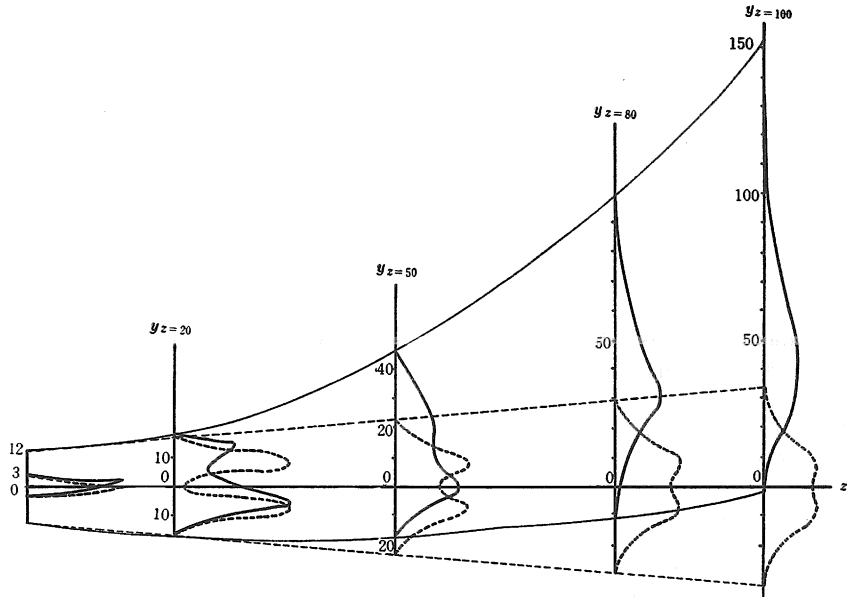
第8図 風速分布の計算値と実験値の比較

180cmの断面上の r 点における風速値を示す。この図によって示されるように、扇風機の場合の風速分布においては、計算値と実験値はよく一致している。

ここで、拡散をあらわす定数 c は小さい口径の噴流について、数多くの実験が示すように、ほぼ二次元では0.255、三次元では0.22である^{(4),(7)}。混合距離による

定数 k はあまり実験値がなく明確でないが、0.14~0.20位である^{(7),(9)}。これらの定数は、 R_0 数によって多少異なるが、ここでは類推し $c=0.22$, $k=0.16$ とした。

また、その他の定数 K , C_L は文献による実験値はあるが⁽²⁾、確定的でないためここでは比較値をとって省略した。



第9図 扇風機の風速分布の変化

(ii) 直角流をうけた噴流の風速分布の計算例

前述の末広型三枚羽根扇風機の理論計算値にもついで、有限回転翼からの噴流が、直角様な流れ $V_0=8KB\omega \times 10^{-2}$ (測定値範囲の都合上決めた値) をうけると仮定して計算を試みた。

V項(i)と同じように、初速分布 $f(n)=Bn\omega$ とおくことができるから⁽⁷⁾⁽⁸⁾⁽⁹⁾より

$$U_1 = \int_Q^P KB\omega z^{-1n} \exp\left\{-a \left[\frac{n - \{x^2 + (y-y_n)^2\}^{1/2}}{z}\right]^{3/2}\right\} dn$$

$$U_2 = \int_R^Q KB\omega z^{-1n} \exp\left\{-a \left[\frac{\{x^2 + (y-y_n)^2\}^{1/2} - n}{z}\right]^{3/2}\right\} dn$$

$$U_3 = \int_H^N KB\omega z^{-1n} \exp\left\{-a \left[\frac{\{x^2 + (y-y_n)^2\}^{1/2} + n}{z}\right]^{3/2}\right\} dn$$

ただし、 $y_n = \frac{V_0}{2Kf(n)} z^2 = \frac{z^2}{25n}$

この数式のV項(i)の計算値に対する風速分布の変化をみるために、 $z=20, 50, 80, 100$ cm について $x=0$ すなわち各 y 軸上の風速分布状態を計算した。第8図と同様に $U_{100=0}$ を基準にして風速の比較値で風速分布状況を示すと第9図のとおりである、すなわち、直角流のないときの風速分布を山形状の破線で示す、また、 $V_0=8KB\omega \times 10^{-2}$ の直角流が下から上の方向にあったと仮定して計算した風速分布を山形状の実線で示してある、このように静止流体では、回転中心線に対称であった風速分布が、直角流によってその下流側に押流され風速分布の形状が変化し、より広く拡散しより早く減衰するようになる、

VI. 摘 要

回転翼によって生じる初速がどのように減衰し風速分布を形成してゆくかを知るために、まず回転翼の翼面上の初速分布状態を調査した。そして噴出口径の小さい噴流の風速分布を三次元的にとき、それを初速分布の一樣でない有限回転翼によって生じる噴流に適用して風速分布式を導びいた。さらに、この式をもとにして直角一樣

な流れをうけた場合の風速分布の変化を検討した。

このような理論的風速分布は、扇風機が静止空气中に噴出する場合に測定した風速分布状態と比較的よく一致したので、この実験値にもとずいて直角流をうけた場合の風速分布の変化について若干の計算を試みた。

これらを農業用のもの、すなわちヘリコプタ、スピードスプレーヤ等への適用については、実測によってその適否および定数の決め方等について、検討する必要がある。

引用文献

1. 今井正信・田辺 一：農業機械学会誌 51：107—111, 1955
 2. 田辺 一：農業機械学論文集 1960 新農林社, 東京 P117—124

3. 今井正信・田辺 一：農業機械学会誌 67：152—158, 1959
 4. TOLLMEN W. : Z. a. M. M. 6 : 468—478, 1926
 5. 土木学会編：水理公式集 1963 土木学会, 東京 P233—235
 6. 藤本武助：流体の力学と流体機械 1948 養賢堂, 東京 P210—212
 7. 藤本武助：改著流体力学 1965 養賢堂, 東京 P250—254
 8. 谷 一郎：乱流理論 1950 克誠堂, 東京 P51, 53—59, 71
 9. 藤本武助：応用流体力学 1945 丸善, 東京 P467—468

Summary

To know about the distribution of wind velocity from a fan, we studied firstly on the relation between the various forms of wing and the wind velocities at near points from the wing.

The distribution of wind velocity jetting from the nozzle which is assumed as a point, is expressed as follows :

$$U = KU_0 z^{-1} \exp\left\{-\frac{2\sqrt{2}}{3ck} \left(\frac{r}{z}\right)^{3/2}\right\}$$

where, r is the radial distance from the center axis of jet flow,
 z is the distance from the original point along the center axis,
 c and k are the coefficients of the diffusion of jet flow and the mixing length respectively,
 K is constant.

Jetting out into the uniform stream in the side direction, it is ;

$$U = KU_0 z^{-1} \exp\left\{-\frac{2\sqrt{2}}{3ck} \left[\frac{x^2 + (y - y_{U-\max})^2}{z}\right]^{1/2}\right\}^{3/2}$$

$$y_{U-\max} = \frac{V_0}{2KU_0} z^2$$

where, x and y are the axes of co-ordinate on the r-plane,
 V₀ is the constant wind velocity along y axis.

Then applicating them to the jet flow from the fan limited wing radius, the wind velocities at any point are decided as a sum of the following three velocities.

Into the rest air

$$U_1 = \int_Q^P Kz^{-1} f(n) \exp\left\{-\frac{2\sqrt{2}}{3ck} \left(\frac{n-r}{z}\right)^{3/2}\right\} dn$$

$$U_2 = \int_R^Q Kz^{-1} f(n) \exp\left\{-\frac{2\sqrt{2}}{3ck} \left(\frac{r-n}{z}\right)^{3/2}\right\} dn$$

$$U_3 = \int_H^S Kz^{-1} f(n) \exp\left\{-\frac{2\sqrt{2}}{3ck} \left(\frac{r+n}{z}\right)^{3/2}\right\} dn$$

Into the air stream above ;

$$\begin{aligned}
 U_1 &= \int_Q^P Kz^{-1} f(n) \exp\left\{-\frac{2\sqrt{2}}{3ck} \left[\frac{n - \{x^2 + (y - y_n)^2\}^{1/2}}{z}\right]^{3/2}\right\} dn \\
 U_2 &= \int_R^Q Kz^{-1} f(n) \exp\left\{-\frac{2\sqrt{2}}{3ck} \left[\frac{\{x^2 + (y - y_n)^2\}^{1/2} - n}{z}\right]^{3/2}\right\} dn \\
 U_3 &= \int_H^S Kz^{-1} f(n) \exp\left\{-\frac{2\sqrt{2}}{3ck} \left[\frac{\{x^2 + (y - y_n)^2\}^{1/2} + n}{z}\right]^{3/2}\right\} dn \\
 y_n &= \frac{V_0}{2kf(n)} z^2
 \end{aligned}$$

where, n is the auxiliary variable of r and $f(n)$ is a function of the initial wind velocity.

The integrating ranges are decided according with the length of wing and the radius of center boss.

These expression corresponded to the experimental data through a home fan counting $c=0.22$ and $k=0.16$, but these coefficients must be consulted by many practical uses of Helicopter and Speed Sprayer etc.