

3次元ドップライダー観測データに基づいた 洋上風車の最適配置

Study on the optimum allocation of the wind turbines by means of information from 3D Doppler lidar observations

須賀伸介 ^{*1}	内山政弘 ^{*2}	松本幸雄 ^{*3}
Shinsuke SUGA	Masahiro UTIYAMA	Yukiko MATSUMOTO
藤吉康志 ^{*4}	川島正行 ^{*5}	藤原忠誠 ^{*6}
Yasushi FUJIYOSHI	Masayuki KAWASHIMA	Chusei FUJIWARA

Abstract

Large-scale offshore wind farms with a number of turbines are believed to contribute large reduction of CO2 emission. It is considered that the wind farm productivity depends on the turbine allocation. So we propose a method to determine the distance between the turbines so that the productivity is maximized by using the wind velocity data from 3D Doppler observation in Ikeshima Island, Nagasaki. In this aim we analyze the process in which the disturbances the wind received by a wind turbine recover in the rear side and evaluate the function of the wind speed turbines located at the rear side receive. Using our numerical algorithm allows to reveal the energy of the wind farm as a function of the distance between the turbines and evaluate the upper limit of the distance for efficient productivity.

キーワード：洋上ウィンドファーム, 最適配置, ドップラーライダー, 風速の乱れと回復, エネルギー計算アルゴリズム

Key Words：Offshore wind farm, Optimal allocation, Doppler lidar, Disturbance and recovery of wind velocity, Numerical algorithm for energy computation.

1. はじめに

発電効率の向上のために風力発電システムの大型化が進んでいる。本邦に於いて5MW級の大型風車を内陸部に設置することは困難であり、洋上での設置が構想されている。ウィンドファームを成立させるためには、風力エネルギー賦存量、風向、および風速変動などの事前調査が必須であるが、陸上ウィンドファームのために行われるような観測タワーを用いた調査を沖合い数キロメートルで行うことは容

易ではない。更に、数点でのタワー計測により得られるデータを用いて対象海域の風速の推定を行うことは、海上のように境界条件が単純な場合においてさえも易しくない。

我々は長崎市・池島に2kmの射程を持つドップラー・ライダーシステムを設置し、洋上風の三次元観測を行って来た。ところで、洋上ウィンドファームを効率的に維持・管理するためには風車の最適配置を行う必要がある。送電、保守コストを考えると可能な限り密に配置することが望ましいが、そのためには風上での風車により消費された風速の回復過程を記述することが必要である。しかし、その手法は必ずしも明確になっていない。ここでは、ドップラー・ライダーから得られる風速データを用いて洋上の風車間の距離を最適化する手法を提案する。

Fig1に池島を中心とした半径が2kmの空間をドップラー・ライダーを用いて数分間隔で計測して

^{*1} 国立環境研究所主任研究員（〒305-8506つくば市小野川16-2）email：sugas@nies.go.jp

^{*2} 国立環境研究所主任研究員

^{*3} 統計数理研究所外来研究員

^{*4} 北海道大学低温科学研究所教授

^{*5} 北海道大学低温科学研究所助教

^{*6} 気象研究所博士研究員

（原稿受付：2012年2月8日）

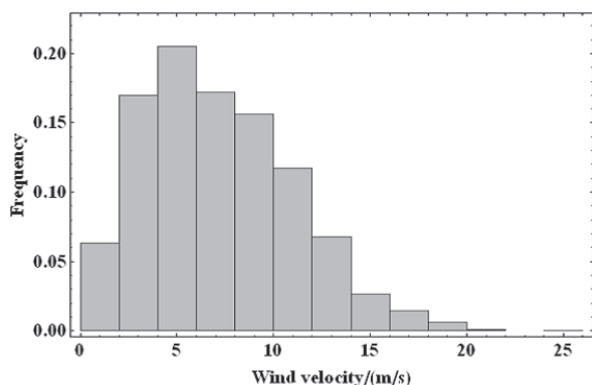


Fig.1 The Histogram of wind velocity averaged an hour at Ikesima sea area. The observation was carried out at 105 meters above sea level from 2010/6 to 2011/3.

得られた風速の1時間平均値のヒストグラムを示す。観測期間は2010年6月～2011年3月、観測高度は海拔105mである。なお、平均風速は7.1m/sであった。

2. 風車の後方風速への影響と回復過程

風車の最適配置を議論するために、1台の風車が及ぼす後流への影響を風速の変化と乱れの持続時間を通して検討する。1台の風車によって、風は乱れを生じるとともに進行方向の風速を減じる。減速した風速の回復過程には、減速直後の風の回り込み（短時間効果）による異なる速度を持つ空気との混合過程と、空気の流れが時間とともに速度相関を失いエネルギーを散逸する過程としての緩和過程（長時間効果）がある。後者は前者の繰り返しの結果と考えられる。

2.1 攪乱の伝搬

乱流中の流体粒子の拡散について統計的側面を述べる。そこで、以下のように座標系をとる。まず、風の平均速度の方向を x 軸として、風車の回転軸と一致させる。さらに鉛直方向を z 軸とし、 x 軸と z 軸に直交する方向を y 軸とする。以下、平均風速 U (x 方向) を差し引いた座標系で考える。粒子が初期位置 $\vec{a}$ から出発して時間 t の間に移動した距離を $\ell(t)$ とすると、 $\langle \dots \rangle$ をアンサンブル平均として2乗平均は、

$$\ell(t)^2 = \langle (\vec{s} - \vec{a})^2 \rangle = \ell_x(t)^2 + \ell_y(t)^2 + \ell_z(t)^2, \quad (1)$$

$$\ell_i(t)^2 = \langle (s_i - a_i)^2 \rangle = 2 \langle v_i(0)^2 \rangle \times \int_0^t (t - \xi) R_i(\xi) d\xi \quad \dots\dots\dots (2)$$

と書ける。ただし、 i は x, y, z のいずれかを表し、

$v_i(0)$ は出発時点での i 方向の粒子の速度成分、 $R_i(\xi)$ は *Lagrange* 速度の自己相関係数で、以下のように与えられる。

$$R_i(\xi) \equiv \langle v_i(t + \xi) v_i(\xi) \rangle / \langle v_i(t)^2 \rangle \dots\dots\dots (3)$$

緩和時間を

$$\tau \equiv \int_0^\infty R_i(\xi) d\xi \dots\dots\dots (4)$$

と定義すると（緩和時間は i によらないと考えられるので添え字 i を略した）、短時間 ($t \ll \tau$) のとき、移動距離は式 (2) より初期流速に比例して

$$\ell_i(t) \approx \sqrt{\langle v_i(0)^2 \rangle} t \dots\dots\dots (5)$$

となる。このとき、速度の自己相関は式 (3) から $R(\xi) \approx 1$ で流体粒子の初期速度はほぼ保たれている。一方、長時間 ($t \gg \tau$) では、

$$\ell_i(t) \approx \sqrt{2 \langle v_i(0)^2 \rangle} \tau t \dots\dots\dots (6)$$

となり、流体粒子は、 τ ごとに独立に $\sqrt{2 \langle v_i(0)^2 \rangle} \tau$ 程度の距離（最大渦の大きさ）を運ばれるランダムウォークに近づく。このとき、粒子の速度の自己相関は式 (3) から $R(\xi) \approx 0$ で、初期速度は記憶されていないことがわかる。これは緩和過程と呼ばれる。

2.2 混合による水平風速の回復過程

ここでは、風は風上遠方から風速 U_0 で入射し、風車の直後で $\tilde{U}$ になるとする (Fig.2)。また、風車の半径を R 、直径を D とする。時刻 t に風車の面（この平面の $X = 0$ 内の座標を (Y, Z) とする）にある流体粒子の短時間 ($t > 0$) の動きを考える（短時間とは緩和時間 τ に比べて小さい事である）。 $t = 0$ で風車の回転翼より外側にあった流体粒子はあらゆる方向に飛んで行くけれども、時刻 t において平均風速の方向には $U_0 t$ だけすすみ (U_0 に比べて x 成分のゆらぎは小さい)、垂直方向に式 (5) に従って、平均的に $\ell(t) = \sqrt{v_\perp(0)^2} t$ だけ移動するから、流体粒子は頂角が

$$\alpha = \sqrt{2 v_\perp^2 / U_0^2} \dots\dots\dots (7)$$

の円錐体内を進むと考えられる。ここで、 t を固定したとき円の内部だけに粒子が一様に分布すると考えると、標準偏差が $\ell(t)$ となる円の半径は $\sqrt{2} \ell(t)$ であることを用いた。ただし、ここで $t = 0$ に回転翼の面内で回転翼の径より外側にあった空気は、 y, z 面内の初期速度 ($v_x(0), v_y(0)$) をもつとし、

$$\langle v_\perp(0)^2 \rangle = \langle v_y(0)^2 \rangle + \langle v_z(0)^2 \rangle \dots\dots\dots (8)$$

と表す (y 軸は風速に直交する水平方向、 z 軸は鉛直方向)。

一方、風車の回転面で回転翼の径より内側にある粒子は、外側の粒子と同時に回転面を出発すると時刻 $\tilde{t} = U_0 t / \tilde{U}$ に平面 $x = U_0 t$ に達する。このとき、同じモデルを用いると流体粒子は頂角が

$$\beta = \sqrt{2\tilde{v}_\perp^2} / U_0 \dots\dots\dots (9)$$

の円錐体内にあるものと考えられる。ただし、ここで $\tilde{t} = 0$ に回転翼の面内で回転翼の径内にあった空気は、初期速度 $(\tilde{v}_x, \tilde{v}_y)$ をもち、

$$\langle \tilde{v}_\perp(0)^2 \rangle = \langle \tilde{v}_y(0)^2 \rangle + \langle \tilde{v}_z(0)^2 \rangle \dots\dots\dots (10)$$

である。

以上の状況を後方の平面 $x = U_0 t$ 上の点 (x, y, z) から風車の面を見ると、その点 (x, y, z) に吹いて来る流体粒子は、時刻 $t = 0$ に風車平面上で風車の外側にあったものと、時刻 $\tilde{t} = 0$ に風車の半径内にあったものとに分かれる。それらを含む領域は、風車の回転翼を含む平面内での点の座標を $(0, Y, Z)$ と書くと、それぞれ近似的に次の二つの集合で表される。

$$L_{out}(x) = \{(Y, Z) | (Y - y)^2 + (Z - z)^2 < (x\alpha)^2\} \\ - \{(Y, Z) | Y^2 + Z^2 < R^2\}, \dots\dots\dots (11)$$

$$L_{in}(x) = \{(Y, Z) | (Y - y)^2 + (Z - z)^2 < (x\beta)^2\} \\ \cap \{(Y, Z) | Y^2 + Z^2 < R^2\}, \dots\dots\dots (12)$$

ここで、 $L_{out}(x)$ は平面 $x = U_0 t$ からみた風車の外側の点の集合で、これに属する流体粒子の x 方向の速度は U_0 である。また、 $L_{in}(x)$ は平面 $x = U_0 t$ からみた回転翼の面で風車の半径内にある点の集合で x 方向の速度成分は $\tilde{U}$ である。集合 $L_{out}(x)$ と $L_{in}(x)$ の面積を $S_{out}(x)$ 、 $S_{in}(x)$ とかくと、風車の外側の点から来る風（減速無し）と回転翼の径内の点から来る風（減速後）との混合の結果、点 (x, y, z) にお

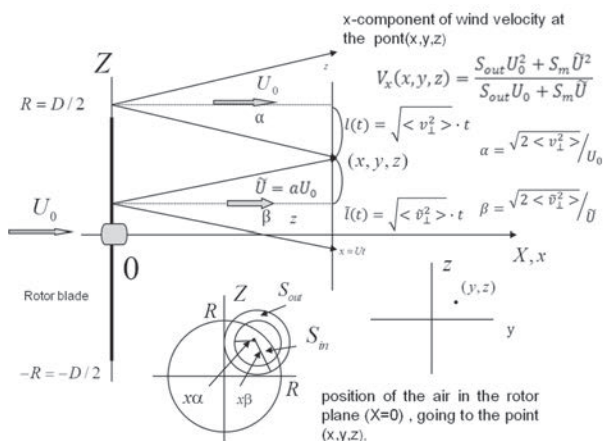


Fig.2 Recovery mechanism of the wind velocity by mixing (short time)

ける風速の x 方向の成分 V_x は、

$$V_x(x, y, z) = \frac{S_{out}(x)U_0^2 + S_{in}(x)\tilde{U}^2}{S_{out}(x)U_0 + S_{in}(x)\tilde{U}} \dots\dots\dots (13)$$

となる。ここで、速度 U_0 と $\tilde{U}$ の合成ウエイトは $L_{out}(x)$ と $L_{in}(x)$ のそれぞれの、点 (x, y, z) への x 方向の入射フラックスに比例するとした。式 (13) は x を固定すると回転軸付近 ($y, z \sim 0$) で最小となり、 y と z はゼロに近いので次のようにかける (Fig. 3 の模式図を参照)：

$$V_x(x, y, z) = U_0 \left[1 - \frac{a(1-a)}{\{(x\alpha/R)^2 - 1\} + a} \right] \dots\dots\dots (14) \\ (R/\alpha < x \text{ のとき}) \\ = aU_0, (R/\alpha > x \text{ のとき})$$

ここで、 $a = \tilde{U}/U_0$ である。また、 $a < \beta$ を仮定した。Fig. 3 が示す $V_x(x, 0, 0)$ の挙動は以下のように解釈できる。すなわち、混合による水平方向の風速の回復は、回転翼面で減速を受けていない外側の空気が進行とともに中心軸の方向に入り込み、減速された空気と混合されることにより起きると考えられるので、風車からの風下距離を固定した平面内では中心軸に近いほど風速の回復が遅れている。つまり、風下距離が同じであれば、中心軸から離れた位置ほど回復は進んでいる。

Fig. 3 に示した中心軸上の風速 $V_x(x, 0, 0)$ から分かるとおり、混合による風速回復を特徴づける（風速方向の）空間的スケールは、

$$x^* \equiv R/\alpha = D/(2\alpha) \dots\dots\dots (15)$$

であり、特徴的な時間は

$$t^* \equiv R/\sqrt{2\langle v_\perp^2 \rangle} = x^*/U_0 \dots\dots\dots (16)$$

である。

入射風速が高度によらず一定と仮定すると、式 (13) は回転軸の周りに軸対象となるので、 $V_x(x, y, z)$ は回転軸からの距離 $r = \sqrt{y^2 + z^2}$ の関数 $V_x(r, x)$ として書き下すことが出来る（付録 A 参照）。それに

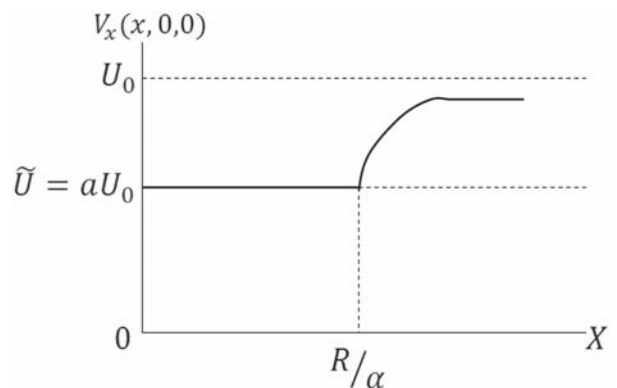


Fig.3 Recovery of wind speed near the rotor axis.

よると V_x は中心軸から遠ざかる (r が大) に従って大きくなることが確認される。この表式を用いれば、後流にある風車への x 方向の風の分布が与えられるので、後流の中にある別の風車の受ける風速とエネルギーを求めることが出来る。現実の風車の直後の乱流は複雑であるが、3章に述べるように、ここに示した短い時間での議論によってウィンドファームにおけるエネルギーの近似計算が可能になる。ここで用いた「短い時間」の近似は、時間 t が大きくなって緩和時間に近づくと近似の精度が悪くなるが、その様な場合には、正しい解では「短い時間」の近似より更に風速の回復が進むと考えられる。そのため、短い時間の近似で近似の精度が落ちたとしても真実より過大な回復を与える可能性はすくないと思われる。

2.3 緩和による回復過程 (長時間)

ある攪乱が生じてから長時間たつと流体粒子の速度は初期速度と無関係になると考えられる。その具体的な過程は前節 2.2 で述べたような混合過程が次々と連なって起きるものと考えられる。その目安の時間が緩和時間であり、時間 τ の後には粒子の速度の初期速度との相関が $1/e = 0.37$ に低減する。つまり、 τ は、ある攪乱が発生してそれが消滅するまでの時間スケールに相当する。

時間 t が大きいときの流体粒子の漸近的な振る舞いは 2.1 節の式 (6) で与えられているとおりで、 i 方向の乱流拡散係数 D_i は定義から

$$D_i \equiv \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{\ell_i(t)^2}{2t} = \langle v_i(0)^2 \rangle \tau \quad \dots\dots\dots (17)$$

とかける。上式は緩和時間と拡散係数の関係を与えるから、 D_i と $\langle v_i(0)^2 \rangle$ が分かれば緩和時間を求めることができる。拡散係数 D_i は方向によって異なる (i に依存する) が、緩和時間 τ は定義式 (4) の後でも述べたように成分 i によらないと考えられるので i は省略した。

地上付近で z 方向 (鉛直方向) の拡散係数 D_z を、接地層における風速の高度変化から推定することが出来る。*Prandtl* の混合距離 ℓ による運動量輸送理論、*Prandtl* の混合距離 $\ell = \kappa z$ (カルマン係数 $\kappa = 0.4$) の仮定などを用いると、高度 z における鉛直方向の拡散係数の中立時の表式が得られる。

$$D_z = \ell^2 \frac{dU}{dz} = \ell u_* = \kappa z u_* = 0.4 z u_*, \quad \dots\dots (18)$$

ここで u_* は摩擦速度である。以上の (17) と (18) から u_* と $\langle v_z(0)^2 \rangle$ が観測されれば緩和時間 τ が

求められる。気温に比べて海水温が低い場合は中立の仮定が当てはまる。

緩和過程を特徴づける量は時間的には緩和時間で、空間的にはこの間の風の移動距離

$$L \equiv U_0 \tau \quad \dots\dots\dots (19)$$

である。

2.4 風車への適用

前述の二つの過程 (混合過程と緩和過程) のうち、混合過程を特徴づける量は a , $x^* \equiv \eta D / (2a)$, $t^* \equiv x^* / U_0$ であり、これらは風車の特性である回転翼の半径 $R (= D/2)$, 減速率 $a \equiv \tilde{U} / U_0$ だけでなく、風の特性である U_0 および $\sqrt{\langle v_{\perp}^2 \rangle}$ による。(以下、 $\sqrt{\langle v_x^2 \rangle}$, $\sqrt{\langle v_y^2 \rangle}$, $\sqrt{\langle v_z^2 \rangle}$, $\sqrt{\langle v_{\perp}^2 \rangle}$ を、それぞれ σ_u , σ_v , σ_w , $\sigma_{\perp}$ と書く。)

強風時の海上での観測は多くないが、塩谷¹⁾によると高さ 40m の海上で $\sigma_w / U_0 = 0.02 \sim 0.04$ を得たこと、この値は風速 $U_0 = 10 \sim 35 \text{ m/s}$ に対し風速と無関係だったこと、等を報告している。また、 $\sigma_v = \sigma_w$ として、Counihan はレビュー論文²⁾で 1.50 を適当と紹介している。著者らが行った長崎市池島でのドップラーライダーによる観測によってもほぼ同様の結果が得られている。この結果に従えば、例えば実際に想定される、 $U_0 = 10 \text{ m/s}$, $a = 1/3$ のときに (風車の直後で $\tilde{U} = a U_0$)、いくつかの σ_w / U_0 の実測値に対し $a = \sqrt{2} \sigma_{\perp} / U_0$ を求めることが出来る。ここで例として $a = 1/3$ を用いるのは、Betz による最高出力に対応する値だからである。

一方、緩和過程を特徴づける値は τ , L であった。これらは、高度 z , u_* , σ_w が分かれば評価できる。長崎県池島周辺におけるドップラーライダーによる海上風速の観測によると、風速の鉛直分布とその分散の例が Fig.4 (a) のように得られている。この例で、近似式として対数則 (中立) $U = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{z}{z_0}$ (U は平均風速, z は高度, u_* は摩擦速度, z_0 は粗度定数である) をあてはめた結果 (Fig.4 (b)), $u_* = 0.40 \text{ m/s}$ を得た ($z_0 = 1.2 \times 10^{-4} \text{ m}$)。

Table 1 に、 $U_0 = 10 \text{ m/s}$, $a = 1/3$, $D = 2R = 100 \text{ m}$, $z = 100 \text{ m}$ として、混合過程における物理量 ($a = \sigma_{\perp} / U_0$, 風車の外側の風が中心軸付近に達するのに要する距離 x^* と時間 t^*)、緩和過程における物理量 (緩和時間 τ , その間に移動する距離 L)、および t^* / τ を $\sigma_w / U_0 = 0.02, 0.03, 0.04$ の場合について示した。

Table 2, 3 には、風が中心軸上で風車の後方 x に

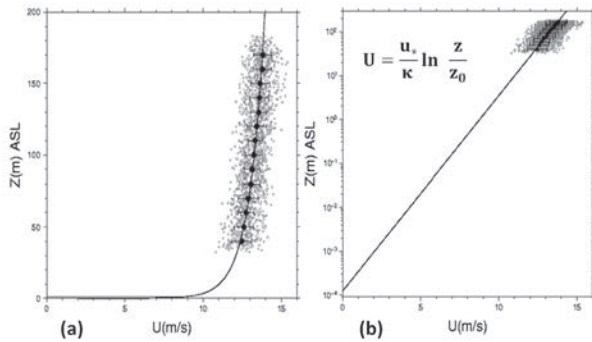


Fig.4 Vertical profile of wind speed above sea around Ikeshima, Nagasaki (a), plot of the logarithmic law (b).

Table.1 Some parameters of mixing processes ($x^*(m)$, $t^* = x^* = U_0(s)$), relaxation processes ($L(m)$, $\tau(s)$), and t^*/τ for ($\sigma_w = U_0 = 0.02, 0.03, 0.04$ in case $U_0 = 10\text{m/s}$, $a = 1/3$, $z = 100\text{m}$, $u^* = 0.4\text{m/s}$)

σ_w/U_0	α	mixing		relaxation		
		x^*	t^*	τ	$L = U_0\tau$	t^*/τ
0.02	0.051	981	98.1	400	4000	0.25
0.03	0.076	654	65.4	178	1780	0.37
0.04	0.102	490	49.0	100	1000	0.49

Table.2 Values of $t(x)/\tau$ at the point with distance x from the blade.

σ_w/U_0	$x = 4D$	$x = 6D$	$x = 8D$	$x = 10D$
0.02	0.100	0.150	0.200	0.250
0.03	0.225	0.337	0.449	0.562
0.04	0.400	0.600	0.800	1.000

Table.3 Values of $V_x(x, 0, 0)/U_0$ at the point with distance x from the blade.

σ_w/U_0	$x = 4D$	$x = 6D$	$x = 8D$	$x = 10D$
0.02	0.333	0.333	0.333	0.405
0.03	0.333	0.333	0.733	0.867
0.04	0.333	0.733	0.889	0.936

移動するのに要する時間 $t(x)$ と緩和時間 τ との比 $t(x)/\tau$, および中心軸上 x での風速の回復割合 $V_x(x, 0, 0)/U_0$ を示した. これによると, 風車の後方 $10D$ では中心軸上の風速の回復は σ_w/U_0 の大きさに依存して回復率は 0.405 から 0.936 まで大きく変化する事が分かる. 一方, 後方 $4D$ の距離では殆ど回復していないことがわかる.

なお, ここに示した例では, Table 1 と Table 2 に示したように, 風車からある程度後方の距離 ($10D$ 程度) 迄は, $t^* < \tau$, $t(x) \leq \tau$ を満たしているため, 混合過程の基本式 (5) の近似はその範囲では整合性を持っている. すなわち, ここで例に取った大型風車 (直径 100m, 風速 10m のとき) の場合, 外側

の風が中心軸に達するのに要する時間 t^* と, 風車の後方距離 x ($x \leq 10D$) に風が達するまでの時間 $t(x)$ とはいずれも緩和時間 τ より小さいことから, 短時間過程の近似, つまり混合過程で考えて良い. そこで, 次章ではウインドファーム全体の風車の配置を混合過程で議論する.

ただし, 二つの表から分かるとおり, $t(x)$ と τ が近い領域もある. この場合は「短い時間の近似」の精度は中心軸付近でやや落ちると考えられる. しかし中心軸から離れた殆どの点では混合過程は成り立つと期待されることと, その様な場合には 2.2 節の最後でも触れたように, 実態の方が混合過程の近似より更に風速の回復が進む状況と考えられるため, この混合過程の近似は実際の風速の回復を良く近似していると思われる.

3 風車の最適配置

3.1 はじめに

ここでは, 多数の風車から構成されるウインドファームの効率性が最大化されるような風車の最適配置について解析する. 効率性の議論においては, 以下のような最大化問題が想定されるであろう. すなわち, ウインドファームを一定期間稼働させたときに生成されるエネルギーから得られる利益を P (電力 $\times$ 価格), 設備および稼働に要するコストを C として, 目的関数を $P - C$ で与える. 本章では, P の評価で本質的な生成エネルギーを風車間隔 d の関数として求めることを試みる. そこで, 2 章の混合過程による解析結果に基づく後方風車が受ける風速分布の近似式 (付録 A 参照) を用いて, エネルギーの数値計算を行い, 結果を風車間隔の関数として表す. その結果から風車の最適間隔を考察する.

3.2 風車の配置と風向の離散化

ここでは, $N \times N$ 基の風車を Fig5 (a) に示すように 2 等辺三角形 (斜辺と底辺の長さの比が $\zeta:\eta$) の頂点上に配置することを想定し (Fig5 (a) では $N = 6$), 全風車によって生成されるエネルギーを計算するアルゴリズムについて述べる. まず, 風車が受ける風の向き θ を次のように離散化する.

$$\theta_1 = 0, \theta_k = \theta_{k-1} + \Delta\theta_{k-1} (k=2, \dots, K). \dots (20)$$

東から西への風向が $\theta_1 = 0(\text{rad})$, 北から南へが $\theta_k = \pi/2$ である. Fig5 (b) に $K=12$ の場合を示す. このとき,

$$\begin{aligned}\Delta\theta_1 &= \sin^{-1}\{\gamma_1/(2\gamma_2)\}, \\ \Delta\theta_2 &= \sin^{-1}\{\eta\gamma_1/(2\zeta\gamma_2)\}, \dots\dots\dots (21) \\ \Delta\theta_3 &= \sin^{-1}\{\eta/(2\zeta)\}\end{aligned}$$

と表される。但し、 $\gamma_1 = \sqrt{4\zeta^2 - \eta^2}$, $\gamma_2 = \sqrt{\zeta^2 - 2\eta^2}$ である。また、 $\Delta\theta_k (k=4, \dots, 12)$ については対称性から $\Delta\theta_6 = \Delta\theta_7 = \Delta\theta_1$ 等である。

3.3 エネルギー計算アルゴリズムの概要

エネルギーの計算は前節で述べた離散方向毎に行い、すべての離散方向に関して和をとることで総エネルギーを求める。離散方向 θ_k に関する計算では、この方向に平行な直線上に配置されている風車に着目する。例えば、Fig.5 (a) の矢印で示した直線は方向 θ_5 に平行で 4 基の風車が配置されている。直線に沿って配置された M 基の風車が生成するエネルギーをそれぞれ $G_1, \dots, G_M$ とすると、それらは以下のように計算される。離散方向 θ_k の風速の値は、観測データから求めた平均風速 $\bar{U}_k$ を採用する。まず、先頭の風車は回転翼の回転面に関して一様に風速 $\bar{U}_k$ を受けると考えて

$$G_1 = \frac{1}{2} \rho \times A \times (\pi R^2 \bar{U}_k^3) \dots\dots\dots (22)$$

である。ここで、 ρ は空気密度、 A は風車のパワー係数³⁾、 R は回転翼の長さである。

後方風車が回転面上の各点で受ける風速は、回転面からの距離 r に依存するとして付録 A に示した関数 V_x で与えられるので、 $G_m (2 \leq m \leq M)$ は

$$G_m = \frac{1}{2} \rho A \times 2\pi \int_0^R V_x(r, (m-1)d_k)^3 r dr \quad (23)$$

で計算される。但し、 d_k は方向 θ_k での風車間隔で、Fig.5 (b) の配置においては $d_1 = \eta d$, $d_2 = d_6 = \gamma_2 d$, d_3

$= d_5 = \zeta d$, $d_4 = \gamma_1 d$, $d_k = d_{k-6} (k=7, \dots, 12)$ である。上記の計算を方向 θ_k に平行なすべての直線に関して行って総和をとれば方向 θ_k に関するエネルギー E_k が求まる。例えば、Fig.5 (b) の配置においては方向 θ_5 に平行な直線は 14 本である。

最終的に全風車によるエネルギーは $\sum f_k E_k$ となる。但し f_k は方向 θ_k の風向分布 (Fig.6) を表す確率密度である。

3.4 エネルギーの計算例と風車の最適間隔

計算に用いる風速値 (先頭風車が受ける U_0) は Fig.1 に示した観測データから求め、100 基の風車 (Fig.5 (a) において $N=10$) によるウィンドファームを想定する。また、風車は等間隔 d で配置されているものとする。すなわち、Fig.5 (a) において、 $\eta = \zeta = 1$ である。Fig.6 に風向の頻度分布 (Fig.5 (b) に示した分割で $\eta = \zeta$ の場合) を示す。平均風速の値は北西方向が最も大きく 9.5m/s、以下南南西 7.4m/s、北北西 7.2m/s 等であった。Fig.7 には 100 基の風車が生成するエネルギー (kW) を風車間隔 d (m) の関数として表した。ここで、 $D = 2R$ (R は回転翼の長さで、 $R = 50$ m とした) である。また、後方風車の受ける風速分布式の構成では、混合過程を特徴付けるパラメータ α は $\sigma_w/U_0 = 0.04$ から求め (Table 1 参照)、 $\beta = 5\alpha$ とした。

さて、Fig.7 から生成エネルギーは風車間隔 d に関して増加してゆく傾向にあるが、 $d = 3D$ あたりから増加率は小さくなり、 $d \geq 6D$ ではゆるやかに P_∞ (風車による風速の減衰を考慮しないばあいのエネルギー) に漸近してゆくことが見て取れる。このことから、風車間隔を $d \geq 6D$ に設定しても生成されるエネルギーに大きな違いは生じないことがわかる。また、 $d \geq 9D$ では P_∞ と計算値との差はさら

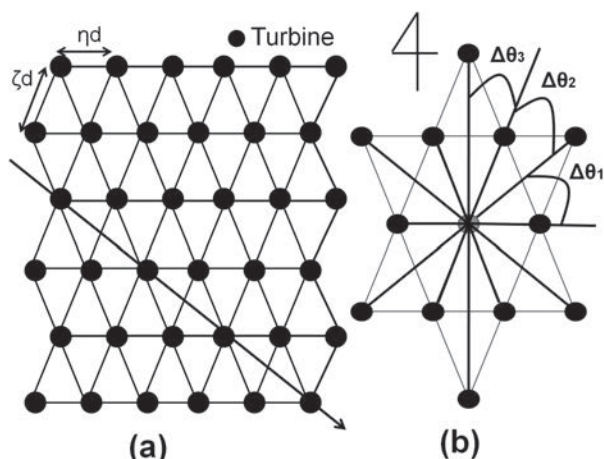


Fig.5 Allocation of the turbines (a) and discretization of the wind direction (b)

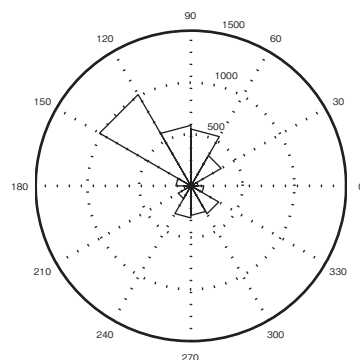


Fig.6 Wind direction observed in Ikeshima

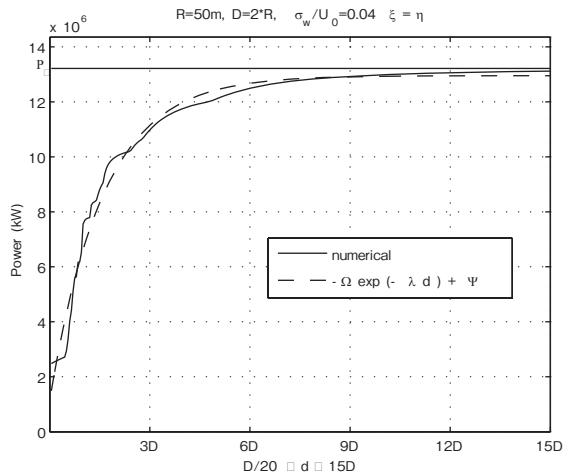


Fig.7 Plot of the value of power obtained from the numerical algorithm as a function of the distance d

に小さくなって行く。一方、風車間隔が増大すると、風車間を接続する総送電距離が増加するので、 d を長くとりすぎると送電コストが増大し効率性の低下を引き起こすであろう。したがって、ここで示した計算結果からは効率性を考慮した最適間隔 d の上限値の存在範囲は $6D \leq d \leq 9D$ と考えられる。

図の点線は、実線の結果を指数関数を用いて $-\Omega \exp(-\lambda d) + \Psi$ と近似した結果 ($\Omega = 1.18 \times 10^6$, $\Psi = 1.30 \times 10^7$, $\lambda = 6.26 \times 10^{-3}$) である。この結果から、ある稼働期間において、風車間隔 d のウィンドファームの発電量 (kWh) は上記の関数でよく近似できることがわかる。

今、全風車を接続する送電線の長さを風車間隔 d の関数として $L(d)$ とする。ウィンドファーム稼働期間の運用コスト C が送電コストのみに依存する ($C = C(L(d))$) と仮定すると、稼働効率 F は風車間隔 d の関数として

$$F(d) = p \sum (-\Omega \exp(-\lambda d) + \Psi) - C(L(d)) \quad (24)$$

で与えられる。ここで、 Σ は稼働期間に関する和、 p は電力量当たりの単価である。したがって、今の仮定の下では上記の関数 $F(d)$ を用いることによって一つの最大化問題を構成することが可能である。

4. おわりに

ドップラー・ライダー観測データを用いて、風車の最適配置を議論した。等間隔に配置された風車間の最適間隔を数値シミュレーションから求めるために、風上の風車に影響を受ける風速の回復プロセスを解析し、後方風車が受ける風速の分布を近似的に求めた。また、ウィンドファームの電力量を風車間隔の関数として表現可能であることが示唆され

た。

この報告では水平風のみを検討対象としたが、ドップラー・ライダー観測によれば鉛直風を含む数百メートルスケール構造が観測されている。この上空からの運動量輸送が十分であれば風車間隔を更に縮小することも可能である。しかし、ここでは将来の課題とした。2015年に量産が予定されている洋上発電風車 (7MW) のローター径は 165m を超えるとされている⁴⁾。例えば風車間距離 10D を取れば、風車間距離は 1.65km となる。送電用の海底ケーブルのコストは 1.5 ～ 2 億円 / km と想定されている。送電ケーブル・コストの過半は線材によるものでありコスト低減の余地は少ない。従って、実海域での風速場の観測結果を用いた風車配置の最適化の研究はこれからも更に進展させる必要がある。

謝辞

本研究は平成 22 年度環境省委託、地球温暖化対策技術開発事業の一環として行われた。また、風況観測では長崎市池島の旧焼却施設を利用させていただいた。記して感謝致します。

付録 A 後方風車が受ける風速の近似式

本研究では、2.3 節で述べたように、後方風車の受ける風速は回転軸からの距離 r と先頭風車からの距離 s の関数として $V_x(r, s)$ と表される。今、直線上に等間隔 d_x で配置された風車群、風車 1, ..., 風車 M において、後方の風車 m ($2 \leq m \leq M$) は先頭風車から $s = (m-1)d_x$ の距離に配置される。式 (13) より風車 2 の受ける風速 $V_x(r, s) = V_x(r, d_x)$ は次のように近似される。

$\alpha s \leq \beta s \leq R$ のとき

$$V_x(r, s) = a U_0, (r \leq R - \alpha s)$$

$$V_x(r, s) = \left[1 + \frac{1-a}{(\alpha + \beta)s} (r + \alpha s - R) \right] U_0,$$

$(R - \alpha s < r \leq R)$

$R < \alpha s \leq \beta s$ のとき

$$V_x(r, s) = a^* U_0, (r \leq \alpha s - R)$$

$$V_x(r, s) = \left[1 - \frac{1-a^*}{2R + (\beta + \alpha)s} (r + \alpha s - R) \right] U_0,$$

$(\alpha s - R < r \leq R)$

$$a^* = 1 - \frac{a(1-a)}{(\alpha s/R)^2 - 1 + a},$$

$\alpha s < R < \beta s$ のとき

$$V_x(r, s) = aU_0, (r \leq r^*)$$

$$V_x(r, s) = \left[a + \frac{1-a}{R + \beta s - r^*} (r - r^*) \right] U_0,$$

$$(r^* < r < R)$$

$$r^* = \min[\beta s - R, R - \alpha s],$$

風車 3, ..., 風車 M が受ける風速 $V_x(r, (m-1)d_x)$ ($3 \leq m \leq M$) に関しては上式を以下のように修正する。すなわち、式 (13) の左辺において、風車 m ($3 \leq m \leq M$) の直後の風速は $\tilde{U} = a^{m-1}U_0$ とする。また混合過程では、先頭風車からの距離が大きくなるにつれて S_{out} の範囲を広くとり、 $S_{out}((m-1)d_x)$ に

存在する粒子から影響を受けるものとする。一方 S_{in} の範囲は風車 2 の場合と同じで $S_{in}((m-1)d_x) = S_{in}(d_x)$ とする。したがって、上式において $\tilde{U} = a^{m-1}U_0$, as は $a(m-1)d_x$ に置き換え、 $\beta_s = \beta d_x$ である。

参考文献

- 1) 塩谷正雄, 強風の性質, 開発社, 1979.
- 2) Counihan, J., Adiabatic atmospheric boundary layers. A review and analysis of data from the period 1880-1972, Atmos. Environ., vol.9, 871-905, 1975
- 3) 牛山泉, 風力エネルギー読本, オーム社, 2005.
- 4) 三菱重工ニュース 第 5136 号, 2011.