

海岸域における風の場の三次元構造に関する検討

灘岡和夫*・内山雄介**・東川孝治***

1. はじめに

沿岸域では、飛沫中の海塩粒子（飛塩）や海浜上の砂が内陸部に輸送され、それらが塩害や飛砂災害として日常的問題となっており、海岸工学上の重要な課題となっている。このような沿岸域での陸向きの大気内物質輸送は、海風による単純な移流過程として扱われることが多い。しかし、沿岸域では粗度の違いによるシアや表面温度差などに起因する大小様々なスケールの渦、さらには風の間がもともと有している大域的な乱れ等によって、極めて複雑な3次元大気乱流場が形成されているものと考えられる。つまり、岸沖断面2次元的な、従来の取り扱いでは捉えきれない現象が多々あると予測される。

そこで本研究では、現地観測において見出された、やや岸から沖向きの風（陸風）のもとでの飛塩の陸向き輸送現象の存在を示し、ついで、この物質輸送と風速場の3次元構造との関係を明らかにするべく、現地海岸での詳細な風速測定データ及び3次元LESによる数値計算に基づいて検討・考察した。

2. 現地観測

2.1 観測の概要

現地観測場所は、茨城県鹿嶋郡波崎町須田浜に位置する運輸省港湾技術研究所波崎海洋観測桟橋（HORS）上、および周辺の砂浜および背後のクロマツ林であり、2回観測を実施した。1回目は1995年12月6日に行い、砂浜上と植生帯内部において岸沖方向の平均風速分布・飛塩フラックスの鉛直分布等を数地点で測定した。観測場所の地形断面および測定機器配置状況を図-1に示す。また、2回目は1996年2月6日に行い、海上（桟橋上）・砂浜中央部・植生帯内部の3地点において、岸沖断面での風速変動を詳細に測定した。周辺の海浜形状は数kmにわたって沿岸方向にほぼ一様であり、砂浜幅約100m、背

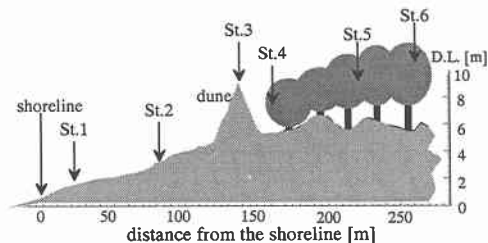


図-1 現地観測場所の地形断面・測定機器配置状況

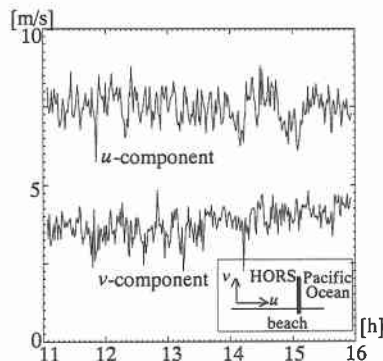


図-2 第1回観測時の水平風速各成分の時系列データ

後に約150mの林帯幅で樹高2m～7mの海岸林（クロマツ林）が続いている。

風速は三杯式風速計（Campbell製、サンプリング周波数最大0.1[Hz]）および超音波式風速計（カイジョー製、サンプリング周波数8[Hz]、第2回観測のみ使用）を、飛塩フラックスは手製の捕捉器（詳細は灘岡ら（1996）を参照）を用いて測定を行った。

2.2 非海風時の飛塩拡散に関する観測結果

第1回観測時の砂浜上での風速・風向の時系列変化（1分毎）を図-2に示す。この測定結果からは海風モード（沖→岸向き）の風速成分は検知されておらず、汀線に対して平均的に約30度の風向を有する陸風が吹き続いていたことがわかる。この時の砂浜上および植生帯（クロマツ林）内部での平均風速の鉛直分布は図-3（上）のようであり、上空ではほぼ一定値であり、汀線付近で最

* 正会員 工 博 東京工業大学教授 大学院情報理工学研究所 情報環境学専攻

** 学生会員 修(工) 東京工業大学大学院 情報理工学研究所 情報環境学専攻博士課程・日本学術振興会特別研究員

*** 正会員 JR 四国

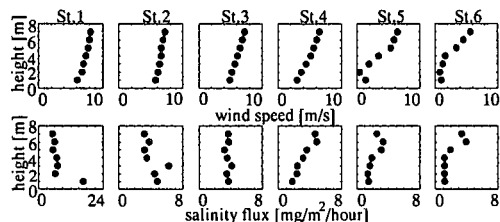


図-3 平均風速(上)と飛塩量(下)の岸沖方向鉛直分布

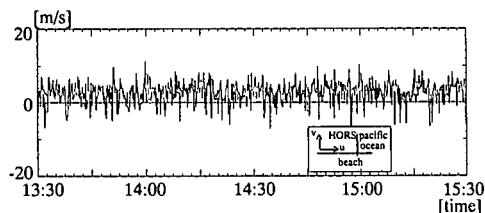


図-4 砂浜中央部での岸沖風速成分の生波形(第2回)

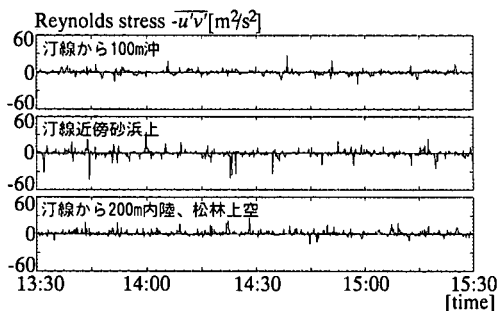


図-5 岸沖方向各測点での瞬間レイノルズ応力の時系列

も大きく、内陸部に行くにつれて小さくなるような分布となっている。同時に測定された4時間平均の飛塩フラックスの岸沖方向の鉛直分布を見ると(図-3(下), 但し St. 1 のみ横軸を3倍に拡大している), 仲座ら(1991)の実測による海風時の飛塩分布形に似たパターンを示しており, 風速分布と同様に, 汀線近傍で大きく内陸に行くにつれて低減している。このような, 陸風モードのもとでの飛塩の陸向き輸送の存在は, 飛塩を含めた陸向きの大気内物質輸送が, 海風による単純な移流だけではなく, 何らかの渦によって内陸方向に輸送されていることを示唆している。しかし, 沿岸域では1.で述べたように, 大小様々なスケールの渦や乱れ等によって, 複雑な大気乱流場が形成されているものと推察される。そのため, 海岸域における物質輸送過程に直接寄与する渦を特定し, その発達メカニズム, 構造について検討する必要があると考えられる。

2.3 海岸域の大気構造に関する観測結果

以上のことを明らかにするべく行った第2回観測時

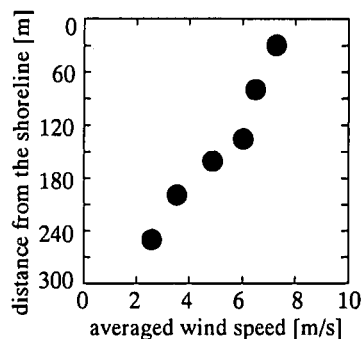


図-6 鉛直平均したスカラー風速の岸沖分布(第1回)

(この時も平均的には第1回目の観測時と同様な風向であり, 陸風モードであった)の砂浜上での測定周波数を先ほど(図-2)の1分間隔から0.1 [Hz]に上げた岸沖方向風速変動の生データ(図-4)を見ると, 1分では検出されなかった海風モードの風速成分がかなりの頻度で検出されている。また, 瞬間レイノルズ応力の岸沖方向断面での時間変化を見ると(図-5), 海上ではさほど乱れていないにも関わらず, 砂浜上や松林上で大きくなっている。特に砂浜上では周期的に正負の瞬間レイノルズ応力の生成が観測されており, その周期は3~5分と20分程度のものが卓越している。そこで次に, この周期変動を引き起こすメカニズムについて考察する。

海岸域特有の乱れエネルギーのソースとして, 表面温度差に起因する浮力, 背後の海岸林と砂面・海面の粗度の違いに基づく水平流速勾配(水平シア)などが考えられる。ただし, 海水温度と地表面温度に明確な差が生じる夏季と比較して, 本観測が実施された冬季は, 浮力に起因する乱れエネルギーの生成や消散は比較的小さいものと考えられる。

ここで, 地表面から7mまでの高さを1mピッチで測定した風速分布を鉛直方向に平均した値の岸沖分布を見ると(図-6), 植生帯中で小さく, 海浜上で大きく, 海上に向かって一定値に漸近しており, しかも植生帯-砂浜境界付近に変曲点を有している。

以上の事実から, 周期的な瞬間レイノルズ応力の生成は, 流速分布が変曲点を有することによるシア不安定に起因して発達する大規模渦の通過に伴うものであるという可能性が考えられる。とすれば, 図-4に見られた飛塩の内陸部への輸送の原因として, このような大規模渦の役割を考える必要がでてくる。しかしながら, 植生帯内部での平均風速の鉛直分布も同様に, 植生-大気境界付近に変曲点を有するような分布をしており(図-3(上)の St. 5 および 6), いわゆる穂波を引き起こす大規模渦の発達も予想される。つまり, 海岸域の大気は, 単純な平面2次元的な渦ではなく, 3次元的な複雑乱流場に

なっているものと考えられる。

現地観測データから、このようなローカルな乱れと、大気が元来持っている大局的な乱れを分離して、前者を特定することは困難である。そこで、植生の効果のみを取り込んだ、一様な風に対する数値計算によって検討することを試みた。

3. 数値計算

3.1 植生を伴う乱流場の数値計算モデル

植生層を伴う乱流場の計算手法は、Inoue (1964) が勾配拡散型の混合距離モデルを提案したことに始まる。その後、高次の乱流 closure モデルが適用されるようになった (例えば、Wilson and Shaw (1982) など)。しかし、これらのモデルは多くのパラメータを含んでおり、同時に統計量のみを取り扱い、時間変動を対象にしえなかった。これに対して、近年の計算機処理能力の進展に伴い、Large Eddy Simulation (以下、LES) を拡張し、植生層流れに適用する例が見られるようになった (例えば、Kanda and Hino (1994) など)。LES を植生層流れ場に適用することについては、局所等方性の仮定、植生の取り扱いなどに関して議論の余地がある。しかし、LES は最も直接計算に近く、 $k-\varepsilon$ モデルなどと比較してパラメータ決定における任意性・不確定性を最大限に排除できるモデルであると考えられる。そこで本研究では、乱流モデルとして LES を採用したが、植生による乱れエネルギーの生成・散逸が本質的に重要であるため、subgrid scale (以下、SGS) 乱流エネルギー収支式を追加した 1 方程式タイプの LES により、風の場の 3 次元計算を行った。

3.2 数値計算の概要

植生の効果に関して、Raupach and Shaw (1982) と同様に植生密度という概念を導入すると、本研究で用いる LES の具体的な基礎方程式系は以下ようになる。

$$\frac{Du_i}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial R_{ij}}{\partial x_j} - C_D A U u_i \dots\dots\dots (1)$$

$$\Delta p = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[-u_i \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial R_{ij}}{\partial x_j} - C_D A U u_i \right] \dots\dots (2)$$

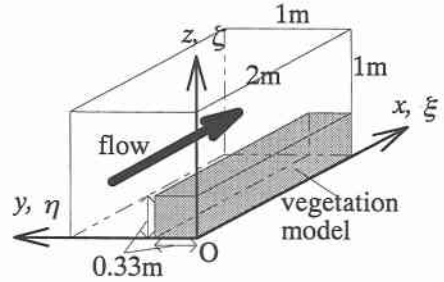
$$\begin{aligned} \frac{DE}{Dt} = & R_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[K_{SGS} \frac{\partial E}{\partial x_j} \right] \\ & - \frac{C_\varepsilon}{\Delta} E^{1.5} - 2C_D A E U + C_D A U^3 \dots\dots (3) \end{aligned}$$

$$R_{ij} (= -\overline{u'_i u'_j}) = K_{SGS} \left[\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right] - \frac{2}{3} \delta_{ij} E \dots\dots (4)$$

$$K_{SGS} = C_S \Delta E^{0.5} \dots\dots\dots (5)$$

$$\Delta = (dx_1 \cdot dx_2 \cdot dx_3)^{1/3} \dots\dots\dots (6)$$

ただし、 $i, j=1, 2, 3$, u_i , x_i : i 方向流速 (u, v, w), i 方向座標 (x, y, z), p : 圧力, ρ : 流体密度, R_{ij} : SGS



図一7 数値計算での座標系・植生配置・渦度成分の定義

Reynolds 応力, C_D : 抵抗係数 ($=0.5$), A : 植生密度 ($=2.5$ [1/m]), U : スカラー風速, E : SGS 乱れエネルギー, K_{SGS} : SGS 渦動粘性係数, C_S, C_ε : LES 定数 (1.0, 0.05), δ_{ij} : クロネッカーのデルタ, Δ : 乱流長さスケール, dx_i : 計算格子間隔である。ここでは、連続式は直接解かず、運動方程式 (1) の発散を取ることによって得られる式 (2) の圧力に関する Poisson 型の方程式を解いている (MAC 法)。また、SGS 乱れエネルギーの収支式は式 (3)、SGS Reynolds 応力は式 (4)、SGS 渦動粘性係数を式 (5) で表現した。

以上の式を、空間的には移流項に 3 次精度の風上差分、他のすべての項に 2 次精度中央差分、非定常項にオイラー後退差分を用いて離散化した。時間刻みは 0.05 s である。

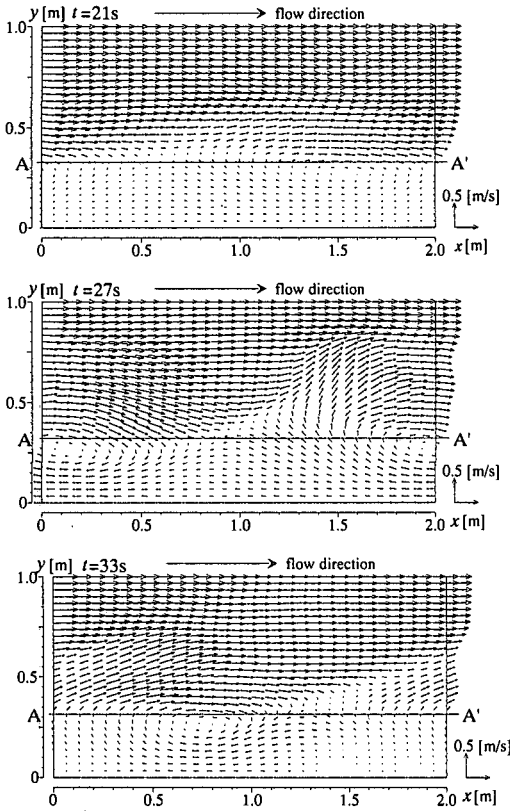
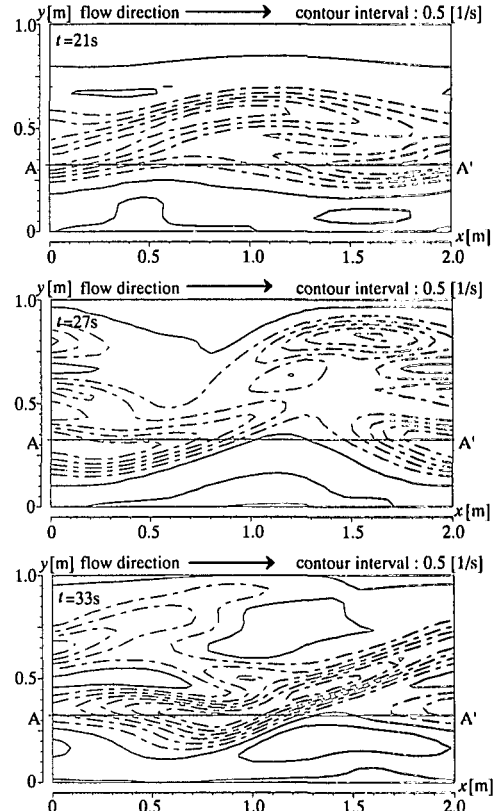
3.3 計算条件

LES は主として風洞内乱流を対象に発達しており、それに対応する壁面境界条件を課すケースについては相当量の蓄積・実績があるものの、大気のように開放条件を必要とする場合には、その定式化についてはほとんど蓄積がない。これを踏まえて、本研究では、葉面積密度一定の植生が風洞の隅角部に一様に設置された状況を想定して計算を行う。これは、クロマツのような植生帯が沿岸方向に連続的に存在する場に、沿岸方向の一般風がある状況を模擬したものである。

計算領域の概要や座標系の定義を図一7 に示す通りであり、 $30 \times 30 \times 30$ メッシュで表現した。また、境界条件は、流下方向に周期境界条件を課し、その他は壁面条件として、その与え方は灘岡・八木 (1992) と同じとした。計算は、流量を $0.5 \text{ m}^3/\text{s}$ とし、初期状態では SGS 乱れのみを考慮した $y-z$ 平面に関する 2 次元計算から得られる流速分布に、主流速の最大 5% の擾乱を加えた分布を全領域に与え、乱れの発達を追った。

3.4 計算結果および考察

図一8 に計算開始後 21, 27, 33 秒での植生高さの約半分 ($z=0.2 \text{ m}$) での $x-y$ 平面内水平流速ベクトル図を示す。ただし、植生境界部での流下方向平均流速を一様に

図-8 $z=0.2$ m での水平流速ベクトル図 ($t=21, 27, 33$ s)図-9 $z=0.2$ m での渦度 ξ 成分コンター (点線は負値)

引いており、図中の線分 AA' は植生境界部を示している (以下の図中でも同様)。21 s で流下方向に揺動が始まり、これが次第に成長し、27 s で一旦大規模渦が明確に現れるものの、33 s には渦は小さくなっている。

これと同時に同位置での x - y 平面内渦度の高さ方向成分 (ξ 成分) を見ると (図-9)、流速ベクトルに対応して 21 s に高渦度層が植生境界部付近に形成され、27 s で z 方向に軸を持つ大きな渦塊 (roll) に成長している。しかし、33 s では渦塊を認識することはできるものの、かなり乱れており、崩壊過程にあると言える。

次に、27, 33 s における $x=1.0$ m での y - z 平面内渦度 (ξ 成分) を見ると (図-10)、長楕円型の流下方向渦度、すなわち縦渦が植生境界部に現れ、これに対応する逆回転の縦渦が植生周辺に 2 つ存在している。これは自由せん断乱流における rib 構造 (Hussain, 1986) と類似した構造であるが、縦渦の渦度は主渦の流下方向成分とほぼ同程度であり、かなり強い。この強い縦渦の stretching により主渦が変形され、植生帯周辺での運動量交換が特徴付けられているものと考えられる。

図-11 の同一平面内でのレイノルズ応力 ($-\overline{u'v'}$) の空間分布を見ると、27 s では植生境界部を中心として強い

正のレイノルズ応力が生成されている。しかし、大規模渦の崩壊に伴い、33 s では植生境界部に正負のレイノルズ応力が交互に並ぶように存在しており、植生境界部での運動量交換が再び減少していることが分かる。

植生境界部付近 ($x=1.0$ m, $y=0.4$ m, $z=0.2$ m) での変動流速・変動 SGS 乱れエネルギー (E')・レイノルズ応力 ($-\overline{u'v'}$) の時系列データを図-12 に示す。それぞれ、大規模渦のライフサイクルに対応して、かなり規則的に周期変動をしている。また、断面平均した $-\overline{u'v'}$ の時間変化を見ると (図-13)、24 s 付近で一旦最大値を有する分布形を示した後、しばらく不規則な変動を繰り返し、54 s 付近で再び大きくなっている様子が見て取れる。これに対応して、図-12 では 24 s, 54 s 付近に $-\overline{u'v'}$ のピークが出現している。この時の変動流速成分のレイノルズ応力への寄与は、いずれも $u' > 0, v' < 0$ すなわち sweep が卓越しており、高速の流体塊が植生帯方向へ移流されていることが分かる。

以上のことから、本計算での風速場は、植生によるシア不安定に起因した大規模渦構造が存在し、これがマージングと崩壊を繰り返していることが明らかとなった。また、海岸からの物質輸送を直接的に支配している

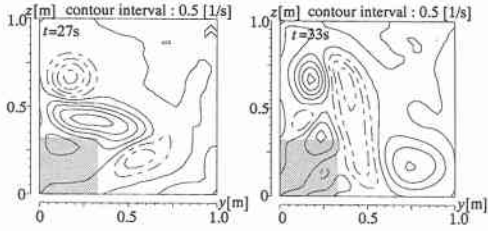


図-10 $x=1.0$ mでの渦度と成分コンター(点線は負値、ハッチは植生領域を表す)

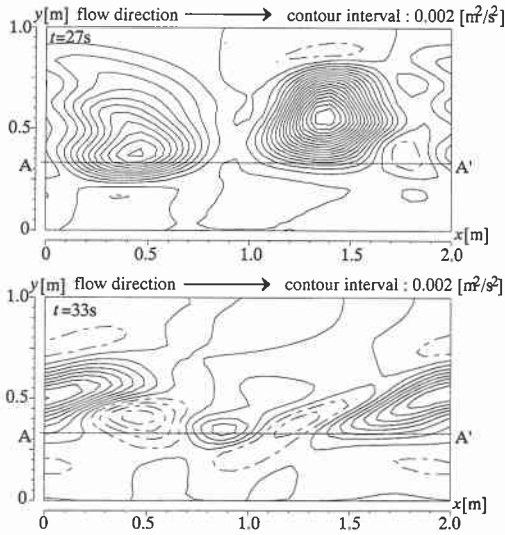


図-11 $z=0.2$ mでの $(-\overline{u'v'})$ コンター(点線は負値)

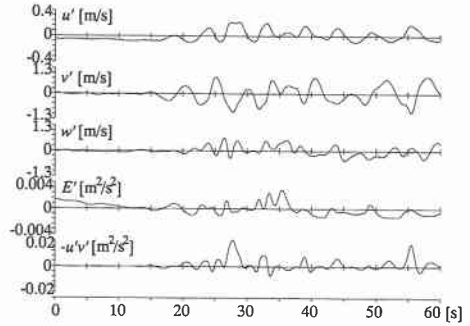


図-12 点 (1.0, 0.4, 0.2) での u' , v' , w' , E' , $-\overline{u'v'}$ の時系列

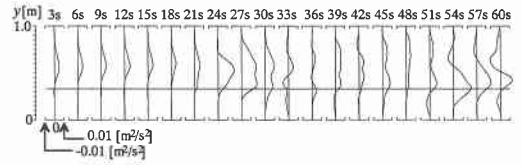


図-13 $z=0.2$ mでの水平面平均 $-\overline{u'v'}$ の時間変化

と考えられる v' 成分は、図-12に見られるように u' 等と比較して非常に大きく変動していること、および強い縦渦と sweep が卓越することから、このような3次元的な大規模渦が海岸域の物質拡散に大きく貢献しているものと考えられる。

4. 結 論

沿岸域での飛塩・飛砂等の物質の陸側への輸送は、従来考えられてきたような海風モードでの海から陸への単純な2次元の移流によるものだけでなく、3次元的な大規模渦による拡散効果によって、たとえ陸風モードでも陸向きの物質輸送が生じることを観測により明らかにした。また、一方程式タイプのLESによる3次元数値計算によって、この大規模渦が植生境界付近のシア不安定により発生し、特徴的な3次元構造を持つ形に発達し、成長・崩壊を繰り返していることを示した。

謝辞：本研究での現地観測の遂行に当たり、運輸省港湾技術研究所漂砂研究室の加藤一正室長・柳島慎一主任

参 考 文 献

- 仲座栄三・津嘉山正光・照屋雅彦 (1991): 大気環境アメニティの一要素としての飛塩・飛砂特性, 海岸工学論文集, 第38巻, pp. 896-900.
- 灘岡和夫・八木 宏 (1993): SDS & 2DH モデルを用いた開水路水平せん断乱流の数値シミュレーション, 土木学会論文集, No. 473/II-24, pp. 35-44.
- 灘岡和夫・内山雄介・東川孝治 (1996): 大気および土壌中の塩分からみた砂浜海岸植生環境について, 海岸工学論文集, 第43巻. (印刷中)
- Hussain, A. K. M. (1986): Coherent structure and turbulence, J. Fluid Mech., pp. 303-356.
- Inoue, E. (1964): On the turbulent structure of air-flow within crop canopies, J. of Meteorol. Soc. Japan, No. 41, pp. 317-326.
- Kanda, M. and Hino, M. (1994): Organized structure in developing turbulent flow within and above a plant canopy, using large eddy simulation, Boundary Layer Meteorol., No. 68, pp. 237-257.
- Raupach, M. R. and Shaw, R. H. (1982): Averaging procedure for flow within vegetation canopies, Boundary-Layer Meteorol., No. 22, pp. 79-90.
- Wilson, N. R. and Shaw, R. H. (1982): A higher order closure model for canopy flow, J. Appl. Meteorol., No. 16, pp. 1198-1205.