

OFFICE DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE ET TECHNIQUE OUTRE-MER  
CENTRE D'ADIPODOUME

---

Laboratoire de Bioclimatologie

PROFIL DE VENT AU-DESSUS D'UN GAZON EN REGIME  
DE NEUTRALITE THERMIQUE

DETERMINATION DES COEFFICIENTS D'ECHANGE

par

G. GOSSE

Decembre 1971

## PLAN

### Introduction.

1. Rappel de Mécanique des fluides.
2. Application à l'étude des profils de vent au régime de neutralité thermique:
  - 2.1. Hypothèses
  - 2.2. Importance relative de  $\tau_{xz}$  et de  $-\rho \overline{u'w'}$
  - 2.3. Hypothèse de BOUSSINESQ
  - 2.4. Hypothèse de PRANDTL
  - 2.5. Profil logarithmique
  - 2.6. Expression des coefficients d'échange.
3. Etude aérodynamique d'un couvert végétal :
  - 3.1. Dispositif expérimental
  - 3.2. Exploitation des données
  - 3.3. Evolution des paramètres  $u^*$ ,  $z_0$  en fonction de la vitesse du vent et du stade de végétation
  - 3.4. Détermination de  $u^*$ , à partir du coefficient de frottement  $C_D$ .

### Conclusion.

### ANNEXE.

### Bibliographie.

## INTRODUCTION.

La détermination des coefficients d'échange par la méthode aérodynamique implique la connaissance des lois régissant les profils de vent. Ces profils sont le résultat de deux effets simultanés: un effet purement mécanique dû à la vitesse du vent et un effet "thermique" dû aux gradients de température existant dans les basses couches de l'atmosphère. Aussi les différentes lois seront-elles fonction de ce régime thermique :

1er cas : Neutralité thermique, qui correspond à un gradient adiabatique (de l'ordre de  $10^{\circ}\text{C. km}^{-1}$  ).

2è cas : Instabilité thermique, ou atmosphère présentant un gradient suradiabatique. L'étude de ce problème a fait de rapides progrès à la suite des travaux de MONIN et OBUKHOV [1].

3è cas : Stabilité thermique ou régime d'inversion, c'est un cas particulièrement complexe, conduisant à la limite au problème de la turbulence dégénéréscente et pour lequel aucune loi générale n'a été proposée jusqu'à présent.

Dans le cadre de cette étude, seul le premier cas sera envisagé, les autres seront repris ultérieurement.

I. Rappel de Mécanique des fluides : [2] , [3] , [4] , [5] .

Un fluide newtonien, visqueux, irrotational, incompressible, isotrope, isotherme et soumis à la gravité terrestre  $g_j$  comme seule force à distance est défini par le système d'équations suivant :

1. Equation de la conservation de la masse :

$$(1) \operatorname{div} \vec{U} = 0$$

2. Equations de la conservation de la quantité de mouvement, écrites ici sous la forme de CAUCHY, en notation tensorielle.

$$(2a) \quad \rho \frac{du_j}{dt} = \rho g_j + \frac{\partial p}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \tau_{jk}$$

$$\text{avec : } \tau_{jk} = \tau_{kj}$$

D'autre part le premier membre de l'équation 2a s'écrit

$$(3) \quad \rho \frac{du_j}{dt} = \rho \left[ \frac{\partial u_j}{\partial t} + \frac{\partial u_j}{\partial x_k} u_k \right]$$

Dans le cas d'un écoulement laminaire, ces équations restent inchangées, et l'ensemble des  $\tau_{jk}$  constitue alors le tenseur des contraintes de viscosité ou tenseur des contraintes de NAVIER.

Le cas d'un écoulement turbulent est plus complexe.

On peut définir une propriété  $f$  d'un fluide turbulent de la façon suivante : [6]

$$f = \bar{f} + f' \quad \text{avec} \quad \bar{f} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} f(t) dt$$

$$T \longrightarrow \infty$$

.  $f'$  = fluctuations de la propriété  $f$  autour de la moyenne  $\bar{f}$

.  $\bar{f}' = 0$  et  $\overline{f'^2} \neq 0$

Appliquons la propriété précédente à l'équation (3)

$$\rho \frac{du_j}{dt} = \rho \left[ \frac{\partial (\bar{u}_j + u'_j)}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_j + u'_j) (\bar{u}_k + u'_k)}{\partial x_j} \right]$$

Soit en prenant la valeur moyenne :

$$\begin{aligned} \rho \frac{du_j}{dt} &= \rho \left[ \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial t} + \frac{\partial \overline{u_j u_k}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u'_j u'_k}}{\partial x_j} \right] \\ &= \rho \frac{d\bar{u}_j}{dt} + \rho \frac{\partial \overline{u'_j u'_k}}{\partial x_j} \end{aligned}$$

L'équation de CAUCHY s'écrit alors :

$$(26) \quad \rho \frac{d\bar{u}_j}{dt} = \rho g_j + \frac{\partial p}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \tau_{jk} - \rho \overline{u'_j u'_k} \right]$$

Dans le cas d'un écoulement turbulent, au tenseur des contraintes de viscosité s'ajoute donc un tenseur des contraintes turbulentes ou contraintes de REYNOLDS, de terme général  $-\rho \overline{u'_j u'_k}$

(4) Tenseur Turbulent = Tenseur Laminaire + Tenseur Reynolds

## II. Application à l'étude des profils de vent en régime de neutralité thermique.

### 2.1. Définition du cas considéré [5].

Soit un fluide défini comme précédemment mais possédant de plus les propriétés suivantes :

- Écoulement bidimensionnel ( $O_x, O_z$ ), permanent, d'où  $\bar{u} = \text{cte}$

- Ecoulement horizontal ( $g_x = 0$ ) et parallèle à la surface du sol.
- Pas de gradient horizontal de pression  $\frac{\partial p}{\partial x} = 0$
- Pas de composante moyenne de la vitesse verticale du vent :  
 $\bar{w} = 0$  ,  $w = w'$

L'équation  $2_b$  s'écrit alors :

$$\frac{\partial}{\partial z} \left[ \tau_{xz} - \overline{\rho u' w'} \right] = 0$$

Soit en intégrant :

$$(5) \quad \tau_{xz} - \overline{\rho u' w'} = \text{cte}$$

## 2.2. Importance relative de $\tau_{xz}$ et de $\overline{\rho u' w'}$ [ 7 ] .

Par définition de la viscosité nous avons

$$\tau_{xz} = \mu \frac{du}{dz} , \text{ résultat que l'on peut retrouver à partir}$$

des équations de NAVIER-STOKES, appliquées à un régime laminaire.

Nous avons  $\mu = 1,8 \cdot 10^{-4} \text{ g. cm}^{-1} \text{ sec}^{-1}$  à  $20^\circ\text{C}$

Supposons un gradient vertical de  $0,5 \text{ m. sec}^{-1}/\text{mètre}$ .

Nous obtenons  $\tau_{xz} = 10^{-4} \text{ g. cm}^{-1} \text{ sec}^{-2}$

Pour le cas des contraintes de REYNOLDS,  $u'$  et  $w'$  sont de l'ordre du centimètre, soit par exemple :

$$\overline{u' w'} \approx -30 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-2}$$

$$\rho = 1,3 \cdot 10^{-3} \text{ g. cm}^{-3}$$

$$- \overline{\rho u' w'} \approx 40 \cdot 10^{-3} \text{ g. cm}^{-1} \text{ sec}^{-2}$$

L'effet de la turbulence est donc beaucoup plus important que celui de la viscosité, aussi dans les calculs suivants, on négligera l'effet de la viscosité.

$$\text{D'où (6) } - \overline{\rho u' w'} = \text{cte}$$

La relation (6) montre que dans le cas étudié, le flux vertical de quantité de mouvement est conservatif. Cette remarque est aussi valable pour les autres flux (chaleur latente, sensible, CO<sub>2</sub>...) en vertu du principe de similarité, bien vérifiée en régime de neutralité thermique.

### 2.3. Hypothèse de BOUSSINESQ : [4]

Par analogie avec les phénomènes de viscosité, BOUSSINESQ a posé :

$$-\rho \overline{u' w'} = \rho K_M \frac{d\bar{u}}{dz} \quad (7)$$

$$\text{D'où } \tau = \phi_M = \rho K_M \frac{d\bar{u}}{dz}$$

$\tau$  = Contrainte pariétale

avec  $K_M$  = Coefficient de diffusion turbulente

$\phi_M$  = Densité de flux vertical de quantité de mouvement.

### 2.4. Hypothèses de PRANDTL : [8] [9].

- hypothèse de la longueur de mélange.

Cette hypothèse, avancée par PRANDTL par analogie avec le libre parcours moyen des molécules de la théorie cinétique des gaz, peut être formulée comme suit :

Un tourbillon, peut être considéré comme une entité autonome, ayant des caractéristiques propres (quantité de mouvement...). Supposons un tourbillon partant d'un niveau  $z$ , animé d'une vitesse  $\bar{u}(z)$ , et allant au niveau  $z + l$  où il va réintégrer le mouvement général l'absorption de ce tourbillon au niveau  $z + l$  va produire une fluctuation de vitesse  $u'$  telle que :

$$u' = \bar{u}(z + l) - \bar{u}(z)$$

Soit en se limitant au premier terme du développement :

$$u' \approx l \frac{d\bar{u}}{dz}$$

De plus, les fluctuations selon les trois composantes sont de même nature, et PRANDTL admet que la longueur  $l$  caractérise la turbulence à un niveau donné, mais à la différence du libre parcours moyen, ce paramètre est fonction de la position dans le fluide.

On peut alors écrire

$$(8) \quad \tau = \rho \overline{u' w'} = \rho l^2 \left( \frac{d\bar{u}}{dz} \right) \left| \frac{d\bar{u}}{dz} \right|$$

- Deuxième hypothèse :  $l$  proportionnelle à la distance à la paroi  $z$ , soit  $l = kz$  ( $k =$  constante de KARMAN voisine de 0,40).

Cette hypothèse traduit le fait que la turbulence est d'autant moins freinée que l'on se trouve loin d'une paroi, et, par suite, que la longueur de mélange  $l$  est d'autant plus grande que l'on s'éloigne de la paroi :

$$D'où \quad \tau = \rho k^2 z^2 \left( \frac{d\bar{u}}{dz} \right)^2 \quad (9)$$

## 2.5. Etablissement du profil logarithmique: [8], [9] .

La relation (9) peut s'écrire

$$\frac{du}{dz} k z = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}}$$

Le second membre  $\sqrt{\frac{\tau}{\rho}}$  ayant les dimensions d'une vitesse on pose  $u^* = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}}$ ,  $u^*$  étant appelé vitesse de frottement

$$D'où \quad d\bar{u} = \frac{u^*}{k} \cdot \frac{dz}{z}$$

Soit en intégrant

$$(10) \quad u = \frac{u^*}{k} \text{Log} \frac{z}{z_0}$$

avec  $k =$  Constante de KARMAN



$u^*$  = Vitesse de frottement

$Z_0$  = paramètre de rugosité, c'est une constante d'intégration caractérisant la surface du sol (Cf. schéma 1).

## 2.6. Expression des coefficients d'échange : [ 10 ]

Egalons les relations (7) et (8) précédemment définies :

$$\rho k^2 z^2 \left( \frac{du}{dz} \right)^2 = \rho K_M \frac{du}{dz}$$

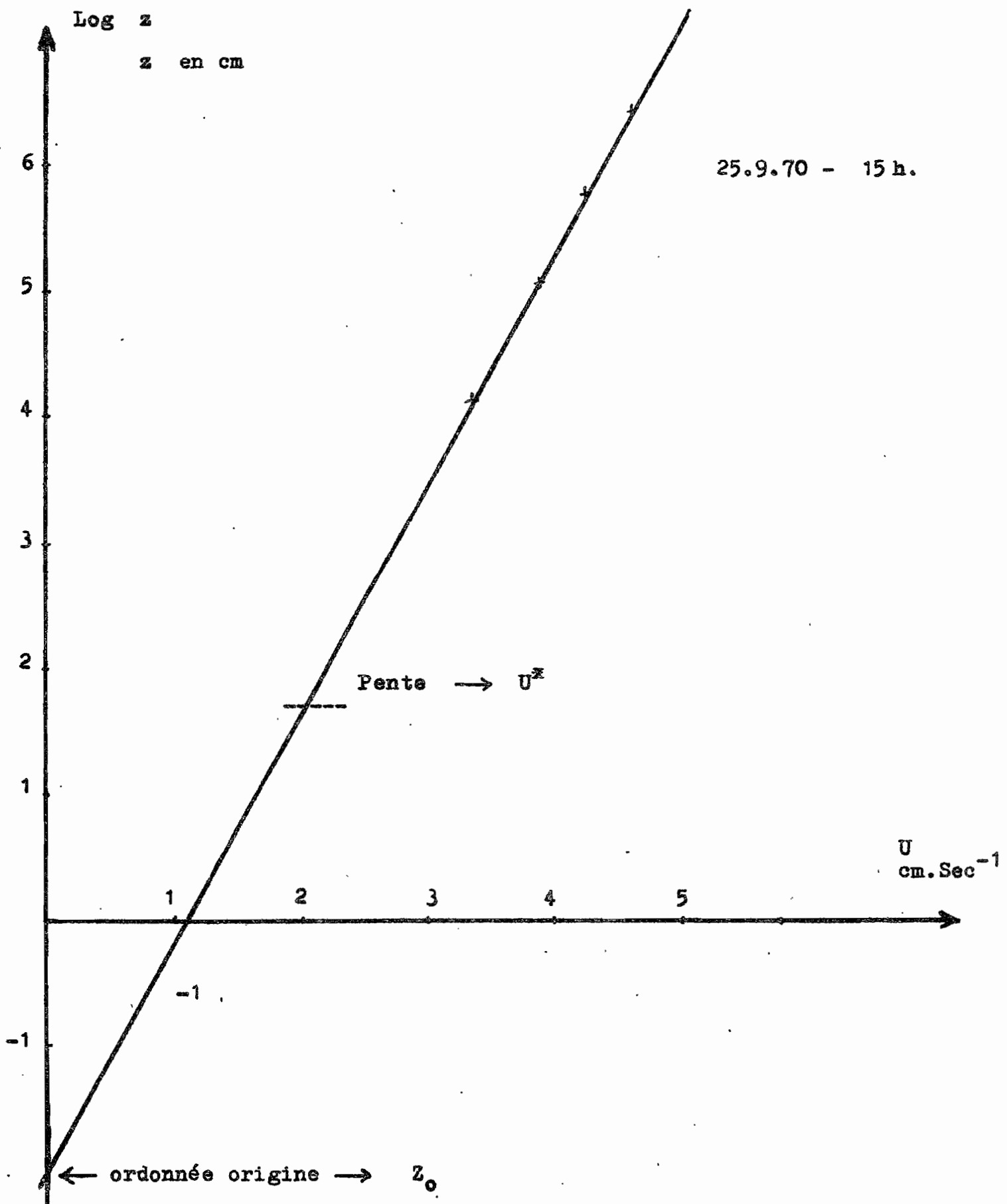
D'où

$$K_M = k^2 z^2 \frac{du}{dz} = k u^* z$$

$$(11) K_M = k u^* z$$

En admettant le principe de similarité des profils, la détermination des coefficients d'échange pour les autres grandeurs est immédiate :

$$K_M = K_S = K_L = K_{CO_2} \dots$$



Graphique 1 : Détermination des paramètres  $U^x$ ,  $Z_0$  par l'ajustement logarithmique.

### III. Etude aérodynamique d'un couvert végétal.

L'étude suivante a été réalisée sur gazon (*Paspalum notatum*), à Adiopodoumé.

#### 3.1. Dispositif expérimental :

- Profil anémométrique : il a été réalisé avec quatre anémomètres LAMBRECHT situés respectivement à 0,60 m, 1,60 m, 3,40m, 5,90 m de hauteur.

- Profil de température : les mesures de température sont faites par thermocouples Cuivre-Constantan, abrités du rayonnement, non ventilés et situés aux mêmes hauteurs que les anémomètres.

Dans le cas présent, les mesures de température n'ont servi qu'à déterminer qualitativement le régime thermique.

#### 3.2. Exploitation des données :

Un programme général de dépouillement suivant différents types d'ajustements (logarithmique, loglinéaire selon WEBB, exponentiel selon SWINBANK, et équation d'ELLISON) a été mis au point en collaboration avec M. VALLEE (Office Central de Mécanographie - Abidjan). Les données sont ainsi traitées directement sur ordinateur. Les profils répondant à l'ajustement logarithmique ont été sélectionnés pour cette étude ... (Cf Annexe A.)

Principe du calcul de l'ajustement logarithmique :

La représentation en coordonnées semi logarithmiques ( $u$ ,  $\log(Z)$ ) du profil vertical de vitesse est une droite de pente  $\frac{k}{u^*}$  et d'ordonnée à l'origine  $-\frac{u^*}{k} \log Z_0$

des calculs de l'équation de la droite sont faits par la méthode classique du calcul d'une droite de régression.

### 3.3. Evolution des paramètres $u^*$ , $z_0$ en fonction de la vitesse du vent et du stade de végétation :

Pour un stade de végétation donné, la vitesse de frottement est une fonction linéaire de la vitesse du vent à un niveau donné, (cf. graphique 2),  $z_0$  est indépendant de la vitesse du vent dans la gamme de vitesses de vent rencontrées (cf graphique 3). Ces deux résultats ne sont pas indépendants, en effet :

$$u = \frac{u^*}{k} \text{ Log } \frac{z}{z_0}$$

Si  $z_0 = \text{Constante}$ , pour un stade de végétation donné

Nous avons pour un niveau  $i$  de référence :

$$u_i = \frac{u^*}{k} \text{ Log } \frac{z_i}{z_0}$$

avec  $\text{Log } \frac{z_i}{z_0} = \text{Constante}$

$$\text{D'où } u^* = \frac{k}{\text{cte}} u_i \quad (12)$$

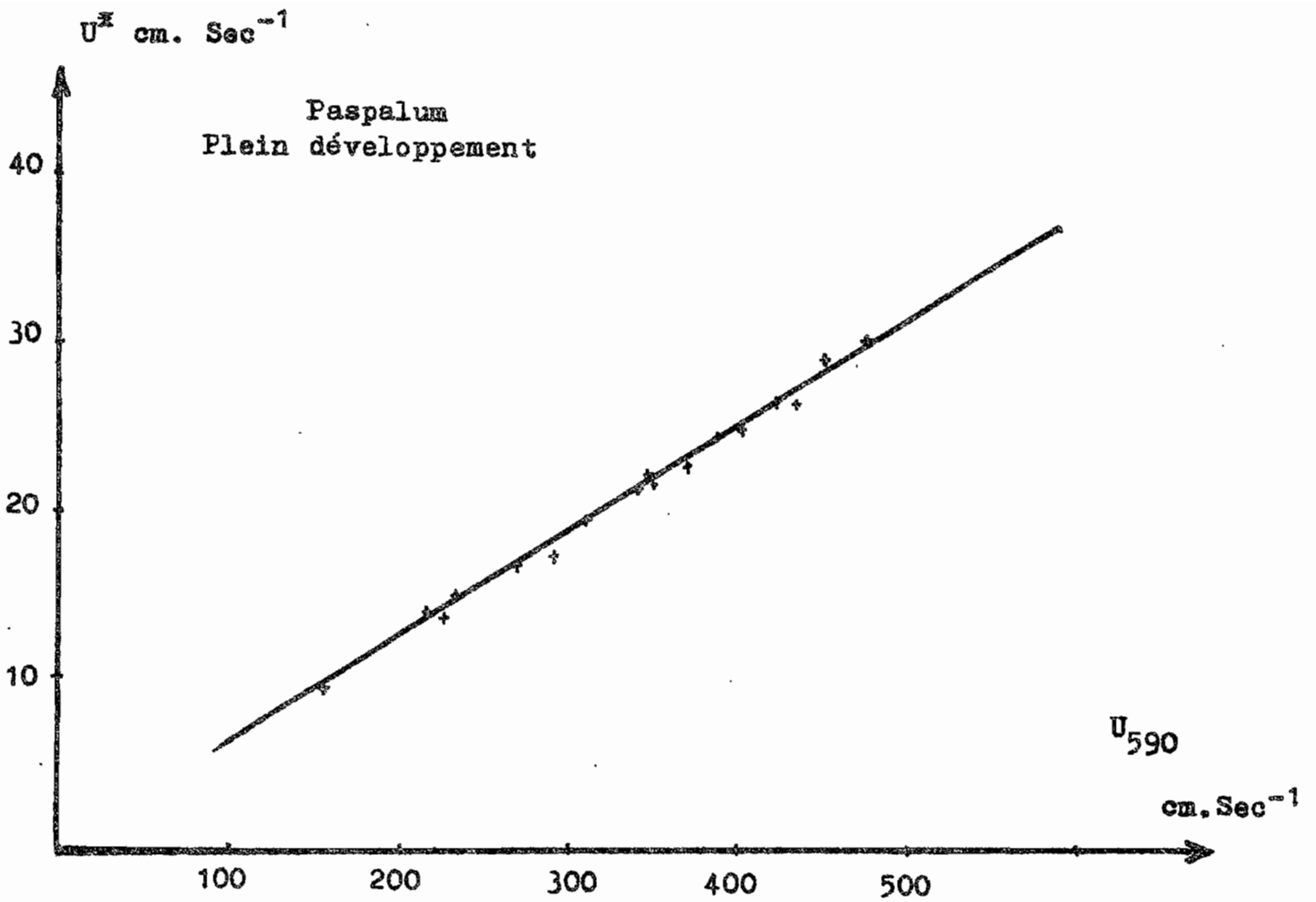
$u^*$  est une fonction linéaire de la vitesse du vent à un niveau donné.

L'évolution du paramètre  $u^*$  en fonction du stade de végétation est donc liée à la rugosité du couvert, c'est en effet ce que l'on retrouve (Cf. graphique 4), la variation de  $u^*$  est représentée par un faisceau de droites de pentes croissantes avec la rugosité du couvert.

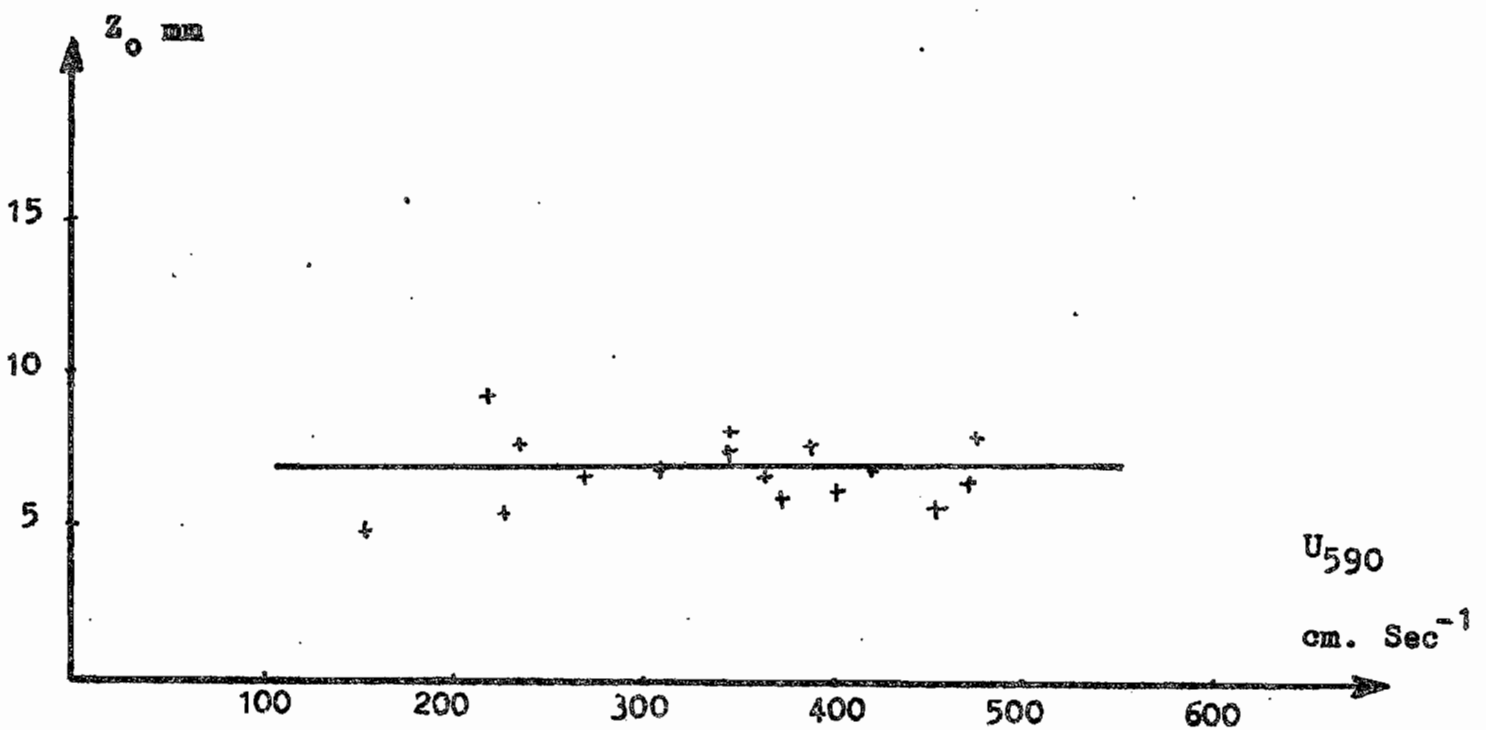
La concordance entre les courbes expérimentales et les courbes calculées à partir de la relation (12) est bonne, quoique les courbes relatives au gazon en plein développement divergent quelque peu.

Le paramètre de rugosité  $Z_0$  évolue de 2 mm pour un gazon ras, à 7 mm pour un gazon en plein développement, ce qui correspond aux chiffres donnés par PRIESTLEY (11):

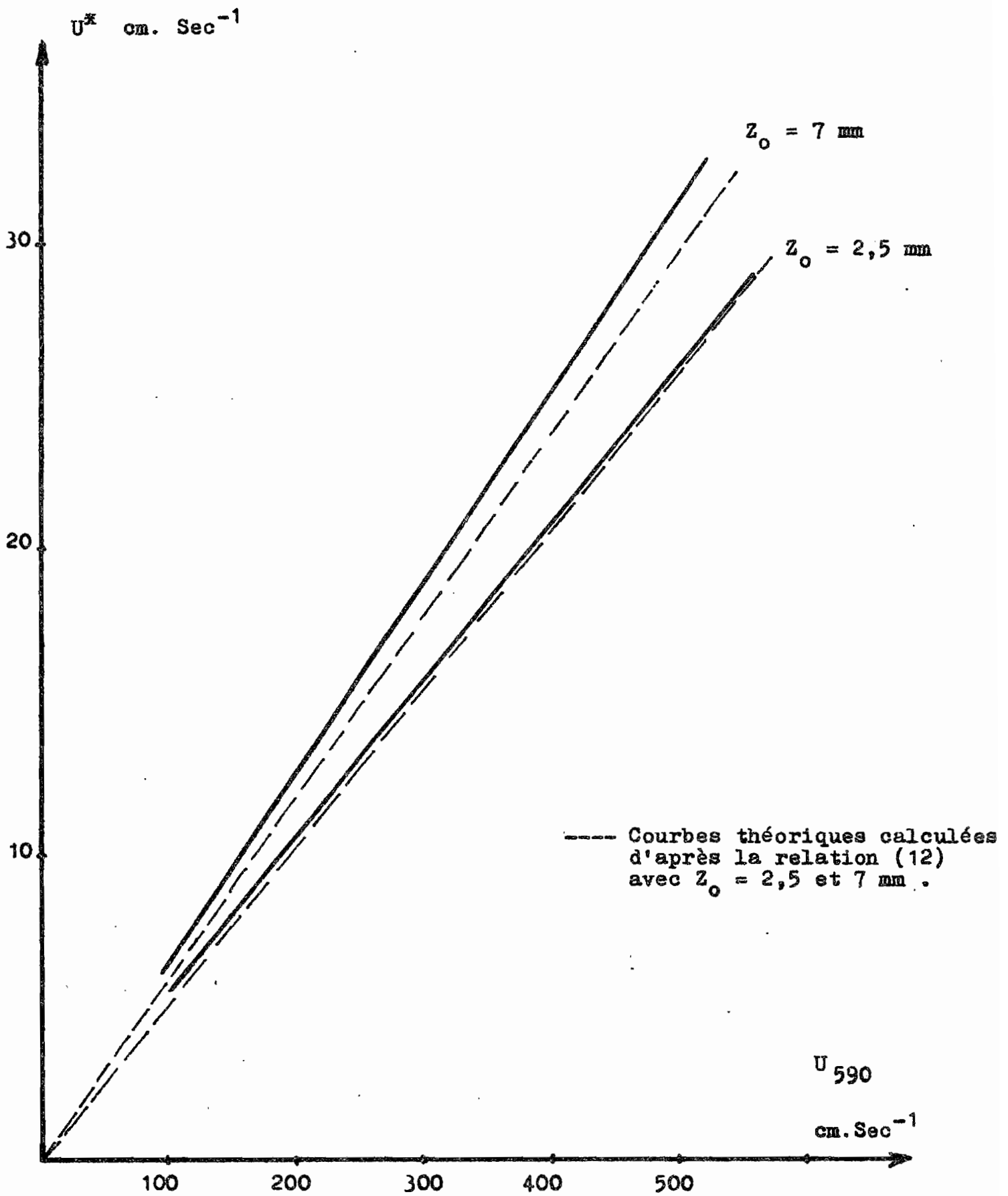
Gazon	$h = 1,5 \text{ cm}$	$Z_0 = 0,2 \text{ cm}$
	$h = 3,0 \text{ cm}$	$Z_0 = 0,7 \text{ cm}$
	$h = 4,5 \text{ cm}$	$Z_0 = 1,7 \text{ cm}$



Graphique 2 : Evolution de  $U^x$  avec la vitesse du vent.



Graphique 3 : Evolution de  $Z_0$  avec la vitesse du vent.



Graphique 4 = Evolution de  $U^*$  avec le stade de végétation.

3.4. Détermination de la vitesse de frottement  $u^*$  à partir du coefficient de frottement  $C_D$  : [11], [12].

Le coefficient de frottement  $C_D$  est défini comme suit :

$$C_D = \left( \frac{u^*}{u_i} \right)^2$$

$C_D$  varie avec la stabilité thermique, mais ces variations deviennent faibles au voisinage du sol et SWINBANK prend  $C_D =$  Constante pour  $z_i = 0,50$  m.

D'où quel que soit le régime thermique :

$$u^* = \sqrt{C_D} \cdot u_i$$

$\sqrt{C_D}$  est déterminé sur une série de profils logarithmiques par la formule suivante :

$$\sqrt{C_D} = \frac{k (u_{\max} - u_{\min})}{u_{\min} \cdot \text{Log} \frac{z_{\max}}{z_{\min}}}$$

Soit

SWINBANK. Kerang 62

herbe rasée  $z_i = 0,5$

$$\sqrt{C_D} = 0,07$$

ADIOPODOUME

Gazon ras  $z_i = 0,62$

$$\sqrt{C_D} = 0,075$$

Gazon en cours de croissance

$z_i = 0,62$

$$\sqrt{C_D} = 0,088$$

Gazon en plein développement

$z_i = 0,62$

$$\sqrt{C_D} = 0,096$$

La simple mesure de  $u_i$ , permet pour un couvert donné la détermination de  $u^*$ , donc des coefficients d'échange. L'utilisation de cette méthode à ADIOPODOUME semble donner de bons résultats pour le gazon en plein développement mais pour le gazon coupé

ras, la méthode surestime pour les premières journées puis donne une valeur égale voire inférieure pour les dernières journées. Cela peut provenir de la croissance rapide du Paspalum, donc de l'évolution du paramètre de rugosité, alors que les calculs ont été faits avec un paramètre de rugosité moyen.

### Conclusion

L'ajustement logarithmique des profils de vent, satisfaisant sur le plan théorique, reste d'un emploi limité en pratique. Les conditions voisines de neutralité thermique ne se rencontrent que dans cas bien particulier :

- lever et coucher du soleil
- ciel couvert, insolation nulle, l'étude précédente réalisée en août - septembre à Adiopodoumé satisfaisant à ces exigences.

Néanmoins cette étude a permis une meilleure connaissance des paramètres  $z_0$  ,  $u^*$  du gazon, et ainsi pourra à l'avenir permettre une détermination plus précise et plus rapide des coefficients d'échange.



ANNEXE A

Profils de vent repondant à l'ajustement logarithmique

	Insolation (heures)	Rt. global (cal.cm <sup>-2</sup> .jour)
Gazon plein développement		
journée du 19.8.70	0,5	194
21.8.70	1,5	281
22.8.70	0,4	237
23.8.70	0,8	205
Gazon coupé ras		
journée du 24.9.70	1,0	164
25.9.70	0,0	152
26.9.70	2,8	231
28.9.70	5,6	463
29.9.70	2,6	215
30.9.70	0,0	196

Unités employées :

Hauteur z en cm

Vitesse de vent en cm. sec<sup>-1</sup>

u\* en cm. sec<sup>-1</sup>

Z<sub>0</sub> en cm.

Date	19.8.70	19.8.70	19.8.70	21.8.70
Heure	10	11	15	1
Vitesse du vent				
60	280	294	254	141
160	342	353	312	176
340	385	398	350	197
590	423	436	388	219
$U^*$	26,3	26,2	24,5	14,2
$Z_0$	0,70	0,56	0,79	0,94
$U^* \sqrt{C_D} U_{60}$	26,8	28,2	24,4	13,5

Date	21.8.70	21.8.70	21.8.70	21.8.70
Heure	9	10	15	18
Vitesse du vent				
60	270	312	200	154
160	328	382	243	189
340	369	428	270	213
590	404	471	291	235
$U^*$	24,7	29,2	16,8	14,9
$Z_0$	0,62	0,68	0,40	0,80
$U^* = \sqrt{C_D} U_{60}$	25,9	30,0	19,2	14,8

Date	22.8.70	22.8.70	22.8.70	22.8.70
Haure	8	10	11	12
Vitesse du vent				
60	154	227	229	246
160	187	278	280	296
340	208	318	312	334
590	229	347	342	369
$U^*$	13,7	22,3	20,7	22,6
$Z_0$	0,55	0,86	0,58	0,65
$U^* = \sqrt{C_D} U_{60}$	14,8	21,9	22,0	23,6

Date	22.8.70	22.8.70	22.8.70	22.8.70
Heure	13	15	16	17

Vitesse du vent

60	232	251	227	206
160	288	307	278	254
340	318	344	312	283
590	350	375	342	312
$U^{\bar{x}}$	21,5	22,9	21,2	19,4
$Z_0$	0,63	0,60	0,67	0,69

$$U^{\bar{x}} = \sqrt{C_D} U_{60} \quad 22,2 \quad 24,1 \quad 21,8 \quad 19,8$$

Date	22.8.70	22.8.70	23.8.70	23.8.70
Heure	18	21	1	3

Vitesse de vent

60	152	107	179	160
160	189	128	219	195
340	211	144	246	219
590	235	157	270	235
$U^{\bar{x}}$	15,1	9,3	16,7	14,0
$Z_0$	0,88	0,48	0,68	0,49

$$U^{\bar{x}} = \sqrt{C_D} U_{60} \quad 14,6 \quad 10,2 \quad 17,2 \quad 15,4$$

Date	23.8.70	23.8.70	24.9.70	24.9.70
Heure	9	15	13	14

Vitesse de vent

60	229	310	243	216
160	280	385	278	246
340	318	428	307	270
590	347	476	326	291
$U^{\bar{x}}$	21,9	30,2	15,5	13,8
$Z_0$	0,75	0,80	0,09	0,09

$$U^{\bar{x}} = \sqrt{C_D} U_{60} \quad 22,0 \quad 29,8 \quad 18,2 \quad 16,2$$

Date	24.9.70	24.9.70	24.9.70	25.9.70
Heure	15	16	17	8
Vitesse de vent				
60	238	251	208	157
160	275	291	240	181
340	302	326	264	200
590	328	350	288	216
$U^*$	16,5	18,5	14,7	10,9
$Z_0$	0,15	0,21	0,16	0,15
$U^* = \sqrt{C_D} U_{60}$	17,7	18,6	15,6	11,9

Date	25.9.70	25.9.70	25.9.70	25.9.70
Heure	10	12	14	15
Vitesse de vent				
60	165	342	296	336
160	189	396	344	388
340	206	438	377	428
590	219	471	409	462
$U^*$	10,0	23,9	20,7	23,3
$Z_0$	0,09	0,15	0,15	0,15
$U^* = \sqrt{C_D} U_{60}$	12,4	25,6	22,2	25,2

Date	25.9.70	26.9.70	26.9.70	26.9.70
Heure	19	1	10	12
Vitesse de vent				
60	173	154	219	232
160	206	184	254	270
340	224	203	283	294
590	246	224	307	318
$U^*$	13,2	12,7	16,3	15,7
$Z_0$	0,25	0,38	0,22	0,12
$U^* = \sqrt{C_D} U_{60}$	12,9	11,5	16,4	17,4

Date	26.9.70	26.9.70	28.9.70	28.9.70
Heure	13	14	11	14
Vitesse de vent				
60	312	355	176	256
160	361	417	206	296
340	394	462	227	328
590	425	500	243	355
$U^*$	20,7	26,8	12,4	18,3
$Z_0$	0,11	0,23	0,16	0,18
$U^* = \sqrt{C_D} U_{60}$	23,4	26,6	13,3	19,2

Date	28.9.70	28.9.70	28.9.70	29.9.70
Heure	15	16	21	15
Vitesse de vent				
60	270	267	109	288
160	312	315	131	342
340	353	350	149	382
590	382	375	162	417
$U^*$	21,0	20,1	9,9	23,8
$Z_0$	0,29	0,23	0,35	0,38
$U^* = \sqrt{C_D} U_{60}$	20,2	20,0	8,2	21,6

Date	29.9.70	30.9.70	30.9.70	30.9.70
Heure	17	9	16	17
Vitesse de vent				
60	208	192	264	213
160	248	224	307	259
340	278	248	350	294
590	302	272	377	323
$U^*$	17,4	14,7	21,3	20,3
$Z_0$	0,40	0,26	0,35	0,40
$U^* = \sqrt{C_D} U_{60}$	15,6	14,4	19,8	16,0

## BIBLIOGRAPHIE

- 1     MONIN   A.S.   and A.M. OBUKHOV - 1954.  
      Basic laws of turbulent mixing in the ground layer  
      of the atmosphere.  
      Trudy Geophys. Inst. ANSSSR, N°24 p. 163.
  
- 2 , 3 , 4   BRUN   E.A.,   A. MARTINOT-LAGARDE, J. MATTHIEU - 1968.  
      Mécanique des fluides. Tome 1, 2,3 .   DUNOD.
  
- 5     QUERE   L. - 1969.  
      Relations fondamentales de la Mécanique des fluides.  
      Rapport interne INRA.
  
- 6     LUMLEY   J.L. ,   H.A. PANOFSKY - 1964.  
      The structure of atmospheric turbulence  
      Interscience Publishers.
  
- 7     SUTTON   O.G. - 1953.  
      Micrometeorology.  
      Mac Graw hill Book Company.
  
- 8     SCHLICHTING   H. - 1968.  
      Boundary layer theory.  
      Mac Graw hill Book Company.
  
- 9     SEGUIN, B. - 1968.  
      Contribution à l'étude des échanges de masse et  
      d'énergie dans les conditions naturelles.  
      Rapport interne INRA.
  
- 10    PERRIER, A., SEGUIN, B. - 1970.  
      Méthodes et techniques de détermination des coeffi-  
      cients de transport et des flux dans l'air.  
      in Technique d'études des facteurs physiques de la  
      biosphère. INRA.
  
- 11    PRIESTLEY C.H.B. - 1959.  
      Turbulent transfert in the lower atmosphere  
      The University of Chicago Press.

12 SWINBANK W.C. - 1964.

The exponential wind profile

Quat. J. of the Roy. Meteor. Soc p. 119-135.

13 PERRIER, A.

Analyse des échanges turbulents dans la végétation.

Rapport interne INRA.

---