

N° d'ordre : 06/2007-M/PH

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE
« HOUARI BOUMEDIENNE »

FACULTE DE PHYSIQUE



MEMOIRE

Présenté pour l'obtention du diplôme de MAGISTER

En : Physique

Spécialité : Energétique et Mécanique des Fluides

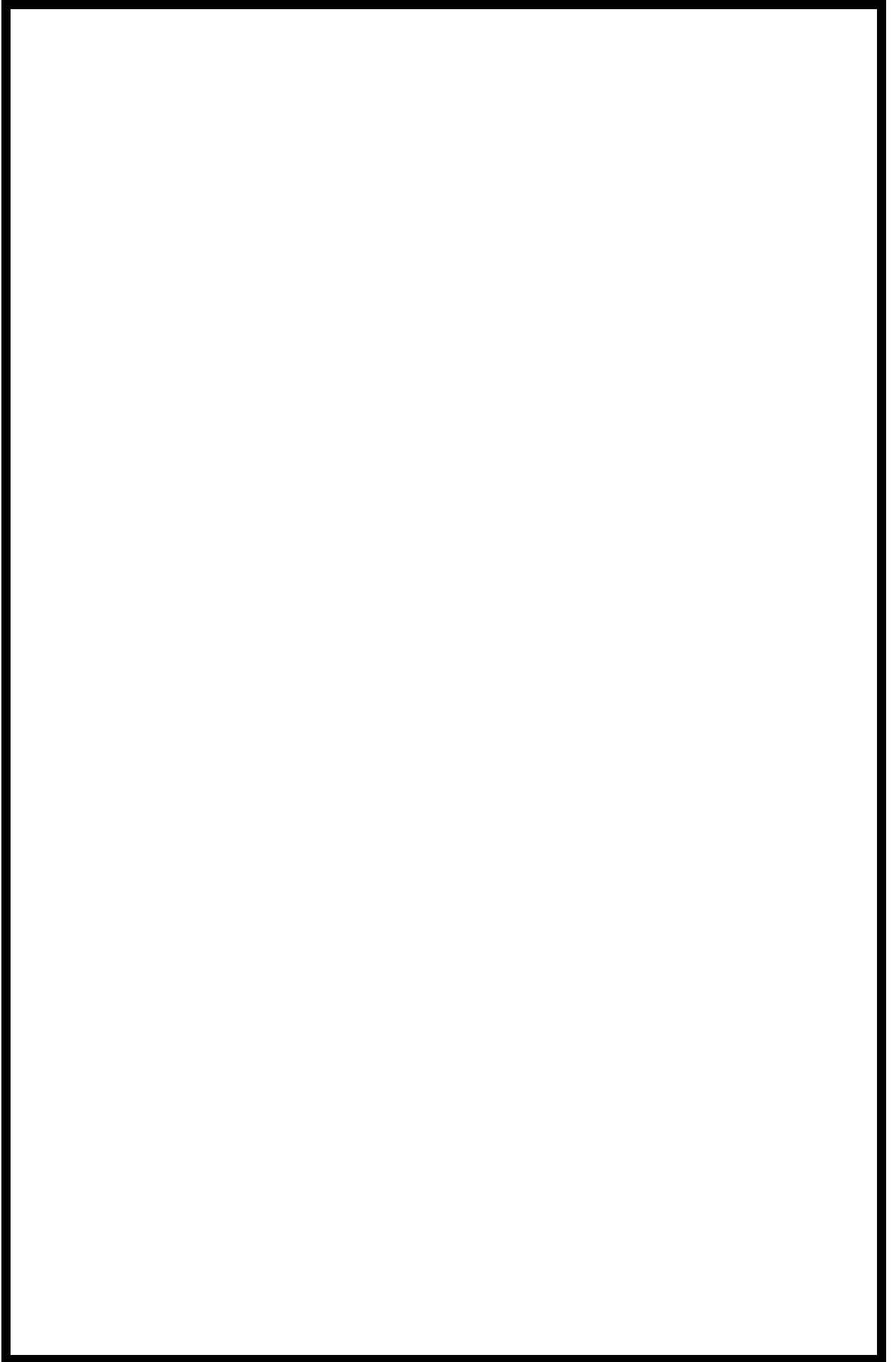
Par : **BELARBI Nouzha**

Sujet

Modélisation du taux d'évaporation à partir d'une surface d'eau libre. Application aux barrages dans les régions humide, semi aride et aride d'Algérie.

Soutenu publiquement le 09/12/2007, devant le jury composé de :

Mr- M. BOUHADEF, Professeur, USTHB	Président
Mr- M. SAÏGHI, Maître de Conférences, USTHB	Dteur de Thèse
Mr- A. BENZAOUÏ, Maître de Conférences, USTHB	Examineur
Mme- N. KASBADJI MERZOUK, Dteur de Recherche, CDER	Examinatrice
Mr- F. SOUIDI, Maître de Conférences, USTHB	Examineur



«Profitez de votre jeunesse dans l'acquisition de la science ainsi, vous pouvez développer vos capacités mentales. Les chemins de la science sont les chemins qui peuvent vous mener vers les objectifs et les buts les plus nobles»

***Dr Karim Meziane
Astrophysicien
Algérie, Mai 1994***

Remerciements :

Je remercie « Allah » tout puissant avant tout et après tout de m'avoir guidée et aidée à accomplir cette tâche.

Ce manuscrit est l'aboutissement de deux années de travail au sein du Laboratoire de Thermodynamique et des Systèmes Energétiques (LTSE), de la faculté de physique, Université des Sciences et des Technologies Houari Boumediene d'Alger, avec parfois des moments de doute et de questionnement, mais l'enthousiasme, la persévérance et la collaboration sont les souvenirs essentiels. Si ce rapport ne porte qu'un seul nom d'auteur, nombreuses ont été les personnes qui ont participé directement, ou indirectement, à son élaboration et à son contenu. Cette simple page leur est destinée...

Je remercie Mr A. Bouabdallah directeur du laboratoire LTSE de m'avoir accueillie dans son laboratoire.

Je tiens à remercier tout particulièrement Mr M. Saïghi, mon directeur de thèse, qui m'a permis de préparer ce manuscrit. Son rôle comme conseiller et guide tout au long de ce travail, m'amène à le considérer avec un profond respect. Je me dois de le féliciter pour avoir toujours su répondre de manière pédagogique à mes interrogations. J'espère avoir bien « creusé » monsieur !

Je tiens à remercier le Professeur M. Bouhadeb pour me faire l'honneur de présider le jury de thèse.

Je tiens aussi à remercier les membres du jury qui ont consacré une part importante de leur temps à la lecture et à l'évaluation de ce travail. Ainsi, Je remercie Mr A. Benzaoui Maître de conférences à l'USTHB, Mr F. Souidi Maître de conférences à l'USTHB et Mme N. Kasbadji Merzouk Directeur de Recherche au Centre de Développement des Energies Renouvelables (CDER), qui, malgré leurs occupations ont accepté de prendre place parmi les membres de jury.

Je tiens à remercier sincèrement Mr A. Benzaoui et lui exprimer toute ma gratitude pour sa gentillesse et ses conseils qui m'ont beaucoup aidé à réaliser ce travail. Merci à Mr A. Ghezal pour ces précieux conseils et son visage toujours souriant, à Mr M. Debiane pour avoir corrigé mes erreurs de Fortran, à Mr F. Souidi pour avoir corrigé mon anglais « assez lourd », à Mr A. Mhamdia et Mme M. Louni pour leurs conseils précieux.

Mes vifs remerciements vont à mes collègues (par ordre alphabétique) : Allalou Nabil, Adnane Mahfoudh, Aissa Mohamed, Aouattou Nabila, Benyahia Nabil, Daimallah Ahmed, Dhaoui Mohamed Amir, ElGharbi Najla, Ihdène Malika et Tamsaout Toufik pour leur collaboration précieuse. Aissa Mohamed, merci aussi pour nos divers échanges.

Merci à mes collègues (par ordre alphabétique): Abdellahoum Chahrazad, Bendjaballah Samia, Berrazouane Souhayla, Bounbiret Narjess, Haddad Fadila, Harhad Wafia, Mahloul Mohamed, Mokhtari Faïza, Ouali Maamar, Ouerdène Fatima Zohra, Tigrine Zahia, Yahi Amel et Zekri Ouardia pour leur soutien quotidien.

Merci du fond du cœur à tou(te)s les thésard(e)s et les doctorant(e)s que j'ai connu. À tous les membres du laboratoire LTSE, à tous les membres des laboratoires appartenant au département de Mécanique des Fluides, et à tous ceux ou celles que j'ai connu à l'USTHB, recevez mes plus amicales pensées.

Je remercie également Pr Ernani Sartori de l'Université Fédérale de Paraiba, Brésil, pour l'intérêt qu'il porte à mon travail, pour ses précieux articles et pour avoir répondu à toutes mes questions.

Merci du fond du cœur à la ville où j'ai vécu : à Ouargla, à mes amies et à tous les gens modestes et généreux que j'ai connus là-bas. Bensassi Rabia et Touzari Nadia je ne vous oublierai jamais.

Je tiens également à remercier tous mes professeurs de l'Université de Ouargla et de l'Université des Sciences et des Technologies Houari Boumediene USTHB d'Alger.

Certaines personnes m'ont initiée et m'ont donnée goût au travail de la recherche. La promotion de magister 2004/2005 (par ordre alphabétique) : Aissa Mohamed, Ayachi Souad, Dhaoui Mohamed Amir, Ghachi Ibtissem, Ihdène Malika, Ouardène Fatima zohra et Zidouni Faïza. Je pense surtout à l'esprit d'équipe qu'on avait. Malika, merci aussi pour ton amitié.

Je remercie l'Office Nationale de Météorologie (ONM) et spécialement Mme Kadouri et l'Agence Nationale des Barrages et Transferts (ANBT) en particulier Mr Sadat pour m'avoir facilitée la tâche. Je remercie également Mme Menour et Mlle Haïf de l'Agence de Bassin Hydrographique Algerois Hodna Sommam (ABHAHS) pour leur aide précieuse.

Mes plus sincères remerciements : à mes sœurs et frères : Amel, Mustapha, Adel, Amina et Meriem pour leurs appuis et pour m'avoir supportée quotidiennement.

Je pense, surtout, à mes parents qui ont tant investi pour moi. Je ne saurai les remercier, c'est peu. J'espère seulement qu'ils sont fiers de moi.

Je vous souhaite bonne lecture !

Dédicaces

À mon pays bien aimé « L'Algérie »,

À mes chers parents,

À mes sœurs : Amel, Amina et Meriem,

À mes frères : Mustapha et Adel,

À mes admirables neveux : Sarah, Oussama et Mohamed,

À ma grand-mère Zohra,

À toute ma famille,

À tous les gens qui m'ont aidé et soutenu.

A_1	Coefficient de trouble atmosphérique	
A_2	Coefficient de trouble atmosphérique	
C_m	Concentration molaire volumique	Mole/m ³
C	Concentration massique volumique	Kg/m ³
c_p	Chaleur massique de l'air à pression constante	J/Kg.K
E	Evaporation	mm/jour
G	Flux de chaleur conductif dans le sol	W/m ²
g	Accélération de la pesanteur	m/s ²
H	Flux de chaleur sensible	W/m ²
h	Hauteur du soleil sur l'horizon	Degré (°)
h_c	Coefficient de transfert convectif de chaleur	W/m ² K
H_r	Humidité relative	%
I_0	Constante solaire	W/m ²
K	Constante de Von Karman	
K_E	Coefficient de transfert convectif de masse	m/s
L	Longueur de Monin Obukhov	m
L_c	Longueur caractéristique de la plaque	m
L_m	Longueur de mélange	m
L_v	Chaleur latente de vaporisation	J/Kg
$L_v E$	Flux de chaleur latente	W/m ²
M_w	Masse molaire de la vapeur	Kg/mole
M_a	Masse molaire de l'air	Kg/mole
n	Nombre de mole	mole
P	Pression totale	Pa
P_v	Pression de vapeur	Pa
P_{vs}	Pression de vapeur saturante	Pa
q	Humidité spécifique	Kg de vapeur d'eau /Kg d'air humide
q^*	Echelle d'humidité spécifique	Kg de vapeur d'eau /Kg d'air humide
R	Constante des gaz parfaits	J/mole. K
R_a	Résistance aérodynamique	s/m
R_E	Résistance aérodynamique au transfert de masse	s/m
R_H	Résistance aérodynamique au transfert de chaleur	s/m
R_g	Rayonnement global	W/m ²
R_n	Rayonnement net	W/m ²
T_a	Température de l'air ambiant	K
T_s	Température de l'air à la surface	K
T^*	Echelle de température	K

u, v, w	Vitesse moyenne du vent	m/s
u^*	Vitesse de frottement	m/s
X_{va}	Fraction molaire de la vapeur au sein de l'écoulement	
X_{vs}	Fraction molaire de la vapeur à la surface de l'eau	
z	Altitude	m
z_0	Longueur de rugosité	m
a	Diffusivité thermique du milieu	m ² /s
D	Diffusivité massique du milieu	

Symboles grecques :

α	Albédo de la surface	
γ	Constante psychrométrique	Pa/K
Δ	Pente de la courbe de pression de vapeur saturante à la température de l'air	Pa/K
ε	Emissivité de la surface	
ρ	Masse volumique de l'air	Kg/m ³
σ	Constante de Stefan- Boltzmann	W/m ² .K
λ	Conductivité thermique	
λ_i	Coefficient de distance terre –soleil	
ϕ_M	Cisaillement adimensionnel du vent	
ϕ_H	Gradient adimensionnel de température	
ϕ_v	Gradient adimensionnel d'humidité spécifique	
ψ_M	Fonctions de similitude de Monin – Obukhov pour la vitesse normalisée	
ψ_H	Fonctions de similitude de Monin – Obukhov pour la température normalisée	
ψ_v	Fonctions de similitude de Monin – Obukhov pour l'humidité spécifique normalisée	

Notations

MO	Monin Obukhov
MOS	Monin Obukhov Similarity
ONM	Office National de Météorologie
ANBT	Agence National des barrages et Transferts

Nombres adimensionnels

Re	Nombre de Reynolds
Nu	Nombre de Nusselt
Pr	Nombre de Prandtl
Sh	Nombre de Sherwood
Sc	Nombre de Schmidt
Ri	Nombre de Richardson
ζ	hauteur adimensionnelle

Sommaire

Remerciements

Dédicaces

Nomenclature

Introduction générale

Introduction générale.....1

Chapitre I : Phénomène d'évaporation – Aspects Bibliographiques

I.	Interaction surface humide- atmosphère :	4
I.1	Introduction	4
I.2	Les équations et leurs applications	4
I.3	Couplage entre le bilan énergétique à la surface et la couche limite atmosphérique :	7
II.	Les méthodes de mesure :	15
II.1	Généralités :	15
II.1-a)	Le bac de type A:	15
II.1-b)	Le bac Colorado :	16
II.1-c)	les bacs flottants :	17
II.2	Mesures :	17
II.2-1	Problématique :	17
II.2-2	Le paradoxe de l'évaporation :	19
II.3	Modèles des transferts de chaleur et de masse entre le bac et l'atmosphère	23
	Conclusion :	33

Chapitre II: Caractérisation de l'atmosphère- Bilan radiatif

I.	L'air atmosphérique :	34
I.1	Caractéristiques fondamentales de l'air atmosphérique :	34
I. 1-1	Equation d'état des gaz et loi de Dalton :	34
I. 1-2	Chaleur latente de vaporisation L_v :	35
I. 1-3	Pression de vapeur saturante :	35
I. 1-4	La masse totale :	36
I. 1-5	L'humidité spécifique : Cas de l'air humide non saturé :	37
I. 1-6	L'humidité relative :	39
I. 1-7	Le déficit de saturation :	39
I. 2	Stratification thermique et stabilité de l'air au voisinage du sol :	39
I.2-1	Atmosphère neutre :	40
I.2-2	Atmosphère instable :	41
I.2-3	Atmosphère stable :	41
II.	Le gisement solaire :	42
II.1	Les échanges radiatifs	42
II.2	Calcul des échanges radiatifs	43
II.2-1	Le rayonnement solaire :	43
II.2-1-1	Le rayonnement net (R_n)	43
a)	Le rayonnement de courte longueur d'onde :	44
b)	Le rayonnement de grande longueur d'onde :	45
II.2-1-2	Bilan des flux radiatifs (R_n)	46

II.3 Calcul pratique des flux solaires :	46
II.3-1 Flux direct :	46
II.3-2 Flux diffus :	46
II.3-3 Rayonnement global :	47
Conclusion :	47

Chapitre III : Modèles de calcul de l'évaporation

I. L'évaporation:	48
I.1 Facteurs gouvernants le processus :	48
I. 1-1 La teneur en eau du sol :	48
I. 1-2 L'énergie Disponible :	48
I. 1-3 Le déficit de saturation :	49
I. 1-4 Le transport turbulent:	49
I. 1-5 Les problèmes de non linéarité :	49
II. Méthodes de calcul du taux d'évaporation :	50
II. 1- Méthode du bilan hydrique :	51
II. 2- Méthode du bilan énergétique :	51
II. 3- Méthode de transfert de chaleur et de masse : Loi de Stefan :	53
II. 3-1 Calcul des coefficients de chaleur et de masse :	54
a/ Calcul du coefficient de transfert de chaleur h_c :	54
B/Calcul du coefficient de transfert de masse K_E :	60
II. 3-2 Calcul de la température à la surface :	62
II.4 Méthode combinée de transfert de chaleur et de masse- bilan énergétique : Formule de Penman :	63
Expression des flux à l'aide des résistances :	64
II. 5-Méthode des flux turbulents :	65
II. 5-1 Structure de l'atmosphère:	65
II. 5-2 Équations générale des transferts convectifs de chaleur et de masse :	66
II. 5-2-1 Équations générales de transfert de quantité de mouvement dans un écoulement turbulent :	66
II. 5-2-2 Équation de transfert de chaleur dans un écoulement turbulent :	72
II. 5-2-3 Équation de transfert de masse dans un écoulement turbulent :	75
Analogie de Prandtl pour le transfert de masse :	77
II. 5-2-4 Profil logarithmique de la vitesse :	78
II. 5-2-5 Profil de la température et de l'humidité spécifique :	80
II. 5-2-6 Effet de la stabilité de l'atmosphère sur les profils de vitesse :	82
II. 5-2-7 Le nombre de Richardson et le critère de la turbulence :	82
II. 5-2-8 La Longueur de Monin- Obukhov :	85
II. 5-2-9 Similitude des profils de vitesses, de la température et de l'humidité spécifique :	86
II. 6 Les combinaisons	91
II. 6-1 La méthode de Monin Obukhov combinée avec la méthode du Bilan énergétique :	92
II. 6-2 La méthode de Monin Obukhov combinée avec la méthode de Stefan	92
II. 6-3 La méthode de Monin Obukhov combinée avec la méthode de Penman : ...	92
Conclusion :	92

Chapitre IV : Applications aux différentes régions de l'Algérie

I. Introduction :	94
II. Caractéristiques des barrages étudiés :	94
II. 1- Caractéristiques de l'Algérie :	94
II. 2- Les ressources en eaux conventionnelles :	95
II. 3- Application aux différentes régions de l'Algérie:	95
III. Organigramme des méthodes de calcul :	100
IV. Résolutions et interprétations des résultats	102

IV.1 Variation de la température du sol (eau) en fonction du temps et de la profondeur :	102
IV.2 Calcul de la température à la surface :	106
IV.2-1 Calcul de la température diurne à la surface :	106
IV.2-2 Calcul de la température annuelle à la surface:	112
IV.3 Etude comparative des méthodes de calcul du taux d'évaporation à partir des bacs d'évaporation :	116
Comparaison avec la mesure :	116
IV.4 Etude comparative des méthodes de calcul du taux d'évaporation à partir des barrages :	119
Comparaison avec la mesure :	128
IV.5 Etude des sensibilités :	129
IV.5-1 Sensibilité de l'évaporation vis-à-vis de la température à la surface et l'écart de température:	129
IV.5-2 Sensibilité de l'évaporation vis-à-vis de la stabilité de l'atmosphère :	132
IV.5-3 Sensibilité de l'évaporation vis-à-vis de la hauteur de rugosité :	133
IV.5-4 Sensibilité de l'évaporation vis-à-vis la vitesse du vent :	134
IV.5-5 Sensibilité de l'évaporation vis-à-vis l'humidité relative:	138
IV.6 Calcul des corrélations :	142
IV.7 Quantification du taux d'évaporation :	146
IV.8 Principes de réduction du taux d'évaporation à partir des barrages :	148
IV.8-1 Tissu d'ombrage/ Toiture :	148
IV.8-2 Les monocouches :	149
IV.8-3 Les Couvertures Flottantes Modulaires :	149
IV.8-6 Les casses- vent :	149
Conclusion :	149

Conclusion Générale et Perspectives

Conclusion générale et Perspectives.....	151
--	-----

Références bibliographiques

Références bibliographiques.....	i
----------------------------------	---

Introduction Générale

Introduction Générale

La compréhension de notre environnement est un enjeu capital pour nos sociétés.

Réchauffement climatique, désertification menaçante, pollution des sols, des océans et de l'atmosphère, sont quelques exemples concrets des questions actuelles. En prenant conscience de ces problèmes, la communauté scientifique s'est mobilisée autour de vastes programmes Internationaux. Ces programmes visent d'étudier les échanges énergétiques globaux dans le but d'améliorer la gestion des ressources naturelles (eau, énergie solaire, etc.) et la surveillance de l'environnement. Quantifier ces échanges devient alors une tâche importante.

De tous les composants du cycle hydrologique, l'évaporation est la plus difficile à estimer due aux interactions complexes entre les composants du système sol – atmosphère.

Cette interaction est primordiale, et voit une interdisciplinarité allant de l'hydrologie à la météorologie. En météorologie la connaissance du transport d'eau, de chaleur, et de quantité de mouvement est nécessaire pour la simulation précise des phénomènes de changements climatiques à court et long terme. L'évaluation du taux d'évaporation est d'une grande importance pour la gestion régionale des eaux souterraines (nappes) ou à surfaces libres (barrages) en particulier dans les pays en développement.

Ces interactions font de la surface continentale un système complexe. Or la modélisation des systèmes complexes souffre de trois limitations majeures :

- Les limitations informatiques, i.e. la capacité de calcul des microprocesseurs.
- La quantité de données disponible pour la calibration (étalonnage) et la validation des modèles.
- Notre compréhension « globale » du système et de ses interactions.

Si l'impact du premier type de limitation a fortement diminué ces dernières années, et si le second progresse légèrement du fait de la disponibilité d'une large gamme d'observations issues de la télédétection, l'inflation de la complexité mathématique des modèles dépasse bien souvent notre aptitude à isoler les processus qu'ils décrivent. Tenir compte des interdépendances entre les processus nous oblige à utiliser les modèles comme des « boîtes noires » dont on peut tout juste tester le comportement numérique.

Cette inflation s'accompagne d'un accroissement du nombre de paramètres d'entrée que l'utilisateur doit définir avant d'appliquer le modèle. La plupart de ces paramètres ne sont que difficilement mesurables, et s'ils le sont c'est à l'échelle de l'observation, c'est à dire le plus souvent à l'échelle locale. C'est d'ailleurs à cette échelle que bon nombre de modèles

ont été développés. Pour « transporter » le modèle du site pour lequel il a été conçu vers un autre site jugé similaire ou une région beaucoup plus étendue, l'utilisateur a recours à un certain nombre d'artifices réducteurs : utiliser des classifications (type de sol, type de végétation) ou élaborer des simplifications. Mais que reste-t-il de la cohérence entre la précision et la résolution du modèle utilisé d'une part, et celle des données nécessaires à son application ou à l'évaluation de ses performances, d'autre part. Cela demeure encore un problème de grande importance.

Les réserves d'eau régionales, en particulier dans les pays en développement, seraient mises à très dure épreuve au 21^{ème} siècle. Les changements climatiques augmenteront avec l'augmentation des problèmes dus à la pollution ainsi qu'à la croissance démographique et au développement économique.

D'après **Jones (1992)**, l'eau est le constituant le plus abondant et le plus complexe à la surface terrestre. L'évaporation annuelle à partir des océans et de la surface terrestre est la même que la précipitation annuelle. Moins de 0,027% de la quantité totale de l'eau répartie sur la terre est douce et immédiatement disponible. La demande fortement croissante de l'eau exige la connaissance du cycle de l'eau.

Une limite importante dans cet équilibre est la perte évaporatoire de l'eau d'une surface d'eau libre, des surfaces de sol, ou par l'évapotranspiration des végétaux. Les moyens les plus économiques pour fournir les approvisionnements en eau additionnels est la conservation de l'eau dans les barrages. La perte évaporatoire à partir des barrages peut être relativement grande. Par exemple, les mesures ont prouvé que 19,2504 milliards de m³ d'eau est perdue tous les ans des barrages dans les 17 états de l'ouest des Etats-Unis (**Jones, 1992**), ce qui est énorme.

L'appartenance de notre pays à la catégorie climatique aride et semi-aride, fait qu'une gestion efficiente des ressources en eau est primordiale pour le maintien des populations dans ces régions. Dans le cadre de notre recherche, nous présentons une étude de modélisation du taux d'évaporation à partir d'une surface d'eau libre avec application aux barrages dans les régions humides, semi-arides et arides d'Algérie.

- Nous avons traité, dans le chapitre I, une étude bibliographique analysant l'évaporation et les problèmes liés à la modélisation de ce processus ainsi qu'aux méthodes de mesures utilisées.
- Le chapitre II est consacré à la caractérisation de l'air atmosphérique ainsi qu'au calcul des différentes composantes du Rayonnement net.
- Les différents modèles et méthodes de calcul de l'évaporation à partir des surfaces d'eau libre utilisées dans cette étude sont consignés dans le chapitre III.

- Nous présentons, dans le chapitre IV, la méthode numérique utilisée. C'est une méthode itérative qui consiste, dans un premier temps, à calculer la température à la surface par la méthode de dichotomie. Ensuite, nous calculons le taux d'évaporation selon les méthodes choisies. Nos calculs utilisent les données météorologiques (température, humidité relative, rayonnement net . . .) de différentes régions étudiées. Notre calcul du taux d'évaporation est comparé à ceux obtenus par différents modèles usuellement utilisés : Bilan énergétique, Stefan, Penman, Monin Obukhov. La sensibilité de quelques paramètres (température de surface, stabilité de l'atmosphère, rugosité de surface, vitesse du vent et humidité relative) sur l'évaporation a été également étudiée. Au-delà de la comparaison des taux d'évaporation calculés par les différentes méthodes, une attention particulière est portée sur l'évaporation annuelle dans les trois régions étudiées; le constat est effarant; en effet, l'évaporation à partir d'un barrage comme celui de Djorf Torba situé dans la Wilaya de Béchar est équivalente à la consommation d'une ville de presque 700 mille habitants! Imaginons l'évaporation d'une cinquantaine de barrages!

Enfin, les différentes méthodes qu'on pourrait utiliser pour réduire le taux d'évaporation ont fait l'objet d'une ébauche réflexion.

Chapitre I

Phénomène
d'évaporation –
Aspects
Bibliographiques

I. Interaction surface humide- atmosphère :

I.1 Introduction

Beaucoup d'applications exigent le calcul des pertes d'eau par évaporation des surfaces d'eau libre. Par exemple : les usines d'irrigation, les usines de purification d'eau, les piscines, les bassins de refroidissement, les lacs, les barrages, les distillateurs solaires, gestion des eaux usées, etc. De nombreuses expressions expérimentales et théoriques ont visé à prévoir le taux d'évaporation d'eau d'une surface d'eau libre. Ces expressions sont basées sur des mesures faites sur des surfaces d'eau intérieures ou extérieures dans les emplacements expérimentaux spécifiques sous une gamme étroite de conditions climatiques, ou basées sur l'analogie entre le transfert de masse et de chaleur.

En raison du nombre important de telles équations spécifiques, il est inutile de les considérer toutes, même pour un exposé synoptique. Seules les plus connues dans la littérature sont employées pour cette analyse.

I.2 Les équations et leurs applications :

Dans une description très succincte, les procédés de transfert de chaleur et de masse par évaporation d'une surface d'eau libre ont lieu selon deux mécanismes: le transfert de chaleur et de masse par mouvement moléculaire (diffusion) et le transfert de chaleur et de masse par mouvement brut du fluide au-dessus de la surface de l'eau (convection). Près de la surface de l'eau, où la vitesse du fluide est basse, la convection devient négligeable et le mouvement moléculaire ou de diffusion est prédominant en étant le mécanisme unique à l'interface fluide -surface. Dans une couche d'air immédiatement au-dessus de la surface de l'eau, la vapeur présente est considérée comme étant due à l'action de la diffusion moléculaire. Avec la convection forcée, l'évaporation est provoquée par une combinaison de la convection et de la diffusion.

Dalton (1802) fût le premier à commencer l'approche hydrodynamique empirique du problème d'évaporation. Il a énoncé dans sa théorie que l'évaporation d'une surface doit être une conséquence de l'influence combinée du vent, de l'humidité atmosphérique, et des caractéristiques de la surface.

En 1801, dans une conférence à la « Manchester society », **Dalton** a déclaré que l'évaporation est proportionnelle à la différence entre la pression partielle de la vapeur à la surface de l'eau P_{vs} et celle de la vapeur à l'air ambiant P_v et que la vitesse du vent affecte cette proportionnalité. Elle s'écrit :

$$E = f(u)(P_{vs} - P_v)$$

$f(u)$: est une fonction qui dépend de la vitesse du vent.

P_{vs} : est la pression de vapeur saturante à la température de l'air à la surface

P_v : est la pression de vapeur à la température de l'air à une altitude z

Depuis lors, de nombreux chercheurs ont commencé à étudier l'évaporation basée sur la description de **Dalton**. On peut citer, **Stelling (1882)**, **Fitzgerald (1886)**, **Carpenter (1889)**, **Meyer (1915)**, **Carrier (1918)**, **Rohwer (1931)** etc.

Bowen est sans doute le plus connu dans le domaine du calcul du taux d'évaporation après **Dalton**. Dans son œuvre classique de 1926, et pour prédire les pertes à partir des surfaces d'eau, **Bowen** a pu éliminer le besoin de mesures énormes et laborieuses de l'évaporation et de la vitesse du vent en reliant les taux de transfert de chaleur convectifs aux taux de transfert de chaleur évaporatifs de la manière suivante:

En écrivant un bilan énergétique à la surface :

$$Rn = L_v E + H + G$$

Bowen définit Le rapport de Bowen B comme le quotient entre le flux de chaleur sensible et le flux de chaleur latente

$$B = \frac{H}{L_v E}$$

En remplaçant ce rapport dans l'équation du bilan énergétique on obtient :

$$E = \frac{(Rn - G)}{L_v(1 + B)}$$

Dans son papier **Bowen** a écrit :

« Le papier actuel est une tentative théorique d'évaluer les pertes par conduction et par convection en termes de quantités facilement mesurables, et par conséquent de déterminer si elles sont assez petites pour être négligées (dans le calcul de l'évaporation) et si non, comment elles peuvent être corrigées. » (**Bowen, 1926** cité par **Lewis, 1995**).

Cette équation a été déduite en considérant une analyse sur un volume de contrôle différentiel d'un élément fluide (vent) soufflant au-dessus d'un lac. Pour une telle analyse, il a supposé que la vitesse de la diffusion horizontale est négligeable par rapport à la vitesse du vent mesurée parallèlement à la direction principale de vent au-dessus du lac. Dans son papier, **Bowen** a également démontré que les pertes de chaleur par convection et par évaporation suivent les mêmes lois (**Sartori, 2000**).

Penman a publié un papier important en **1948**, qui permet le calcul du taux d'évaporation d'une surface d'eau libre comme celle d'un lac. Sa formule est assez simple et intéressante pour son ingéniosité. Elle est basée sur un concept de combinaison entre le bilan énergétique à la surface et le transfert de masse d'une surface saturée (surface d'eau ou sol nu saturée). Il a ainsi décrit que :

« Deux approches théoriques de l'évaporation des surfaces saturées : la première est basée sur une approche aérodynamique dans laquelle l'évaporation est due au transport turbulent de la vapeur par un processus de diffusion des tourbillons, et la deuxième est

basée sur la quantité d'énergie disponible pour laquelle l'évaporation est considérée comme la principale consommatrice du rayonnement solaire entrant. Ces deux approches ne sont pas nouvelles, mais une combinaison est suggérée afin de s'affranchir de la connaissance de la température à la surface qui est un paramètre difficile à mesurer et fournit pour la première fois une occasion de faire des évaluations théoriques des taux d'évaporation à partir des données météorologiques standards, les évaluations qui peuvent être rétrospectives».

Depuis le travail de **Penman** ; qui reste jusqu'à maintenant un travail pionnier pour le calcul du taux d'évaporation à partir d'une surface d'eau libre ; la plupart des équations utilisées jusqu'ici pour calculer le taux d'évaporation sont empiriques, c.-à-d., des équations résultant de l'analyse régressive après un grand nombre d'expériences afin d'obtenir une validation plus générale. Néanmoins, ces équations empiriques ne restent valides que pour des systèmes particuliers ou des climats semblables à ceux où les mesures ont été faites. Les équations empiriques dépendent également fortement des différences dans les techniques d'analyse. En raison de ces conditions, nous pourrions dire que pratiquement une équation empirique est nécessaire pour chaque type du climat (humide, venteux, ensoleillé, aride, jour ou nuit, etc.) existant pour chaque surface d'eau.

Bien que fréquemment citées dans la littérature, certaines équations ont montré certaines imprécisions dans le calcul du taux d'évaporation. On peut citer, par exemple, les formules basées sur la mesure de la température de l'air seulement comme les formules de **Thornthwaite (1948)**, **Blaney- Criddle (1950)**, **Hargreaves (1975)**, **Linacre(1977)**, etc. D'autres formules sont basées sur la mesure (ou calcul) de la radiation solaire seulement comme les formules de **Makkink (1957)**, **Turc (1961)**, **Priestley-Taylor (1972)**, etc.

Par exemple, d'après **Sartori (2000)**, **Bruin (1978)** a conclu après des essais expérimentaux que les concepts de l'équation de **Priestley et Taylor (1972)** sont fondamentalement empiriques et que leur équation a été testée principalement en période d'été et seulement aux latitudes élevées (46 –60° N).

Un autre exemple cité dans la littérature, est celui de **Harbeck (1962)** qui propose une équation empirique qui fait intervenir non seulement la vitesse du vent V mais également la superficie du lac. Même avec ce procédé on rapporte que l'erreur type de son équation est de 16% (**Sweers, 1976**). D'après **Sartori (2000)**, et selon **Ryan et al (1974)** cette approche a légèrement amélioré les formules de **Marciano et de Harbeck (1952)**, puisque le taux prévu d'évaporation était sensiblement plus bas et la perte de chaleur réelle du lac Hefner était sous-estimée. **Brutsaert et Yu (1968)** ont également inclus la superficie du lac dans leurs équations.

Sweers (1976) a fait une revue des équations empiriques pour des lacs et a constaté qu'il y a une grande dispersion dans les résultats, particulièrement ceux avant 1958.

Même avec l'utilisation de certains ajustements, beaucoup d'équations montraient toujours un faible accord. Après avoir fait une revue étendue, **Sweers** conclut que l'équation de **Mc Millan (1971)** est la plus fiable.

D'autres formules sont basées sur la théorie du film dans le transfert de masse. Phénoménologiquement, la diffusion suit les lois de **Fick**. Mais un des problèmes fondamentaux dans l'étude des transferts de chaleur et de masse, est la détermination des coefficients de transfert. Traditionnellement, le calcul du coefficient de transfert de masse K_E s'obtient à partir du calcul du coefficient de transfert de chaleur h_c par application de certaines analogies comme celle de **Reynolds** ou de **Lewis** dans notre cas.

I.3 Couplage entre le bilan énergétique à la surface et la couche limite atmosphérique :

La majeure partie de l'étude historique de l'évaporation a été conduite à des échelles locales, en considérant une couche limite de l'atmosphère de quelques mètres seulement au-dessus de la surface. Ceci ignore le rôle des propriétés atmosphériques à grandes échelles et l'interaction entre la surface et l'atmosphère.

La solution du problème de l'évaporation de l'eau serait plus précise en appliquant la théorie de couche limite que l'application de la théorie du film dans une couche limite laminaire, bien que son exactitude dépende de la validité des nombreuses hypothèses faites dans la résolution des équations de la couche limite de **Prandtl (Jones, 1992)**.

Selon **Jones (1992)**, **Brutsaert (1965)** avait fait le rapport général au sujet des surfaces naturelles:

« Les conditions naturelles sont habituellement semblables à un écoulement turbulent d'air juste au-dessus de la surface terrestre. L'écoulement turbulent peut être considéré comme étant la somme d'un mouvement moyen et d'un mouvement de fluctuation secondaire superposés. Ce mouvement secondaire est le résultat des oscillations et des rotations des particules, ou des tourbillons aléatoires; leur taille, habituellement désignée sous le nom d'échelle, couvre une gamme très large. Les deux tailles extrêmes des tourbillons sont désignées sous le nom d'échelle externe et interne de la turbulence. Dans toute la majeure partie de cette gamme les plus petits tourbillons obtiennent de l'énergie par le transfert inertiel à partir des plus grands tourbillons. ».

Cependant, dans l'atmosphère, la surface où se produit le transfert de masse peut être considérée hydrodynamiquement rugueuse et l'écoulement de l'air juste au-dessus de la couche de surface peut être considéré comme turbulent. Par conséquent, la couche limite intéressant l'évaporation est une couche limite turbulente.

L'évaporation dans l'atmosphère dépend fortement du vent, aussi, une étude complète dans le laboratoire du processus de l'évaporation doit inclure les expériences dans lesquelles un écoulement d'air près de la surface évaporative soit soigneusement

contrôlé. Des tentatives ont été faites pour modéliser la couche limite atmosphérique dans une soufflerie par le concept de la similitude.

Un modèle d'évaporation tenant compte de la variation verticale de la vitesse moyenne du vent et du coefficient d'échange des tourbillons a été présenté pour la première fois par **Sutton (1934)**. Selon **Huang (1997)** ; et basé sur la théorie de transfert de quantité de mouvement et de masse dans un milieu turbulent ; **Sutton (1934)** a déduit la loi de la variation de la vitesse du vent avec la hauteur au-dessus de la surface de la terre. Cette théorie est étendue au problème de l'évaporation, sur la prétention que la diffusion de la masse suit les mêmes lois que la diffusion de la quantité de mouvement. Une expression principale trouvée à partir de cette analyse montre que le taux d'évaporation est proportionnel à la puissance 0,78 de la vitesse du vent. Cette équation a montré une bonne concordance avec les résultats expérimentaux. Cette puissance de 0,78 est très proche de 0,8 de la théorie turbulente classique de la convection qui a été appliquée au processus de l'évaporation. Cependant, dans le modèle de **Sutton**, le processus de transfert de la vapeur est basé sur l'échange de quantité de mouvement en incluant la viscosité de l'air. Plus tard, **Pasquill (1943)** modifie le modèle de l'évaporation de **Sutton** par l'introduction de la diffusivité moléculaire.

Le modèle de l'évaporation de **Sutton- Pasquill** a été largement appliqué dans l'industrie durant la moitié du siècle. Cependant, de ces deux paramètres (viscosité de l'air et diffusivité moléculaire), un paramètre adimensionnel qui est le nombre de Schmidt peut être formé et employé pour modifier le modèle de l'évaporation de **Pasquill**.

Selon **Jones (1992)**, **Pasquill** a étudié l'évaporation des surfaces liquides libres planes dans un courant d'air tangentiel dans une soufflerie, et a montré l'importance de la nature de l'écoulement dans la couche limite, il a examiné les taux d'évaporation expérimentalement dans une couche limite turbulente par rapport à la théorie hydrodynamique de **Sutton**. Il a démontré plus tard l'existence des états critiques de l'écoulement par des observations photographiques de fumée. Il a conclu qu'il était nécessaire d'étudier l'aspect aérodynamique de l'évaporation en se référant au travail de **Skljarenko et de Baranajew (1936)** qui ont mis en évidence des changements soudains des taux d'évaporation pour certains fluides avec la transition laminaire/turbulente de l'écoulement du courant d'air.

Toujours selon **Jones (1992)**, **Cermak et Lin (1955)** ont étudié l'évaporation d'un fluide à partir d'une surface lisse dans une soufflerie, dans lequel la convection forcée due à l'écoulement du fluide parallèlement à la surface était la cause principale du transport de la vapeur et ont comparé les données expérimentales aux résultats obtenus en utilisant la théorie de transfert de masse de **Sutton**. Dans cette étude, l'évaporation a été considérée comme étant essentiellement un phénomène d'échange turbulent. Les observations suivantes par les auteurs sont d'intérêt général: (1) dans l'atmosphère, la

couche limite dynamique peut être beaucoup plus épaisse que la couche limite de vapeur d'eau, (2) dans des études en soufflerie, la couche limite de vapeur d'eau peut être plus épaisse que la couche limite dynamique; et (3) dans une soufflerie, un mélange à grande échelle comme celui qu'on trouve dans l'atmosphère n'existe pas. Notons que ces expériences ont été réalisées pour un écoulement de couche limite en régime transitoire ou turbulent. Les nombres sans dimensions pris en considération étaient les nombres de **Reynolds** et de **Richardson**. Ce dernier paramètre ; le nombre de **Richardson** ; est un critère de stabilité de l'atmosphère. L'inconvénient du nombre de **Richardson** est qu'il varie avec la hauteur.

Cela a conduit **Obukhov (1946)** à introduire un nouveau critère de stabilité de l'atmosphère. **Obukhov (1946)** a supposé ; selon le théorème de **Buckingham** ; que les paramètres : g/T_0 (T_0 : température de l'air à la surface), la vitesse de frottement u_* , et $H/(\rho c_p)$, décrivent la turbulence atmosphérique au-dessus du sol. Seul un paramètre avec la dimension d'une longueur permet de décrire ces processus: la longueur d'Obukhov.

Monin A.S et Obukhov A.M, ont développé leur célèbre théorie de similitude (**Monin et Obukhov, 1954**) sur la base des résultats suivants:

- Les travaux expérimentaux fondamentaux de **Lajchtman, Budyko**, etc.,
- Le profil logarithmique du vent (**Prandtl, 1925**).
- Hauteur de déplacement (déplacement du plan de zéro) (**Paeschke, 1937**).
- La longueur d'Obukhov (**Obukhov, 1946**).

Il y a 20-30 ans, la théorie de similitude de Monin-Obukhov était comme un « dogme » et il était presque impossible de publier dans des journaux et des revues des résultats qui n'étaient pas en accord avec la théorie de similitude (particulièrement en Russie). Par exemple les premières études de « contre- gradients » ont été éditées dans la littérature « grise »:

- Au-dessus de l'océan (**Foken et Kuznecov, 1978**),
- Dans la forêt (**Denmead et Bradley, 1985**)

Obukhov (1960) a également proposé et publié d'autres fonctions de similitude qui sont absolument indépendantes de la théorie de similitude de Monin- Obukhov.

Néanmoins, les profils les plus généralement utilisés sont basés sur la théorie de similitude de Monin- Obukhov (MOS) puisqu'elle est conforme aux observations.

Il est maintenant acceptable que pour des surfaces homogènes ; qui est notre cas ; la théorie de similitude de Monin et Obukhov (1954) fournit une bonne description de la concentration moyenne de n'importe quel mélange d'un écoulement turbulent (**Brutsaert et al, 1992**). Bien que la théorie de similitude de Monin Obukhov fut développée pour des surfaces homogènes, elle a été généralement employée pour les interactions sol / atmosphère à travers des surfaces variables (non homogènes) à des

échelles régionales (**Bou-Zeid et al, 2007**). L'applicabilité de cette théorie de similitude pour des surfaces variables peut être attribuée aux forts effets de mélanges dus à la turbulence atmosphérique (**Brutsaert 1998** cité par **Bou-Zeid et al, 2007**). Cependant, les surfaces naturelles montrent typiquement une variabilité considérable, et l'applicabilité ou la puissance de la MOS au-dessus d'un tel terrain n'est toujours pas très bien comprise (**Asanuma et al, 1999**).

Aucune théorie formelle n'a été établie pour décrire le rapport de turbulence et les gradients des flux au-dessus d'une surface hétérogène (**Nakamura et al, 2001**). Selon **Bejan (1995)** «n'importe quelle théorie est meilleure qu'aucune théorie du tout ».

Cependant, Il est souvent utile de considérer les limites de la théorie de similitude de la couche de surface dans des conditions d'extrême stabilité ou d'extrême instabilité. Sous la condition de forte stabilité, l'existence des fluctuations turbulentes à grande échelle devient impossible (puisque ces fluctuations devraient dépenser trop d'énergie en effectuant un travail contre les forces de pesanteur), et la turbulence peut exister seulement sous forme de tourbillons à échelle réduite (**Monin et Yaglom, 1971, p.437** cité par **Pahlow et al, 2001**). Dans le cas de cisaillements négligeables du vent (vent faible), on se retrouve en convection libre, et la théorie de la similitude de Monin-Obukhov n'est plus applicable dans ces conditions. Dans l'approche utilisée pour le calcul des flux, le terme lié à la convection libre est pris en compte directement dans la fonction de stabilité (**Quentin, 2002**). Notons que les cisaillements négligeables du vent correspondant à l'état de convection naturelle sont un événement plutôt rare dans la couche de surface (**Bou-Zeid et al, 2007**). Contrairement à la formulation de l'évaporation donnée par la théorie de Monin Obukhov, l'équation de Penman reste toujours valable pour le mode de convection libre car elle fournit une méthode pour calculer le taux d'évaporation due à l'énergie disponible

($R_n - G$), et au terme aérodynamique ($f(u)\Delta P_{va}$) de façon séparée (**Oroud, 1998**).

L'approche de Penman a les avantages suivants:

- La température de surface et la pression de vapeur saturante de surface sont éliminées.

Dans la pratique, la température de surface est difficile à calculer.

- La relation de Penman inclut une dépendance explicite vis à vis du rayonnement net

Ce qui n'est pas le cas pour la théorie de similitude de Monin Obukhov qui n'emploie pas l'information fournie par les mesures du bilan d'énergie à la surface (**Qin et al, 1997**).

L'inconvénient le plus sérieux de la relation de Penman est son échec d'inclure explicitement l'influence de la stabilité atmosphérique sur le transport atmosphérique de la vapeur d'eau. Une telle influence peut de manière significative contribuer à la variation journalière de l'évaporation (**Mahrt, 1983**). L'influence de la stabilité peut être réduite en employant des variables atmosphériques mesurées plus près de la surface.

Cependant, il est difficile d'interpréter des observations près ou dans de la verrière (canopy) et la théorie habituelle de similitude ne s'applique plus. En conséquence, les études des flux turbulents au dessus de la surface incluent presque toujours l'influence de la stabilité atmosphérique.

Seules quelques unes des nombreuses applications des formulations de Penman ont inclus l'influence de la stabilité atmosphérique (par exemple **Businger, 1956; Fuchs et al, 1969; Federer, 1970** cité par **Mahrt, 1983**). De telles formulations sont habituellement basées sur des modifications de similitude de la loi « log- linéaire » et, ainsi, incluent également une dépendance à l'égard de la rugosité de surface.

Une telle inclusion de l'influence de la stabilité exige généralement des procédures itératives. Des effets de stabilité obtenus par des techniques itératives sont pris en considération pour estimer le flux évaporé provenant du bilan énergétique à la surface (**Striker et Brutsaert, 1978**), alors que **Brutsaert (1982)** suggère un procédé itératif basé sur la formule de Penman (cité par **Papaioannou et al, 1989**). Ils ont conclu que l'influence de la stabilité atmosphérique ne peut pas être négligée, bien qu'ils aient trouvé peu de différence entre les diverses formulations de stabilité examinées (**Mahrt, 1983**). **Papaioannou et al (1989)**, par exemple, ont présenté une méthode pour estimer l'évaporation à partir de l'équation de Penman qui inclut l'influence de la stabilité atmosphérique (Figure I-1).

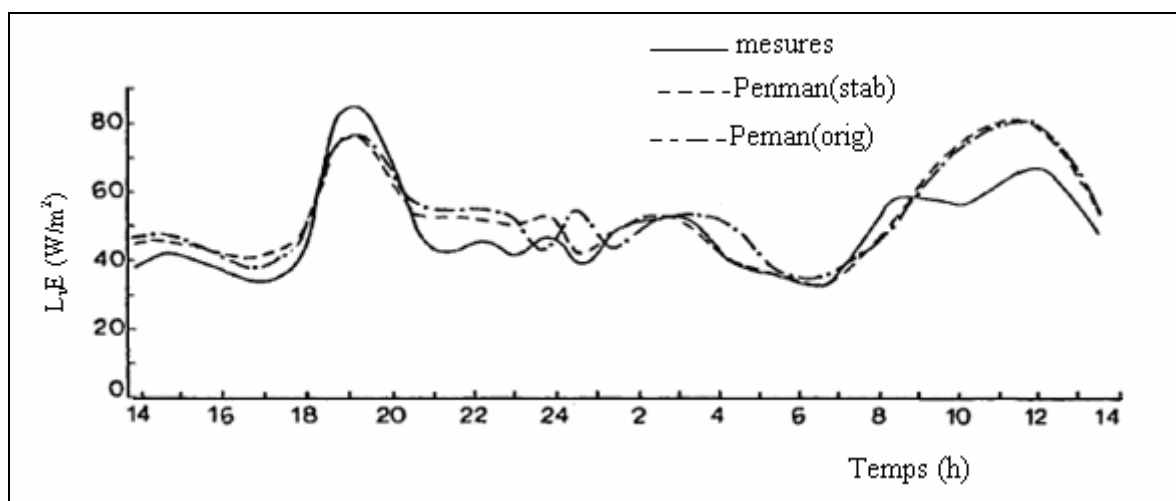


Fig.I-1 Les valeurs de $L_v E$ mesurées et estimées selon l'équation originale de Penman et celle incluant la stabilité en fonction du temps. (Source : Papaioannou et al, 1989)

Les auteurs ont conclu que les corrections de stabilité ont une influence très petite sur les résultats originaux de **Penman**, sur une base horaire ou journalière. **Mahrt et al (1984)** (selon toujours **Papaioannou et al, 1989**) ont également rapporté que quand seules les moyennes journalières sont disponibles, l'équation originale de Penman est meilleure que l'équation de Penman dépendant de la stabilité.

Katul et al (1992) ont examiné le modèle de Penman- Brutsaert qui est basé sur l'utilisation de l'équation de Penman et la similitude de Monin Obukhov comme suit :

$$L_v E = \frac{\Delta}{\Delta + \gamma} (Rn - G) + \frac{\gamma}{\Delta + \gamma} f(u) \Delta P_{va}$$

Le terme $E_A = f(u) \Delta P_{va}$ est une fonction appelée : « la puissance de séchage de l'atmosphère » et représente la capacité de l'atmosphère à transporter la vapeur d'eau. Le terme E_A a été originalement présenté comme une fonction de transfert en bulk sur la base des observations empiriques pour une période d'une journée ou plus et a été un sujet d'expérimentation très étudié (par exemple, **Penman, 1948, 1956; Van Bavel, 1966; Jensen, 1974; Doorenbos et Pruitt, 1977; Allen, 1986**).

Brutsaert (1982) a suggéré sur la base de la similitude de Monin Obukhov que la puissance de séchage de l'air puisse être décrite comme suit:

$$E_A = Ku_* \rho (q_* - q_a) \left[\text{Ln} \left[\frac{z - d_{0v}}{z_{0v}} \right] - \psi_E \left[\frac{z - d_{0v}}{L} \right] \right]^{-1}$$

Où d_{0v} est la hauteur de déplacement de la vapeur d'eau ($d_{0v} = 0$ dans le cas d'une surface d'eau), z_{0v} est la hauteur de rugosité pour la vapeur d'eau ($z_{0v} = z_0$ pour notre cas d'étude),

L'évaporation calculée à partir du modèle de Penman- Brutsaert est testée avec des mesures faites à l'aide du Lysimètre à Davis. Le modèle a été utilisé sur un intervalle de temps de 20 minutes correspondant à 20 minutes de mesures micro- météorologiques et des mesures de Lysimètre faites sur le champ (fig. I-2).

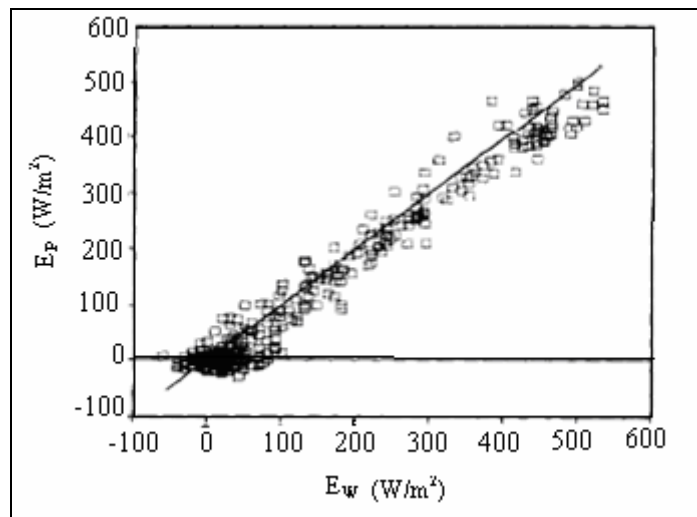


Fig. I-2 Comparaison de la chaleur latente mesurée E_w et estimée par le modèle E_p (Source : Katul et al 1992)

Les auteurs ont conclu que le modèle de Penman- Brutsaert formulé avec la similitude de Monin Obukhov dans le cadre d'un bilan énergétique est précis pour le calcul du flux de vapeur d'eau pour de courts intervalles de temps (< 1 heure). En outre, le modèle est

universel par le fait qu'aucun étalonnage local n'est effectué ; il est basé sur des facteurs spécifiques du site ; autres que la rugosité de surface qu'on peut trouver classée dans des tableaux, ou bien mesurée sur champ.

La fiabilité du modèle est renforcée puisque les prévisions du modèle sont comparées aux mesures (Lysimètre) qui sont indépendantes du modèle d'entrée.

Pour cette raison, et depuis lors, l'effet de la stabilité de l'atmosphère employé jusqu'à présent est basé sur l'utilisation du modèle de Penman- Brutsaert formulé avec la similitude de Monin Obukhov (jusqu'au moment d'écriture de ses lignes). On peut citer par exemple **Nichols et al (2004)** qui ont trouvé et d'après les figures (I-3) et (I-4), que la méthode modifiée de Penman (avec l'inclusion de l'instabilité de l'atmosphère), semble être très semblable à la méthode originale de Penman.

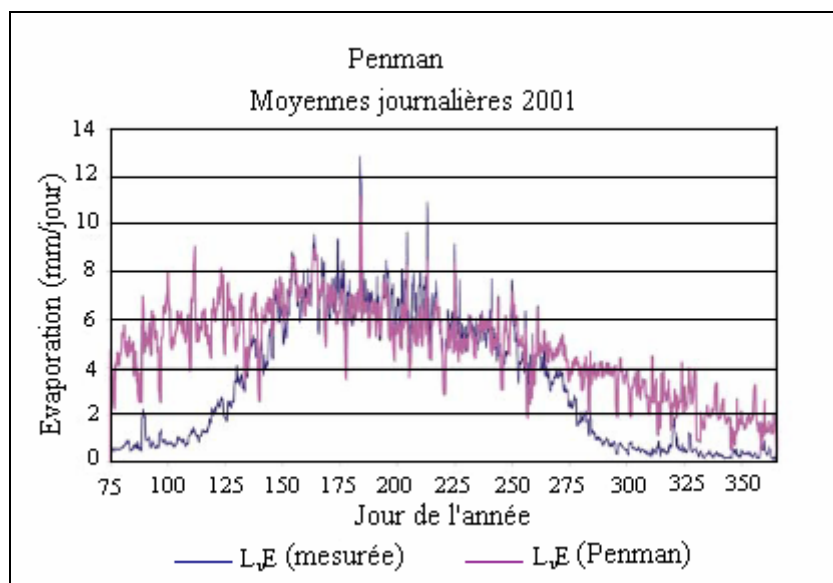


Fig. I-3 Comparaison des moyennes journalières de l'évaporation mesurées par rapport à ceux calculées d'après la formule de Penman pour l'année 2001 (source : Nichols et al, 2004)

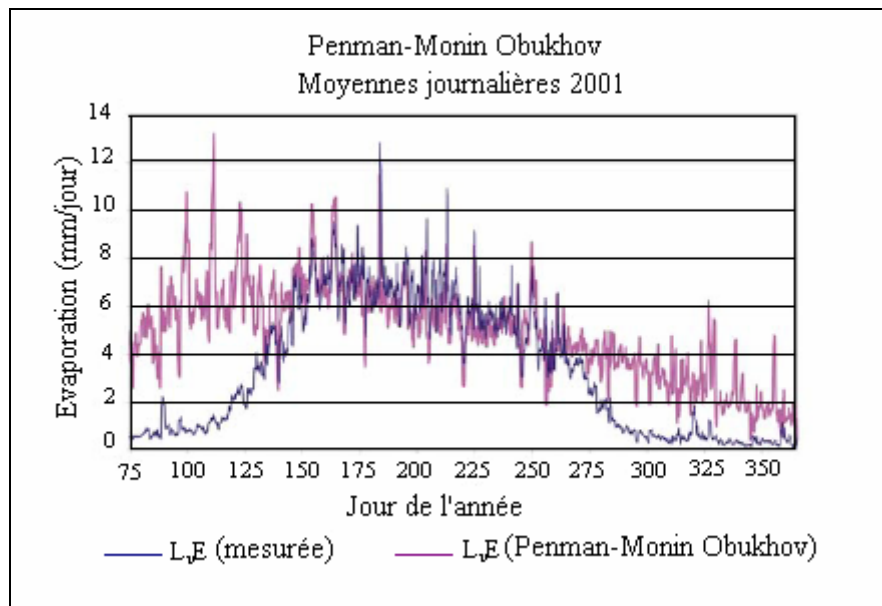


Fig. I-4 Comparaison des moyennes journalières de l'évaporation mesurées par rapport à ceux calculées d'après la formule de Penman- Monin Obukhov pour l'année 2001 (source : Nichols et al, 2004)

Otles et al (2005) ont conclu que la variation de stabilité de la couche limite surfacique est relativement moins importante pour l'évaluation de l'évapotranspiration.

Plus récemment d'ailleurs, **Tanny et al (2007)** (dans un article qui va être publié) utilisent toujours le modèle de Penman- Brutsaert pour comparer leurs calculs théoriques de l'évaporation avec des mesures faites avec un système de mesure de la turbulence (ou Eddy Covariance system) et un bac de type A.

L'idée d'introduire l'instabilité atmosphérique pour le calcul du taux d'évaporation s'est prolongée aux différentes formules connues. **Riou et al (1983)**, en utilisant une nouvelle méthode de formulation des flux turbulents, proposent une modification de la formule de Dalton qui tient compte de façon explicite de l'instabilité et qui est vérifiée expérimentalement par des résultats obtenus dans le Sud- Tunisien.

Brunel (1989), a exploité l'étude de **Riou et al (1983)** et a introduit la stabilité de l'atmosphère dans le calcul de la chaleur sensible, dans le but de calculer le taux d'évaporation à partir de l'équation du bilan énergétique à la surface.

Meulenberghs (2005) a obtenu des valeurs de la chaleur latente L_vE et la chaleur sensible H en combinant le bilan d'énergie avec la théorie de similitude de Monin Obukhov appliquée aux observations à partir de Melle en Belgique et à Cabauw en Hollande. Elle a élaboré dans son article la sensibilité vis-à-vis les fonctions de stabilité et a étudié l'influence de l'exactitude des données d'entrée sur la mesure. Les résultats, ainsi obtenus, prouvent que des données d'entrée de haute qualité sont nécessaires pour permettre à un modèle comme le bilan d'énergie- similitude de fournir des évaluations

précises de H ou $L_v E$. Cette condition requise est renforcée pour permettre une distinction significative entre les fonctions de stabilité.

Dans notre étude, nous avons comparé l'évaporation calculée en utilisant des méthodes variées :

- Le bilan énergétique
- La méthode de transfert de masse : Loi de Stefan
- La méthode combinée entre le bilan énergétique et la méthode de transfert de masse : Formule de Penman
- La méthode des flux turbulent : Théorie de similitude de Monin Obukhov

Nous avons également combinée la théorie de similitude de Monin Obukhov avec le bilan énergétique, la loi de Stefan et la Formule de Penman pour évaluer l'influence de la stabilité atmosphérique sur ces différentes méthodes. Pour renforcer nos résultats, nous les avons comparé à la mesure. Malheureusement, la crédibilité de la mesure elle-même est mise en cause. Pour cela, nous avons jugé utile de présenter les problèmes qui lui sont liés.

II. Les méthodes de mesure :

Les méthodes développées et améliorées dans les cinquante dernières années pour estimer l'évaporation des surfaces d'eau et des végétations utilisent les données climatiques comme données d'entrée. Une des plus simples et plus anciennes techniques pour mesurer l'évaporation d'une surface naturelle est basée sur la mesure du taux d'évaporation de l'eau à partir d'un bac. Avec cette approche, la méthode basée sur des mesures du taux d'évaporation d'un réservoir d'eau, E_{pan} , a été généralement employée dans des régions où les variables climatiques d'entrée ne sont pas disponibles (**Oroud, 1998 ; Martinez et al, 2006**).

II.1 Généralités :

Les bacs peuvent être installés sous le niveau du sol (enterrés), sur l'eau (bacs flottants) ou à la surface du sol. Le taux d'évaporation des petites surfaces étant supérieur à celui des lacs ou des grands bassins, l'extrapolation de la mesure à partir du bac se fait à partir d'un coefficient de correction inférieur à 1, qui dépend du type de bac.

Les bacs de mesure se divisent en trois modèles :

II.1-a) Le bac de type A:

Le bac US du Weather Bureau ou bac classe A (fig.I-5). Ce bac circulaire a un diamètre de 121.9 cm et une profondeur de 25.4 cm. La profondeur de l'eau y est maintenue entre 17.5 et 20 cm. Il est réalisé en fer galvanisé non peint et posé sur un caillebotis à environ 15 cm au dessus du niveau du sol. L'utilisation de ce bac est recommandée en raison du grand nombre d'appareils du même type déjà installés et pour lesquels on

possède de longues séries d'observations sous divers climats. Il présente l'avantage de la facilité d'installation, et les mesures ne sont pas faussées par le rejaillissement des gouttes de pluie sur le terrain environnant lors de fortes averses; par contre il est très sensible aux variations de la température de l'air et aux effets de l'insolation.



Fig.I-5 Bac de type A

II.1-b) Le bac Colorado :

Le bac « Colorado » (Sunken Colorado pans) est le bac utilisé en Algérie (fig.I-6). C'est un instrument permettant de mesurer indirectement l'évaporation d'une nappe d'eau libre. Il a été mis au point aux USA dans l'état du Colorado d'où il tire son nom.

Il est constitué d'un bac de section carrée de 0.92m×0.92m×0.50m et enfoncé presque entièrement dans le sol. Il contient de l'eau dont le niveau coïncide avec celui du terrain naturel.

Il a été ramené dans le système métrique en cube 1 m× 1 m× 1 m, ce qui d'une part, en augmentant sa profondeur, diminue sa sensibilité aux variations de température, donc augmente son inertie, et d'autre part, lors d'une mesure l'apport d'un litre d'eau fait monter le plan d'eau de 1mm.



Fig.I-6 Le bac Colorado

Les mesures sont prises pareillement à ceux pour le bac de classe A. Les conditions d'emplacement et d'environnement sont également semblables à ceux pour le bac de classe A

Ce type de bacs demande un entretien: il faut éviter que des algues ne se développent à l'intérieur ; il faut entretenir le couvert végétal autour du bac pour qu'il ne dépasse pas son bord supérieur.

II.1-c) les bacs flottants :

Ils sont utilisés quand on veut étudier l'évaporation de grandes surfaces d'eau (lacs, rivières...). Leur installation peut être délicate (problèmes d'amarrage et de stabilité sur un plan d'eau de niveau variable). Les mesures peuvent être faussées les jours de grands vents par l'eau introduite dans le bac par les vagues, ou déversée sous l'action des mouvements de roulis.

II.2 Mesures :

Les mesures consistent à déterminer l'évaporation de l'eau contenue dans le bac. Les expériences réalisées partout dans le monde montrent qu'il existe un rapport annuel quasi constant entre l'évaporation du bac et l'évaporation d'une surface d'eau de grandes étendues. Par exemple, les expériences réalisées aux Etats Unis ont montré que ce coefficient était voisin de $1/0.78$ pour le bac Colorado. Par suite, l'évaporation d'une grande étendue d'eau est égale à 0.78 fois celle mesurée dans le bac Colorado.

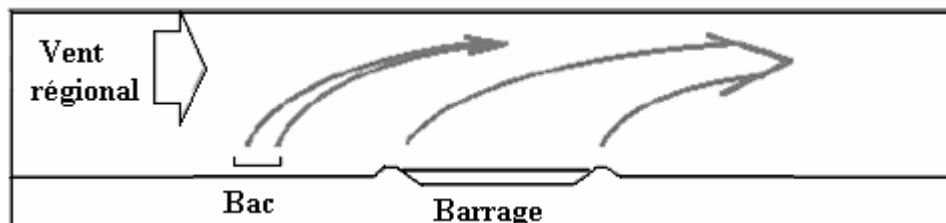


Fig.I-7 Le concept d'utiliser un bac d'évaporation pour simuler l'évaporation d'un barrage (stockage).

II.2-1 Problématique :

Depuis longtemps, l'estimation de l'évaporation à partir des lacs et l'obtention des équations empiriques, se faisaient sur la base des observations à partir des bacs, généralement le bac circulaire classe A du « US Weather Bureau » placé à proximité.

Selon **Stanhill (2002)**, en 1781, **Cotte** a conclu de sa comparaison sur les évaporimètres que « les expériences conçues pour déterminer l'influence des dimensions du bac sur le taux d'évaporation montre qu'il y a autant de variation dans les résultats en fonction de la forme du bac utilisé » (cité par **Livingston** dans sa bibliographie de l'évaporation éditée en 1908 (**Livingston, 1908**)).

Un siècle plus tard, la situation s'était à peine améliorée. Selon **Sartori (2000)**, **Cummings et Richardson (1927)** rapportent qu' « il n'y a aucun moyen de prouver d'une manière concluante que l'erreur impliquée ainsi n'est pas excessive ». **Thornthwaite (1939)** rapporte qu'il n'est pas possible de déterminer la transpiration ou l'évaporation réelle des surfaces d'eau libres ou des surfaces du sol en mesurant simplement le taux de perte d'eau d'un bac ou atmomètre exposés à l'air. D'ailleurs, selon **Brutsaert et Yeh (1970)** « il est impossible de prévoir l'évaporation d'un lac à partir de l'évaporation d'un bac et à moins que des mesures d'un certain nombre de facteurs physiques additionnels soient faites, les données du bac sont inutiles » (cité par **Sartori, 2000**). Évidemment, l'écoulement au-dessus d'un bac est laminaire tandis que l'écoulement au-dessus d'une grande surface d'eau est turbulent ou dans le régime de transition.

Pour l'évaporation du bac, la question du passage laminaire/ turbulent et l'absence des vagues contribuent aux différences considérables dans la relation à une grande évaporation de la surface d'eau, selon la longueur de la surface et le taux de transfert de masse.

D'ailleurs, puisque pour les grandes étendues d'eau les vagues existantes influencent évidemment le taux d'évaporation, **Brutsaert et Yeh (1970)** basés sur leurs études ont rapporté qu' « il n'est pas inconcevable que l'évaporation diminue avec l'augmentation des rugosités » (cité par **Sartori, 2000**). **Jones (1992)** a mentionné également les travaux de **Easterbrook (1968)** qui a expérimentalement observé dans le laboratoire et sur le lac Hefner que pour certaines combinaisons de vitesse de vent et de vagues bien développées, que le taux d'évaporation peut être plus petit que celui mesuré dans les conditions semblables de vitesse de vent sans des vagues actuelles. **Easterbrook** a attribué ceci à la présence des régions d'air « mortes » ou « emprisonnées » aux creux des vagues, qui forment une barrière efficace au transport vertical de la vapeur d'eau. Jones (1992) cite également les travaux de **Hidy et Plate (1966)** qui explique le phénomène comme suit :

« Si de l'air turbulent passe au-dessus de la surface d'eau, des petites vagues de surface se développent avec la durée du mouvement d'air, l'aérodynamique et la rugosité de l'eau change, entraînant des modifications dans le profil vertical du flux d'air moyen au-dessus de la surface d'eau. De l'énergie est transférée à partir du mouvement d'air vers l'eau. Les vagues causées par le vent changent à leur tour la distribution de la vitesse de l'air. Ainsi, un mécanisme complexe de l'interaction et de la rétroaction de l'air- eau prend lieu qui pourtant n'est pas entièrement compris dans tous ses détails ».

Cette diminution due aux vagues contribue également au fait que l'évaporation à partir du bac est inutilisable par rapport à l'évaporation d'une grande surface d'eau.



Fig.I-8 Existence des vagues au dessus de la surface d'eau.

Après plus de 200 ans, quelles sont les raisons pour continuer de défendre l'utilisation des bacs d'évaporation jusqu'à présent?

Deux raisons peuvent être données. La première est leur simplicité, leur prix réduit, et leur facilité prouvée dans les différentes applications en déterminant, par exemple, les conditions d'eau des récoltes pour l'établissement d'un programme d'irrigation appropriée.

La deuxième raison est l'inexistence d'un consensus sur la formule la plus adéquate pour calculer l'évaporation. Ainsi, un grand écart a été trouvé dans le calcul du taux d'évaporation et les résultats préliminaires ont suggéré qu'il pourrait être impossible de déterminer une équation généralement applicable pour l'évaporation (**Sartori, 2000**).

Malgré cela, et puisque la majeure partie de la surface terrestre irriguée ou des barrages conçus pour l'approvisionnement en eau potables se situe dans le monde sous-développé, il est important d'utiliser la méthode météorologique la plus simple, la moins coûteuse et la plus pratique pour améliorer l'efficacité d'utilisation de l'eau potable ainsi que l'eau destinée à l'irrigation dans ces régions.

II.2-2 Le paradoxe de l'évaporation :

L'évaporation à partir du bac d'évaporation est en réalité une mesure simple d'interactions météorologiques complexes. Bien que l'évaporation à partir du bac ne puisse pas représenter entièrement l'évaporation d'un lac et qu'elle soit même moins indicative de l'évapotranspiration du sol, l'analyse des tendances observées dans l'évaporation à partir des bacs peut fournir des perspectives considérables dans le changement courant du climat et l'impact que ce changement peut avoir sur les ressources d'eau et par conséquent sur l'agriculture.

On a signalé que dans les 50 dernières années l'évaporation a diminué dans les diverses régions du monde, tandis que dans la même période et les mêmes places les précipitations ont augmenté, en même temps que la température de l'air. Cette contradiction entre l'augmentation globale des précipitations et la diminution de l'évaporation est dénommée «paradoxe de l'évaporation».

Ceci a été rapporté récemment dans le contexte des études sur le changement climatique global. Selon **Kahler et al (2006)**, après le fameux article paru dans le journal international « Nature » par **Peterson et al (1995)**, de nombreuses études ont indiqué une diminution de l'évaporation à partir des bacs dans différentes régions dans le monde. Bien que cette diminution ne soit pas universelle, elle semble être assez répandue pour indiquer une tendance générale. Initialement, ces tendances dans les mesures de l'évaporation à partir des bacs d'évaporation ont été interprétées comme une indication d'une diminution de l'évaporation terrestre.

Cependant, cette interprétation diffère du fait que les précipitations globales dans la même période ont augmenté ce qui suggérerait une augmentation du taux d'évaporation. Ces tendances qui semblent être opposées étaient d'abord dénommées comme « paradoxe de l'évaporation » par **Brutsaert et Parlange en 1998** toujours dans un article paru dans le journal international « Nature ».

Il y a deux propositions pour expliquer la diminution du taux d'évaporation à partir des bacs: La première proposition est que l'évaporation à partir du bac a diminué parce que l'évaporation de l'environnement entourant ce bac a augmenté (augmentation de l'humidité au dessus du bac d'évaporation) (**exp. :Brutsaert et al, 1998**), tandis que la seconde proposition explique ce phénomène par la réduction de la radiation solaire reçue à la surface et qui a comme résultat la formation d'avantage de nuages et/ou d'aérosols (**exp. Roderick et al, 2002**).

Sartori (2007) a publié un article sur le « paradoxe de l'évaporation » paru dans un site web <http://noparadoxes.tripod.com/> où il écrit que « Cet article a été mis sur Internet parce que les journaux en relation avec le sujet (l'évaporation) et sur les sciences atmosphériques (climatologie, hydrologie, météorologie, ressources d'eau, etc.) ne voulaient pas le publier, mais pas pour des raisons scientifiques ».

Sartori (2007) répond que le premier argument sur la diminution de l'évaporation est loin d'être vrai. Il donne l'exemple que deux morceaux de vêtements posés côte à côte sèchent de façon plus rapide ou plus lente selon les conditions atmosphériques, indépendamment l'un de l'autre. Quand l'évaporation du bac diminue, l'évaporation des environnements qui l'entoure (surface du sol ou surface d'eau) diminue également, parce que ces trois systèmes sont soumis aux mêmes conditions atmosphériques.

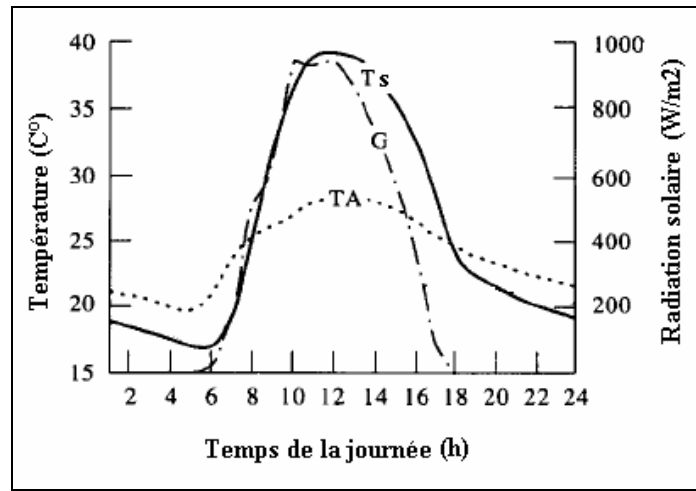
En ce qui concerne le deuxième argument, **Sartori (2007)** montre que cette explication est totalement fausse! D'abord, les auteurs savent que les températures de l'air et de la surface de l'eau ont augmenté dans le monde, et qu'une telle augmentation est impossible avec moins d'énergie dans un environnement ou une atmosphère ouverte.

Cependant, pourquoi il y a d'avantage de nuages si l'évaporation a diminué (dans quelques régions du monde)? Selon toujours **Sartori (2007)**, l'évaporation n'est pas la seule source pour la formation des nuages, et les raisons principales sont:

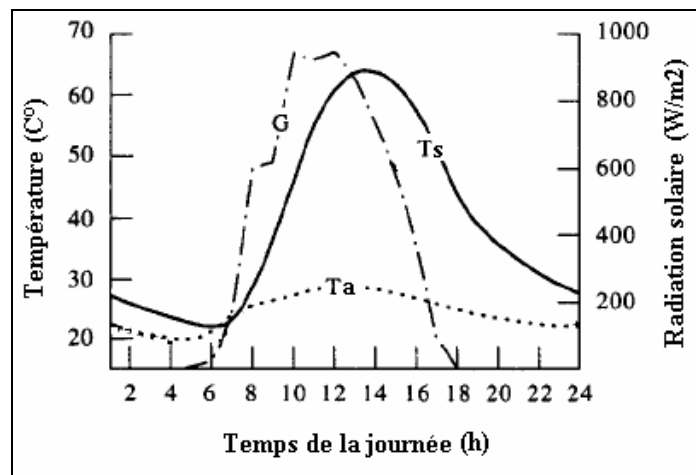
- L'émission de tonnes et de tonnes de substances particulaires, chaque seconde intensifie la formation de nuage.
- L'atmosphère a approximativement une quantité constante de vapeur d'eau (de 0 à 4%), mais des tonnes et des tonnes de gaz surchauffés émis par des centrales de combustible fossile et d'autres sources sont libérées avec des températures qui atteignent plus de 1000 C°, et alors la température de point de condensation d'air est atteinte plus souvent et plus de vapeur d'eau est condensée.
- Ces émissions contiennent également des tonnes de vapeur d'eau et quand elles font contact avec des couches plus fraîches de l'atmosphère, plus de nuages apparaissent; ceci correspond à l'addition de la chaleur latente qui augmente également l'humidité de l'air adjacent, qui est une autre cause de la réduction de l'évaporation.

C'est précisément « l'effet de serre ».

L'augmentation des températures de l'air ambiant et de l'eau ou de la surface est une caractéristique bien connue de n'importe quel effet de serre, et ainsi, moins d'évaporation existe par rapport à celle d'un environnement ouvert. Ceci a été démontré par **Sartori (1996)**, où il a effectué une étude comparative entre un évaporateur solaire (bac d'évaporation) et un distillateur solaire (bac d'évaporation couvert). Il a trouvé, et cela pour les mêmes conditions environnementales (fig.1-9), que le distillateur solaire atteint des températures d'eau plus élevées que ceux de l'évaporateur solaire, causé par l'effet de serre à l'intérieur du distillateur.



(a)



(b)

Fig. I-9 Courbes des températures de la surface de l'eau T_s de l'air ambiant (T_a) et du rayonnement solaire (G) :

(a) cas de l'évaporateur solaire, (b) cas du distillateur solaire (Source : Sartori, 1996)

De même, et puisque l'évaporation dépend fortement de la température à la surface de l'eau, le taux d'évaporation dans le distillateur solaire est moins élevé que celui dans l'évaporateur solaire (fig.I-10).

En fin, ce nouveau cycle hydrologique montre que les êtres humains ont vraiment été responsables de l'augmentation de l'effet de serre, du réchauffement climatique et des changements correspondants au climat et leurs conséquences néfaste sur la vie sur notre planète. Cela conduit à l'importance de notre compréhension sur la mesure de l'évaporation à partir des bacs d'évaporations.

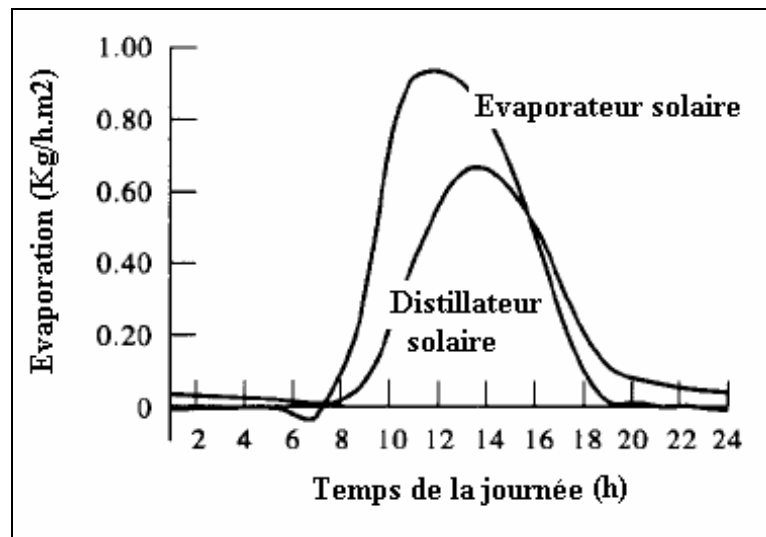


Fig.I-10 Comparaison entre l'évaporation d'un évaporateur solaire et celle d'un distillateur solaire. (Source : Sartori, 1996)

II.3 Modèles des transferts de chaleur et de masse entre le bac et l'atmosphère :

Bien que l'utilisation des données d'évaporation d'un bac soit encore répandues, peu d'études détaillées ont été effectuées afin d'obtenir plus de précision sur le bilan d'énergie et de masse d'un tel dispositif, et sur le comportement dynamique en ce qui concerne les différents paramètres et processus qui déterminent le taux d'évaporation. Pour cela, si nous comprenons mieux, le comportement physique d'un instrument, l'interprétation des résultats de mesures obtenus avec cet instrument peut s'améliorer considérablement (Jacobs et al, 1998).

D'une part, et en ce qui concerne l'estimation du taux d'évaporation des grandes surfaces d'eau (barrages, lacs), le nombre de modèles proposés dans la littérature est beaucoup plus grand. Ils décrivent généralement les échanges d'énergie et de masse à une échelle mensuelle, mais certains d'entre eux peuvent être appliqués à une échelle journalière (Harleman, 1982 cités par Martinez et al, 2006). De même que l'utilisation des données, ramenées à une moyenne dans le temps d'une période d'une semaine ou d'un mois, avec les formulations du transfert de masse basées sur la théorie de turbulence, peuvent mener à une erreur systématique marquée dans le calcul des flux surfaciques (Brutsaert 1982, p. 207 cité par Kahler et al, 2006). D'autre part, les données de E_{pan} sont généralement disponibles et utilisées à une échelle journalière ou hebdomadaire, ce qui peut expliquer pourquoi peu d'études ont été consacrées à une meilleure compréhension du processus à des échelles de temps plus courtes (Martinez et al, 2006). Ainsi, pour éclaircir certains des mécanismes physiques fondamentaux, il est crucial de travailler avec des observations locales, et de réduire le temps aux échelles

de temps les plus courtes possibles, à savoir, la valeur journalière dans le cas des données de l'évaporation mesurée à partir du bac.

Jacobs et al (1998) citent que dans la littérature, il est difficile de trouver une tentative de décrire le comportement physique détaillé d'un bac d'évaporation. Pour cela, ils ont étudié le comportement thermique d'un bac d'évaporation de classe A en faisant une expérience extérieure et en modélisant le bilan d'énergie du bac en détail. Les observations ont prouvé que la température de l'eau demeure plus ou moins homogène dans tout le cycle journalier. Ceci signifie que l'eau à l'intérieur du bac est bien mélangée.

Dans cette expérience, le bac était situé au-dessus de la surface du sol, ce qui est différent de l'utilisation pratique des bacs de type A. Habituellement, un bac d'évaporation de la classe A est monté sur une plateforme ouverte en bois d'armature, à 0,15 m au-dessus de la surface du sol (fig.I-11).

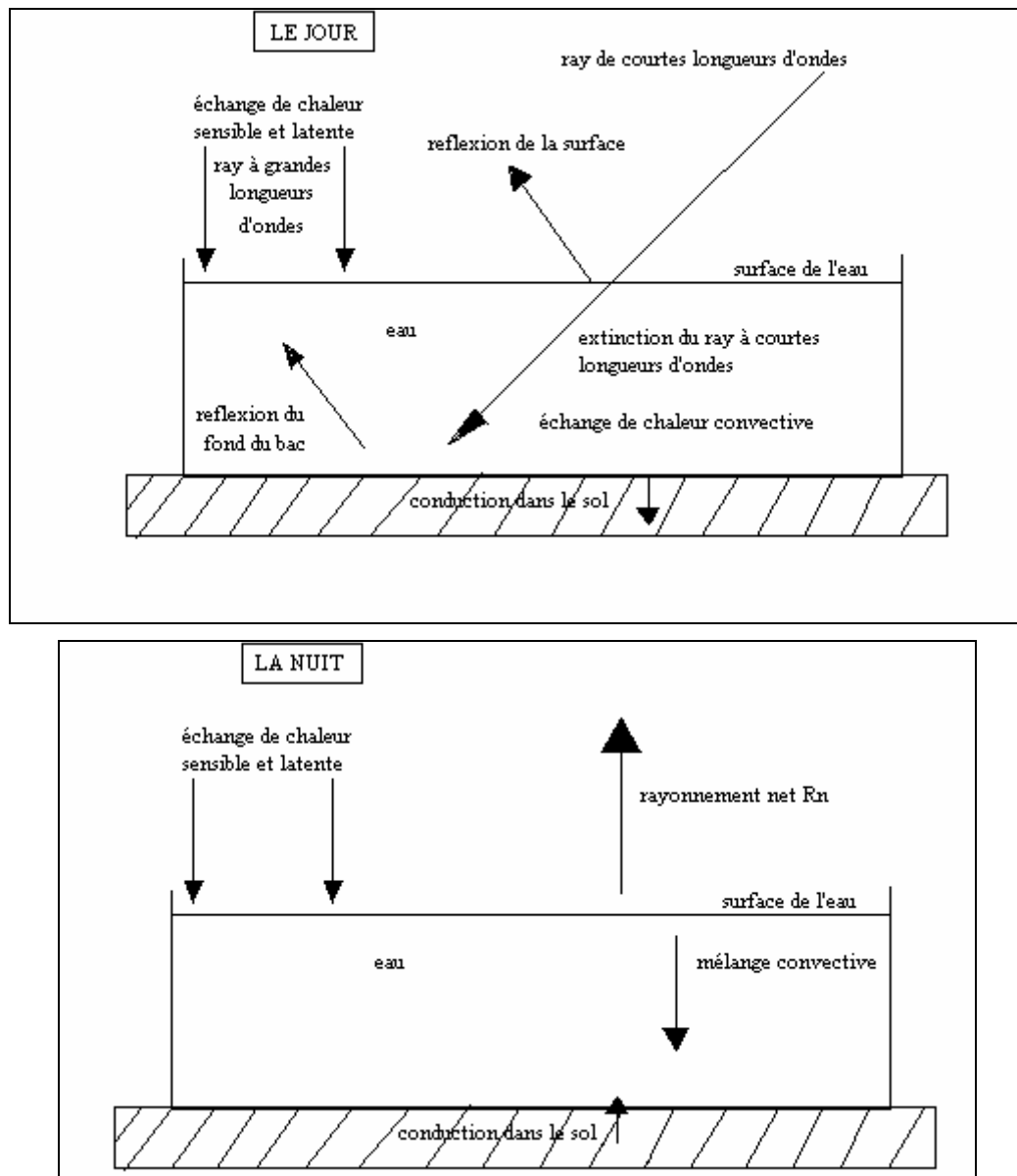
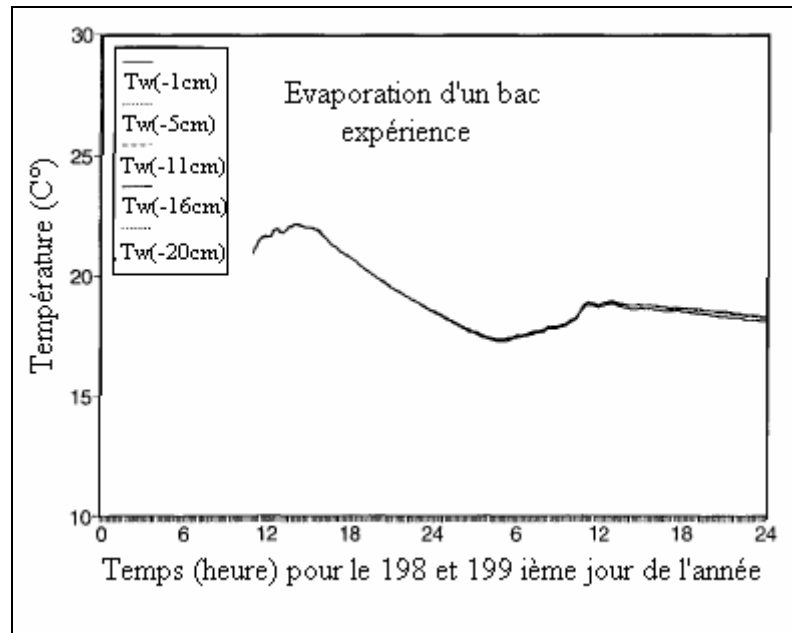
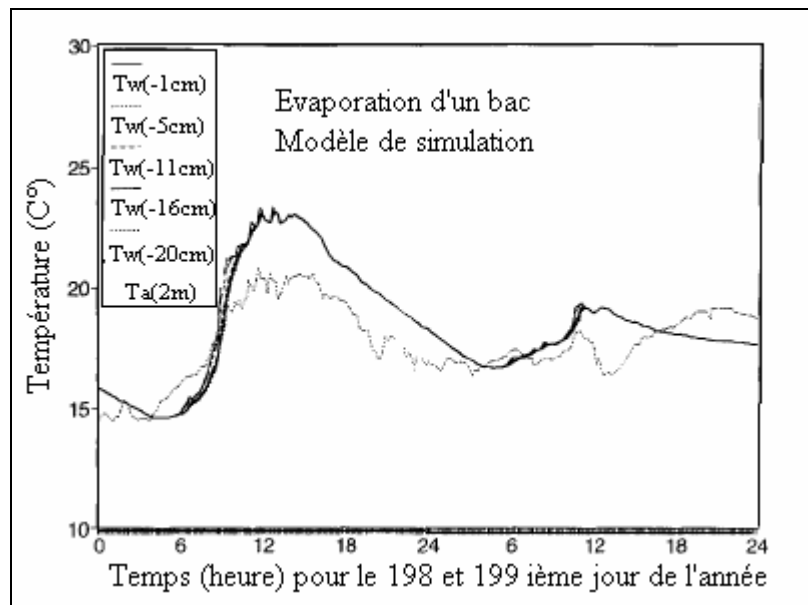


Fig. I-11 Vue schématique d'ensemble des plus importants termes d'énergie dans un bac d'eau pendant le jour (schéma supérieur) et pendant la nuit (schéma inférieur) dans l'expérience de Jacobs et al (1998) (source : Jacobs et al (1998))



(a)

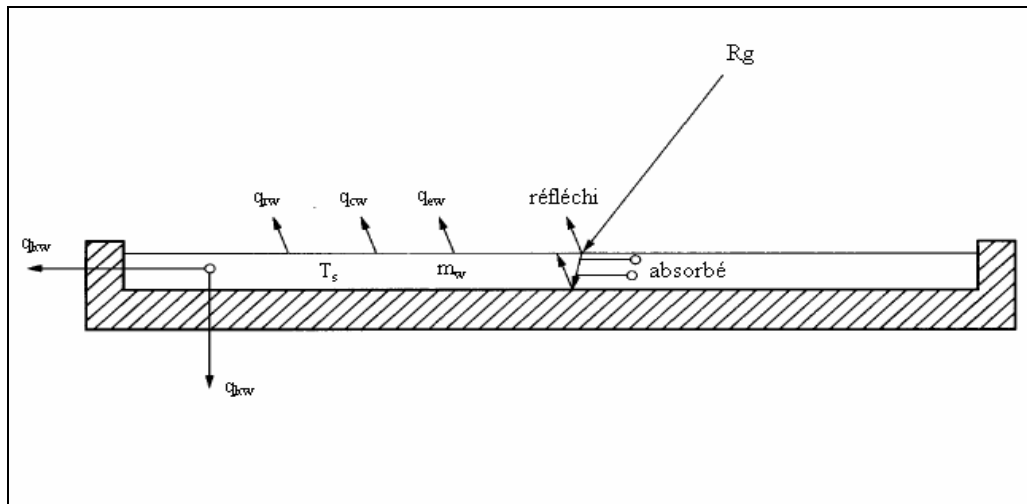


(b)

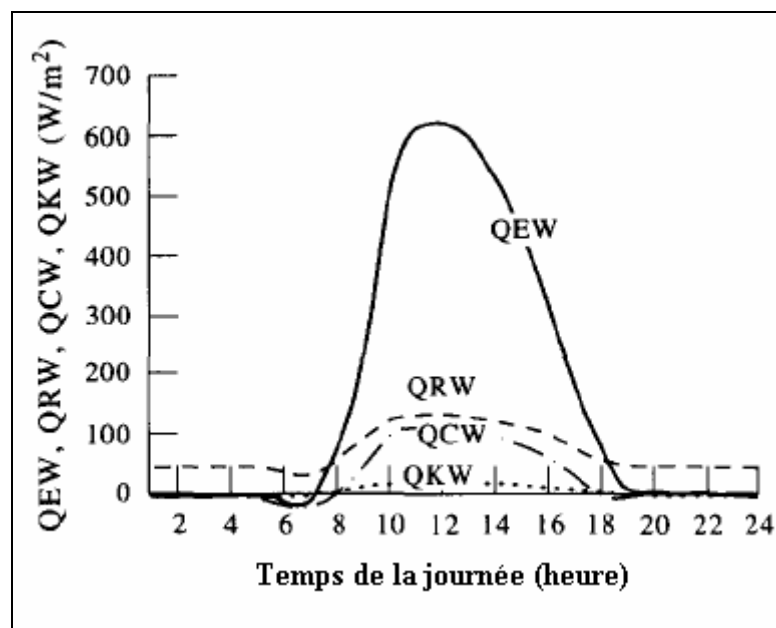
Fig. I-12 Variation de la température T_w au sein du bac : (a) expérience, (b) simulation (source : Jacobs et al (1998))

Jacobs et al (1998) ont conclu que durant la nuit comme durant le jour (fig.I-12), l'eau contenue dans le bac est bien mélangée.

L'inconvénient dans l'étude de Jacobs et al (1998), est qu'ils ne tiennent pas compte des flux de chaleur à travers les parois du bac. Sartori (1996) a mené une expérience (fig.I-13-a) où il a démontré que ces flux de chaleur conductifs étaient négligeables devant les autres flux (fig.I-13-b).



(a)

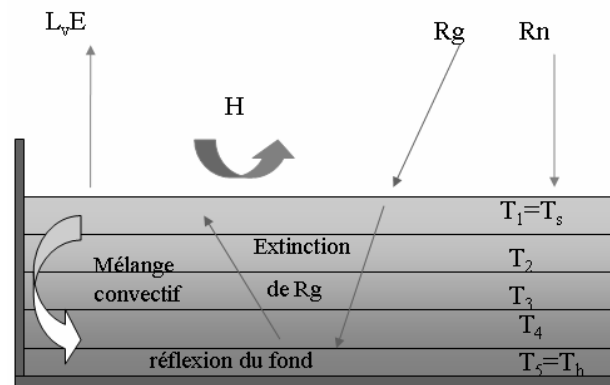


(b)

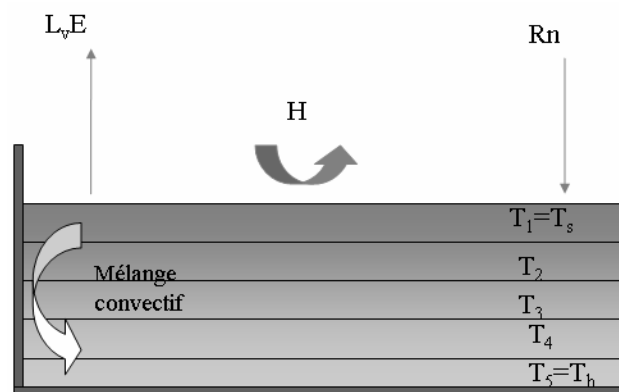
Fig. I-13 (a) : Schéma de l'expérience de Sartori (1996).

(b) : Taux de transfert de chaleur par évaporation (Q_{EW}), radiation (Q_{RW}), convection (Q_{CW}) et conduction (Q_{KW}) à partir de l'évaporateur solaire (source : Sartori, 1996)

D'autre part, **Martinez et al (2006)** ont développé un modèle multicouche, basé sur la discrétisation du volume d'eau d'un bac en plusieurs couches (fig.I-14). Les équations du bilan énergétique établies à la surface de l'eau et dans les couches successives en profondeur, ont été résolues en utilisant un schéma numérique itératif.



(a)



(b)

Fig. I-14 Échanges d'énergie du système considéré (bac d'évaporation): pendant la journée (a) et la nuit (b) dans le modèle de Martinez et al (2006) (source : Martinez et al (2006))

Les parois et le fond du bac étaient thermiquement isolés afin de réduire au maximum les échanges d'énergie entre les parois métalliques du bac et l'environnement extérieur.

Les raisons de ce choix étaient :

- D'obtenir un bilan énergétique du bac sans l'effet des interférences dues aux flux de la chaleur conductif à travers les parois.
- De simuler le comportement des surfaces d'eau libre immergées, tels que les réservoirs agricoles d'eau, où habituellement les échanges d'énergie par conduction à travers les parois sont très faibles comparés aux autres flux, et donc non considérés dans le bilan énergétique.

La température de l'eau a été mesurée à la surface (T_s) et à une profondeur de 0,20 m, près du fond du bac (T_b). Comme T_s varie largement pendant la journée, dépendant principalement du rayonnement incident et du bilan énergétique à la surface, la première étape de l'étude était de développer un modèle dynamique à une échelle horaire, en utilisant des données d'entrées climatiques sur une durée moyenne d'une heure, et en assumant les conditions de stationnarité pendant une période d'une heure.

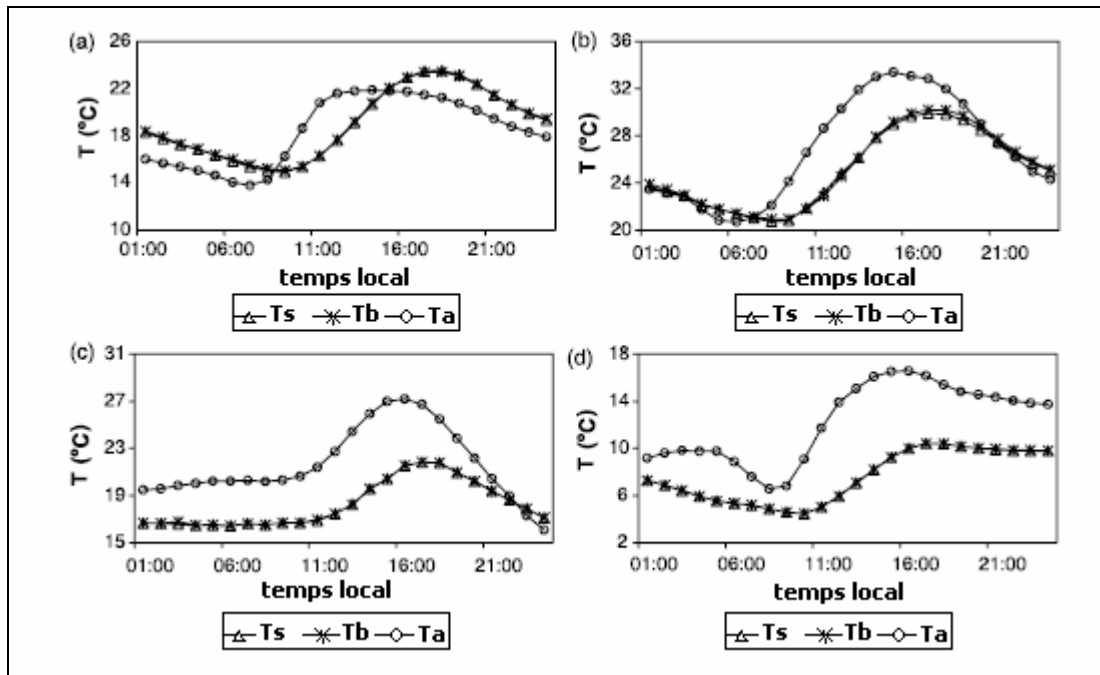


Fig. I-15 Valeurs horaires de la température de l'eau à la surface (T_s) et au fond (T_b), et de la température de l'air à 2 m (T_a): (a) 1 Mai 2003, (b) 4 Août 2002, (c) 17 Octobre 2002, (d) 7 Janvier 2003 (source : Martinez et al, 2006).

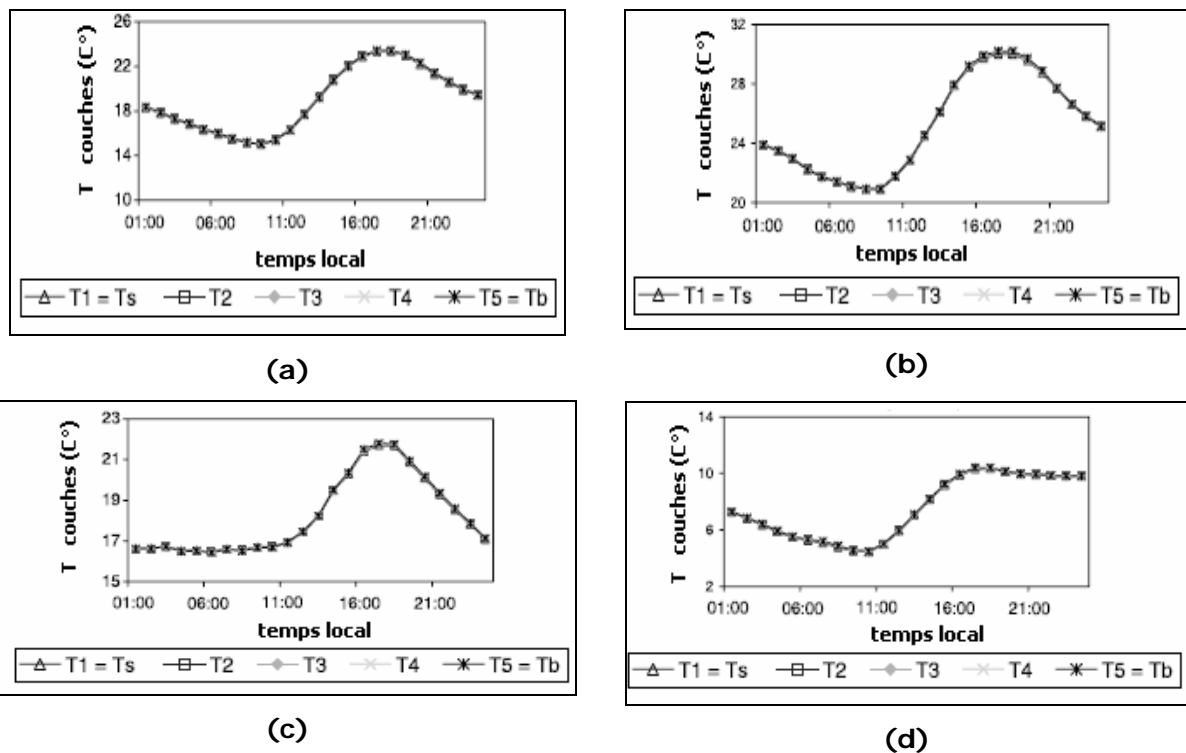


Fig. I-16 Évolution des températures prévues dans les différentes couches du bac. (a) 1-Mai-2003, (b) 4 Août 2002, (c) 17 Octobre 2002, (d) 7 Janvier 2003 (source : Martinez et al, 2006).

Les auteurs ont donné les conclusions suivantes :

1- L'intensité du processus de mélange, due aux effets des forces de traînée du vent ou à des gradients de densité dans le corps de l'eau d'un bac d'évaporation de type A thermiquement isolé semble être efficace en homogénéisant le champ de température dans le bac et en évitant la stratification thermique (fig.I-14 et I-15 et I-16). Cette conclusion est aussi valable pour un bac non isolé thermiquement comme l'a reporté **Jacobs et al (1998)**.

2- Afin de prévoir l'évaporation à partir du bac, un seul modèle de couche assumant un champ de température homogène semble fournir des évaluations réalistes, avec l'avantage d'être beaucoup plus pratique (fig.I-17). En outre, les données climatiques requises pour son utilisation sont standards et disponibles dans la majorité des stations météorologiques.

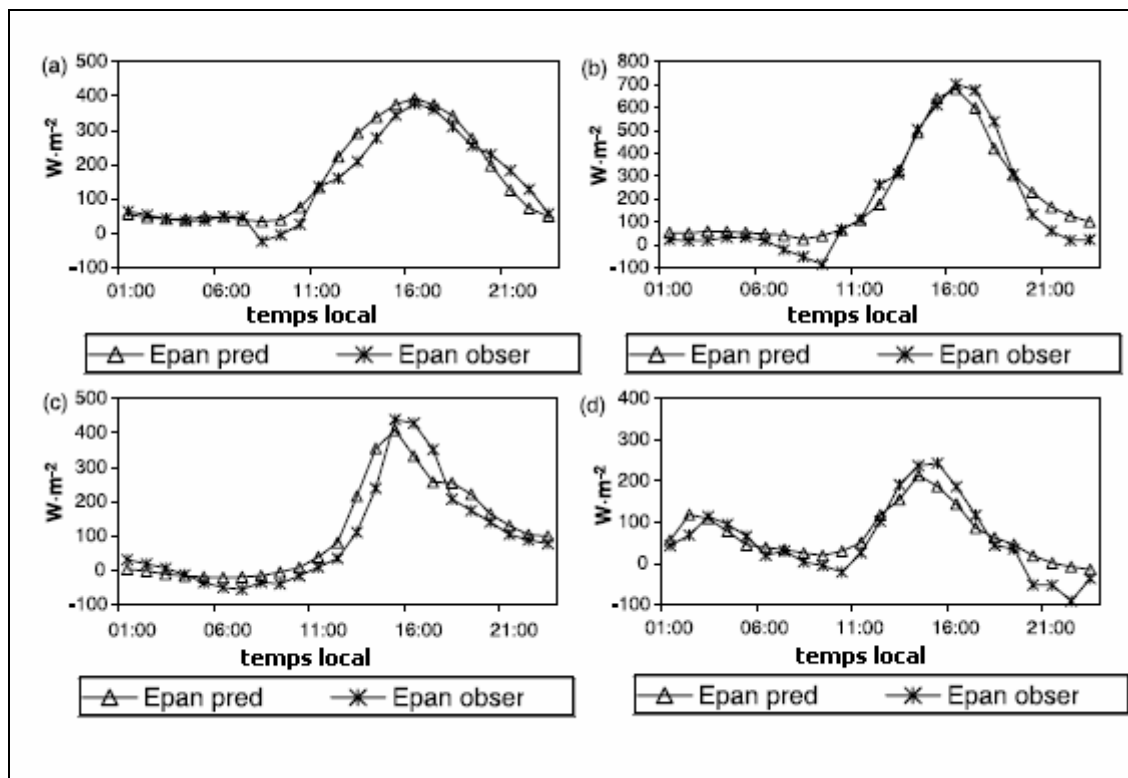


Fig.I-17 Les valeurs observées et prévues de l'évaporation évaluées pendant 24h (a) 1-Mai-2003, (b) 4-Août-2002, (c) 17-October-2002, (d) 7-Janvier-2003 (source : Martinez et al, 2006)

Cependant, quand on considère qu'une surface d'eau libre a seulement sa surface exposée au soleil et à l'air, alors l'analogie entre les bacs d'évaporation de type A et ces surfaces, devient inadéquate. Pour cette raison, **Grunsky (1931)** a proposé un bac d'évaporation enterré dans le sol (fig.I-18). C'est ce qu'on appelle les « Sunken pan » ou les bacs d'évaporation enterrés dans le sol.

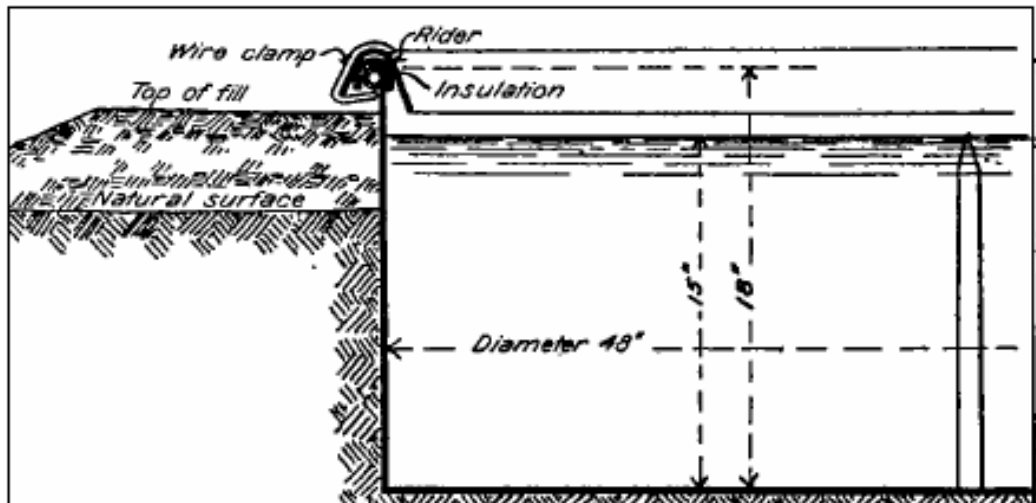


Fig.I-18 Bac d'évaporation enterré suggéré par Grunsky (1931) (source : Grunsky, 1931)

Les expériences de **Dightman (1960)** (tableau I.1) et de **Kohler (1950)** (cité par **Dightman (1960)**) (tableau I.2) montrent que le taux d'évaporation à partir du bac de type A est toujours plus élevé que celui du bac d'évaporation enterré dans le sol.

Tableau I.1 Taux d'évaporation moyens de 1949-1956 (en mm), et les rapports y/x (l'unité d'origine était le « inch ») (source : **Dightman, 1960**)

	Montana		y/x	
	Bac enterré (x)	Bac type A (y)	Montana 8ans	Kansas 14ans
Mai	140.97	211.582	1.50	1.48
Juin	163.322	238.506	1.46	1.46
juillet	195.326	287.528	1.47	1.45
Août	187.706	268.224	1.43	1.44
septembre	120.396	170.942	1.42	1.45
Saison (total)	807.72	1176.782	1.46	1.46

Tableau I.2 –Les rapports d'évaporation, d'après les expériences de **Kohler (1952)**
(source : **Dightman, 1960**)

y/x	Location	Période
1.30	Lac Kickapoo, Texas, USA	Janvier 1950-décembre 1951
1.20	Barrage de Buchanan, Texas, USA	Janvier- décembre 1950
1.33	Denver, Colorado, USA	Juin- octobre 1916
1.25	Balmorhea, Texas, USA	Avril 1941- décembre 1948
1.28	Réservoir de Pardee, Californie, USA	Janvier 1930- décembre 1944
1.29	Station Yuma Field, Californie, USA	Janvier 1937- décembre 1939
1.21	Fullerton, Californie, USA	Janvier 1937- décembre 1939
1.35	Lac Hefner, Oklahoma, USA	Mai 1950- août 1951

Ce même résultat a été trouvé par **Oroud (1998)** (fig.I-19).

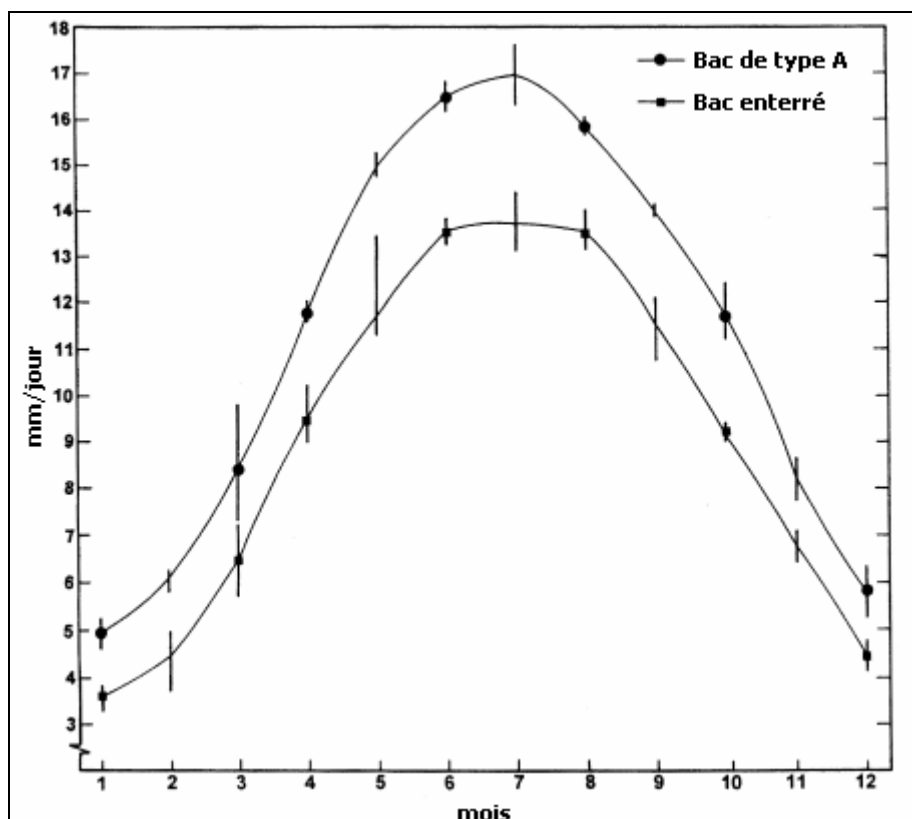


Fig.I-19 L'évaporation journalière moyenne d'un bac de classe A et d'un bac enterré au bord méridional de la mer morte dans la période entre 1991 –1996
(source : **Oroud, 1998**).

Oroud (1998) a étudié l'effet de la conduction latérale de la chaleur à travers la couche adjacente du sol-bac enterré. Le bac enterré était un grand bac de profondeur de 0.9m

et un rayon de 1.82m, situé dans un environnement chaud et sec (bord méridional de la mer morte) en utilisant un procédé numérique. Comparé aux bacs de type A, les grands bacs enterrés ont l'avantage d'avoir des caractéristiques thermiques semblables à ceux des lacs peu profonds.

Les bacs enterrés sont actuellement utilisés dans beaucoup de pays en Afrique du Nord, y compris l'Algérie, et au proche Orient pour mesurer l'évapotranspiration. L'utilisation de ces bacs enterrés peut être prolongée pour évaluer l'évaporation à partir des barrages existants ou proposés. Cela est vrai quand des mesures météorologiques sur le terrain ne sont pas disponibles, et/ou les données climatologiques sont de mauvaise qualité **(Oroud, 1998)**.

Pour les environnements humides, **Oroud (1998)** a conclu qu'il semble très probable que le flux de chaleur conductive à travers les parois d'un bac soit peu important dans le bilan d'énergie d'un bac enterré dû à la différence négligeable entre la température du bac et celle du sol adjacent.

Mais, il a constaté que des variations entre 5 et 8% de l'évaporation annuelle d'un bac enterré situé dans un environnement chaud et sec, sont attribués à cette source de chaleur additionnelle.

De tout ce qui a été dit, nous pensons que la mesure n'est pas totalement la référence voulue. Néanmoins, et en absence de références plus fiables, nous continuerons à la comparer avec nos résultats numériques en présentant toujours les commentaires adéquats.

Conclusion :

A la lumière des travaux effectués pour évaluer l'évaporation, nous avons constaté une grande dispersion des résultats qui est attribuée en partie aux différences dans les méthodes de mesure ainsi qu'aux différences dans les modèles de calculs de l'évaporation. L'existence d'un grand nombre de barrages en Algérie (une cinquantaine actuellement) dans des régions très différentes (arides, semi arides et humides) nous a mené à proposer un modèle simple de simulation de l'évaporation qui est basé sur les mesures de données de la météorologie nationale relatives à chaque région. Les résultats de ce modèle sont ensuite comparés à ceux d'autres modèles. Une estimation de l'évaporation moyenne annuelle est calculée pour trois barrages différents.

Chapitre II

Caractérisation de
l'atmosphère et
bilan radiatif

I. L'air atmosphérique :

Les échanges de vapeur d'eau du sol dépendent en premier lieu des caractéristiques de l'air atmosphérique. Il est donc utile de rappeler un certain nombre de définitions qui lui sont relatifs.

I.1 Caractéristiques fondamentales de l'air atmosphérique :

L'air est considéré comme un mélange d'air sec et de vapeur d'eau d'où vient l'appellation « air humide ». L'air sec est lui-même un mélange de plusieurs gaz dans des proportions pratiquement constantes dans toute la partie de l'atmosphère qui est concernée par les phénomènes météorologiques.

I. 1-1 Equation d'état des gaz et loi de Dalton :

L'air atmosphérique se comporte comme un gaz parfait et vérifie l'équation d'état des gaz parfaits qui relie les trois paramètres permettant de caractériser l'état d'une certaine masse m de gaz à sa pression P , sa température T et son volume V :

$$P.V = \frac{m}{M} R.T \quad (\text{II-1})$$

En réarrangeant les deux membres de l'équation précédente on obtient une expression de la masse volumique ρ du gaz :

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{M P}{R T} \quad (\text{II-2})$$

L'air sec et la vapeur d'eau (non saturante) étant considérés comme des gaz parfaits, leur mélange vérifie la loi de Dalton à un mélange gazeux :

$$P_A = p_a + p_v \quad (\text{II-3})$$

Où P_A est la pression totale d'un mélange de gaz parfaits occupant un volume V à une température T qui est égale à la somme des pressions partielles des gaz constituant le mélange. La pression partielle d'un constituant gazeux est définie comme la pression qu'il aurait s'il occupait seul le volume V_0 à la température T . Ainsi, on peut considérer que la pression de l'air atmosphérique est la somme des pressions partielles de l'air sec et de la vapeur d'eau.

Habituellement la pression de la vapeur d'eau dans l'air est appelée : tension de vapeur d'eau.

On gardera par la suite l'expression « pression de vapeur ». Cette équation est vraie tant que la vapeur d'eau n'est pas saturante, c'est-à-dire que tant qu'il n'y a pas d'équilibre entre la phase gazeuse et la phase liquide.

I. 1-2 Chaleur latente de vaporisation L_v :

Pour faire passer l'eau de l'état liquide à l'état vapeur, il faut lui fournir une certaine quantité de chaleur L_v par unité de masse. L_v est la chaleur massique de vaporisation appelée encore chaleur latente de vaporisation de l'eau.

Ainsi, l'évaporation de l'eau liquide dans l'atmosphère à partir d'une surface d'eau libre (ou d'un sol) nécessite la fourniture d'une importante quantité d'énergie. Elle joue donc un rôle fondamental pour la régulation de la température au niveau de la surface terrestre puisqu'elle absorbe pratiquement 76% du rayonnement solaire (**Woodward et Sheehy, 1983** cités par **Guyot, 1999**).

I. 1-3 Pression de vapeur saturante :

L'expérience montre que la pression de vapeur en équilibre avec l'eau liquide ou pression de vapeur saturante ne dépend que de la température dont elle est une fonction croissante.

Elle ne dépend en aucun cas de la présence d'un autre gaz comme l'air sec par exemple. Différentes formules d'approximation ont été proposées pour représenter la variation de la pression de vapeur saturante de l'eau en fonction de la température. Les plus anciennes sont basées sur l'intégration de l'équation de Clapeyron -Clausius, relative aux changements d'états.

$$L_v = T (V_{vap} - V_{liq}) \left. \frac{dP}{dT} \right|_{sat} \quad (\text{II-4})$$

Avec :

T : la température absolue

V_{vap} , V_{liq} : les volumes massiques des phases gazeuse et liquide ($\text{m}^3 \cdot \text{kg}^{-1}$)

P_{vs} : la pression de vapeur d'équilibre (ou saturante)

Si l'on considère la vapeur d'eau comme un gaz parfait et si l'on néglige V_{liq} devant V_{vap} , on peut écrire d'après l'équation (II-2) :

$$V_{vap} = \frac{1}{\rho_w} = \frac{RT}{M_w P_{vs}} \quad (\text{II-5})$$

Avec :

ρ_w : La masse spécifique de la vapeur d'eau

M_w : La masse molaire de l'eau

En combinant (II-4) et (II-5) on obtient alors l'équation différentielle suivante :

$$\left. \frac{dP}{P} \right|_{sat} = L_v \frac{M_w}{R} \left. \frac{dT}{T^2} \right|_{sat} \quad (\text{II-6})$$

1-En supposant une décroissance linéaire de L_v en fonction de la température on obtient alors la formule de Dupré :

$$\ln P_{vs}(T) = a - \frac{b}{T} - c \ln T \quad (\text{II-7})$$

L'argument du logarithme est implicitement divisé par une unité de pression afin de le rendre adimensionnel.

Avec les coefficients donnés par **Alt (1978)** cette équation s'écrit :

$$\ln P_{vs}(T) = 55.5922 - \frac{6821.52}{T} - 5.1353 \ln T \quad (\text{II-8})$$

Puisque cette formule est peu pratique, des formules empiriques plus simples, sont maintenant couramment employées. Elles sont de la forme :

$$\log \left(\frac{P_{vs}}{P_{vs0}} \right) = \frac{aT}{b+T} \quad (\text{II-9})$$

Avec :

P_{vs0} est la valeur de P_{vs} pour $T=0^\circ\text{C}$, soit 6.1070 hPa

T est exprimé en $^\circ\text{C}$.

Parmi les formules les plus utilisées on peut citer :

- La formule de Magnus :

$$P_{vs}(T) = 6.1070 \times 10^{7.45T / (235+T)} \quad (\text{II-10})$$

- La formule de Tetens :

$$P_{vs}(T) = 6.1070 \times 10^{7.5T / (273.3+T)} \quad (\text{II-11})$$

- La formule de Alt :

$$P_{vs}(T) = 6.1070 \left[1 + \sqrt{2} \times \sin\left(\frac{T}{3}\right) \right]^{8.827} \quad (\text{II-12})$$

2-Si l'on considère que L_v est constante dans le domaine de température considéré (ceci est notre cas), on obtient une équation de la forme :

$$\ln P_{vs}(T) = a - \frac{b}{T} \quad (\text{II-13})$$

Dans notre étude, et pour des raisons de simplicité, on a utilisé l'équation classique de Clapeyron- Clausius. Alors l'équation (II-13) peut s'écrire :

$$P_{vs}(T) = \exp\left(25.5058 - \frac{5204.9}{T}\right) \quad (\text{II-14})$$

14)

I. 1-4 La masse totale :

On considère un volume V_A d'air humide à la température T_a et à la pression P_A . Il est constitué par le mélange de la masse m_a d'air sec et de masse m_w de vapeur d'eau. Sa masse totale m_A est donc :

$$m_A = m_a + m_w \quad (\text{II-15})$$

I. 1-5 L'humidité spécifique : Cas de l'air humide non saturé :

Parmi les nombreuses variables permettant de caractériser l'humidité de l'air, la plus fréquemment utilisée par les micrométéorologistes est l'humidité spécifique q .

L'humidité spécifique est la concentration massique en vapeur d'eau dans l'air. Elle est égale au quotient de la masse de la vapeur d'eau par la masse de l'air humide :

$$q = \frac{m_w}{m_w + m_a} \quad (\text{II-16})$$

Le rapport de mélange est, en revanche, le quotient de la masse de vapeur d'eau par la masse de l'air sec :

$$r = \frac{m_w}{m_a} \quad (\text{II-17})$$

Bien souvent, r et q sont confondues car m_w est petit devant m_a et peut être négligé, en première approximation.

D'après l'équation d'état des gaz parfait on peut écrire :

$$m_w = M_w \frac{P_v V_A}{RT} \quad \text{et} \quad m_a = M_a \frac{P_a V_A}{RT} \quad (\text{II-18})$$

Avec :

M_a : masse molaire de l'air sec

M_w : masse molaire de la vapeur d'eau

En remplaçant m_a et m_w par leur expressions dans la définition du rapport de mélange (eqt.17) on obtient finalement :

$$r = \frac{M_w}{M_a} \frac{P_v}{P_A - P_v} \quad (\text{II-19})$$

En posant :

$$\varepsilon = \frac{M_w}{M_a} = 0.622 \quad (\text{II-20})$$

On obtient finalement :

$$r = \varepsilon \frac{P_v}{P_A - P_v} \approx \varepsilon \frac{P_v}{P_A} \quad (\text{II-21})$$

Car P_v ne dépasse généralement pas environ 50 hPa (**Guyot, 1999**) et peut être négligé en première approximation devant la pression atmosphérique qui est généralement de l'ordre de 1000hPa.

L'équation de l'air humide non saturé peut s'écrire en appliquant la loi de Dalton et en écrivant que la pression atmosphérique P_A est la somme de la pression partielle de la vapeur d'eau P_v et de l'air sec P_a . Ces deux dernières expressions sont obtenues à partir de l'équation d'état des gaz parfaits, appliquée à la vapeur d'eau et à l'air sec :

$$P_A = P_v + P_a = \frac{R}{M_w} \frac{m_w}{V_A} T + \frac{R}{M_a} \frac{m_a}{V_A} T \quad (\text{II-22})$$

$$P_A = \frac{R}{M_a} \frac{m_a}{V_A} T \left[1 + \frac{M_a}{M_w} \frac{m_w}{m_a} \right] \quad (\text{II-23})$$

Cette équation peut être simplifiée en faisant apparaître ε , r et ρ_a (masse spécifique de l'air sec) :

$$P_A = \frac{R}{M_a} \rho_a \left[1 + \frac{r}{\varepsilon} \right] T$$

Ou :

$$P_A = \frac{R}{M_a} \rho_a [1 + 1.608r] T \quad (\text{II-24})$$

Dans cette expression, on peut remplacer la masse spécifique de l'air sec ρ_a par celle de l'air humide ρ_h puisque l'on a :

$$\rho_h = \frac{m_a + m_w}{V_A} = \frac{m_a}{V_A} + \frac{m_w}{m_a} \frac{m_a}{V_A} \quad (\text{II-25})$$

D'où :

$$\rho_h = \rho_a (1 + r) \quad (\text{II-26})$$

L'équation (15) s'écrit alors :

$$P_A = \frac{R}{M_a} \rho_h \left[\frac{1 + 1.608r}{1 + r} \right] T \quad (\text{II-27})$$

D'après les équations (1) et (2) on a pour l'air sec ($\rho_A \rightarrow \rho_a$) :

$$P_A = \frac{R}{M_a} \rho_a T \quad (\text{II-28})$$

La comparaison des équations (18) et (19) fait apparaître un terme correctif de la température pour l'air humide qui conduit à la notion de « température virtuelle » T_v telle que :

$$T_v = \left[\frac{1 + 1.608r}{1 + r} \right] T \quad (\text{II-29})$$

Comme r est très petit devant l'unité, la relation approchée (développement de Taylor au premier ordre) donne :

$$T_v = (1 + 0.608r) T \quad (\text{II-30})$$

Pour l'air humide, on a ainsi une équation d'état de forme semblable à celle qui est relative à l'air sec (éq.19) ($\rho_A \rightarrow \rho_h$) :

$$P_A = \frac{R}{M_a} \rho_h T_v \quad (\text{II-31})$$

Ainsi, la température virtuelle T_v est la température qu'aurait de l'air sec dont la pression et la masse spécifique serait égales à celles de l'air humide. En effet, dans l'équation (II-22) la valeur de la masse molaire de l'air sec M_a est conservée. On peut noter que,

d'après sa définition, la température virtuelle de l'air est toujours supérieure à sa température réelle puisque :

$$T_v - T = 0.608rT \quad (\text{II-33})$$

Cet écart est généralement inférieur à 2 K°. Il atteint ses plus fortes valeurs au dessus des eaux océaniques chaudes des zones tropicales mais ne dépasse jamais 7 K° (**Arya, 1988** cité par **Guyot, 1999**).

Comme le rapport de mélange pour l'air humide ne dépasse pas 0.03, la chaleur massique de l'air humide à pression constante n'est pratiquement pas différente de celle de l'air sec. De même, les changements des variables d'état des particules d'air qui se déplacent dans une atmosphère non saturée, ne sont pas significativement différents de ceux qui sont relatifs à une atmosphère sèche, tant que les processus restent adiabatiques (**Guyot, 1999**).

C'est le cas de l'air non saturé qui va être pris en considération dans notre étude.

I. 1-6 L'humidité relative :

Si l'on considère de l'air humide caractérisé par une pression de vapeur $P_v(T_a)$ à la température T_a , et si l'on appelle $P_{vs}(T_a)$ la pression de vapeur saturante à la température T_a , on définit l'humidité relative Hr comme le quotient de $P_v(T_a)$ par $P_{vs}(T_a)$ exprimé en % :

$$Hr = 100 \frac{P_v(T_a)}{P_{vs}(T_a)} \quad (\text{II-34})$$

I. 1-7 Le déficit de saturation :

Le déficit de saturation est l'écart entre la pression de vapeur saturante de l'air à T_a et la pression de vapeur P_v :

$$\Delta P_v(T_a) = P_{vs}(T_a) - P_v(T_a) \quad (\text{II-35})$$

I. 2 Stratification thermique et stabilité de l'air au voisinage du sol :

La variation de la température et de l'humidité de l'air avec l'altitude dans les basses couches de l'atmosphère conduit à une stratification verticale de la masse spécifique de l'air atmosphérique. Si l'on considère une particule d'air qui se déplace vers le haut ou vers le bas, elle se trouve généralement dans un environnement dont la masse spécifique diffère de la sienne, après que l'on ait tenu compte de son refroidissement ou de son réchauffement adiabatique.

Cette différence de masse spécifique se traduit par une résultante non nulle de la poussée hydrostatique sur la particule. Ainsi, son mouvement pourra être soit accéléré

soit ralenti selon que la résultante des forces hydrostatiques est dirigée dans le sens du mouvement ou lui est opposée.

Lorsque le mouvement ascendant d'une particule d'air est accéléré par son mouvement, l'atmosphère est dite instable. En revanche, lorsque le mouvement ascendant d'une particule d'air est ralenti, l'atmosphère est dite stable ou avec une stratification thermique stable.

En général, la poussée hydrostatique sur une particule d'air varie avec l'altitude et il en est de même de la stabilité de l'atmosphère.

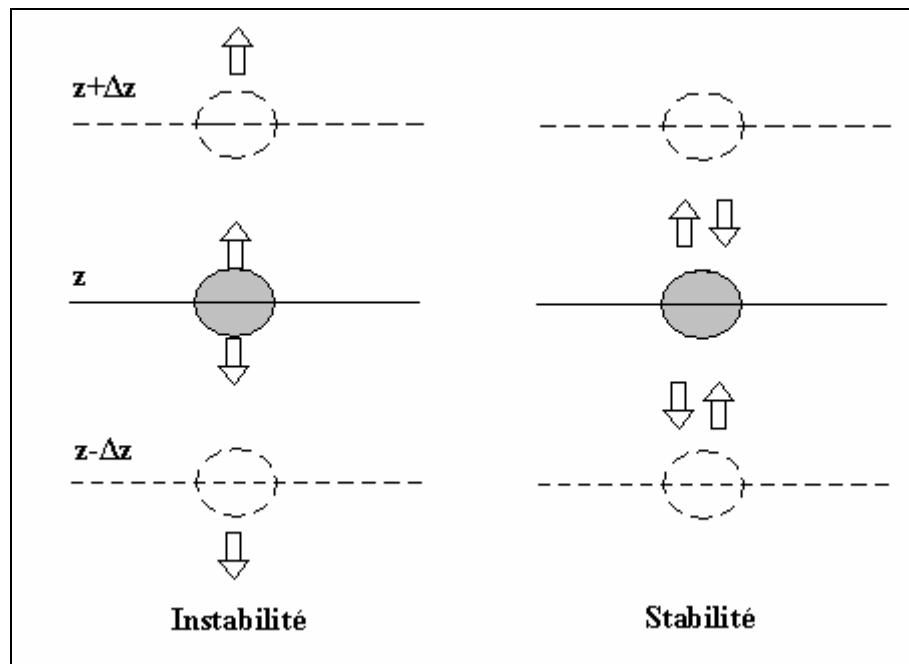


Fig. II-1- Représentation schématique de la stabilité et l'instabilité de l'atmosphère

La particule d'air est déplacée de $\pm \Delta z$ par rapport à son niveau initial. Les flèches indiquent le sens du mouvement de la particule après son déplacement.

Ainsi, en raison de la stratification thermique (poussée d'Archimède) on va être amené à distinguer trois cas

- ✓ Neutralité ou quasi neutralité
- ✓ Instabilité thermique (sur adiabaticisme diurne)
- ✓ Stabilité thermique

I.2-1 Atmosphère neutre :

Par vents forts, des transferts importants de quantité de mouvements ont lieu dans la couche limite atmosphérique (gradient vertical de température nul).

Les rugosités de surface (arbres, bâtiments,...etc.) conditionnent l'écoulement au voisinage du sol, la turbulence produite est alors essentiellement d'origine mécanique.

I.2-2 Atmosphère instable :

*Journée ensoleillée

*Vent faible (# 2 m/s)

Le sol s'échauffe par rayonnement beaucoup plus rapidement que l'air (gradient vertical de température négatif).

Les couches d'air au voisinage du sol deviennent beaucoup plus chaudes que les couches supérieures introduisant une instabilité qui a tendance à amplifier les mouvements verticaux. Des tourbillons convectifs apparaissent et pour des vents faibles, la turbulence d'origine thermique prédomine.

La prédominance de la turbulence d'origine mécanique (convection forcée) dépendra de la vitesse du vent.

Il existe des situations intermédiaires où les turbulences d'origine mécanique et thermique auront une égale importance.

I.2-3 Atmosphère stable :

*Vents faibles

*Nuit claire

Le sol se refroidit par rayonnement plus rapidement que les couches d'air et une inversion se forme (gradient vertical de température positif), l'atmosphère est stable

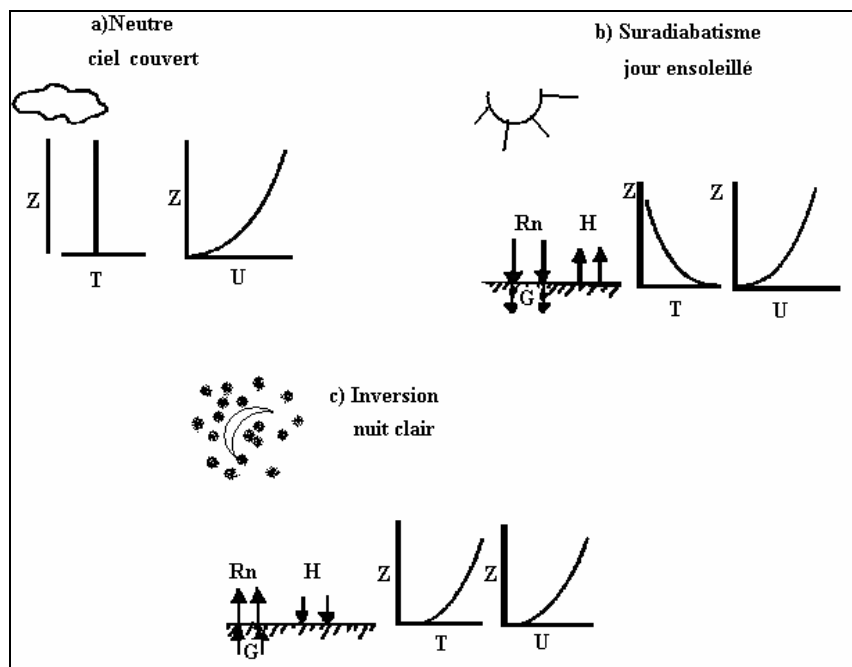


Fig. II-2- Profils verticaux de la vitesse du vent et de température dans les trois cas et flux énergétique associés à chaque cas

II. Le gisement solaire :

Les divers processus d'écoulement de l'eau du sol (infiltration, drainage, redistribution, évaporation de l'eau) nécessitent de l'énergie ; par conséquent, le bilan hydrique est intimement lié au bilan d'énergie. De manière générale, la quantification des échanges d'énergie et de masse se fait à partir de la densité de flux (flux thermique surfacique).

Rappelons que Le flux thermique est la quantité d'énergie thermique qui traverse une surface par unité de temps. Par contre, La densité de flux thermique (ou flux thermique surfacique) c'est le flux thermique par unité de surface. Elle s'exprime en $W.m^{-2}$ et sera simplement dénommée par abus de langage flux par la suite.

II.1 Les échanges radiatifs

Les échanges radiatifs correspondent à un rayonnement énergétique d'origine purement électromagnétique. Par définition, tout corps à la température thermodynamique T émet un rayonnement caractéristique de son agitation moléculaire interne et se propageant aussi bien dans le vide que dans un milieu matériel. Inversement, tous les corps sont soumis au rayonnement émis par leur entourage, qu'ils absorbent partiellement et qui contribue à modifier leurs températures thermodynamiques. Absorption et émission sont donc des phénomènes intimement liés régis par les lois de la physique statistique.

On définit un corps noir comme un objet à la fois capable d'absorber tout le rayonnement qu'il reçoit et de le réémettre exclusivement sous forme radiative.

L'émittance totale $E_B(T)$ ($W.m^{-2}$) du corps noir est alors donnée par la loi de Stefan-Boltzmann :

$$E_B(T) = \sigma T^4 \quad (II-36)$$

Où σ est la constante de Stefan -Boltzmann ($\cong 5.67.10^{-8} W.m^{-2}.K^{-1}$) et T la température absolue du corps noir (K°). Toutefois, les corps qui nous entourent ne se comportent généralement pas comme des corps noirs. Ils absorbent partiellement le rayonnement qu'ils reçoivent et retransmettent l'énergie à leur environnement sous différents modes de propagation. Par conséquent, ils rayonnent spectralement (et totalement) moins d'énergie que celle estimée par la loi de Planck (et de Stefan- Boltzmann).

L'efficacité d'émission électromagnétique de l'objet est caractérisée par son émissivité. Si l'on considère l'ensemble du spectre électromagnétique et le sol comme une entité suffisamment homogène pour être décrit dans son ensemble, l'émissivité du sol peut alors être définie comme le rapport de son émittance totale réelle $E(T)$ à son émittance totale $E_B(T)$ s'il était assimilé à un corps noir à la même température T .

$$E(T) = \varepsilon E_B(T) = \varepsilon \sigma T^4 \quad (II-37)$$

Avec ε l'émissivité de surface homogène intégrée sur l'ensemble du spectre.

II.2 Calcul des échanges radiatifs

Nous proposons ici de déterminer par le calcul les flux solaires instantanés en un lieu quelconque et à un instant quelconque de la journée ou de l'année. Ce calcul nécessite d'abord la connaissance des mouvements relatifs de la terre et du soleil, c'est pourquoi nous ferons quelques rappels élémentaires d'astronomie. Nous étudierons ensuite la nature du rayonnement solaire parvenant au sol et les différentes absorptions qu'il subit dans l'atmosphère puis nous indiquerons la méthode finalement retenue et son application.

II.2-1 Le rayonnement solaire :

Le soleil se comporte approximativement comme un corps noir à la température de 6000K°, il émet un rayonnement de courte longueur d'onde composé de radiations allant de l'UV à l'infrarouge ($0.3 \mu\text{m} < \lambda_i < 4 \mu\text{m}$). Avant son entrée dans l'atmosphère le flux de radiation solaire connu sous le nom de constante solaire est d'environ 1380 W/m². Des mesures récentes de satellites et en ballon semblent indiquer qu'une valeur de 1373 W/m² serait plus probable mais nous retiendrons dans notre étude la valeur antérieure 1380 W/m² (**Saighi, 2002**).

Une partie seulement de ce flux, les 3/5^{èmes} en moyenne, est absorbée par le système terre- atmosphère. Les 2/5^{èmes} restants sont envoyés dans l'espace.

En traversant l'atmosphère, le rayonnement est en partie diffusé par les molécules d'air et les gouttelettes d'eau des nuages, en partie (les ultraviolets) absorbée dans certaines bandes par l'ozone et la vapeur d'eau. L'atmosphère à son tour émet un rayonnement de grandes longueurs d'onde ($4 \mu\text{m} < \lambda_i < 50 \mu\text{m}$) correspondant à sa température propre.

La connaissance de ces divers rayonnements permet d'établir un bilan radiatif du système sol/atmosphère.

II.2-1-1 Le rayonnement net (Rn)

Le rayonnement net correspond au bilan de l'ensemble des échanges des rayonnements de courtes et grandes longueurs d'onde, respectivement dans le domaine visible (V) et infrarouge (IR), au niveau de la surface du sol, et est compté positivement lorsqu'il correspond à un apport d'énergie pour celle-ci. Le rayonnement net au niveau de la surface (ou bilan radiatif) fait intervenir trois types de flux d'origines solaire, atmosphérique et terrestre. Il peut s'exprimer sous la forme :

$$Rn = R_h \downarrow - R_h \uparrow + R_b \downarrow - R_b \uparrow \quad (\text{II-38})$$

Où les deux premiers termes représentent le bilan des flux de rayonnement de courtes longueurs d'onde et les deux autres ceux de grandes longueurs d'onde. Ces quatre composantes sont respectivement :

- $R_h \downarrow$: Flux de rayonnement descendant ou rayonnement global R_g , somme du flux de rayonnement solaire direct R_D et diffusé R_d par les molécules et les aérosols ;
- $R_h \uparrow$: Flux de rayonnement global montant, partie de R_g réfléchi par le sol fonction du coefficient de réflexion du sol (ou albédo) ;
- $R_b \downarrow$: Flux infrarouge descendant issu de l'atmosphère ;
- $R_b \uparrow$: Flux infrarouge montant émis par le sol vers l'atmosphère, et fraction de $R_b \downarrow$ non absorbée par le sol qui se comporte comme un corps gris.

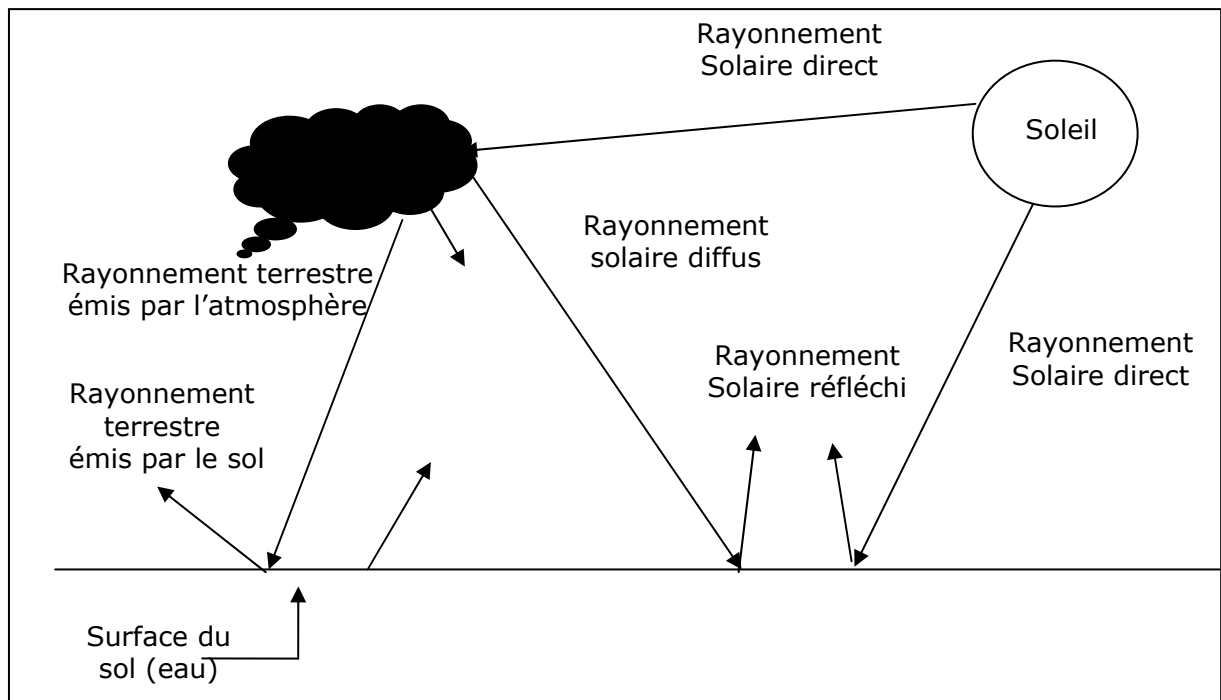


Fig.II-3 Les différentes composantes du rayonnement net

a) Le rayonnement de courte longueur d'onde :

Au niveau du sol, on définit le rayonnement global R_g , somme du rayonnement direct R_D incident et du rayonnement diffus R_d provenant du ciel. Une partie de ce rayonnement sera réfléchi par la surface du sol : c'est le rayonnement de courtes longueurs d'onde $R_h \uparrow$, qui est directement relié à R_g par le pouvoir de réflexion du sol (ou albédo α) aux courtes longueurs d'onde suivant la relation :

$$R_h \uparrow = \alpha R_g \tag{II-39}$$

L'albédo est fonction de la nature de la surface, de son état structural et hydrique, de l'angle d'incidence, et des caractéristiques de la végétation (**Stephens et al. 1981** cité par **Saighi, 2002**).

Tableau I.1 : Quelques valeurs typiques de l'albédo pour différents types de surface (source : **Guyot, 1999**).

Surface	Albédo	Emissivité à 9 μm
Eau, océans	0.08	0.98
Forêts de conifères	0.12	0.95
Marais	0.14	0.95
Sol argileux	0.25/0.30	0.90/0.98
Sol argileux humide	0.10/0.12	0.90/0.98
Désert	0.20/0.45	0.85/0.91
Glace	0.55/0.70	0.95
Neige fraîche	0.95	0.95/0.99

b) Le rayonnement de grande longueur d'onde :

Le rayonnement de grande longueur d'onde de l'atmosphère est une composante importante de l'énergie reçue par le sol. Pratiquement, ce rayonnement est défini par différentes formules selon lesquelles l'atmosphère est un milieu infini devant la surface réceptrice et peut donc rayonner comme un corps noir à une température moyenne T_c appelée « température radiative apparente de l'atmosphère » et définie par $T_c = T_a - 6c^\circ$ où T_a est la température de l'air ambiant (c'est cette relation utilisée dans notre étude). L'atmosphère peut être assimilée à un corps noir fictif ayant une température apparente T_c telle que :

$$R_b \downarrow = \sigma T_c^4 = \sigma (T_a - 6) ^4 \tag{II-40}$$

Compte tenu du poids prépondérant de l'émission de la vapeur d'eau, le rayonnement atmosphérique peut se calculer à partir des profils de températures et de l'humidité (**Duffie et al, 1980 ; Sartori, 1996, Guyot, 1999**). Pour cela diverses formules ont été proposées pour estimer le rayonnement atmosphérique à partir de la mesure de la température et de l'humidité (pression de vapeur d'eau) de l'air sous abri à 2m du sol.

On peut citer la formule de **Brunt (1932)** (cité par **Guyot, 1999**) :

$$R_b \downarrow = (0.56 + 0.08\sqrt{P_v(T_a)}) \cdot \sigma \cdot T_a^4 \tag{II-41}$$

De nombreuses autres ont été proposées, et parmi celles-ci, la formule de **Brutsaert (1975)** permet d'estimer le rayonnement atmosphérique avec une incertitude inférieure à ± 5%, lorsque le ciel est clair (**Kustas et al, 1989**) (cité par **Guyot, 1999**) :

$$R_b \downarrow = 1.24 \left(\frac{P_a}{T_a} \right)^{1/7} \cdot \sigma \cdot T_a^4 \tag{II-42}$$

D'autre part, le sol se comportant comme un corps gris, il n'absorbe pas totalement le rayonnement atmosphérique $R_b \downarrow$, et en réfléchit une partie. Nous pouvons donc exprimer

$R_b \uparrow$ en fonction de la température de surface du sol T_s , de l'émissivité, et du rayonnement atmosphérique:

$$R_b \uparrow = (1 - \varepsilon) R_b \downarrow + \varepsilon \sigma T_s^4 \quad (\text{II-43})$$

II.2-1-2 Bilan des flux radiatifs (Rn)

Le rayonnement net correspond au bilan de l'ensemble des échanges de rayonnements de courtes et grandes longueurs d'onde au niveau de la surface du sol. En reprenant les expressions précédentes des différentes contributions mentionnées, il peut donc s'écrire :

$$Rn = (1 - \alpha) Rg + \varepsilon R_b \uparrow - \varepsilon \sigma T_s^4 \quad (\text{II-44})$$

Ou en fonction de la température de l'air T_a :

$$Rn = (1 - \alpha) Rg + \varepsilon \sigma (T_a - 6)^4 - \varepsilon \sigma T_s^4 \quad (\text{II-45})$$

II.3 Calcul pratique des flux solaires :

Les points de mesure du rayonnement solaire sont encore relativement peu nombreux. Les données météorologiques très complètes qui sont nécessaires font en effet le plus souvent défaut. Il faut donc, chercher à déduire le rayonnement solaire des paramètres connus ou facilement estimables grâce à des formules empiriques déduites de l'étude statistique des mesures antérieures effectuées sur le lieu même ou dans des environnements comparables ou encore à partir de données météorologiques plus sommaires.

Pour déterminer les flux solaires direct et diffus nous utiliserons la méthode suggérée par **Chouard et al (1977)** qui proposent des formules empiriques (selon **Saighi, 2002**).

II.3-1 Flux direct :

Le rayonnement direct sur la surface du sol supposée horizontale s'écrit de la manière suivante :

$$R_D = I_0 \lambda_i A_1 \exp\left(\frac{-A_2}{\sin(h)}\right) \sin(h) \quad (\text{II-46})$$

Avec :

I_0 = constante solaire = 1380 W/ m²

λ_i = coefficient de distance terre- soleil (**Saighi, 2002**)

h = hauteur du soleil sur l'horizon (**Saighi, 2002**)

A_1, A_2 = coefficients de trouble

II.3-2 Flux diffus :

Des corrélations ont montré que par temps clair le flux diffus était une fonction de la hauteur h du soleil. Selon **Saighi (2002)**, **Chouard et al (1977)** supposent en

première approximation que le flux diffus est proportionnel à $\sin(h)$, et se basant sur des études statistiques américaines effectuées à partir de relevées expérimentaux, proposent la relation suivante pour le calcul du flux diffus :

$$R_d = I_0 \lambda_i \left[0.271 - 0.2939 A_1 \exp\left(\frac{-A_2}{\sin(h)}\right) \right] \sin(h) \quad (\text{II-47})$$

II.3-3 Rayonnement global :

Le rayonnement global est composé du rayonnement direct et du rayonnement diffus. Son expression est donnée par :

$$R_g = 0.271 I_0 \lambda_i A_1 \sin(h) + 0.706 I_0 \lambda_i A_1 \sin(h) \times \exp\left(\frac{-A_2}{\sin(h)}\right) \quad (\text{II-48})$$

Cette formulation du rayonnement est relativement précise et offre l'avantage d'une grande simplicité d'emploi.

Les coefficients de trouble A_1 et A_2 dépendent de la clarté du ciel aux jours et lieu considérés ; ils ont été identifiés numériquement à partir de données météorologiques. Les valeurs que nous avons utilisées dans cette étude sont issues de « L'Atlas solaire de l'Algérie » de **Capderou. M (1985)** (c'est d'ailleurs la seule référence qui donne ces coefficients en Algérie).

Conclusion :

Nous avons jugé utile de rappeler quelques définitions relatives à l'air atmosphérique ainsi que les méthodes utilisées dans cette présente étude pour calculer les différents flux radiatifs intervenant dans le bilan énergétique. Par conséquent, ce chapitre est une introduction au chapitre suivant qui sera consacré aux différentes méthodes de calcul de l'évaporation à partir des surfaces d'eau libres.

Chapitre III

Modèles de calcul de l'évaporation

I. L'évaporation:

L'évaporation de l'eau est le processus au cours duquel un liquide se transforme en vapeur.

Ce transfert de masse s'effectue en deux étapes :

1^{er} temps : déplacement des molécules de vapeur d'eau dans la phase gazeuse, dû au gradient de pression partielle ; c'est un phénomène de diffusion en phase gazeuse.

2^{ème} temps: transformation liquide- vapeur, au niveau de la surface de l'eau, pour maintenir l'équilibre entre l'eau liquide et sa vapeur, équilibre perturbé par le mouvement de diffusion. C'est un phénomène de vaporisation.

L'ensemble de ces deux phénomènes constitue l'évaporation de l'eau.

Le processus de l'évaporation est important en hydrologie et climatologie. Quand on prend en compte la surface entière de la planète, on constate que la majeure partie de l'énergie solaire est consommée dans ce processus. Par conséquent, un effort considérable a été développé pour la compréhension et la quantification de l'évaporation.

I.1 Facteurs gouvernants le processus :

En raison de la variété des écosystèmes et des conditions environnementales, l'importance des divers facteurs qui influent le taux d'évaporation diffère.

Ceci peut mener à la confusion et aux généralisations inexactes au sujet de la façon appropriée d'approcher le processus. Nous débutons avec une brève vue d'ensemble des facteurs gouvernants le processus et les interactions résultantes.

I. 1-1 La teneur en eau du sol :

Quand la surface d'évaporation est une surface d'eau, les données climatiques sont les seuls facteurs qui affectent le processus. Mais quand la surface d'évaporation est la surface du sol la quantité de l'eau disponible sur la surface d'évaporation et les caractéristiques du sol sont d'autres facteurs qui affectent le processus d'évaporation.

I. 1-2 L'énergie Disponible :

Quand l'eau est suffisamment disponible, le taux d'évaporation est souvent proportionnel à l'énergie disponible, habituellement défini par : $(R_n - G)$, où R_n est le rayonnement net et G est le flux d'énergie dans le sol.

Ceci reflète la polarisation historique de la recherche vers des surfaces avec les approvisionnements en eau relativement grands.

I. 1-3 Le déficit de saturation :

Etant donné un liquide possédant une surface libre en contact avec une atmosphère, si cette atmosphère n'est pas saturée de la vapeur du liquide, une partie de celui-ci s'évapore. Pendant le processus de l'évaporation, l'air environnant devient graduellement saturé et le processus ralentira et pourrait s'arrêter si l'air humide n'est pas transféré à l'atmosphère.

Le gradient d'humidité entre la surface et l'air a été historiquement remplacé par le déficit de saturation de l'air, afin de linéariser les équations et éviter de traiter explicitement avec la température de surface.

I. 1-4 Le transport turbulent:

Cependant, les ressources en eau, l'énergie, et un gradient d'humidité ne sont pas suffisantes pour maintenir le processus. La vapeur d'eau doit être transportée loin de la surface dans l'atmosphère, ou bien le gradient d'humidité décroît rapidement et réduirait l'évaporation.

Ainsi le vent et la turbulence jouent un rôle important dans le maintien des valeurs du déficit de saturation.

Malheureusement, la turbulence est un processus très complexe sans solution analytique. En conséquence, il est inévitable de paramétrer la turbulence dans n'importe quel traitement d'évaporation.

I. 1-5 Les problèmes de non linéarité :

Une difficulté importante surgie en modélisant l'évaporation : c'est la forte dépendance entre les variables. En fait, il n'y a aucune variable indépendante en tant que telle.

En principe, les changements d'un des facteurs critiques induisent des changements de tous les autres, jusqu'à ce qu'un nouvel équilibre puisse être atteint.

On peut constater qu'il y a une forte rétroaction entre les différents flux dans l'équation du bilan énergétique, les propriétés et les conditions à la surface. Le rayonnement net, somme des rayonnements entrants et sortants à la surface, est affecté par la teneur en eau et la température du sol, parce que ces variables influencent l'albédo, l'émissivité et l'émission du sol, respectivement.

Les flux de chaleur sensible et latente sont contrôlés par la température, le contenu en eau de la surface du sol, la température de l'air, l'humidité de l'air et le coefficient d'échange.

Ce dernier coefficient dépend de l'importance du flux de chaleur sensible lui-même (stabilité), de la vitesse du vent et de la rugosité de la surface. Le flux de la chaleur dans le sol est déterminé par la conductivité thermique et la capacité de chaleur du sol dont tous les deux sont des fonctions de la teneur en eau du sol.

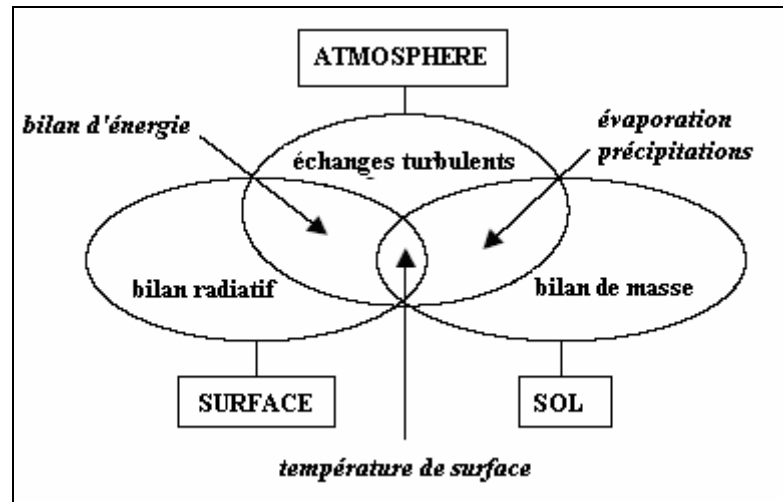


Fig. III-1 Schéma présentant les interactions sol/atmosphère

II. Méthodes de calcul du taux d'évaporation :

L'appartenance de notre pays à la catégorie bioclimatique aride et semi-aride, fait qu'une gestion efficiente des ressources en eau soit primordiale pour le maintien des populations dans ces régions. Dans le cadre de notre recherche, nous présentons une étude de modélisation du taux d'évaporation à partir d'une surface d'eau libre.

En hydrologie, il n'y a pratiquement pas d'accord précis sur l'approche qui convient le mieux pour estimer l'évaporation (**Parlange et al, 1995 ; Sartori, 2000**). Les modèles mathématiques utilisés sont, tantôt basés sur des bilans d'énergie et de masse au niveau de la surface du sol (ou de l'eau), tantôt basés sur des formules empiriques utilisant des paramètres expérimentaux comme la formule de **Thornthwaite (1948)**, la formule de **Priestley&Taylor (1972)** etc., et tantôt basés sur des modèles de turbulence allant du modèle à zéro équation jusqu'au traitement du processus d'évaporation par les modèles les plus sophistiqués de la turbulence citant la simulation de la turbulence à grandes échelles ou Large Eddy Simulation « LES » (**Albertson et al, 1999**).

On peut diviser les méthodes de calcul du taux d'évaporation en deux grandes catégories :

- Des méthodes directes basées sur l'utilisation d'appareils de mesure.
- Des méthodes indirectes qui regroupent :
 - La méthode du bilan hydrique.
 - La méthode du bilan énergétique.
 - La méthode de transfert de chaleur et de masse.
 - La méthode combinée de transfert de chaleur et de masse- bilan énergétique.
 - La méthode des flux turbulents.

En ce qui concerne les méthodes directes, nous avons pu comparer nos résultats avec ceux de la mesure in situ. Une discussion sur les appareils de mesure et leurs fiabilités a été déjà prise en compte dans le chapitre (I).

Dans ce qui suit, nous allons nous intéresser aux différentes méthodes indirectes.

II. 1- Méthode du bilan hydrique :

L'équation du bilan hydrique représente le bilan des quantités d'eau entrant et sortant à la surface :

Précipitations+évaporation+écoulement+infiltration+variation du stock à la surface = 0

Cette méthode ne sera prise en considération dans toute l'étude.

II. 2- Méthode du bilan énergétique :

C'est une méthode qui établit un bilan des énergies entrantes et sortantes au niveau de la surface (éqt.III.1). Elle est reconnue comme la méthode la plus précise pour déterminer l'évaporation (**Mosner et al, 2003**).

En fait, les transferts de chaleur et de masse sont régis par le cycle diurne du bilan d'énergie à la surface du sol, qui traduit la quantité d'énergie disponible, susceptible d'être redistribuée dans le système Sol /Atmosphère. Cette redistribution fait intervenir principalement le flux de rayonnement net R_n , les flux de chaleur sensible H et latente $L_v E$ et le flux de chaleur dans le sol G et peut se résumer en première approximation à l'équation dite du bilan d'énergie. Dans le cas unidimensionnel et sans processus d'advection (effet de bord ou appelé encore phénomène d'Oasis), cette équation peut s'écrire sous la forme :

$$R_n = L_v E + H + G \quad (\text{III.1})$$

Une partie du rayonnement R_n sert à vaporiser l'eau disponible à la surface et donne naissance à un flux de chaleur latente $L_v E$, où E est l'évaporation à la surface du sol et L_v la chaleur latente de vaporisation de l'eau ($2.4.10^6$ J/Kg). Le reste est dissipé en chaleur dans l'air par convection (H_c flux de chaleur sensible) ou emmagasiné dans le sol (G flux de chaleur essentiellement conductif).

Les différents flux sont comptés positivement lorsqu'il s'agit d'un apport d'énergie pour la surface, sinon négativement.

L'emmagasinement net de la chaleur dans le sol au cours d'une période de 24 heures est généralement peu important par rapport aux autres flux, la plus grande partie de la radiation nette journalière se partagent entre la chaleur latente et la chaleur sensible (**Fennessy et al, 1996 ; Saighi, 2002**). Donc, on peut donc admettre que $G \cong 0$

Alors l'équation du bilan devient :

$$R_n = L_v E + H \quad (\text{III.2})$$

La quantité d'eau évaporée est donc :

$$E = \frac{Rn - H}{L_v} \tag{III.3}$$

Où :

$$Rn = (1 - \alpha)Rg + \varepsilon\sigma(T_a - 6)^4 - \varepsilon\sigma T_s^4 \tag{III.4}$$

Avec :

$$R_g = 0.271 I_0 \lambda A_1 \sinh + 0.706 I_0 \lambda A_1 \sinh \exp\left(\frac{-A_2}{\sinh}\right) \tag{III.5}$$

Et :

$$H = h_c (T_s - T_a) \tag{III.6}$$

Où :

h_c : est le coefficient de transfert de chaleur.

T_a et T_s : sont les températures de l'air et de la surface respectivement.

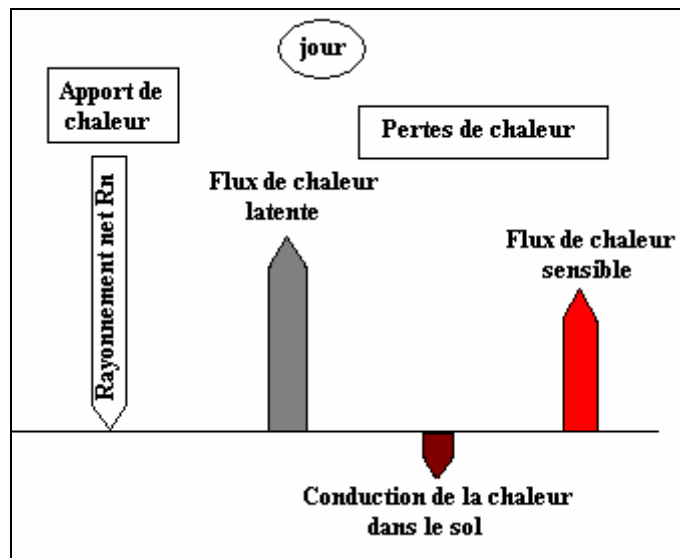


Fig.III-2-a Représentation schématique des bilans d'énergie de jour au niveau de la surface du sol. Les flèches indiquent les sens des flux et leur longueur d'importance relative de chaque composante

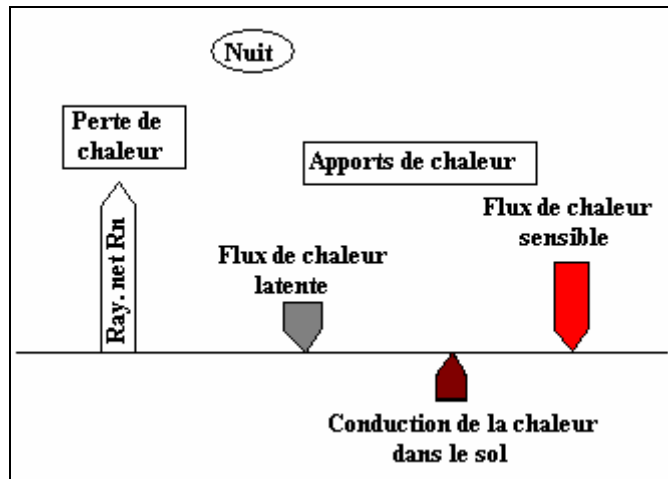


Fig.III-2-b Représentation schématique des bilans d'énergie de nuit au niveau de la surface du sol. Les flèches indiquent les sens des flux et leur longueur d'importance relative de chaque composante

II. 3- Méthode de transfert de chaleur et de masse : Loi de Stefan :

La quantité d'eau évaporée en surface est déduite de la loi de Fick intégrée sur l'épaisseur de la couche limite supposée stagnante (modèle de film) et est donnée par :

$$E = k_E C_m M_w \ln \left(\frac{1 - X_{va}}{1 - X_{vs}} \right) \quad (III.7)$$

Où :

C_m : est la concentration molaire volumique, en mole.m⁻³

k_E : est le coefficient de transfert de masse convectif, en m/s

M_w : est la masse molaire de la vapeur, en Kg/mole

X_{va} : est la fraction molaire de la vapeur au sein de l'écoulement

X_{vs} : est la fraction molaire de la vapeur d'eau à la surface de l'eau

Avec $C_m = \frac{n}{Vol}$ et $X_v = \frac{P_v}{P}$

Où

Vol : est le volume

n : est le nombre de mole

P_v : est la pression de vapeur et P est la pression totale, en Pa.

En exprimant la fraction molaire de la vapeur en fonction de la pression de vapeur et de la pression totale on obtient la forme classique de la loi de Stefan :

$$E = k_E C_m M_w \ln \left(\frac{P - P_{va}}{P - P_{vs}} \right) \Rightarrow E = k_E C_m M_w \left\{ \ln \left[1 - \frac{P_{va}}{P} \right] - \ln \left[1 - \frac{P_{vs}}{P} \right] \right\}$$

Lorsque P_{vs} et P_{va} sont négligeables devant P (**Saccadura, 1993**), ce qui est le cas par exemple lorsque la température de l'eau est inférieure à 30 C° environ, on peut écrire :

$$\begin{aligned} \ln\left(1 - \frac{P_{va}}{P}\right) &\cong 1 - \frac{P_{va}}{P} \\ \ln\left(1 - \frac{P_{vs}}{P}\right) &\cong 1 - \frac{P_{vs}}{P} \end{aligned}$$

L'équation précédente peut être linéarisée et prendre une forme plus simple :

$$L_v E = \frac{L_v k_E M_w}{RT_a} (P_{vs}(T_s) - P_v(T_a)) \quad \text{(III.8)}$$

Avec $C_m = \frac{P}{RT_a}$ puisque la vapeur d'eau est assimilée à un gaz parfait.

Pour les gammes de températures considérées, la pression de vapeur saturante (exprimé en Pa) à la température T (K°) est donnée par :

$$P_{vs}(T) = \exp\left(25.5058 - \frac{5204.9}{T}\right) \quad \text{(III.9)}$$

D'autre part :

$$P_v(T_a) = Hr P_{vs}(T_a) \quad \text{(III.10)}$$

Pour les deux méthodes précédentes, trois paramètres importants sont à calculer puisqu'ils entrent principalement dans le calcul du taux d'évaporation. Ces trois paramètres sont :

- * Le coefficient de transfert de chaleur h_c
- * Le coefficient de transfert de masse K_E
- * La température à la surface T_s

II. 3-1 Calcul des coefficients de chaleur et de masse :

La différence dans les modèles de calcul du taux d'évaporation dépend en grande partie de la détermination des coefficients de transfert de chaleur et de masse h_c et K_E . Aussi, nous consacrons une revue exhaustive des différentes expressions utilisées pour le calcul des ces deux coefficients et les critiques qui s'y attachent.

a/ Calcul du coefficient de transfert de chaleur h_c :

Compte tenu de la faible viscosité de l'air ($\approx 1.57 \times 10^{-5} m^2 / s$), on peut considérer que le vent naturel est très turbulent. Pour cela, l'étude de la couche limite atmosphérique est analogue à l'étude de la couche limite turbulente sur plaque plane.

Jusqu'à maintenant, les équations utilisées pour calculer le coefficient de transfert de chaleur sur plaque plane sont principalement empiriques, et ont la forme générale suivante :

$$h_c = a + b u^n$$

Compte tenu de ce fait, ces équations empiriques se différencient entre elles par les valeurs des coefficients « a » et « b ».

La première équation empirique qui calcule h_c d'après **Mc Adams (1954)** est basée sur les travaux de **Jurges (1924)** pour une plaque plane verticale de dimensions 0.5m×0.5m. **Goswami et al (2000)** et d'autres emploient toujours cette équation pour les capteurs solaires à plaque plane (cité par **Sartori, 2006**).

D'après Mc Adams :

$$h_c = 5.7 + 3.8 u \quad (\text{III.11})$$

Où : u est la vitesse du vent en m/s et h_c est en W/m².

D'après **Duffie et al (1980)**, ce n'est pas raisonnable d'adopter l'équation (III.11) pour des longueurs de plaques plus grandes que 0.5m. Même avec une telle recommandation, cette équation a été souvent appliquée aux capteurs solaires à plaque plane de longueurs plus grandes que 0,5 m, cela est dû au manque d'une équation fiable correspondante.

D'après **Duffie et al (1980)**, il est probable que dans cette formule l'effet de la convection libre et de la radiation soit inclus. Pour cette raison, et toujours d'après **Duffie et al (1980)**, **Watmuff et al (1977)** ont proposé l'expression suivante :

$$h_c = 2.8 + 3.0 u \quad (\text{III.12})$$

Cette formulation a été également largement répandue pour les capteurs solaires à plaques planes.

Selon **Sartori (2006)**, **Lunde (1980)** utilise l'équation suivante :

$$h_c = 4.5 + 2.9 u \quad (\text{III.13})$$

Duffie et al (1980) citent également les corrélations de **Sparrow et al (1979)** pour l'écoulement au-dessus d'une plaque plane horizontale développée dans une soufflerie :

$$Nu = 0.86 Re^{0.5} Pr^{1/3}$$

D'après cette équation, nous pouvons déduire h_c puisque : $Nu = \frac{h_c L_c}{\lambda}$:

$$h_c = 4.96 u^{0.5} L_c^{-0.5} \quad (\text{III.14})$$

La longueur caractéristique, d'après **Sparrow et al (1979)**, est quatre fois la surface de la plaque divisée par le périmètre de celle-ci. Jusqu'ici, ce n'est pas une longueur qui prend en considération la direction de vent.

Sharples et al (1998) ont effectué une recherche expérimentale plaçant un appareil sur un toit de maison simulant le comportement d'un capteur solaire à plaque plane de dimensions

(1,81 m × 0,89 m) et soumis à de vrais états de vent pour des nombres de Reynolds variant entre 1×10^5 jusqu'à 5×10^5 . Ils ont proposé l'équation suivante obtenue après une analyse de régression pour adapter leurs données mesurées:

$$h_c = 9.4 u^{0.5} \tag{III.15}$$

Où : $a = 0$

D'autre part, nous avons les relations bien connues de Nusselt qui s'appliquent pour des plaques planes horizontales à température de surface constante:

* Pour un écoulement laminaire ($Re \leq 3.10^5$) et pour un nombre de Prandtl : $0.6 \leq Pr \leq 15$:

$$Nu = 0.66 Re^{0.5} Pr^{1/3}$$

* Pour un écoulement turbulent ($Re \geq 3.10^5$) et pour un nombre de Prandtl $0.5 \leq Pr \leq 50$:

$$Nu = 0.036 Re^{0.8} Pr^{1/3}$$

Ces relations théoriques bien connues, sont tirées de la théorie de la couche limite sur plaques planes, et qui représentent la base scientifique du transfert thermique par convection et ses validations théoriques et expérimentales ont été renforcées et démontrées et présentées dans des ouvrages principaux comme par exemple **Kreith (1967)**, **Schlichting (1979)**, **Saccadura (1993)**. En plus, « une première étape essentielle dans le traitement de n'importe quel problème de convection est de déterminer si la couche limite est laminaire ou turbulente. Les taux de transfert convectifs dépendent fortement desquelles de ces conditions existent » (**Incropera et al, 1985** cité par **Sartori, 2006**). Toutes les équations empiriques utilisées jusqu'ici pour le calcul du coefficient de convection forcé et par suite de la perte de chaleur par convection à partir des capteurs solaires à plaque planes ne tiennent pas compte de ces concepts fondamentaux.

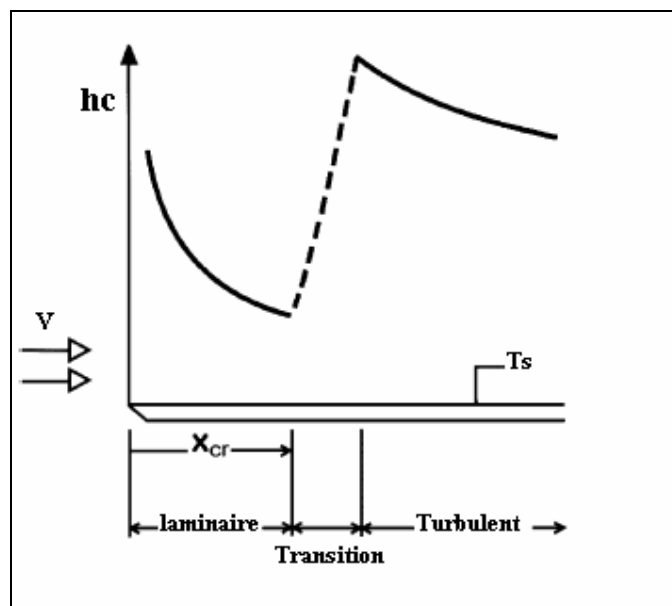


Fig.III.3 Variation du coefficient de transfert convectif pour un écoulement sur une plaque plane isotherme (dans Incropera et al, 1985 cité par Sartori. 2006)

D'après ces deux dernières équations, on peut calculer h_c de la manière suivante :

* Pour un écoulement laminaire :

$$h_c = 3.945 u^{0.5} L_c^{-0.5} \tag{III.16}$$

* Pour un écoulement turbulent :

$$h_c = 5.907 u^{0.8} L_c^{-0.2} \tag{III.17}$$

Où : L_c est la longueur caractéristique de la plaque.

Par l'application des principes de base et en les comparant avec les données expérimentales, les équations précédentes sont analysées pour arriver à un consensus sur ce qui est plus précis pour calculer h_c pour l'écoulement d'air par convection forcée sur plaques planes.

Nous suivrons les étapes de l'étude critique de **Sartori (2006)** qui a supposé qu'un capteur solaire de dimensions 2m×1m est soumis à une vitesse de vent de 2m/s et que l'écoulement de l'air était en direction de la plus grande dimension du capteur. Bien que l'équation (III.11) soit sensée ne pas être valide pour des longueurs plus grande que 0.5m, nous l'avons appliqué à des longueurs plus grandes (Fig.III.4) pour examiner sa validité dans les cas où elle est fréquemment utilisé.

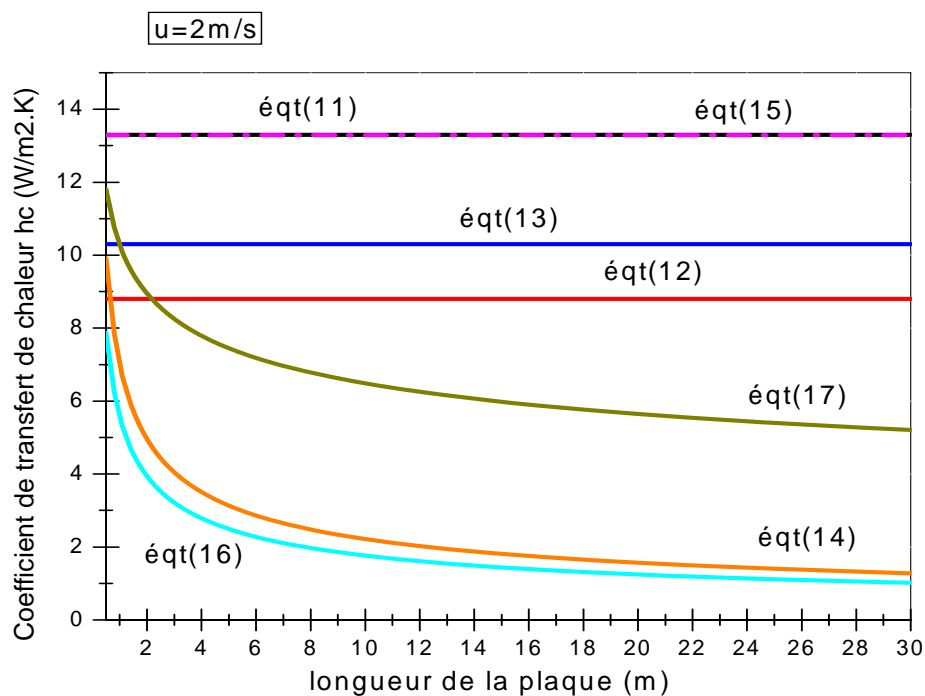


Fig. III.4 Variation du coefficient de transfert convectif de chaleur par rapport à la longueur de la surface pour les différentes équations citées pour une vitesse de 2m/s.

L'équation (III.14) a été originellement développée dans le domaine laminaire où Reynolds varie entre 2×10^4 et 9×10^4 , mais **Duffie et al (1980)** proposent que l'extrapolation à l'écoulement turbulent puisse être faite pour elle. Cette extrapolation est représentée sur la figure (III.2) et l'équation (III.14) est alors adoptée en même temps pour les écoulements laminaires et turbulents. L'écoulement laminaire règne théoriquement jusqu'à $L_c = 2.355$ m, et l'utilisation de l'équation (III.16) est assurée jusqu'à atteindre une telle longueur. Lorsque la longueur de la plaque dépasse une longueur critique $L_{\text{critique}} = 2.355$ m l'équation (III.17) est incluse dans la figure (III.2) en admettant que l'écoulement turbulent pleinement développé se produit pour des longueurs plus grandes que $L_c = 2.355$ m.

De la figure (III.2), les courbes des équations (III.11, 12, 13, 15) restent constantes tout le long de la plaque tandis que la courbe de l'équation (III.17) présente un abaissement. Cet abaissement est selon $L_c^{-0.2}$. De la théorie de la couche limite, un abaissement du taux du transfert de chaleur (fig.III.1) le long de la direction du vent à travers la surface est proportionnel à $L_c^{-0.5}$ pour l'écoulement laminaire et à $L_c^{-0.2}$ pour l'écoulement turbulent. Ceci a été aussi vérifié pour les surfaces d'eau libre (**Sartori, 2000**). Ceci est en bon accord avec les résultats expérimentaux de **Parmelee et Huebscher (1947)**, **Gates (1962)**, **Test et al (1981)**, et par **Wang (1982)** qui ont constaté que le coefficient moyen de convection d'une plaque plane diminue avec l'augmentation de la longueur (cité par **Sartori, 2006**). Ainsi, comme les équations (III.11)- (III.13), et (III.15) ne montrent pas un tel comportement, ils ne sont pas en accord avec la théorie de couche limite et ainsi pas théoriquement valide. Pour de grandes longueurs, les équations empiriques présentent une inexactitude accentuée. Par exemple, pour $L_c = 30$ m, la différence entre l'équation (III.17) et (III.12) est d'environ 61.89%. En réalité, la longueur L_c se rapporte au chemin réel du vent et ne donne pas des valeurs locales du coefficient de transfert h_c , mais des valeurs moyennes de h_c par unité de largeur d'une surface donnée.

Il est approprié d'inclure les commentaires suivants au sujet des équations empiriques. En dépit de l'énorme quantité de données expérimentales pour la détermination de h_c par cette méthode, il est important de mentionner que ce genre d'équations est le résultat de représentations simples des effets instantanés des processus physiques à partir d'expériences très particulières.

Pour cette raison, les caractéristiques physiques de l'appareil expérimental, les erreurs expérimentales correspondantes et les paramètres atmosphériques (par exemple, directions et gammes de vitesse de vent, les effets de rayonnement) ne sont pas reproduits spontanément par d'autres études équivalentes, et ainsi de telles formules deviennent étroitement attachées à des situations très particulières : cela dépend quand, où et comment les essais expérimentaux originaux ont été effectués. Les équations empiriques dépendent aussi fortement des différences dans les techniques

d'analyse employées pour définir les équations, c.-à-d., sur des ajustements linéaires et de puissance. Par conséquent, les exactitudes et les validations correspondantes diffèrent énormément l'une de l'autre et nous pourrions dire que pratiquement une équation empirique qui existe déjà n'est valable que pour chaque types de conditions et de leurs combinaisons illimitées (venteux, ensoleillé, nuageux, froid, chaud, jour, nuit, les gammes de vitesses, tunnels de vent, instrumentation, environnements, etc.).

Sharples et al (1998) dans les conclusions de leur propre travail soutiennent également cette analyse: « évidemment, les résultats de cette étude sont strictement et seulement applicables aux conditions expérimentales particulières existant à l'emplacement des mesures ». D'après **Sartori (2006)**, **Oliphant (1980)** prétend que « les erreurs dans le calcul de h_c peuvent être dues aux inexactitudes dans les coefficients « a » et « b » et ceci est provoqué par le fait que les variations de la direction du vent ne soient pas prises en compte ». Par conséquent, quand une équation empirique est prise hors de ses conditions de référence pour être employée à d'autres endroits et situations, l'équation tend à devenir non valide.

Nous ne pourrions pas dire, a priori, quelle serait l'équation la plus correcte, parmi ces multiples équations empiriques existantes pour le calcul de h_c , pour une situation choisie, parce que nous n'avons pas de référence sur laquelle nous pouvons se baser. Évidemment, pas une seule équation empirique décrite ci-dessus n'est soutenue par une quelconque théorie existante. De simples changements dans les dimensions de la plaque les rendent trop imprécises ou non valides. Toute équation empirique, récente ou pas, obtenue grâce à des essais expérimentaux sert seulement à représenter raisonnablement d'une manière mathématique et non pas exactement physique l'expérience originale et la mise en évidence de la formule dans des conditions spécifiques. D'autre part, les expressions mathématiques basées sur les premiers principes des processus physiques produisent une applicabilité plus générale et peuvent être validées avec une plus grande exactitude, une fois que les phénomènes physiques impliqués sont bien compris.

Les analyses et les comparaisons expérimentales théoriques précisent que les capteurs solaires à plaque plane fonctionnent généralement dans un écoulement turbulent. Ceci a été aussi vérifié pour les surfaces d'eau libre (**Sartori, 2000**).

Par conséquent, l'équation qui provient de la théorie de couche limite, fournit un h_c :

- Selon la nature de l'écoulements laminaire ou turbulent
- Selon la direction du vent,

Et qui inclut l'abaissement du transfert tout le long de la surface, c.-à-d :

$$h_c = 3.945 u^{0.5} L_c^{-0.5} \quad (\text{Écoulement laminaire})$$

$$h_c = 5.907 u^{0.8} L_c^{-0.2} \quad (\text{Écoulement turbulent})$$

Cette équation tend à calculer plus exactement le h_c (pour chaque cas comme nous l'avons vu auparavant) que celles qui n'incluent pas de telles conditions fondamentales.

D'autre part, l'application de la théorie de la couche limite sur plaque plane pour le calcul du coefficient de transfert de chaleur convectif h_c sur des grandes étendues d'eau (barrages), montre que ce coefficient devient très faible en fonction de l'augmentation de la longueur caractéristique de la surface d'eau jusqu'à atténuation du transfert pour des surfaces d'eau gigantesques (mers et océans). Ceci n'est pas vrai, car le transfert existe toujours entre ces grands réservoirs d'eau et l'atmosphère, puisqu'ils sont la source principale de l'évaporation dans le globe. Cela peut être expliqué, par le phénomène de brassage continu dans la couche limite. En réalité, la diminution du coefficient de transfert de chaleur dans le cas des grandes surfaces d'eau est attribuée au fait que la couche limite sur plaque plane s'applique à des plaques de longueurs finies c'est-à-dire à un domaine limité de longueurs caractéristiques.

Dans notre cas d'étude, et en absence de relation fiable, nous avons utilisé le coefficient de transfert de chaleur h_c calculé à partir de la théorie de la couche limite sur plaque plane.

B/Calcul du coefficient de transfert de masse K_E :

L'utilisation des coefficients h_c et K_E permet de caractériser de façon globale les transferts de chaleur et de masse respectivement à travers les couches limites. Ils dépendent à priori des propriétés physiques des fluides et de la nature de l'écoulement. Dans le cas où P_{vs} et P_v sont négligeable devant P , les équations décrivant les transferts de chaleur et de masse, ainsi que leurs conditions aux limites, sont de forme identique (**Saccadura, 1993**). Dans la plupart des cas, le coefficient de transfert de chaleur convectif a été mesuré et l'analogie entre le transfert de chaleur et de masse est employée pour déterminer le coefficient de transfert de masse convectif. Pour cela, des considérations de similitude permettent alors de montrer que, si l'on introduit les nombres adimensionnels de Nusselt et Sherwood, définis respectivement par :

Et

$$Nu = \frac{h_c L_c}{\lambda} \tag{III-18}$$

$$Sh = \frac{K_E L_c}{D}$$

Où : D : est le coefficient de diffusion moléculaire

Et : L_c : est la longueur caractéristique de la géométrie de l'écoulement (c'est la même longueur qu'on a utilisé pour le nombre de Reynolds).

Pour une couche limite laminaire au voisinage d'une plaque plane de longueur caractéristique L_c , le calcul montre que :

$$Nu = 0.66 \cdot Re^{0.5} \cdot Pr^{1/3} \tag{III-19}$$

Et :

$$Sh = 0.66.Re^{0.5}.Sc^{1/3} \quad (III-20)$$

Où :

Pr : est le nombre de Prandtl : $Pr = \frac{\mu c_p}{\lambda}$

Et :

Sc : est le nombre de Schmidt : $Sc = \frac{\nu}{D}$

Les propriétés physique : μ, ν, c_p, λ intervenant dans ces nombres sont celles de l'air humide et ne sont pas significativement différents de ceux qui sont relatifs à une atmosphère sèche, tant que les processus restent adiabatiques (**Guyot, 1999**).

L'hypothèse de Lewis :

L'utilisation des équations (III-19) et (III-20) permet d'obtenir, dans le cas particulier de la couche limite laminaire sur une plaque plane, l'expression du rapport Sh/Nu :

$$\frac{Sh}{Nu} = \left[\frac{Sc}{Pr} \right]^{1/3}$$

Introduisons le nombre sans dimension « Le », appelé nombre de Lewis :

$$Le = \frac{\lambda}{D\rho c_p} = \frac{Sc}{Pr}$$

On obtient :

$$\frac{Sh}{Nu} = Le^{1/3}$$

Si on prend pour Sc et Pr les valeurs moyennes respectives de 0.6 et 0.7 (cas de l'air), on obtient :

$$Le=0.86 \quad \text{et} \quad \frac{Sh}{Nu} = 0.95$$

On caractérise souvent le rapport de transfert de chaleur à celui de masse en introduisant la fonction de Lewis, F (Le), définie par :

$$F(Le) = \frac{h_c}{K_E \rho c_p}$$

Compte tenu des équations (III-18) et (III-19) on obtient :

$$F(Le) = \frac{Nu}{Sh} \frac{\lambda}{D\rho c_p} = \frac{Nu}{Sh} Le$$

Dans le cas particulier de la couche limite laminaire, avec les valeurs numériques adoptées précédemment, on obtient ainsi pour l'air :

$$F(Le) = Le^{2/3} = 0.90$$

L'expérience montre qu'en écoulement d'air turbulent, on obtient également une valeur voisine de l'unité pour F (Le) (sous réserve, rappelons le, que les pressions de vapeur restent négligeables devant la pression totale).

L'hypothèse de Lewis consiste à poser que dans ces conditions :

$$F (Le) = 1$$

Autrement dit que :

$$K_E = \frac{h_c}{\rho c_p} \quad \text{(III-21)}$$

Cette relation ne s'applique qu'à l'air. Elle présente l'avantage d'introduire une importante simplification dans les expressions que l'on peut écrire, lorsque la relation de Lewis est vérifiée, à l'aide d'un seul coefficient de transfert, celui de chaleur ou de masse.

II. 3-2 Calcul de la température à la surface :

L'évaporation à partir des surfaces d'eau libres est principalement produite par le gradient de pression de vapeur entre la surface (à la température T_s) et l'air environnant (à la température T_a). Ceci implique que la connaissance de T_s est indispensable en vue de prévoir exactement le taux d'évaporation des surfaces d'eau libres. Puisque les mesures de cette variable sont rares (**Ozdogan et al, 2004**), on calcule cette température grâce à la résolution de l'équation de bilan énergétique (II-2).

Avec :

$$Rn = (1 - \alpha)Rg + \varepsilon\sigma(T_a - 6)^4 - \varepsilon\sigma T_s^4$$

Et :

$$H = h_c (T_s - T_a)$$

Et en appliquant la formule de Stefan pour le calcul du flux évaporé:

$$E = \frac{k_E M_w}{RT_a} (P_{vs}(T_s) - P_v(T_a))$$

Le bilan énergétique s'écrit finalement :

$$(1 - \alpha)Rg + \varepsilon\sigma(T_a - 6)^4 - \varepsilon\sigma T_s^4 - h_c(T_s - T_a) = \frac{k_E L_v M_w}{RT_a} [P_{vs}(T_s) - P_v(T_a)] \quad \text{(III-22)}$$

Cette équation permet de calculer la température à la surface du sol T_s à chaque instant de la journée en fonction des données horaires tabulées des grandeurs suivantes : le rayonnement net par unité de surface, la température T_a de l'air ambiant, l'humidité relative moyenne de l'air et la vitesse du vent. Ces données nous ont été gracieusement données par l'Agence Nationale de Météorologie (ONM).

La résolution de cette équation a été effectuée par une méthode de Dichotomie (**Saighi, 2002**). La valeur de la température à la surface T_s calculée à chaque instant nous

permet d'accéder à la densité surfacique de flux d'eau évaporé à la surface de l'eau (ou du sol).

II.4 Méthode combinée de transfert de chaleur et de masse-bilan énergétique : Formule de Penman :

L'analyse et l'estimation de l'évaporation des surfaces naturelles reste encore en grande partie basée sur la formulation proposée par Penman en 1948 pour une surface à saturation (surface d'eau libre ou sol nu mouillé en surface), où il a pu combiner le bilan énergétique avec la méthode de transfert de masse :

$$\begin{cases} Rn = L_v E + H + G \\ H = \gamma f(u)(T_s - T_a) \\ L_v E = f(u)\Delta P_v \end{cases} \quad (*)$$

$f(u)$: constante de proportionnalité qui prend en compte l'influence de la vitesse du vent dans le processus de l'évaporation

γ : constante psychrométrique : $\gamma = 66 \text{ Pa.K}^{-1}$

Le déficit de pression de vapeur $\Delta P_v = [P_{vs}(T_s) - P_v(T_a)]$ peut être exprimé comme la somme des différences entre pressions saturantes aux températures de la surface évaporante T_s et de l'air T_a et pression saturante et pression existante à la température de l'air.

$$\Delta P_v = [P_{vs}(T_s) - P_{vs}(T_a)] + [P_{vs}(T_a) - P_v(T_a)] = \Delta P_{vs} + \Delta P_{va}$$

On définit :

Δ : la pente de la courbe de pression de vapeur saturante à la température de l'air.

$$\Delta = \frac{P_{vs}(T_s) - P_{vs}(T_a)}{T_s - T_a} = \left[\frac{\Delta P_{vs}}{\Delta T} \right]_{T=T_a} \quad \text{(III-23)}$$

Le flux de chaleur latente s'exprime en fonction de Δ comme suit :

$$\begin{aligned} L_v E &= f(u) [(T_s - T_a)\Delta + \Delta P_{va}] = f(u) \left[\left(\frac{H}{\gamma f(u)} \right) \Delta + (\Delta P_{va}) \right] = f(u) \left[\left(\frac{Rn - L_v E - G}{\gamma f(u)} \right) \Delta + (\Delta P_{va}) \right] \\ \Rightarrow L_v E \left(\frac{\gamma + \Delta}{\gamma} \right) &= \frac{\Delta}{\gamma} (Rn - G) + f(u) (\Delta P_{va}) \end{aligned}$$

Le flux d'évaporation exprimé sous forme énergétique $L_v E$ s'exprime alors, en réarrangeant le système d'équations précédent, en fonction de l'énergie radiative disponible $(Rn - G)$ et du déficit de saturation de l'air ΔP_{va} sous la forme :

$$L_v E = \frac{\Delta}{\Delta + \gamma} (Rn - G) + \frac{\gamma}{\Delta + \gamma} f(u) \Delta P_{va}$$

C'est la formule de Penman.

Où :

Le terme de conduction vers le sol G est négligé, alors l'équation de Penman devient :

$$L_v E = \frac{\Delta}{\Delta + \gamma} Rn + \frac{\gamma}{\Delta + \gamma} f(u) \Delta P_{va} \quad (\text{III-24})$$

Tandis que l'approche originale de Penman était prévue d'éliminer le besoin de données de température de surface, il y a une dépendance implicite du flux de chaleur sensible H et du rayonnement net Rn sur la température de surface (**Ozdogan et al, 2004**).

Expression des flux à l'aide des résistances :

Il est parfois commode d'exprimer les flux à l'aide des résistances aux transferts de la grandeur considérée entre deux niveaux de référence.

On définit la résistance aérodynamique au transfert de quantité de mouvement qui s'écrit entre z_0 et la côte z :

$$R_M = \rho \frac{\bar{u}}{\tau}$$

Nous admettons l'égalité des résistances au transfert de quantité de mouvement, de chaleur et de masse :

$$R_M = R_H = R_E \approx R_a$$

Le coefficient de transfert de chaleur s'écrit alors :

$$h_c = \frac{\rho c_p}{R_a}$$

Et le coefficient de transfert de masse s'écrit aussi :

$$K_E = \frac{1}{R_a}$$

Le flux de chaleur sensible devient :

$$H = h_c (T_s - T_a) = \frac{\rho c_p (T_s - T_a)}{R_a}$$

Le flux de chaleur latente est de la forme suivante :

Pour la formule de Stefan (équation.III-8) :

$$L_v E = \frac{L_v M_w}{R T_a R_a} (P_{vs}(T_s) - P_v(T_a))$$

Pour la formule de Penman et d'après l'équation. (III-24) :

$$H = \gamma f(u)(T_s - T_a) = h_c(T_s - T_a)$$

Cela veut dire que :

$$f(u) = \frac{h_c}{\gamma} = \frac{\rho c_p}{\gamma R_a}$$

Enfin l'équation de Penman devient en fonction de la résistance aérodynamique :

$$L_v E = \frac{\Delta}{\Delta + \gamma} Rn + \frac{\rho c_p}{(\Delta + \gamma) R_a} \Delta P_{va}$$

II. 5-Méthode des flux turbulents :

L'écoulement d'un fluide en convection forcée peut être soit laminaire soit turbulent. Il est laminaire lorsque les couches de fluide voisines glissent les unes sur les autres sans s'interpénétrer. Il est turbulent lorsque le mouvement des particules est désordonné et que les couches voisines s'interpénètrent.

Dans l'écoulement laminaire d'un fluide visqueux, les échanges entre les couches fluides sont dus essentiellement aux forces de viscosité et au transfert moléculaires. Les profils de vitesse, de concentration, de température... présentent une forme régulière et prévisible qui évolue progressivement dans l'espace et dans le temps.

A l'opposé, les écoulements turbulents sont très irréguliers. Ils présentent des variations (fluctuations) aléatoires de tous les paramètres qui les caractérisent dans l'espace et dans le temps. Par exemple, pour l'écoulement de l'air au voisinage du sol, les fluctuations de la vitesse du vent correspondent à des échelles de temps comprises entre 10^{-3} à 10^4 secondes et des échelles d'espace de 10^{-3} à 10^4 m (**Monteith et Unsworth, 1990 ; Kaimal et Finnigan, 1994**, d'après **Guyot 1999**). Comme ces fluctuations sont quasiment aléatoires, les mouvements turbulents ne peuvent pas être prévus ou calculés exactement dans le temps et dans l'espace ; on ne peut que définir leurs propriétés statistiques moyennes.

II. 5-1 Structure de l'atmosphère:

La structure verticale de l'atmosphère peut être classifiée dans trois couches, comme l'indique la figure (III-5). L'atmosphère libre est « libre » de toutes influences du frottement de la surface, et son mouvement est traité en tant qu'écoulement laminaire.

La couche limite atmosphérique CLA, avec l'influence considérable du frottement de la surface, est analogue à la couche limite turbulente sur une plaque plane, et son mouvement est traité en tant qu'écoulement turbulent. Par exemple, dans la couche de surface la viscosité cinématique de l'air vaut $\nu = 1.57 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ et avec une vitesse de 3m/s et pour une longueur $L_c = 100\text{m}$ on obtient alors un nombre de Reynolds élevé est égale à 1.9×10^6 .

La CLA possède des propriétés particulières dans ses premiers mètres. Suffisamment proche de la surface terrestre, la force de Coriolis (liée à la rotation terrestre) et le gradient horizontal de pression peuvent être considérées négligeables devant les forces de frottements à la surface. Cette couche de la CLA est appelée la couche limite de surface (CLS). Notons que très proche de la surface du sol (les premiers millimètres), il

est possible de définir une autre couche dans laquelle les échanges énergétiques entre le sol et l'atmosphère dépendent principalement des propriétés moléculaires de l'air : c'est la sous-couche visqueuse (rugueuse). Les distributions verticales du vent, de la température, etc., sont spécifiques dans la CLS. Son épaisseur est typiquement de quelques dizaines de mètres, dans lesquels des grandeurs physiques (température, quantité de mouvement, humidité, poussières) sont échangées entre la surface du sol et l'atmosphère.

Cette couche désignée également sous le nom « de la couche des flux constants », c.-à-d., l'hypothèse des flux verticaux constants des propriétés physiques par turbulence telle que les tensions de Reynolds et le flux de la chaleur sensible est à une bonne approximation.

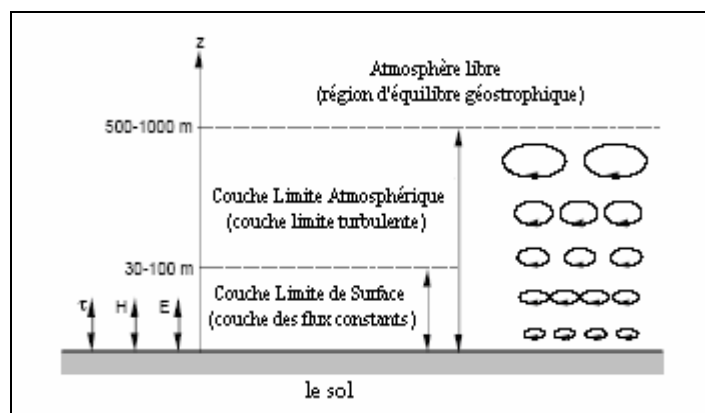


Fig.III-5 La structure verticale de l'atmosphère

II. 5-2 Équations générale des transferts convectifs de chaleur et de masse :

L'étude des transferts entre le sol et l'atmosphère se limite, dans le cas qui nous intéresse, à la couche limite de surface, dont l'épaisseur peut aller jusqu'à une centaine de mètres.

Dans la couche limite de surface, les transferts sont constitués des échanges de quantité de mouvement, de chaleur et de masse entre le sol ou l'eau et l'atmosphère. En effet, tous les transferts convectifs dans une couche limite turbulente dépendent du flux de quantité de mouvement puisque l'air leur sert de véhicule.

II. 5-2-1 Équations générales de transfert de quantité de mouvement dans un écoulement turbulent :

Dans les conditions naturelles, au voisinage de la surface du sol, et afin de simplifier l'étude, on s'intéressera uniquement à des surfaces homogènes, horizontales et suffisamment étendues pour que l'écoulement de l'air puisse se mettre en équilibre avec ces surfaces (couche limite bien développée).

Le transfert de quantité de mouvement dans la couche limite atmosphérique est décrit par les équations de Navier- Stokes qui sont les suivantes :

- L'équation de la continuité
- L'équation de la quantité de mouvement

A l'aide des lois physiques citées ci-dessus et en appliquant certaines approximations généralement vérifiées dans l'écoulement d'air au niveau de la CLS, à savoir l'approximation de l'incompressibilité de l'air, généralement vérifiée dans tout écoulement turbulent atmosphérique, et l'approximation de non flottabilité (en convection forcée, qui est notre cas d'étude, on peut négliger les forces de flottabilités). Donc, l'écoulement est modélisé par un écoulement turbulent, homogène horizontalement, à flux constant, on néglige donc l'interaction du flux radiatif et l'effet de l'humidité sur les différents mécanismes turbulents.

Enfin, on aboutit aux équations régissant le mouvement dans cette partie de l'atmosphère pour un fluide newtonien. Ainsi nous avons :

* L'équation de continuité :

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \tag{III-25}$$

* L'équation de quantité de mouvement :

$$\underbrace{\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j}}_{\text{Force d'inertie}} = \underbrace{f_c \varepsilon_{ij3} \Omega_j u_j}_{\text{Force de Coriolis}} - \underbrace{\frac{1}{\rho} \frac{\partial P^*}{\partial x_i}}_{\text{Force de pression}} + \underbrace{\nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j}}_{\text{Forces de frottement}} \tag{III-26}$$

Avec, l'indice « i » représentant la composante de l'axe considéré et l'indice « j » la sommation :

Et :

- u : quel que soit l'indice, la vitesse du vent.
- x : la coordonnée correspondant à l'indice.
- ρ : la masse volumique de l'air.
- f_c : le paramètre de Coriolis : f_c = 2πΩ sin φ

Avec Ω : la vitesse de rotation terrestre, égale à 2π rad / 24 h , et φ la latitude du lieu.

- P* : la pression motrice : P* = P + ρgx_iδ_{i3}

Avec p : la pression thermodynamique et g : l'accélération de la pesanteur.

Pour des raisons de simplicité, l'exposant (*) dans l'expression de la pression motrice va être abandonné dans ce qui suit.

- δ_{i3} est le symbole de Kronecker (égal à 1 si i=3 et à zéro autrement).

- ε_{ij3} est le tenseur alternatif d'unité, égal 0 si deux indices sont identiques, égale à +1 quand les indices de ε_{ij3} sont dans les configurations 123, 312 ou 231 et -1 dans les autres cas.

Donc, l'équation (III-26) devient, en régime permanent, et de façon plus détaillée :

$$\begin{aligned}
 u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \left[\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right] + fv \\
 u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \nu \left[\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right] + fu \\
 u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + \nu \left[\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right]
 \end{aligned}
 \tag{III-27}$$

Les équations (III-25) et (III-27) décrivent le mouvement instantané de l'atmosphère. Cependant, dans l'écoulement turbulent il est commode de décrire l'écoulement moyen plutôt que l'instantané; ceci peut être fait en écrivant chaque scalaire instantané comme la somme de deux composantes moyennes et fluctuantes.

Pour le vecteur vitesse on a :

$$u = \bar{u} + u' \quad v = \bar{v} + v' \quad w = \bar{w} + w'$$

Pour la pression on a :

$$P = \bar{P} + P'$$

En utilisant cette décomposition et en moyennant les équations (III-25) et (III-27) on obtient alors :

- * Pour l'équation de continuité :

Pour l'écoulement moyen :

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \tag{III-28}$$

D'après les équations Les équations (III-25) et (III-28) on déduit pour l'écoulement fluctuant que :

$$\frac{\partial u'_i}{\partial x_i} = 0 \tag{III-29}$$

- * Pour l'équation de quantité de mouvement et en utilisant les caractéristiques des opérateurs statistiques de la décomposition de Reynolds:

- En utilisant l'équation (III-29) le terme de viscosité devient :

$$\nu \frac{\partial^2 (\bar{u}_i + u'_i)}{\partial x_j^2} = \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2}$$

- D'après les caractéristiques des opérateurs statistiques de la décomposition de Reynolds les termes d'inertie deviennent :

$$\overline{(\bar{u}_j + u'_j) \frac{\partial(\bar{u}_i + u'_i)}{\partial x_j}} = \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \underbrace{u'_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j}}_{(*)}$$

Et en utilisant les équations (III-28) et (III-29) le terme (*) devient :

$$u'_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} = u'_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + u'_i \underbrace{\frac{\partial u'_j}{\partial x_j}}_{\substack{\text{égal zéro} \\ \text{(continuité)}}} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\overline{u'_i u'_j} \right]$$

Alors les termes d'inertie deviennent:

$$\overline{(\bar{u}_j + u'_j) \frac{\partial(\bar{u}_i + u'_i)}{\partial x_j}} = \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\overline{u'_i u'_j} \right]$$

L'équation de quantité de mouvement (III-27) devient finalement:

$$\begin{aligned} \frac{-\partial \bar{u}}{\partial x} + v \frac{-\partial \bar{u}}{\partial y} + w \frac{-\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \overline{u'u'} + \frac{\partial}{\partial y} \overline{u'v'} + \frac{\partial}{\partial z} \overline{u'w'} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} + \nu \left[\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} \right] + f \bar{v} \\ \frac{-\partial \bar{v}}{\partial x} + v \frac{-\partial \bar{v}}{\partial y} + w \frac{-\partial \bar{v}}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \overline{v'u'} + \frac{\partial}{\partial y} \overline{v'v'} + \frac{\partial}{\partial z} \overline{v'w'} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial y} + \nu \left[\frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial z^2} \right] - f \bar{u} \quad \text{(III-30)} \\ \frac{-\partial \bar{w}}{\partial x} + v \frac{-\partial \bar{w}}{\partial y} + w \frac{-\partial \bar{w}}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \overline{w'u'} + \frac{\partial}{\partial y} \overline{w'v'} + \frac{\partial}{\partial z} \overline{w'w'} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial z} + \nu \left[\frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{w}}{\partial z^2} \right] - g \end{aligned}$$

Hypothèses simplificatrices:

On utilisera dans cette étude les hypothèses simplificatrices suivantes :

- Au voisinage immédiat de la surface terrestre, la force de Coriolis (lié à la rotation terrestre) et le gradient horizontal de pression peuvent être considéré comme négligeables devant les forces de frottements (Yen, 1995 ; Yahaya, 2004).
- On néglige le gradient de pression vertical.

Alors l'équation (III-30) devient en faisant un arrangement approprié :

$$\begin{aligned} \frac{-\partial \bar{u}}{\partial x} + v \frac{-\partial \bar{u}}{\partial y} + w \frac{-\partial \bar{u}}{\partial z} &= \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - \overline{\rho u'u'} \right] + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - \overline{\rho u'v'} \right] + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \overline{\rho u'w'} \right] \\ \frac{-\partial \bar{v}}{\partial x} + v \frac{-\partial \bar{v}}{\partial y} + w \frac{-\partial \bar{v}}{\partial z} &= \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} - \overline{\rho v'u'} \right] + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} - \overline{\rho v'v'} \right] + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} - \overline{\rho v'w'} \right] \quad \text{(III-31)} \\ \frac{-\partial \bar{w}}{\partial x} + v \frac{-\partial \bar{w}}{\partial y} + w \frac{-\partial \bar{w}}{\partial z} &= \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} - \overline{\rho w'u'} \right] + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \frac{\partial \bar{w}}{\partial y} - \overline{\rho w'v'} \right] + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} - \overline{\rho w'w'} \right] \end{aligned}$$

Les termes en rouge s'appellent : « Les tensions de Reynolds ». En réalité, ces termes supplémentaires sont en fait des flux supplémentaires qui viennent s'ajouter aux flux moléculaires.

- En se plaçant dans le repère lié à la direction du vent, défini par \overline{ox} = vecteur vent moyen et \overline{oz} = verticale ascendante, alors on a : $v = 0$ et $w = 0$. En supposant l'existence d'une homogénéité horizontale de façon à négliger les variations horizontales des différentes grandeurs devant les variations verticales.

Alors l'équation précédente devient :

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\overline{\rho u' w'} \right] = 0 \quad (\text{III-32})$$

Ou :

$$\tau = -\overline{\rho u' w'} = \text{constant} \quad (\text{III-33})$$

L'équation (III-33) énonce simplement que les tensions de Reynolds sont constantes dans la couche limite de surface et sont indépendants de la hauteur.

L'apparition des tensions de Reynolds dans les équations du mouvement pose un problème de « fermeture » car on obtient plus d'inconnus que d'équations. On dit alors que l'on a un système d'équations « ouvert ». Pour fermer le système d'équations il faut élaborer un modèle de turbulence dont le rôle serait le développement d'équations supplémentaires pour ces tensions de Reynolds. Dans la littérature on trouve plusieurs modèles, à degrés de complexité différents. Le modèle à zéro équation fera l'objet de notre étude.

Le modèle à zéro équation se distingue donc par la considération d'aucune équation pour les échelles qui caractérisent l'écoulement turbulent. Parmi ces modèles on considère le plus « populaire », à savoir celui de **Prandtl**. L'idée générale derrière l'hypothèse de Prandtl peut être appliquée à l'étude d'un écoulement turbulent, cisailé, stationnaire et quasi-parallèle.

La longueur de mélange : Théorie de transfert de quantités de mouvement de Prandtl:

Soit un élément de fluide dans l'écoulement se déplaçant avec la vitesse moyenne \overline{u} parallèle à l'axe des x.

Du fait qu'il y a un mélange général dû à la turbulence, cet élément de fluide est transporté à une distance l_m dans la direction transversale, tout en conservant sa quantité de mouvement.

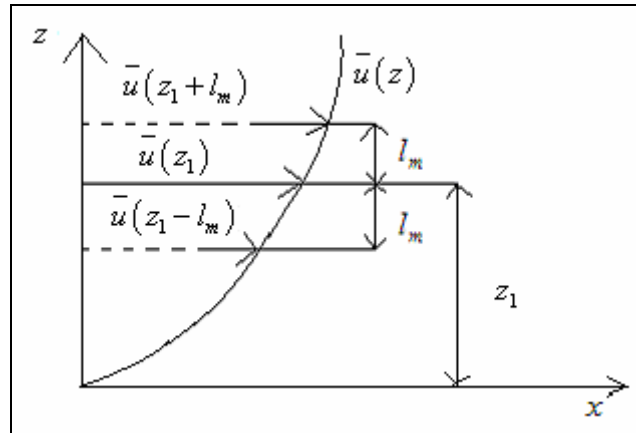


Fig.III-6-La longueur du mélange l_m

*Lorsque $w' > 0$, la particule de fluide venant d'une région où la vitesse moyenne est plus petite et se déplaçant alors plus lentement suivant x que les particules de son nouvel environnement. Une particule de fluide, en mouvement transversal, garde sa quantité de mouvement suivant la direction longitudinale « x » sur une distance « l_m » dans la direction « z » avant d'être assimilée par son nouvel environnement. Dans cette situation la particule de fluide se déplace vers le haut et sera animée d'une vitesse qui est égale à :

$$\Delta u_1 = \bar{u}(z_1 + l_m) - \bar{u}(z_1) \approx l_m \left(\frac{d\bar{u}}{dz} \right)_1$$

Cette dernière expression est obtenue en développant la fonction $\bar{u}(z_1 + l_m)$ en série de Taylor du premier ordre.

On peut en déduire une expression analogue lorsque $w' < 0$, quand la particule se déplace vers le bas :

$$\Delta u_2 = \bar{u}(z_1 - l_m) - \bar{u}(z_1) \approx -l_m \left(\frac{d\bar{u}}{dz} \right)_1$$

La différence de vitesse causée par le mouvement transversal peut être considérée comme la composante de la vitesse turbulente à « z_1 », d'où on peut calculer la moyenne de la valeur absolue de cette fluctuation.

On obtient alors :

$$\overline{|u'|} = \frac{1}{2} (|\Delta u_1| + |\Delta u_2|) = l_m \left| \left(\frac{d\bar{u}}{dz} \right)_1 \right| \tag{III-34}$$

L'observation expérimentale nous indique que les fluctuations ont même grandeur dans les différentes directions car u' et w' , qui vérifient l'équation de continuité, doivent être du même ordre de grandeur. On déduit alors que :

$$\overline{\rho u'w'} = -\rho l_m^2 \left| \left(\frac{d\bar{u}}{dz} \right) \right| \frac{d\bar{u}}{dz}$$

D'où :

$$\tau_t = -\overline{\rho u'w'} = \rho l_m^2 \left| \left(\frac{d\bar{u}}{dz} \right) \right| \left(\frac{d\bar{u}}{dz} \right)$$

C'est la théorie de **Prandtl** pour la longueur du mélange qui sera très utile dans les calculs des écoulements turbulents.

Si on écrit que :

$$K_M(z) = l_m^2 \left| \left(\frac{d\bar{u}}{dz} \right) \right|$$

Alors les tensions de Reynolds peuvent s'écrire en utilisant le modèle de Prandtl :

$$\tau = -\overline{\rho u'w'} = \rho K_M(z) \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \text{constant}$$

Dans lequel $K_m(z)$ est appelé diffusivité turbulente de la quantité de mouvement.

II. 5-2-2 Équation de transfert de chaleur dans un écoulement turbulent :

En convection forcée et en absence de flux de chaleur horizontal ou appelé encore « effet Oasis », l'équation de la chaleur s'écrit:

$$\frac{dT_v}{dt} = \frac{\lambda}{\rho c_p} \Delta T_v \tag{III-35}$$

Ou bien :

$$\frac{\partial T_v}{\partial t} + u_j \frac{\partial T_v}{\partial x_j} = \frac{\lambda}{\rho c_p} \frac{\partial^2 T_v}{\partial x_j \partial x_j} \tag{III-36}$$

Avec :

λ : Coefficient de conductivité thermique de l'air.

Hypothèses simplificatrices :

On utilisera pour l'équation de la chaleur l'hypothèse suivante :

- Les corrections apportées par l'introduction de la température de l'air virtuelle (pour tenir compte de la présence de vapeur d'eau) peuvent être négligées (pour les premiers mètres à partir de la couche de surface, la différence entre T_v et T est habituellement ignorée d'après **Ten Berge, 1990**). Alors, T_v va être remplacée, pour ce qui suit, par T .

Alors l'équation (III-36) devient en régime permanent :

$$u_j \frac{\partial T}{\partial x_j} = \frac{\lambda}{\rho c_p} \frac{\partial^2 T}{\partial x_j \partial x_j} \quad (\text{III-37})$$

Ou bien de façon plus détaillée :

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\lambda}{\rho c_p} \left[\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right] \quad (\text{III-38})$$

En utilisant la décomposition de Reynolds pour la température : $T = \bar{T} + T'$ et aussi pour la vitesse : $u = \bar{u} + u'$, $v = \bar{v} + v'$ et $w = \bar{w} + w'$ et en moyennant, l'équation (III-38) s'écrit :

$$\overline{(\bar{u} + u') \frac{\partial (\bar{T} + T')}{\partial x}} + \overline{(\bar{v} + v') \frac{\partial (\bar{T} + T')}{\partial y}} + \overline{(\bar{w} + w') \frac{\partial (\bar{T} + T')}{\partial z}} = \frac{\lambda}{\rho c_p} \left[\overline{\frac{\partial^2 (\bar{T} + T')}{\partial x^2}} + \overline{\frac{\partial^2 (\bar{T} + T')}{\partial y^2}} + \overline{\frac{\partial^2 (\bar{T} + T')}{\partial z^2}} \right]$$

On utilise maintenant les propriétés des opérateurs statistiques de la décomposition de Reynolds :

$$\overline{(\bar{u} + u') \frac{\partial (\bar{T} + T')}{\partial x}} + \overline{(\bar{v} + v') \frac{\partial (\bar{T} + T')}{\partial y}} + \overline{(\bar{w} + w') \frac{\partial (\bar{T} + T')}{\partial z}} = \frac{\lambda}{\rho c_p} \left[\overline{\frac{\partial^2 (\bar{T} + T')}{\partial x^2}} + \overline{\frac{\partial^2 (\bar{T} + T')}{\partial y^2}} + \overline{\frac{\partial^2 (\bar{T} + T')}{\partial z^2}} \right]$$

Nous avons :

$$\frac{\overline{\partial^2 (\bar{T} + T')}}{\partial x_j \partial x_j} = \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial x_j \partial x_j}$$

Et comme pour l'équation de la quantité de mouvement:

$$\overline{(u_j + u'_j) \frac{\partial (\bar{T} + T')}{\partial x_j}} = \bar{u}_j \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{(u'_j T')}}{\partial x_j}$$

Alors l'équation de la chaleur devient :

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} + \frac{\partial \overline{(u' T')}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{(v' T')}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{(w' T')}}{\partial z} = \frac{\lambda}{\rho c_p} \left[\frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial z^2} \right]$$

En réarrangeant cette équation on obtient :

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} = \frac{1}{\rho c_p} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left[\lambda \frac{\partial \bar{T}}{\partial x} - \rho c_p \overline{u' T'} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\lambda \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} - \rho c_p \overline{v' T'} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\lambda \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} - \rho c_p \overline{w' T'} \right] \right]$$

L'équation précédente est l'équation (III-39).

Avec les mêmes hypothèses précédentes (c'est à dire qu'on se place dans le repère lié à la direction du vent, défini par \bar{ox} = vecteur vent moyen et \bar{oz} = verticale ascendante, alors on a : $\bar{v} = 0$ et $\bar{w} = 0$ et qu'on suppose l'existence d'une homogénéité horizontale de façon à négliger les variations horizontales des différentes grandeurs devant les variations verticales) et que les tensions de Reynolds l'emportait (dans la couche limite de surface) à la conduction moléculaire, l'équation (III-39) peut être encore simplifié comme suit :

$$\frac{\partial}{\partial z} \left[-\rho c_p \overline{w' T'} \right] = 0$$

Ou :

$$H = -\rho c_p \overline{w'T'} \tag{III-40}$$

Où H est le flux de chaleur sensible dans l'écoulement turbulent.

Analogie entre le transfert de chaleur et de quantité de mouvement : Analogie de Prandtl :

La transmission de l'énergie, sous forme de chaleur, dans écoulement turbulent peut être représentée d'une façon analogue à la théorie de transfert de quantité de mouvement de Prandtl. Considérons, en effet une distribution bi- dimensionnelle de la température moyenne dans le temps comme l'indique la figure (III-4).

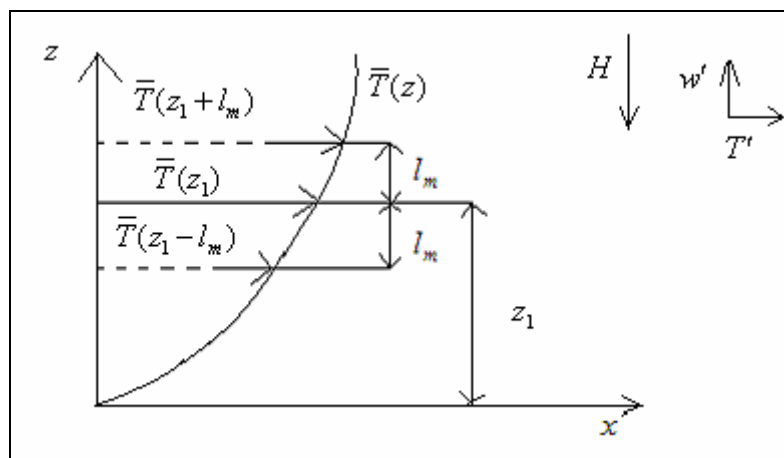


Fig. III-6 Analogie de Prandtl pour le transfert de chaleur

Les composantes de la fluctuation de la vitesse transportent continuellement les particules fluides et l'énergie qu'elles contiennent à travers un plan perpendiculaire à la direction z.

En utilisant le concept de Prandtl relatif à la longueur de mélange, on peut rapporter la fluctuation de température au gradient de la température moyenne (par analogie avec l'équation (III-34) par l'équation :

$$T' = l_m \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} \tag{III-41}$$

Ceci signifie, physiquement, que lorsqu'une particule de fluide émigre d'une couche z_1 à une autre à une distance l_m au dessus ou au dessous, la fluctuation de température qui en résulte est provoquée essentiellement par la différence entre les températures moyennes des couches. En supposant que les mécanismes de transport de température (ou d'énergie) et de vitesse sont identiques, les longueurs de mélange dans les équations (III-34) et (III-41) seront égales. Le produit $w'T'$ est, toutefois, positif en moyenne car un w' positif est accompagné d'un T' positif et vice-versa.

En combinant les équations (III-40) et (III-41) et (III-34), le flux de chaleur transmis par unité de surface en régime turbulent est:

$$H = -\rho c_p \overline{w'T'} = -\rho c_p l_m^2 \left[\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right] \left[\frac{\partial \bar{T}}{\partial z} \right] = -\rho c_p K_H(z) \left[\frac{\partial \bar{T}}{\partial z} \right]$$

Où le signe (-) est une conséquence du second principe de la thermodynamique qui annonce que la chaleur s'écoule des points les plus chauds vers les points les plus froids, le flux serait donc négatif lorsque le gradient de température est positif qui est notre cas.

Avec : $K_H(z) = l_m^2 \left[\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right]$

Où : K_H est appelé diffusivité thermique turbulente.

Puisqu'on a admis que les longueurs de mélange dans les équations (III-34) et (III-41) sont égales, alors les diffusivités turbulente de la quantité de mouvement et de la chaleur sont aussi égales ou : $K_M(z) = K_H(z)$.

II. 5-2-3 Équation de transfert de masse dans un écoulement turbulent :

L'équation de transfert de masse s'écrit:

$$\frac{dC}{dt} = D\Delta C \tag{III-42}$$

Où D : est le coefficient de diffusion

En régime permanent, l'équation (III-42) devient :

$$u_j \frac{\partial C}{\partial x_j} = D \frac{\partial^2 C}{\partial x_j \partial x_j} \tag{III-43}$$

Ou bien de façon plus détaillée :

$$u \frac{\partial C}{\partial x} + v \frac{\partial C}{\partial y} + w \frac{\partial C}{\partial z} = D \left[\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} \right] \tag{III-44}$$

En utilisant la décomposition de Reynolds pour la concentration : $C = \bar{C} + C'$ et aussi pour la vitesse : $u = \bar{u} + u'$, $v = \bar{v} + v'$ et $w = \bar{w} + w'$ et en moyennant, l'équation précédente s'écrit :

$$\overline{(\bar{u} + u') \frac{\partial (\bar{C} + C')}{\partial x}} + \overline{(\bar{v} + v') \frac{\partial (\bar{C} + C')}{\partial y}} + \overline{(\bar{w} + w') \frac{\partial (\bar{C} + C')}{\partial z}} = D \left[\frac{\partial^2 (\bar{C} + C')}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 (\bar{C} + C')}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 (\bar{C} + C')}{\partial z^2} \right]$$

On utilise maintenant les propriétés des opérateurs statistiques de la décomposition de Reynolds :

$$\overline{(\bar{u} + u') \frac{\partial (\bar{C} + C')}{\partial x}} + \overline{(\bar{v} + v') \frac{\partial (\bar{C} + C')}{\partial y}} + \overline{(\bar{w} + w') \frac{\partial (\bar{C} + C')}{\partial z}} = D \left[\frac{\partial^2 (\bar{C} + C')}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 (\bar{C} + C')}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 (\bar{C} + C')}{\partial z^2} \right]$$

Nous avons :

$$\frac{\partial^2(\overline{C} + C')}{\partial x_j \partial x_j} = \frac{\partial^2 \overline{C}}{\partial x_j \partial x_j}$$

Et comme pour l'équation de la quantité de mouvement:

$$\overline{(u_j + u'_j)} \frac{\partial(\overline{C} + C')}{\partial x_j} = \overline{u_j} \frac{\partial \overline{C}}{\partial x_j} + \frac{\partial(\overline{u'_j} C')}{\partial x_j}$$

Alors l'équation de la masse devient :

$$\overline{u} \frac{\partial \overline{C}}{\partial x} + \overline{v} \frac{\partial \overline{C}}{\partial y} + \overline{w} \frac{\partial \overline{C}}{\partial z} + \frac{\partial(\overline{u'.C'})}{\partial x} + \frac{\partial(\overline{v'.C'})}{\partial y} + \frac{\partial(\overline{w'.C'})}{\partial z} = D \left[\frac{\partial^2 \overline{C}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \overline{C}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \overline{C}}{\partial z^2} \right]$$

En réarrangeant cette équation on obtient :

$$\overline{u} \frac{\partial \overline{C}}{\partial x} + \overline{v} \frac{\partial \overline{C}}{\partial y} + \overline{w} \frac{\partial \overline{C}}{\partial z} = \left[\frac{\partial}{\partial x} \left[D \frac{\partial \overline{C}}{\partial x} - \overline{u'.C'} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[D \frac{\partial \overline{C}}{\partial y} - \overline{v'.C'} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[D \frac{\partial \overline{C}}{\partial z} - \overline{w'.C'} \right] \right]$$

Avec les mêmes hypothèses précédentes (c'est à dire qu'on se place dans le repère lié à la direction du vent, défini par \overline{ox} = vecteur vent moyen et \overline{oz} = verticale ascendante, alors on a : $v = 0$ et $w = 0$ et qu'on suppose l'existence d'une homogénéité horizontale de façon à négliger les variations horizontales des différentes grandeurs devant les variations verticales) et que les tensions de Reynolds l'emportait (dans la couche limite de surface) à la diffusion moléculaire, l'équation précédente peut être encore simplifié comme suit :

$$\frac{\partial}{\partial z} \left[-\overline{w'.C'} \right] = 0$$

Où :

$$L_v E = -\overline{w'.C'} \tag{III-45}$$

Où : $L_v E$ est le flux de chaleur latente dans l'écoulement turbulent et L_v est la chaleur latente de vaporisation.

On pourrait exprimer ce flux en remplaçant la concentration massique de la vapeur d'eau dans l'air C (Kg.m^{-3}) par l'humidité spécifique $q = \frac{C}{\rho}$ ($\text{Kg de vapeur d'eau par Kg d'air humide}$) qui s'écrit comme suit :

$$q = \frac{C}{\rho} = \frac{M.C_m}{\rho} = \frac{M.P}{\rho R T}$$

Où : C_m est la concentration molaire.

Cela veut dire que :

$$L_v E = -\overline{\rho w'.q'} \tag{III-46}$$

Analogie de Prandtl pour le transfert de masse :

L'analogie entre le transfert de quantité de mouvement et le transfert de chaleur peut être prolongée au transfert de masse.

Alors, en utilisant le concept de Prandtl relatif à la longueur de mélange, on peut rapporter la fluctuation de la concentration au gradient de la concentration moyenne (par analogie avec les équations (III-34) et (III- 41)) par l'équation :

$$C' = l_m \frac{\partial \bar{C}}{\partial z} \tag{III-47}$$

Ou encore :

$$q' = l_m \frac{\partial \bar{q}}{\partial z}$$

En supposant toujours que les mécanismes de transport de masse, de température et de vitesse sont identiques, les longueurs de mélange dans les équations (III-34), (III-41) et (III-47) seront égales. Le produit $w'C'$ (ou $w'q'$) est, toutefois, négatif en moyenne car un w' positif est accompagné d'un C' négatif (le transfert de masse se fait dans la direction des concentration décroissante) et vice-versa.

En combinant les équations (III-46) et (III-47) et (III-34), le flux de chaleur latente transmis par unité de surface en régime turbulent est :

$$L_v E = -\rho \overline{w'q'} = -\rho l_m^2 \left[\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right] \left[\frac{\partial \bar{q}}{\partial z} \right] = -\rho K_E(z) \left[\frac{\partial \bar{q}}{\partial z} \right]$$

Avec :

$$K_E(z) = l_m^2 \left[\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right]$$

Où : K_E est appelé diffusivité turbulente de la vapeur d'eau.

Puisqu'on a admis que les longueurs de mélange dans les équations (III-34) et (III-41) sont égales, alors les diffusivités turbulente de la quantité de mouvement, de la chaleur et d'humidité sont aussi égales ou : $K_M(z) = K_H(z) = K_E(z)$.

Remarque :

l_m que l'on appelle longueur du mélange représente la distance transversale qui doit être couverte par un paquet de fluide se déplaçant avec la même vitesse originale donnant lieu à un u' égal à la différence entre la vitesse initiale et la vitesse de son nouvel environnement .

Il faut noter que dans le modèle de Prandtl, la longueur du mélange qui a été introduite est une nouvelle inconnue et sera, en général, introduite comme une information empirique.

Prandtl suppose également que les fluctuations de vitesse sont proportionnelles à la distance à la surface de paroi, ce qui équivaut à :

$$l_m = Kz \tag{III-48}$$

Avec la constante de proportionnalité $K \approx 0.4$: constante de Von Karman.

Il suppose enfin que la densité de flux de quantité de mouvement est constante dans tout l'écoulement. Celle-ci est équivalente à la contrainte de cisaillement au niveau du sol ou contrainte pariétal (force d'entraînement exercée par le vent sur la surface du sol, égale et opposée à la force de freinage exercée par la surface) on a :

$$\tau_0 = \tau = -\rho \overline{u'w'} \tag{III-49}$$

49)

Il est commode d'introduire le paramètre :

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}} \quad (\text{m.s}^{-1}) \tag{III-50}$$

u_* a la dimension d'une vitesse et est appelée pour cela : « vitesse de frottement ».

II. 5-2-4 Profil logarithmique de la vitesse :

Nous avons vu précédemment que d'après la théorie de longueur de mélange de Prandtl pour la quantité de mouvement que :

$$\overline{\rho u'w'} = -\rho l_m^2 \left| \left(\frac{d\bar{u}}{dz} \right) \right| \frac{d\bar{u}}{dz}$$

En combinant cette dernière équation avec les équations (III-48), (III-49) et (III-50) nous obtenons l'équation différentielle du profil vertical de vitesse du vent :

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \frac{u_*}{K.z} \tag{III-51}$$

Qui, après intégration, donne l'équation du profil logarithmique de vitesse du vent dans une couche limite turbulente (pour des conditions neutres) :

$$u(z) = \frac{u_*}{K} \text{Ln} \left[\frac{z}{z_{0,M}} \right]$$

La constante d'intégration $z_{0,M}$ est appelée le « paramètre ou longueur de rugosité » de la surface. Il traduit de façon macroscopique l'effet de la rugosité de la surface sur le profil de vitesse du vent. Si le profil de vitesse suivait exactement le loi logarithmique, la vitesse du vent serait théoriquement nulle à l'altitude $z = z_{0,M}$. En réalité, la vitesse du vent ne suit pas exactement la loi logarithmique au voisinage immédiat de la surface et elle est nulle seulement au contact de la surface. Mais pour des distances à la surface supérieures à quelques dizaines de centimètres la loi logarithmique constitue une bonne

approximation des profils réels, à condition toutefois que le gradient thermique vertical soit faible ou nul (problème de stabilité verticale de l'atmosphère discuté plus loin).

Aussi, nous avons fait nos calculs en utilisant une hauteur $z = 2\text{m}$ bien que la vitesse du vent que nous avons utilisé a été mesurée par l'ONM à une altitude $z = 10\text{m}$. Dans les nombreux travaux examinés, **Sartori (2000)** observe qu'il n'y a pas de consensus sur l'altitude la mieux adaptée pour mesurer la vitesse du vent. Cependant, il a remarqué que cette hauteur parfois ne dépend pas du choix personnel mais des instruments correspondants déjà installés près de l'emplacement d'essai. Une telle mesure des hauteurs varie de 0,3 à 0,5 m, se prolongeant à 2,0 et 3,0 m et parfois à 8,0 et 10 m au-dessus de la surface de l'eau.

La hauteur la plus utilisée dans la littérature est de 2 mètres. **Sartori (2000)** cite toujours que **Molineaux et al (1994)**, donnent une relation qui relie la vitesse du vent à n'importe quelle hauteur au-dessus du niveau du sol. Pour ces hauteurs, les différences dans les vitesses de vent ne sont pas suffisamment grandes pour changer rigoureusement les résultats. Dans **Sweers (1976)**, on peut voir que la variation des coefficients est de 5% entre les hauteurs de 2 m et de 3 m et de 12% entre 3 et 8 m. Cependant, dans cette étude, ceci ne devrait pas être considérée comme une issue centrale puisqu'il y a des facteurs plus importants à déterminer.

En ce qui concerne la longueur de rugosité, la loi la plus connue pour calculer la rugosité de surface est celle de **Charnock (1955)**. Elle relie la longueur de rugosité à la vitesse de frottement par la relation suivante :

$$z_0 = 0.011 \frac{u_*^2}{g}$$

Où : g est l'accélération de la pesanteur.

Csanady (2001) dit « Un point important au sujet de la rugosité de la surface de la mer, avec n'importe quelle manière dont on la mesure, est que ce n'est pas un paramètre externe de la dimension d'une longueur imposée. Il résulte de l'action du vent sur la surface de l'eau et devrait en principe dépendre de n'importe lequel ou de tous les paramètres liés aux vagues aussi bien que sa dépendance de la viscosité. Dans la loi de Charnock, la rugosité de la surface dépend seulement des deux paramètres u_* et g . Employer une longueur de rugosité de surface de la mer dans l'analyse dimensionnelle comme variable externe, côte à côte avec u_* et g , est une erreur conceptuelle sérieuse ».

Brutsaert (1984, p.114, tableau 5.1 cité par Fennessy et al, 1996) indique que pour " des grandes surfaces d'eau ", la longueur de rugosité z_0 est égale à : $z_0 = 0.0001 - 0.0006 \text{ m}$ où les petites valeurs correspondent aux surfaces d'eau peu profondes et les grandes valeurs correspondent aux océans. **Frierson (2005)** évalue la longueur de rugosité $z_0 = 2 \times 10^{-4} \text{ m}$ pour les surfaces d'eau libre. Dans un travail de

Eichinger et al (2003), les auteurs ont évalué cette longueur pour environ 7×10^{-7} m pour le barrage de Elephant Butte dans le New Mexico (USA). D'après un calcul pour le taux d'évaporation pour différentes longueurs de rugosité nous pensons que les valeurs données par Brutsaert sont plus adaptées à notre calcul que celles données par Guyot (1997) dans le tableau (III-1). Par conséquent, la valeur $z_0 = 0.0001$ m est, à notre avis, plus représentative pour notre cas d'étude (barrages).

Tableau III-1 : Valeur du paramètre de rugosité pour différents types de surfaces naturelles (source : Guyot, 1997) :

Type de surface	z_0 (m)
Eau libre	0.002-0.006
Sol nu	0.005-0.020
Gazon ras (1 cm de haut)	0.001
Gazon dense (10 cm de haut)	0.023
Prairie (0.5 m de haut)	0.05-0.07
Blé (1 m de haut)	0.10-0.16

II. 5-2-5 Profil de la température et de l'humidité spécifique :

En combinant les équations (III-49), (III-50) et (III-51), la diffusivité turbulente K_M pour la quantité de mouvement s'écrit :

$$K_M = K.u_* . z$$

Et comme on a admis l'égalité des diffusivités turbulentes pour la quantité de mouvement, la chaleur et la masse :

$$K_M(z) = K_H(z) = K_E(z) \Rightarrow K_M(z) = K_H(z) = K_E(z) = K.u_* . z$$

La densité de flux de flux de chaleur sensible peut ainsi s'écrire :

$$H = -\rho c_p K u_* z \frac{\partial \bar{T}}{\partial z}$$

D'où l'on déduit l'expression du profil vertical de température :

$$T(z) - T_0 = -\frac{H}{\rho c_p K u_*} \ln \left[\frac{z}{z_{0,H}} \right]$$

Avec :

$z_{0,H}$: La constante d'intégration ou longueur de rugosité thermique (la longueur de rugosité pour la quantité de mouvement et la chaleur sont supposées égales : $z_{0,M} = z_{0,H} = z_0$ selon

Ten Berge, 1990)

T_0 : La température au niveau de la surface.

En définissant une température d'échelle T_* telle que :

$$H = -\rho c_p u_* T_* \Rightarrow T_* = -\frac{H}{\rho c_p u_*}$$

On obtient alors une expression du profil de température qui est tout à fait semblable à celle du profil de vitesse :

$$T(z) - T_0 = \frac{T_*}{K} \text{Ln} \left[\frac{z}{z_0} \right]$$

De la même manière, les profils d'humidité spécifique et de concentration en vapeur d'eau peuvent être représentés par des équations semblables comme suit :

La densité de flux de flux de chaleur latente s'écrit :

$$L_v E = -\rho K u_* z \frac{\partial \bar{q}}{\partial z}$$

D'où l'on déduit l'expression du profil vertical d'humidité spécifique:

$$q(z) - q_0 = -\frac{L_v E}{\rho K u_*} \text{Ln} \left[\frac{z}{z_{0,E}} \right]$$

Avec :

$z_{0,E}$: La constante d'intégration ou longueur de rugosité pour le transfert de masse (on admettra l'égalité suivante : $z_{0,M} = z_{0,H} = z_{0,E} = z_0$)

q_0 : L'humidité spécifique au niveau de la surface.

En définissant une humidité spécifique d'échelle q_* telle que :

$$L_v E = -\rho u_* q_* \Rightarrow q_* = -\frac{L_v E}{\rho u_*}$$

On obtient alors une expression du profil d'humidité spécifique qui est tout à fait semblable à celui du profil de vitesse et de température :

$$q(z) - q_0 = \frac{q_*}{K} \text{Ln} \left[\frac{z}{z_0} \right]$$

II. 5-2-6 Effet de la stabilité de l'atmosphère sur les profils de vitesse :

Tout ce qui a été vu précédemment n'est valable que dans le cas d'une convection forcée. Lorsque les gradients de températures sont importants que se soit pendant la période d'ensoleillement de la journée ou pendant les périodes chaudes de l'année, la convection devient mixte et alors les profils ne sont plus logarithmiques. Ainsi, en coordonnées semi logarithmiques, le profil de vitesse ne se présente t-il plus par une droite mais par une courbe dont la concavité est tournée vers le haut lorsque l'air est instable ou vers le bas lorsque l'air est stable (fig.III-5).

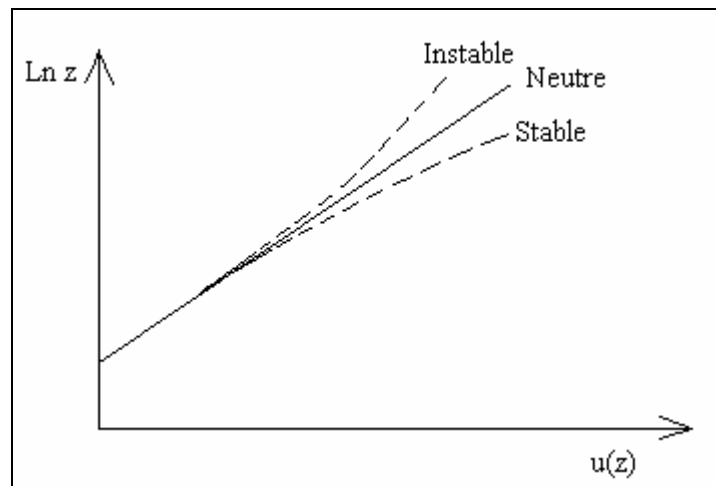


Fig. III-7- Représentation schématique des profils de vitesse du vent en fonction de la stabilité de l'air au voisinage du sol

On rappelle :

Condition de stabilité : $\frac{\partial T}{\partial z} > 0$ ou $H < 0$

Condition de neutralité : $\frac{\partial T}{\partial z} = 0$ ou $H = 0$

Condition de instabilité : $\frac{\partial T}{\partial z} < 0$ ou $H > 0$

II. 5-2-7 Le nombre de Richardson et le critère de la turbulence :

L'application de l'équation de l'énergie cinétique turbulente (ECT) sur des couches de surfaces homogènes donne :

$$\frac{D(ECT)}{Dt} = F + M - \varepsilon + X_e$$

Où :

F : est le taux de production due aux forces de flottabilité

M : est le taux de production mécanique

ε : est le taux de dissipation

X_e : est le taux auquel la ECT augmente sous l'effet de sources extérieures. Nous admettrons pour notre cas que le dernier terme peut être négligé (**Blackadar, 1998**).

Par définition, le taux de production mécanique est donnée par :

$$M = \frac{\tau}{\rho} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$$

Par l'utilisation de la théorie de longueur de mélange de Prandtl :

$$\tau = -\overline{\rho u'w'} = \rho K_m(z) \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$$

Avec :

$$K_M = K.u_* .z$$

Et :

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \frac{u_*}{K.z}$$

Alors le taux de production mécanique peut s'écrire :

$$M = K_M \left[\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right]^2 = \frac{u_*^3}{kz} \tag{III-52}$$

On note d'après l'équation précédente que le taux de production mécanique diminue tout en s'éloignant de la surface.

Le taux de production due aux forces de flottabilité est donnée par :

$$F = -\frac{g}{\rho} \overline{\rho'w'} = \frac{g}{T} \overline{w'T'} = \frac{gH}{c_p \rho T}$$

En utilisant l'équation :

$$H = -\rho c_p K_H \left[\frac{\partial T}{\partial z} \right]$$

Le taux de production due aux forces de flottabilité devient :

$$F = -\frac{g}{T} K_H \left[\frac{\partial T}{\partial z} \right] \tag{III-53}$$

Où : $\rho = \bar{\rho} + \rho'$ (dans le cas où les termes de flottabilité ne sont pas négligé)

Tout en faisant l'hypothèse que l'atmosphère est sèche cela implique que la densité n'est pas affectée par l'humidité. Dans cette équation un arrangement a été fait du fait que des fluctuations de pression peuvent être négligées (**Blackadar, 1998**). Sous ces conditions, la production due aux forces de flottabilité est proportionnelle au flux de chaleur turbulent. C'est aussi évident que la production due aux forces de flottabilité soit indépendante de la l'altitude (la température moyenne et la densité change par seulement une petite fraction de leur valeur dans les 10 premiers mètres). Les différents

taux de changement avec la hauteur indiquent qu'à des bas niveaux d'altitude, la production mécanique tend à prédominer. Par contre, et pour des altitudes élevées, la production due aux forces de flottabilité aura la plus grande influence. Autrement dit, que près du sol nous devrions nous attendre à ce que les profils soient approximativement logarithmiques, puisque nous avons trouvé ce genre de profil pour être caractéristiques des conditions quand la production mécanique joue un rôle dominant.

Dans des conditions d'instabilité la production due aux forces de flottabilité de la ECT est négative, d'où la nécessité pour la turbulence pour fonctionner contre les forces de la pesanteur, un processus qui consomme de l'énergie cinétique. La seule source d'énergie dans ces conditions est la production mécanique, et si elle est insuffisante pour remplacer les pertes, la turbulence tend à s'éteindre. **Richardson (1920)** était le premier à étudier cette question. Son raisonnement est le suivant : Si la turbulence était sur la limite entre se produire et ne pas se produire, le taux de dissipation ε peut être négligé. Alors, la production ou la non production de la turbulence dépendrait du rapport adimensionnel du taux négatif de production due aux forces de flottabilité provoquées par le gradient vertical de température à celui du taux de production mécanique (ou forces d'inerties). Ce rapport est généralement défini comme le nombre de Richardson. Sa valeur est la suivante :

$$R_i = -\frac{F}{M} = \frac{g}{T} \frac{K_H}{K_M} \frac{\partial \bar{T} / \partial z}{[\partial \bar{u} / \partial z]^2}$$

Puisque : $K_M = K_H$, le nombre de Richardson devient :

$$R_i = \frac{g}{T} \frac{\partial \bar{T} / \partial z}{[\partial \bar{u} / \partial z]^2}$$

Avec :

$$R_i < 0 \Rightarrow \text{atmosphère instable}$$

$$R_i = 0 \Rightarrow \text{atmosphère neutre}$$

$$R_i > 0 \Rightarrow \text{atmosphère stable}$$

Sa valeur permet également de définir un critère de passage d'un régime de convection à un autre :

- Convection forcée : $Ri > -0.03$
- Convection mixte : $-1 \leq Ri \leq -0.03$
- Convection libre : $Ri < -1$

S'i l'on connaît la température et la vitesse du vent à deux niveaux z_1 et z_2 , le nombre de Richardson correspondant à la couche d'air comprise entre z_1 et z_2 peut être défini, en première approximation, par :

$$Ri = \frac{g}{T} \frac{(T_2 - T_1)(z_2 - z_1)}{(u_2 - u_1)^2}$$

C'est ce qu'on a appelé d'ailleurs le « **bulk Richardson number** ».

II. 5-2-8 La Longueur de Monin- Obukhov :

L'inconvénient du nombre de Richardson est qu'il varie avec la hauteur. Aussi, il est instructif d'employer l'expression approximative pour le taux de production mécanique pour estimer la hauteur pour laquelle les deux taux de production sont égaux. Comme pour le nombre de Richardson, l'égalisation des deux expressions donne l'évaluation de la hauteur comme suit:

$$-\frac{F}{M} = \left[-\frac{gH}{c_p \bar{\rho} T} \right] / \left[\frac{u_*^3}{kz} \right] = -1$$

Alors :

$$z = -\frac{\bar{\rho} C_p \bar{T} u_*^3}{KgH}$$

Cette échelle de longueur est appelée longueur de Monin Obukhov est s'écrit comme suit :

$$L = -\frac{\bar{\rho} C_p \bar{T} u_*^3}{KgH}$$

Dans notre cas d'étude : $\bar{\rho} = \rho$ puisque les forces de flottabilité sont négligées. Et $\bar{T} = T_0 = T_s$ qui est la température de l'air à la surface.

La longueur de Monin - Obukhov s'écrit encore :

$$L = -\frac{\rho c_p T_s u_*^3}{KgH}$$

Où : L est la longueur de Monin - Obukhov, longueur caractéristique introduite par **Monin et Obukhov (1954)**.

Cette échelle de longueur a été mentionnée comme la longueur de Monin- Obukhov, mais après la réimpression du papiers **d'Obukhov (1946)** en 1971 dans le journal international « **Boundary-Layer Meteorology** » le terme de la longueur d'Obukhov (**Businger et Yaglom, 1971**) est devenu plus approprié, bien que pas toujours utilisé (cité par **Foken, 2006**). Pour cela on dira par abus de langage longueur de Monin Obukhov.

Comme on peut le constater, la longueur de Monin - Obukhov est indépendante de la hauteur.

La longueur d'Obukhov a été définie pour l'air sec dans le travail original (**Obukhov, 1946; Monin et Obukhov, 1954**). L'utilisation de la température virtuelle T_v est physiquement plus appropriée pour l'air humide. Alors, une modification de la longueur de Monin - Obukhov est prise en compte lorsque l'air est considéré humide :

$$L = - \frac{\rho C_p T_s u_*^3}{Kg(H + 0.608c_p T_s L_v E)}$$

Le terme « $0.608c_p T_s L_v E$ » représente l'apport de la vapeur d'eau au sein de l'écoulement.

Toutes les fonctions universelles ont été déterminées pour des conditions sèches. Jusqu'à maintenant, il y a un manque d'expériences systématiques pour déterminer l'influence de l'humidité sur l'universalité des fonctions. Des tentatives par **Panin et al (1982)** ont montré que de possibles influences sont dans la barre d'erreur des mesures (cité par **Foken, 2006**).

Et comme pour le nombre de Richardson :

$$L < 0 \Rightarrow \text{atmosphère instable} \Rightarrow H > 0 \left(\frac{\partial T}{\partial z} < 0 \right)$$

$$|L| > 100 \Rightarrow \text{atmosphère neutre} \Rightarrow H = 0 \left(\frac{\partial T}{\partial z} = 0 \right)$$

$$L > 0 \Rightarrow \text{atmosphère stable} \Rightarrow H < 0 \left(\frac{\partial T}{\partial z} > 0 \right)$$

II. 5-2-9 Similitude des profils de vitesses, de la température et de l'humidité spécifique :

L'indépendance vis-à-vis de la hauteur rend la longueur caractéristique de Monin - Obukhov idéale pour exprimer la hauteur. On introduit la hauteur adimensionnelle ζ :

$$\zeta = \frac{z}{L}$$

Quand ζ est petit, la production mécanique est plus importante comparée à la production due aux forces de flottabilité, et nous prévoyons que les profils correspondent approximativement à ceux que nous avons vu dans les conditions de neutralité. Dans ces conditions, la production mécanique règne à toutes les hauteurs dans la couche surfacique. Le degré auquel les profils s'écartent de telles formes neutres devrait dépendre de l'importance de la hauteur adimensionnelle ζ .

Cette idée a été clairement indiquée par **Monin et Obukhov en 1954**, et appelée généralement sous le nom de : Théorie de Similitude de Monin et Obukhov ou en anglais « **Monin- Obukhov Similarity Theory : MOS** ». Ce principe simple mais puissant, peut être énoncé de la manière suivante : Quand le cisaillement du vent est correctement mesuré en fonction de la vitesse de frottement u_* et adimensionné, il devient une fonction universelle de ζ ou :

$$\frac{Kz}{u_*} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \phi_M(\zeta)$$

La théorie de similitude de Monin – Obukhov s'écrit pour la température adimensionnelle T_* :

$$\frac{Kz}{T_*} \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} = \phi_H(\zeta)$$

Nous pouvons procéder de la même manière avec l'humidité spécifique adimensionnelle q_* :

$$\frac{Kz}{q_*} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} = \phi_E(\zeta)$$

Où $\phi_M(\zeta)$, $\phi_H(\zeta)$, et $\phi_E(\zeta)$ sont des fonctions de ζ seulement.

Diverses expressions ont été proposées pour définir $\phi_M(\frac{z}{L})$ et parmi les plus connues, on citera celles qui couvrent un domaine étendu de conditions de stabilité : c'est l'équation de K.E.Y.P.S nommée à partir des initiales des cinq personnes : **Kazansky (1961)**, **Ellison(1957)**, **Yamamoto (1959)**, **Panofsky (1958)**, et **Sellers (1962)** et qui ont proposé indépendamment l'équation suivante :

$$\phi^4 - \gamma \frac{z}{L} \phi^3 = 1$$

Où: $\gamma \approx 16$.

La détermination des fonctions $\phi(z/L)$ a fait l'objet de nombreuses études expérimentales. Les expériences Australiennes (**Dyer et al 1967**, **Dyer et al 1970**, **Dyer 1974**), Russes (**Monin et Yaglom, 1971**) et Américaines (**Businger et al, 1971**) sont les plus connues dans la littérature. Cependant, en raison des problèmes liés aux choix d'un emplacement idéal pour assurer l'existence de la couche à flux constant ainsi que certains problèmes associés à la technique de mesure de la turbulence, la plupart des résultats ne sont pas en accord les uns avec les autres.

Businger et al. (1971) et **Dyer (1974)** ont suggéré une équation (la plus connue dans la littérature) à la base d'expériences faites en Australie et au USA connue habituellement sous le nom de « **Relation de Businger- Dyer** » et ont permis d'arriver à des fonctions du type :

Pour les conditions de stabilité ($\frac{z}{L} \geq 0$) :

$$\phi_H = \phi_M = \phi_E = 1 + 5z/L$$

Pour avoir le profil de vitesse du vent en fonction de la hauteur z , **Panofsky (1963)** a procédé comme suit :

Etablissant le changement de variable : $\zeta = \frac{z}{L} \Rightarrow z=L\zeta$:

$$\bar{u} = \frac{u_*}{K} \int_{z_0}^z \phi_M\left(\frac{z}{L}\right) \frac{dz}{z} \equiv \frac{u_*}{K} \int_{\frac{z_0}{L}}^{\frac{z}{L}} \frac{1}{\zeta} \phi_M(\zeta) d\zeta$$

Et en intégrant par partie :

$$\frac{u_*}{K} \int_{\frac{z_0}{L}}^{\frac{z}{L}} \frac{1}{\zeta} \phi_M(\zeta) d\zeta = \frac{u_*}{K} \left[\int_{\frac{z_0}{L}}^{\frac{z}{L}} \frac{1}{\zeta} d\zeta - \int_{\frac{z_0}{L}}^{\frac{z}{L}} \frac{1}{\zeta} (1 - \phi_M) d\zeta \right]$$

En posant :

$$\psi_M = \int_0^{\frac{z}{L}} \frac{1}{\zeta} [1 - \phi_M(\zeta)] d\zeta$$

$\psi_M\left(\frac{z}{L}\right)$: est appelée : fonction de similitude de Monin Obukhov pour la vitesse.

Cela conduit à la loi dite « Log - linéaire » suivante :

$$\bar{u} = \frac{u_*}{K} \left[\ln\left(\frac{z}{z_0}\right) - \psi_M\left(\frac{z}{L}\right) \right]$$

Sous la forme verticalement intégrée de la théorie de similitude de Monin Obukhov, la longueur de rugosité de quantité de mouvement z_0 représente l'influence mécanique de la rugosité de la surface sur les gradients de flux dans la couche de surface. L'importance de la longueur de rugosité est reliée aux dimensions des éléments réels de rugosité de la surface et est traditionnellement supposée être indépendante de la stabilité.

De la même manière pour le profil de température :

$$T(z) - T_0 = \frac{T_*}{K} \int_{z_0}^z \phi_H\left(\frac{z}{L}\right) \frac{dz}{z} \equiv \frac{T_*}{K} \int_{\frac{z_0}{L}}^{\frac{z}{L}} \frac{1}{\zeta} \phi_H(\zeta) d\zeta$$

Et en intégrant par partie :

$$\frac{T_*}{K} \int_{\frac{z_0}{L}}^{\frac{z}{L}} \frac{1}{\zeta} \phi_H(\zeta) d\zeta = \frac{T_*}{K} \left[\int_{\frac{z_0}{L}}^{\frac{z}{L}} \frac{1}{\zeta} d\zeta - \int_{\frac{z_0}{L}}^{\frac{z}{L}} \frac{1}{\zeta} (1 - \phi_H) d\zeta \right]$$

En posant :

$$\psi_H = \int_0^{\frac{z}{L}} \frac{1}{\zeta} [1 - \phi_H(\zeta)] d\zeta$$

$\psi_H\left(\frac{z}{L}\right)$: est appelée : fonction de similitude de Monin Obukhov pour la température.

Le profil de température s'écrit alors :

$$T(z) - T_0 = \frac{T_*}{K} \left[\text{Ln}\left(\frac{z}{z_0}\right) - \psi_H\left(\frac{z}{L}\right) \right]$$

Où T_0 est la température de l'air à $z = z_0$ autrement dit c'est la température à la surface T_s .

On peut de la même manière déduire le profil d'humidité spécifique :

$$q(z) - q_0 = \frac{q_*}{K} \left[\text{Ln}\left(\frac{z}{z_0}\right) - \psi_E\left(\frac{z}{L}\right) \right]$$

Où : $\psi_E\left(\frac{z}{L}\right)$: est appelée : fonction de similitude de Monin Obukhov pour l'humidité spécifique.

Et q_0 est l'humidité spécifique à $z = z_0$.

D'après la relation de Businger - Dyer pour la fonction $\phi_M\left(\frac{z}{L}\right)$, on peut calculer facilement

$\psi_M\left(\frac{z}{L}\right)$ pour les conditions de stabilité :

$$\psi_M\left(\frac{z}{L}\right) = -5 \frac{z}{L}$$

Et puisque $\phi_H = \phi_M = \phi_E$ alors :

$$\psi_M\left(\frac{z}{L}\right) = \psi_H\left(\frac{z}{L}\right) = \psi_E\left(\frac{z}{L}\right) = -5 \frac{z}{L}$$

Les profils log - linéaires de la vitesse du vent, de la température, et de l'humidité spécifique s'écrivent enfin :

$$\bar{u} = \frac{u_*}{K} \left[\text{Ln}\left(\frac{z}{z_0}\right) + 5 \frac{z}{L} \right]$$

$$T(z) - T_0 = \frac{T_*}{K} \left[\text{Ln}\left(\frac{z}{z_0}\right) + 5 \frac{z}{L} \right]$$

$$q(z) - q_0 = \frac{q_*}{K} \left[\text{Ln}\left(\frac{z}{z_0}\right) + 5 \frac{z}{L} \right]$$

Pour les conditions d'instabilités ($\frac{z}{L} < 0$) : les fonctions des gradients proposées par Businger et Dyer sont :

$$\phi_M = (1 - 16z/L)^{-1/4}$$

Avec :

$$\phi_H = \phi_E = \phi_M^2$$

Paulson (1970) fournit les relations suivantes pour :

$$U(z) = \frac{u_*}{K} (\text{Log}(z/z_0) - \psi_M(\xi))$$

Et :

$$T(z) - T_0 = \frac{T_*}{K} (\text{Log}(z/z_0) - \psi_H(\xi))$$

Et :

$$q(z) - q_0 = \frac{q_*}{K} (\text{Log}(z/z_0) - \psi_E(\xi))$$

Avec :

$$\psi_M = 2\text{Log}\left(\frac{1+x}{2}\right) + \text{Log}\left(\frac{1+x^2}{2}\right) - 2\text{Arctg}(x) + \pi/2$$

Et :

$$\psi_H = \psi_E = 2\text{Log}\left(\frac{1+x}{2}\right)$$

Avec :

$$x = \phi_M^{-1} = (1 - 16\xi)^{1/4} \quad \text{et} \quad \xi = \frac{z}{L}$$

A partir des équations précédentes les facteurs d'échelles u_* , T_* et q_* peuvent s'écrire comme suit :

$$u_* = \frac{K\bar{u}(z)}{(\text{Log}(z/z_0) - \psi_M(\xi))}$$

$$T_* = \frac{K(T(z) - T_0)}{(\text{Log}(z/z_0) - \psi_H(\xi))}$$

$$q_* = \frac{K(q(z) - q_0)}{(\text{Log}(z/z_0) - \psi_E(\xi))}$$

Et puisqu'on peut exprimer les flux de quantité de mouvement, de chaleur et de vapeur d'eau en fonction des facteurs d'échelles u_* , T_* et q_* :

$$\tau = \rho u_*^2$$

$$H = -\rho C_p u_* T_*$$

$$E = -\rho u_* q_*$$

Alors, ces flux s'écriront :

$$\left\{ \begin{array}{l} u_* = \frac{\bar{K}u(z)}{(\text{Log}(z/z_0) - \psi_M(\xi))} \\ \tau = \rho \left[\frac{\bar{k}u(z)}{\log\left(\frac{z}{z_0}\right) - \psi_M(z/L)} \right]^2 \\ H = \frac{\rho C_p k (T_0 - T(z)) u_*}{\log\left(\frac{z}{z_0}\right) - \psi_H(z/L)} \\ L_v E = \frac{k \rho L_v u_* (q_0 - q(z))}{\log\left(\frac{z}{z_0}\right) - \psi_E(z/L)} \end{array} \right. \quad \text{(III-54)}$$

En rappelant toujours que T_0 est la température à la surface : $T_0 = T_s$ et que :

$$q_0 = q(T_s) = \frac{M \cdot P_{vs}(T_s)}{\rho R T_s}$$

Et :

$$q(z) = q(T_a) = \frac{M \cdot P_v(T_a)}{\rho R T_a}$$

Toutefois, la méthode de Monin Obukhov nécessite une itération de la longueur caractéristique L .

II. 6 Les combinaisons

L'inconvénient majeur dans les formules classiques utilisées dans cette étude : la formule du bilan énergétique, la loi de Stefan, et la formule de Penman est le fait de ne pas prendre en considération l'effet de la stabilité de l'atmosphère sur les écoulements turbulents. Toute fois, le rôle de la turbulence est inclus systématiquement dans ces formules puisque les coefficients de transfert de chaleur et de masse résultent de l'application de la théorie de la couche limite sur plaques planes en régime turbulent. Afin de prendre en compte la stratification thermique de l'atmosphère, nous avons choisi d'utiliser la théorie de similitude de Monin et Obukhov (MOS).

D'autre part, le principe de la MOS simple mais puissant, a l'inconvénient de ne pas prendre en compte explicitement l'effet du rayonnement solaire en considération lors du calcul de l'évaporation bien qu'il soit inclus implicitement dans le terme de la température à la surface qui est calculée grâce à un bilan d'énergie à la surface.

Donc, en combinant la théorie de Monin Obukhov avec la formule de Penman nous donnons une nouvelle approche qui prend en considération :

- L'effet du rayonnement solaire et donc la nature de la surface (surface du sol, surface d'eau, albédo, émissivité)
- L'effet de la stratification thermique sur les écoulements turbulents

Alors, pour combiner la MOS avec les lois classiques du calcul du taux d'évaporation, nous avons injecté la vitesse de frottement calculée à partir de la dernière itération dans le système d'équations (III-54). Les formules modifiées deviennent comme suit :

II. 6-1 La méthode de Monin Obukhov combinée avec la méthode du Bilan énergétique :

Pour la méthode du bilan énergétique direct la formule reste la même avec l'utilisation du flux de chaleur sensible calculé de la dernière itération de la méthode de Monin Obukhov.

$$E = \frac{Rn - H(\text{MoninObukhov})}{L_v}$$

II. 6-2 La méthode de Monin Obukhov combinée avec la méthode de Stefan

Pour la méthode de Stefan, la résistance aérodynamique est définie comme suit:

$$R_a = \frac{\bar{u}}{u_*^2} \quad \text{et} \quad K_E = \frac{1}{R_a}$$

Le coefficient de transfert de masse s'écrit alors :

$$K_E = \frac{u_*^2}{u}$$

Le taux d'évaporation s'écrit alors :

$$E = \frac{u_*^2 M}{u R T_a} (P_{vS}(T_s) - P_v(T_a))$$

II. 6-3 La méthode de Monin Obukhov combinée avec la méthode de Penman :

Pour la méthode de Penman, la même démarche est utilisée. La formule de Penman s'écrit alors :

$$E = \frac{Rn\Delta + (\rho c_p \Delta P_{vq} u_*^2 / u)}{L_v(\Delta + \gamma)}$$

Conclusion :

En raison des nombreux modèles qui existent pour le calcul de l'évaporation, le choix de la méthode la plus appropriée pour une situation donnée est difficile. Le choix d'une méthode dépend généralement de la région considérée (humide, semi aride et aride) et

de la disponibilité des données (température, rayonnement, humidité, vitesse du vent,..) relative à cette région. Aussi, pour étudier l'évaporation dans les différentes régions de l'Algérie nous allons tester un modèle basé sur un simple bilan énergétique à la surface de l'eau et le comparer aux mesures expérimentales ainsi qu'aux différents modèles cités dans le présent chapitre.

Chapitre IV

Application aux
différentes régions
de l'Algérie

I. Introduction :

Après une étude de la variation de la température dans le sol et dans l'eau en fonction du temps et de la profondeur, le calcul de la température de surface est mené dans les trois régions de l'Algérie. Ensuite, nous allons comparer les différentes méthodes de calcul du taux d'évaporation entre une surface d'eau d'un bac d'évaporation et l'atmosphère et entre une surface d'eau d'un barrage et l'atmosphère. Enfin, nous étudierons la sensibilité de l'évaporation vis-à-vis les grandeurs physiques gouvernant ce processus : la température de surface, la différence entre la température à la surface et celle de l'air, la stabilité de l'atmosphère, la hauteur de rugosité, la vitesse du vent et l'humidité relative. Notre étude a été faite pour des barrages situés dans trois régions de l'Algérie : humide, semi aride et aride. Pour cela, nous allons faire une description bref sur ces trois barrages.

II. Caractéristiques des barrages étudiés :

II. 1- Caractéristiques de l'Algérie :

S'étalant sur une superficie totale de 2.3 millions de Km², entre la mer Méditerranée et le Sahara, l'Algérie constitue une région de contrastes où les dispositifs du relief et les contraintes climatiques se conjuguent pour déterminer des espaces cultivables réduits et fragiles, lieux de concentration de la population et de l'économie du pays. Trois domaines structuraux se distinguent :

- L'Atlas Tellien qui est un système plissé entre les rides desquels s'intercale un chapelet de plaines, les unes sublittorales, comme celles de Cheliff, de la Metidja et d'Annaba, les autres intérieures comme celles de Tlemcen, Bel Abbas, Mascara et Sétif.
- Les hautes plaines qui correspondent à une plate forme recouverte de sédiments. Larges de 200 Km et élevées de 1000 à 1200 m à l'Ouest, elles se rabaissent et se rétrécissent à l'Est vers la dépression du Hodna.
- L'Atlas saharien qui sépare l'Algérie Septentrionale du Sahara.

L'Algérie se caractérise par un climat sub-méditerranéen modéré sur la bande côtière mais à tendance continentale à l'intérieure des terres, avec des écarts de température plus importants. Le temps sec et chaud qui s'installe en été pour une durée plus ou moins longue s'accompagne parfois de vents desséchants qui parviennent jusque dans les plaines côtières, intensifiant ainsi l'évaporation, voire annulant l'humidité relative. Les précipitations annuelles varient entre 200 et 500 mm sur l'essentiel des régions Nord Sahariennes. Elles dépassent rarement 800 mm pour atteindre localement 1200 mm dans les chaînes du Tell Central et Oriental. Au Sahara elles se situent entre 20 et 150 mm (**Khadraoui, 2006**).

II. 2- Les ressources en eaux conventionnelles :

Sur un volume de 100 milliards de mètres cubes précipitants en année moyenne sur l'Algérie, seuls 15 % ruissellent ou alimentent les nappes ; les 85 % restant retournent à l'atmosphère par évaporation. Les potentialités en eau du pays sont évaluées à 19.2 milliards de m³ dont 12.4 milliards d'eau souterraines au Nord et 5 milliards d'eaux souterraines fossiles au Sahara.

Les écoulements superficiels se répartissent ainsi :

- 11.1 milliards de m³ pour les bassins côtiers.
- 0.7 milliards de m³ pour les bassins des hautes plaines.
- 0.6 milliards de m³ pour les bassins sahariens.

37 barrages et ouvrages de dérivation mobilisent actuellement près de 1.8 milliards de m³, alors que 17 autres barrages en cours de construction mobiliseront dans le futur un volume supplémentaire de 1.2 milliards de m³. Les ressources mobilisables en eau de surface sont évalués à 5.7 millions de m³. Les ressources en eau souterraines sont quant à elles exploitées à 90 % dans le Nord et seulement à 30 % dans le Sud.

II. 3- Application aux différentes régions de l'Algérie:

Généralement les ressources en eau représentent l'une des principales richesses sur lesquelles repose toute action de développement économique et social. Pour cette raison, nous avons jugé utile que notre étude voit son application sur trois échantillons de barrages situées dans trois régions de l'Algérie de climats différents : région humide, région semi aride, et région aride. Les barrages choisis sont (source : Agence Nationale des Barrages et Transferts : ANBT) :

Barrage Djorf- Torba:

Wilaya: Bechar

Oued: Guir

Type : Poids

Déservoir : Seuil libre
(Greager)

Année de mise en eau : 1969

Capacité initiale : 350 Hm³

Capacité levé (1986) : 316.4
Hm³

Capacité dernière levé (2004) :
260.25 Hm³

Côte retenue normale : 699 m

Apport moyen annuel : 200
Hm³

Envasement annuel :

1.30 Hm³/an

Volume régularisé : 100 Hm³

Surface bassin versant :

22000 Km²

Destination : Aep- Bechar et
Kanadsa

Irrigation de la pleine de
Abadla



**Fig.IV-1 Barrage de Djorf Torba vu par satellite
(source : Google earth)**



**Fig.IV-2 Barrage de Djorf Torba (source : Agence
Nationale des Barrages et Transferts)**

Barrage de Kaddara :

Wilaya : Boumerdes

Oued : Boudouaou

Type : Terre

Déservoir : Seuil libre (Labyrinthe)

Année de mise en eau : 1985

Capacité initiale : 145.6 Hm³

Capacité levé (2004) : 142.39 Hm³

Côte retenue normale : 145 m

Apport moyen annuel : 27.3 Hm³

Envasement annuel : 0.05 Hm³/an

Volume régularisé : 165 Hm³

Surface bassin versant : 93 Km²

Destination : Aep- Alger



**Fig.IV-3 Barrage de Kaddara vu par satellite
(source : Google earth)**



**Fig.IV-4 Barrage de Kaddara (source : Agence
Nationale des Barrages et Transferts)**

Foum-El-Gueiss:

Wilaya: Khenchela

Oued: Gueiss

Type : Enrochement

Déservoir : Seuil libre

Année de mise en eau : 1939
surélevé en 1969

Capacité initiale : 3 Hm³

Capacité dernière levé: 1.6 Hm³

Côte retenue normale : 961.9 m

Apport moyen annuel : 11.3 Hm³

Envasement annuel : 0.43 Hm³/an

Volume régularisé : 3.2 Hm³

Surface bassin versant : 156 Km²

Destination : Aep- Kais

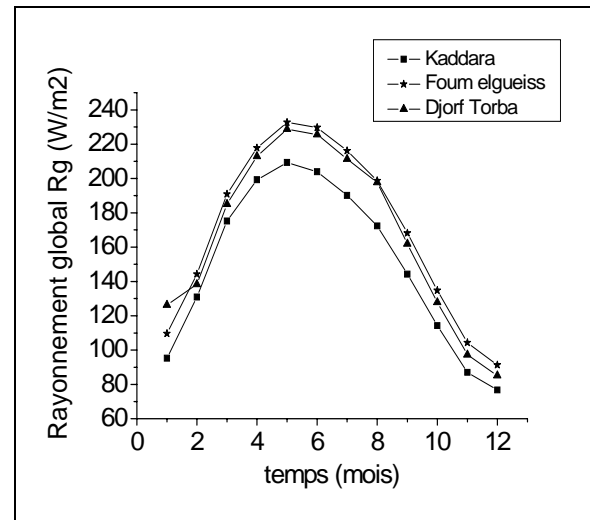
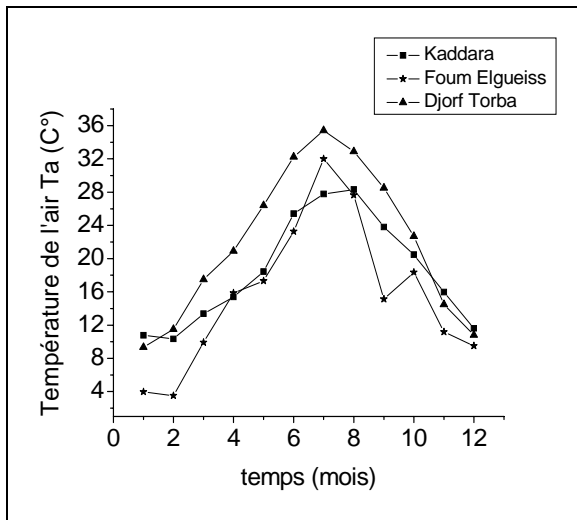
Irrigation de Remila



**Fig.IV-5 Barrage de Foum ElGueiss vu par satellite
(source : Google earth)**

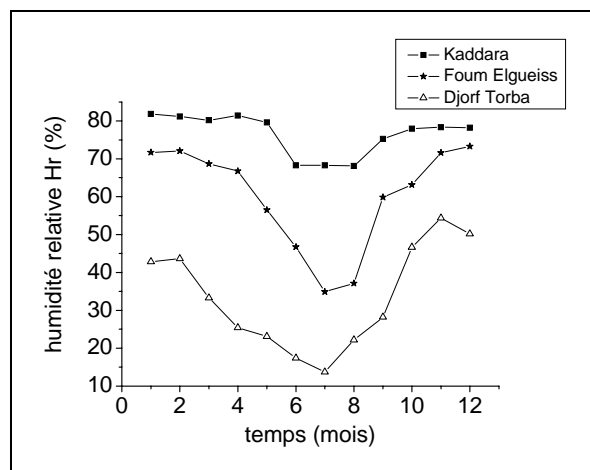
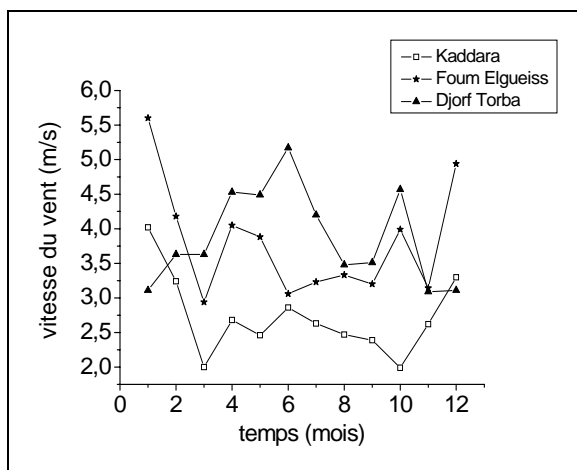


**Fig.IV-6 Barrage de Foum ElGueiss (source :
Agence Nationale des Barrages et Transferts)**



(a)

(b)



(c)

(d)

Fig.IV-7 Comparaison entre la température de l'air (a), le rayonnement global (b), la vitesse du vent (c) et l'humidité relative (d) enregistrées pour les trois régions (notons que le rayonnement global Rg a été calculé et non mesuré).

III. Organigramme des méthodes de calcul :

Nous avons utilisé pour notre calcul, une méthode itérative qui consiste, dans un premier temps, à calculer la température à la surface par la méthode de Dichotomie (voir Annexe). Ensuite, nous calculons le taux d'évaporation selon l'organigramme suivant :

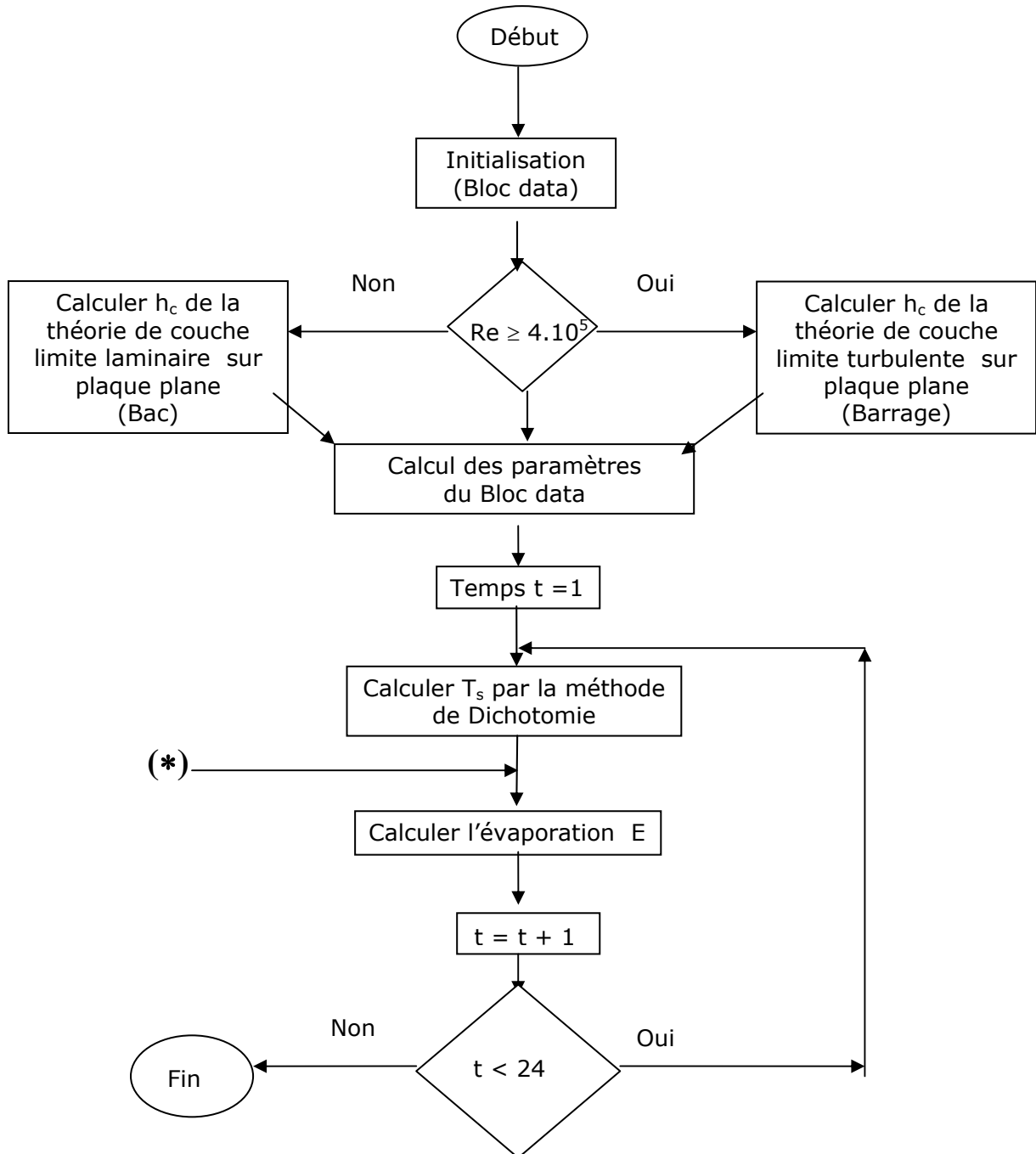


Fig.IV-8 Organigramme des méthodes du bilan énergétique, de la loi de Stefan et de la formule de Penman

En ce qui concerne l'application de la méthode de Monin Obukhov nous avons initié le système par hypothèse de condition de neutralité (Parlange et al, 1992 ; Eichinger et al, 2003) selon l'organigramme suivant :

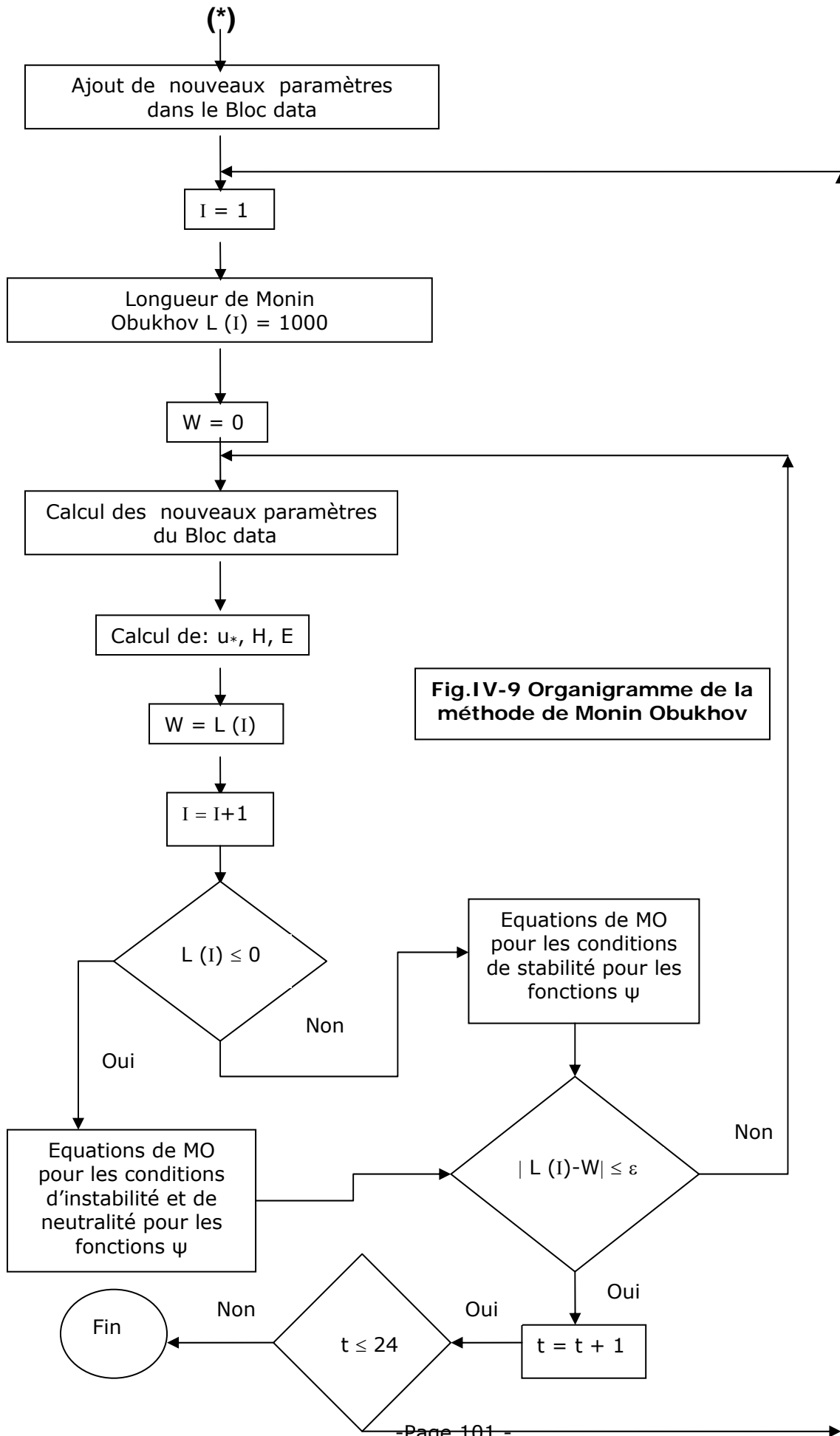


Fig.IV-9 Organigramme de la méthode de Monin Obukhov

IV. Résolutions et interprétations des résultats

Nous avons analysé l'évaporation à partir des surfaces d'eau libre pour trois régions en Algérie pour l'année 2003 :

- Barrage de Kaddara (zone humide)
- Barrage de Foug elGueiss (zone semi aride)
- Barrage de Djorf Torba (zone aride)

Nous rappelons que nous calculons une densité de flux surfacique évaporée et que nous continuerons d'écrire, par abus de langage, flux évaporé ou flux de chaleur latente.

Il faut d'abord préciser l'unité du flux surfacique évaporé E. L'unité du flux de chaleur latente $L_v E$ est le W / m^2 , par conséquent, l'évaporation massique est en $\frac{W}{m^2} \cdot \frac{Kg}{J}$ c'est-

à-dire $\frac{Kg}{s.m^2}$.

L'unité de l'évaporation volumique est : $\frac{Kg}{s.m^2} / \rho_{eau} = \frac{Kg.m^3}{s.m^2 Kg} = \frac{10^{-3} m}{s} = \frac{mm}{s}$.

On utilise usuellement dans la littérature E en : mm/jour. Il suffit, alors, de multiplier par : 24×3600 .

IV.1 Variation de la température du sol (eau) en fonction du temps et de la profondeur :

La température du sol fluctue annuellement et quotidiennement et est affectée principalement par les variations de la température de l'air et du rayonnement solaire. La variation annuelle ou journalière de la température moyenne du sol à différentes profondeurs peut être estimée en utilisant une fonction sinusoïdale.

Description du modèle :

Le modèle sinusoïdal de la température a été obtenu en résolvant l'équation de la chaleur dans le cas de flux de conduction uniquement vertical en régime variable et en milieu semi infini:

$$\frac{\partial T(z,t)}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T(z,t)}{\partial z^2} \tag{IV-1}$$

Où : T(z,t) la température du sol à l'instant t et à la profondeur z et a est la diffusivité thermique du sol (eau) : $a = \frac{\lambda}{\rho c_p}$

Pour résoudre cette équation, il faut imposer des conditions aux limites. Dans notre cas, la condition aux limites la plus adéquate est celle de la température à la surface qui évolue de façon périodique. Dans notre cas l'approximation sinusoïdale constitue la manière la plus simple pour décrire mathématiquement un comportement périodique. Le

cycle thermique de la surface du sol $T(0, t)$ sera caractérisé par une température moyenne \bar{T} , par une amplitude A_0 et par une fréquence ω :

$$T(0, t) = \bar{T} + A_0 \sin \omega t$$

L'amplitude représente l'écart entre les températures moyennes et extrêmes, la relation entre la fréquence angulaire (pulsation) et la période diurne T_p est :

$$\omega = \frac{2\pi}{T_p}$$

La solution de l'équation (IV-1) pour la condition aux limites cyclique précédente doit tenir compte de l'amortissement de l'onde thermique et de son déphasage φ en fonction de la profondeur. La solution aura par conséquent la forme suivante :

$$T(z, t) = \bar{T} + A_0(z) \sin(\omega t + \varphi(z))$$

La résolution de l'équation de la chaleur pour une telle solution permet de déterminer la forme des fonctions d'amplitude et de déphasage, si bien que, le processus étant fixé dans un référentiel temporel par la définition d'un temps origine, l'expression générale de la température au temps t et à la côte z est ainsi donné par l'équation de l'onde amortie :

$$T(z, t) = \bar{T} + A_0 e^{-\frac{z}{d}} \sin\left(\omega t - \frac{z}{d}\right)$$

Où d est la profondeur d'amortissement, qui est une constante caractérisant la diminution de l'amplitude avec l'augmentation de la distance de la surface de sol. La profondeur d'amortissement dépend des propriétés thermiques du sol et de la fréquence du phénomène selon :

$$d = \sqrt{\frac{2a}{\omega}}$$

Où ω est la pulsation liée à la période du phénomène par la relation suivante:

$$\omega = \frac{2\pi}{T_p}$$

Application numérique sur le calcul de la profondeur d'amortissement (d) :

	Diffusivité thermique a	Période T_p	Profondeur d'amortissement d
Eau	$a \approx 1.43 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$	$T_p = 24\text{h} = 86400\text{s}$	$d \approx 6 \text{ cm}$
Sol (sable)	$a \approx 3 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$	$T_p = 24\text{h} = 86400\text{s}$	$d \approx 9\text{cm}$

Nous avons utilisé un code de calcul en langage Fortran conçue par **Aouattou (2006)** qui permet de calculer la température du sol en fonction du temps et de la profondeur. La forme de la solution permet de constater que la température dans le sol (eau) suivra

une variation sinusoïdale. La figure (IV-10) montre la variation de la température à la surface du sol (eau) et à des profondeurs différentes. Nous avons pris le cas où la température possède une période de 24h et une amplitude à la surface de 15C°. Le déphasage entre la température à la surface et celle en profondeur est facilement remarquable en observant le temps, par exemple, entre deux maximums de la température.

De même, il est évident que les ondes en profondeur sont soumises à des variations moindres en température qu'à la surface d'où l'effet de la température à la surface du sol n'est plus ressenti au-delà d'une certaine profondeur. Il est à noter qu'à la fois l'amortissement et le déphasage des ondes thermiques dépendent de la profondeur et de la diffusivité thermique.

On observe également dans la figure (IV-11) que les fluctuations de la température sont plus importantes dans le sol que dans l'eau. Mais à une profondeur $z = 50\text{cm}$, l'effet de la température à la surface devient négligeable pour le sol et l'eau à la fois et les fluctuations de la température sont complètement amortis.

Ceci rend la vie des êtres vivants possible dans les grands réservoirs d'eau qui existent sur le globe (les lacs, les mers et les océans) puisque la température dans les profondeurs reste constante et n'est pas influencée par les changements qui se déroulent à la surface. Ce principe est d'ailleurs appliqué dans les régions du Sahara algérien caractérisées par des températures qui peuvent dépasser 50C° en période d'été. Les habitants de ces régions creusent des grottes dans le sol et y vivent pendant la période chaude de l'année. C'est une méthode traditionnelle mais efficace appliquée jusqu'à maintenant dans des régions du sud algérien comme : Ghardaïa, Aïn Saleh.

Donc, la fluctuation périodique de la température diurne permet de conclure que la conduction dans le sol ou dans l'eau est en moyenne négligeable dans l'équation du bilan énergétique. En effet, la conduction de la chaleur vers le fond le jour s'inverse durant la nuit.

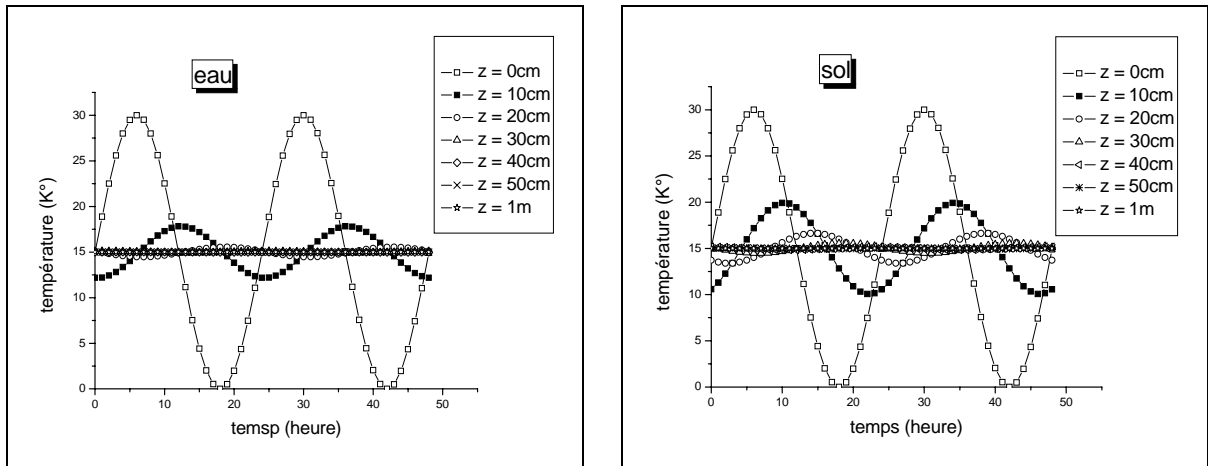


Fig.IV-10 Variation de la température de l'eau et celle du sol en fonction du temps et de la profondeur.

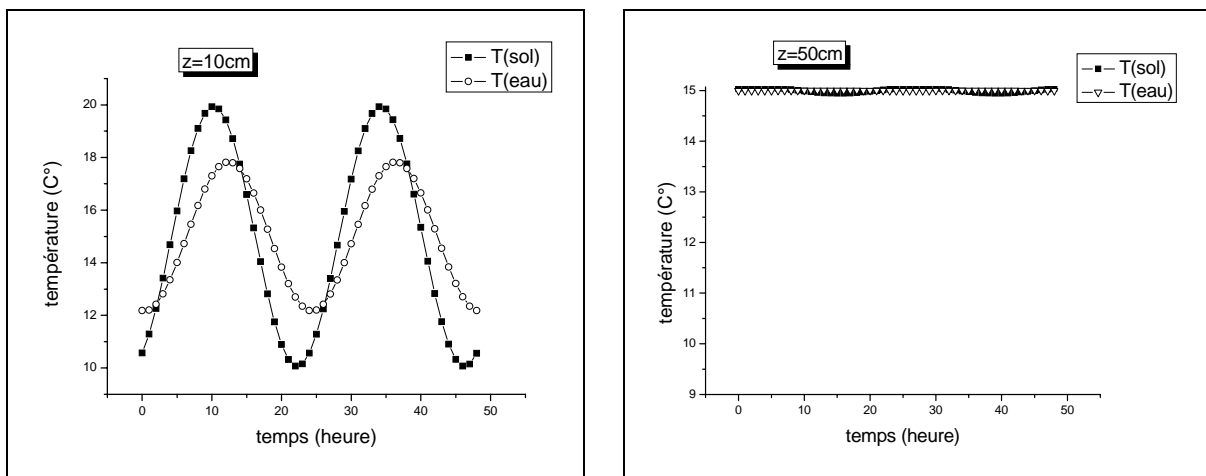


Fig. IV-11 Comparaison entre la température de l'eau et celle du sol à z= 10cm et à z=50cm.

IV.2 Calcul de la température à la surface :

IV.2-1 Calcul de la température diurne à la surface :

Le calcul de la température de surface est plus difficile que le calcul de la température dans le sol (eau) à cause des interactions complexes qui existent au niveau de la surface. Cette température est calculée grâce à la résolution de l'équation du bilan énergétique à la surface et en utilisant la méthode de Dichotomie (voir annexe) :

$$(1-\alpha)Rg + \varepsilon\sigma(T_a - 6)^4 - \varepsilon\sigma T_s^4 - h_c(T_s - T_a) = \frac{k_E L_v M_w}{RT_a} [P_{vs}(T_s) - P_v(T_a)]$$

Le calcul de la température à la surface permet d'accéder à la densité surfacique du flux évaporé pour chaque instant de la journée. La forme des courbes trouvée par **Sartori (1996)**, comparant la température de surface par rapport à la température de l'air, pour un évaporateur solaire (bac d'évaporation) est montrée sur la figure (IV-12).

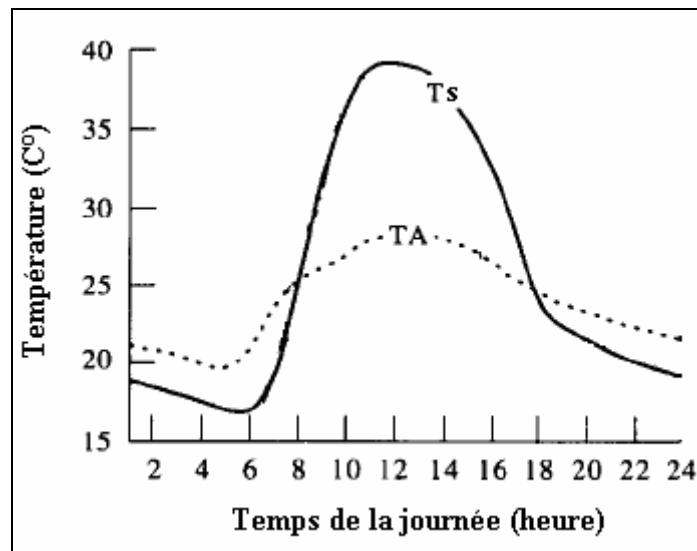
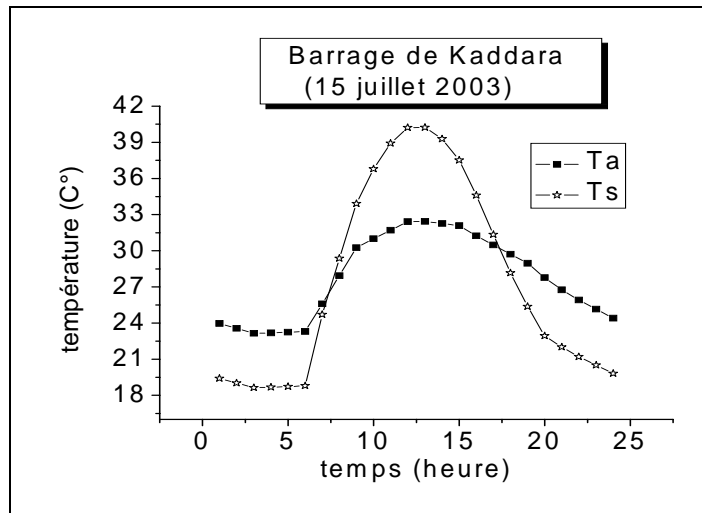
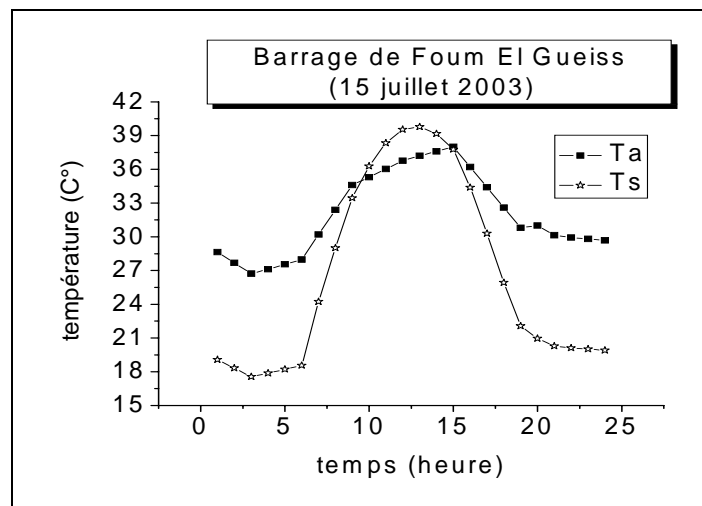


Fig.IV-12 Comparaison entre la température à la surface T_s et celle de l'air ambiant T_a pour le 22 juillet 1987 pour un évaporateur solaire (source : Sartori, 1996)

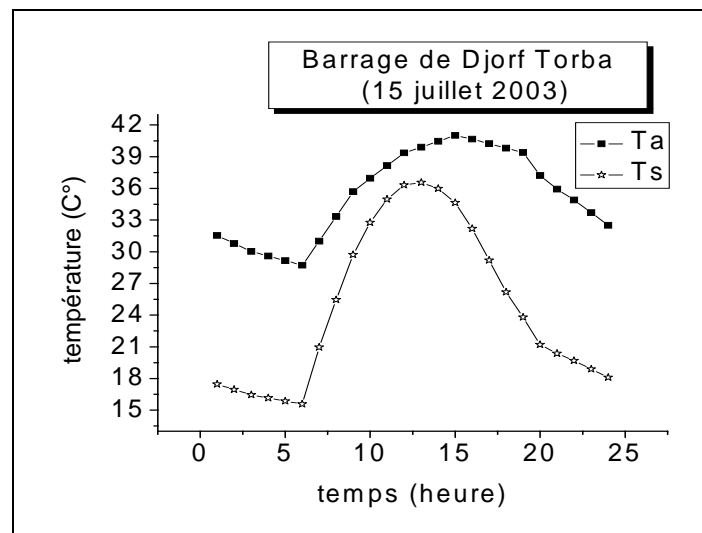
Nous avons tracé sur la figure (IV-13), la variation de la température de l'air (à l'ombre) T_a donnée par l'ONM et la température de surface T_s calculée pour un bac d'évaporation. Les courbes de la figure (IV-13-a) montrent, que durant la période d'ensoleillement de la journée, la température à la surface dépasse celle de l'air pour la région humide. Par contre, et toujours pour la période d'ensoleillement de la journée, la température T_a s'approche de T_s pour la région semi aride (fig.IV-13-b) pour la dépasser dans la région aride (fig.IV-13-c). Les courbes (IV-13-a) que nous avons obtenues dans la région de Kaddara et les courbes (IV-12) obtenues par **Sartori (1996)** (Joao Pessoa, Paraiba, Brésil) sont analogues. Elles concernent des régions humides durant les mêmes périodes.



(a)



(b)

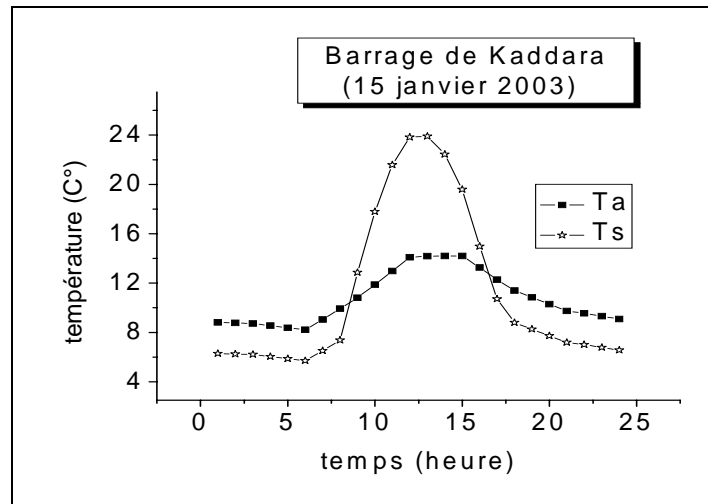


(c)

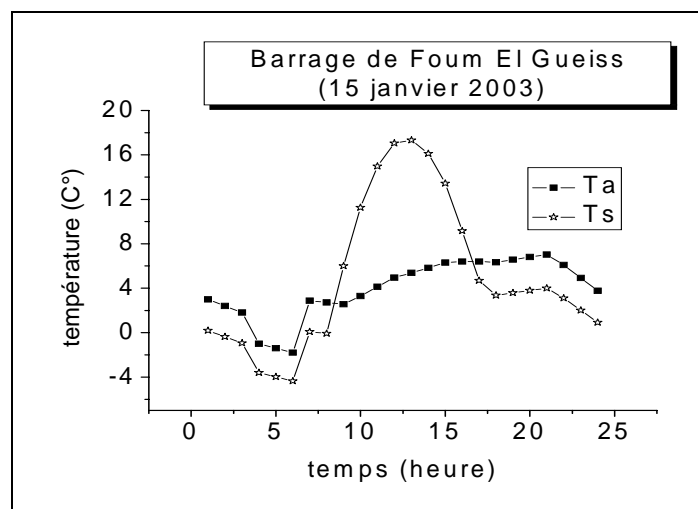
Fig.IV-13 – (a, b et c) Comparaison horaire entre la température à la surface T_s et celle de l'air ambiant T_a pour le 15^{ème} jour du mois de juillet 2003 pour des bacs d'évaporation situés dans les trois régions.

On remarque que la température T_a devient supérieure à la température T_s en période chaude de la journée pour la région aride. Ceci est sans doute dû à l'effet Oasis ou l'advection est non négligeable dans ces régions. En effet, l'air est réchauffé par convection à la surface des terres (entourant les bacs) qui sont à une température plus élevée que celle de l'eau du bac ce qui crée un gradient de pression entre le bac et le sol environnant favorisant ainsi un mouvement d'air venant d'une région plus chaude (phénomène d'Oasis) qui vient réchauffer l'air au-dessus du bac.

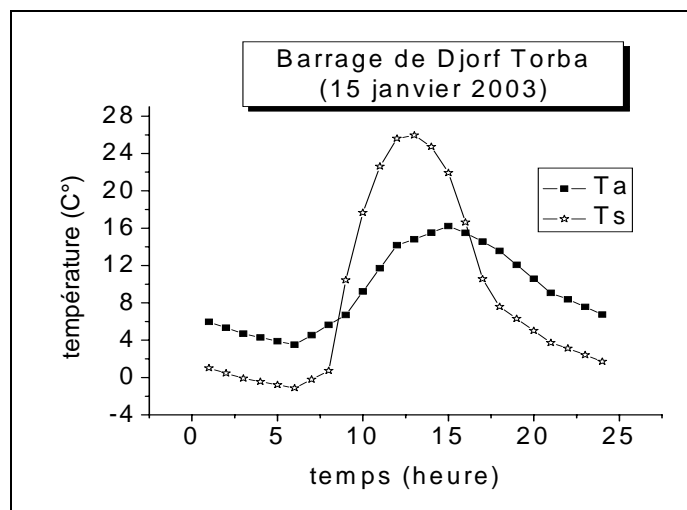
Ce phénomène n'apparaît pas en période froide (par exemple le mois de janvier) où l'on remarque que la température T_s est plus élevée que la température T_a en période d'ensoleillement de la journée et cela même pour les régions semi arides et arides ((fig.IV-14-b et c)



(a)



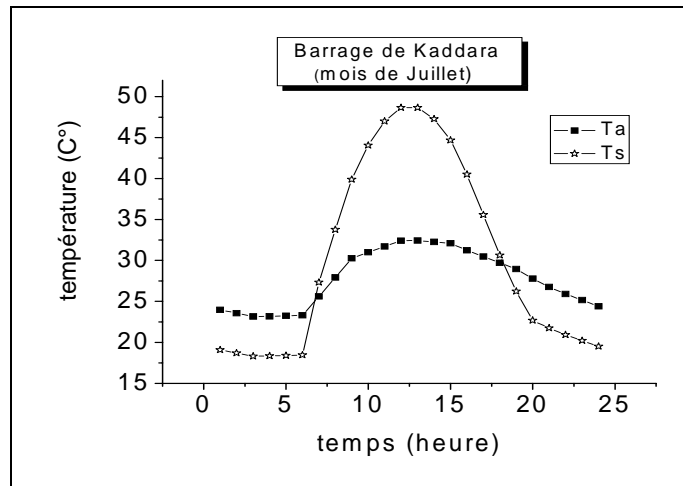
(b)



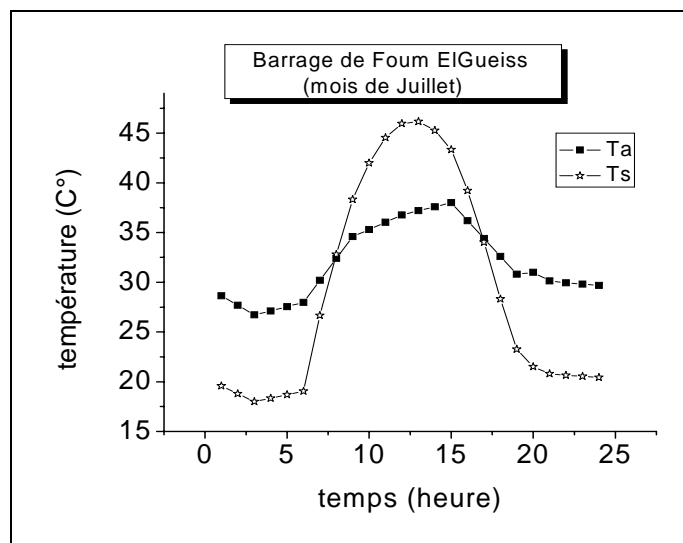
(c)

Fig.IV-14 – (a, b et c) Comparaison horaire entre la température à la surface T_s et celle de l'air ambiant T_a pour le 15^{ème} jour du mois de janvier 2003 pour des bacs d'évaporation situés dans les trois régions.

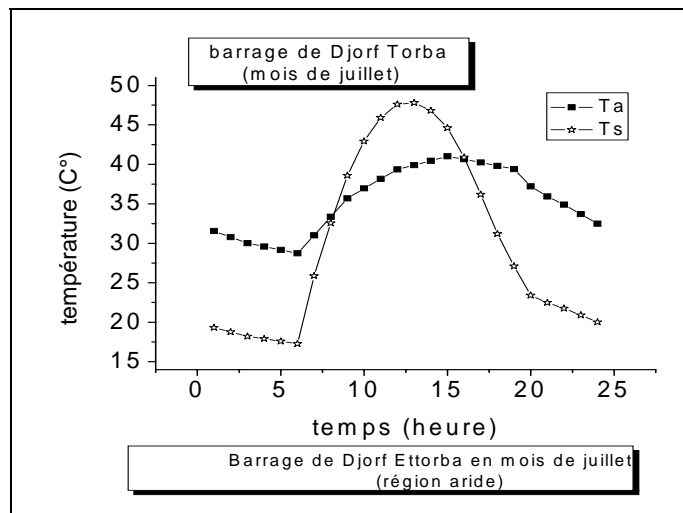
Cette explication est appuyée aussi par le fait que la température de surface dépasse toujours la température de l'air en période chaude de la journée et cela dans les barrages situés dans les trois régions indiquées dans notre étude (fig.IV-15-b et c). Les dimensions importantes des barrages (des centaines de mètres), comparées à celles d'un bac ($\cong 1\text{m}$), diminuent de façon significative l'effet Oasis jusqu'à le rendre négligeable. C'est-à-dire, cet effet influence seulement les premiers mètres des bords du barrage.



(a)



(b)



(c)

Fig.IV-15 Comparaison horaire entre la température à la surface T_s et celle de l'air ambiant T_a pour le 15^{ème} jour du mois de juillet 2003 pour des barrages situés dans les trois régions.

IV.2-2 Calcul de la température annuelle à la surface:

Dans leur étude sur le lac Sparkling dans le nord du Wisconsin (USA), **Lenters et al (2005)** ont fait une comparaison mensuelle entre la température de surface avec celle de l'air (fig. IV-16). Ces courbes ressemblent à nos courbes (fig.IV-17-a) où la température de surface T_s dépasse celle de l'air T_a . Cette ressemblance est due en fait que la région où les auteurs ont réalisé leurs expériences est une région humide (H_r est comprise entre 69% et 81%) puisque cette allure disparaît pour les régions semi arides et arides où on remarque que T_a a tendance à dépasser T_s en période d'été (fig.IV-17-b et c). En effet, cette période de l'année (période chaude) est accompagnée de vents forts et chauds dans les régions arides (Sirocco, Chhili, et Gabli dans le Sahara algérien (fig.IV-7-c)). D'ailleurs, nous pouvons sentir, lorsqu'on est sur la côte méditerranéenne et que la température de l'air dépasse 40°C (provenance de vents chauds du sud), que l'eau est beaucoup plus froide que l'air.

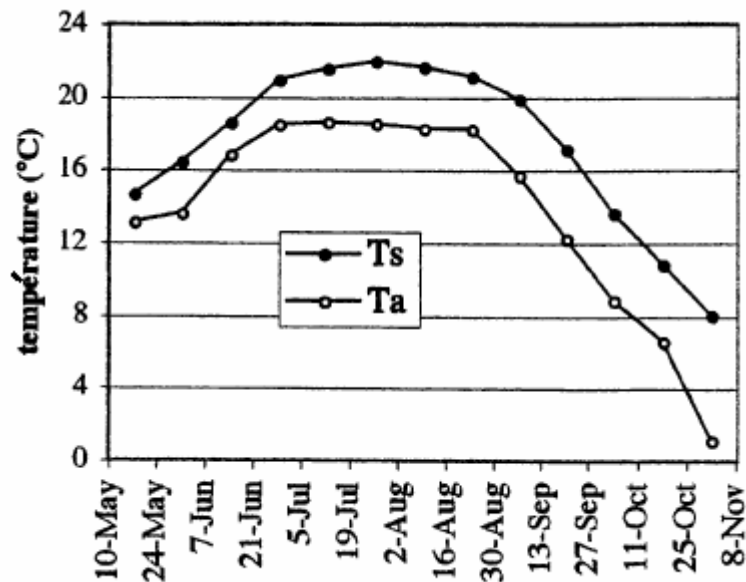
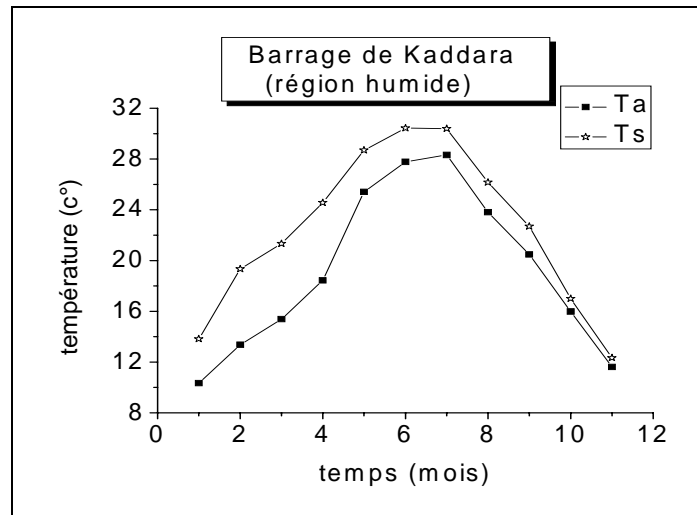
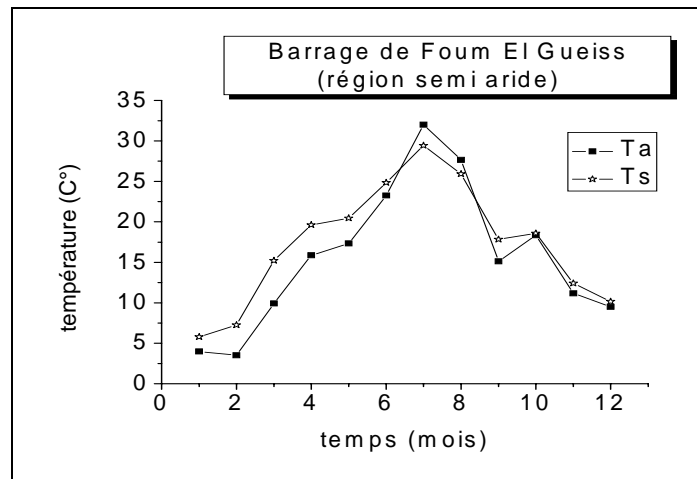


Fig.IV-16 Variation mensuelle de la température de l'air et celle de la surface

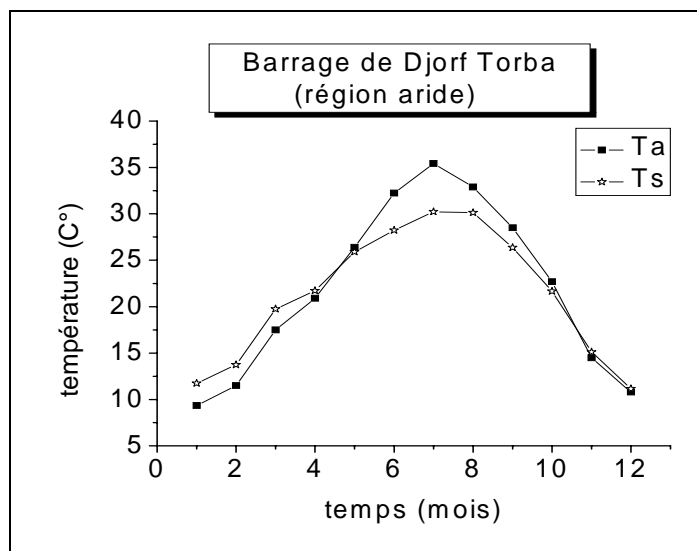
(Source : Lenters et al, 2005)



(a)



(b)

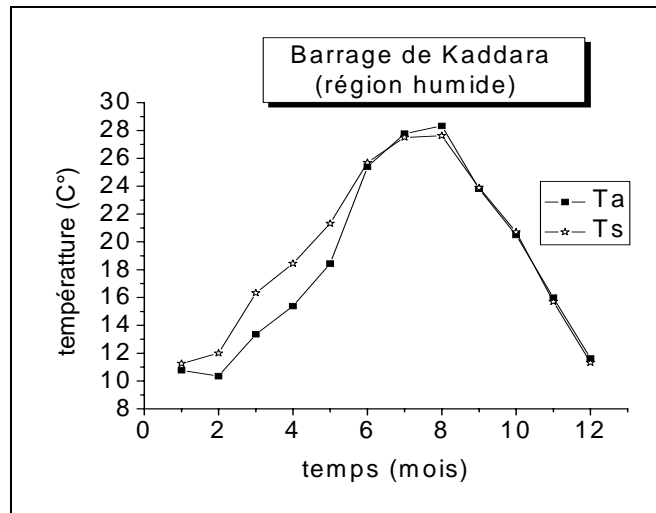


(c)

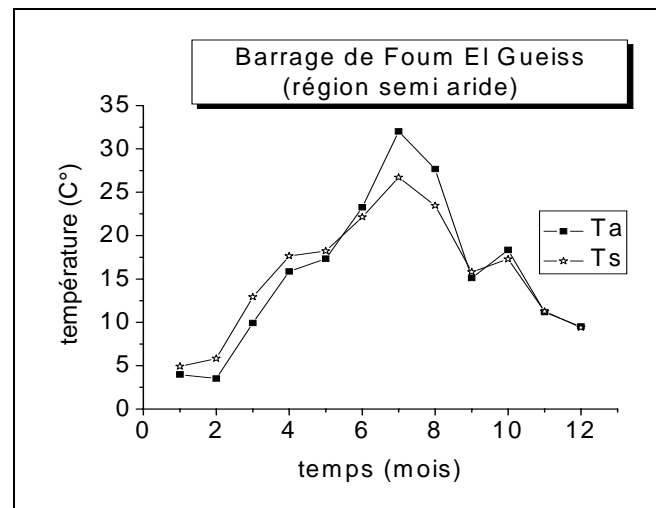
Fig.IV-17 (a, b et c) Comparaison entre la température de l'air T_a et la température à la surface de l'eau T_s pour l'année 2003 pour des barrages situés dans les trois régions.

Pour les bacs d'évaporation, où on remarque que la température de l'air dépasse celle de surface et l'écart devient plus important pour les régions arides et semi arides (fig.IV-18-a, b et c). En fait, l'effet Oasis est plus important pour le cas des bacs que pour le cas des barrages à cause des différences de dimensions (expliqué auparavant).

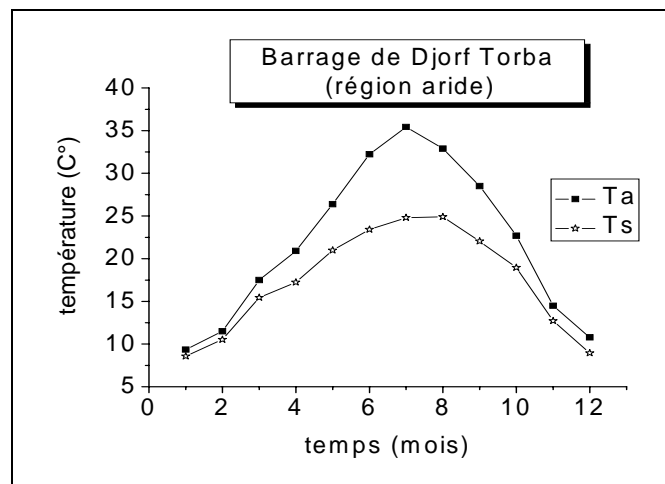
Nous avons représenté sur les figures (IV-7-c) et (IV-7-d) les évolutions de la vitesse du vent et de l'humidité relative dans les trois régions arides, semi arides et humides. Ces figures montrent l'existence d'écarts importants quant à la variation de la vitesse du vent et de l'humidité relative entre les régions, ce qui laisse prévoir également des différences importantes sur les courbes de l'évaporation dans les trois régions.



(a)



(b)



(c)

Fig.IV-18 – (a, b et c) Comparaison mensuelle entre la température à la surface T_s et celle de l'air ambiant T_a pour l'année 2003 pour des bacs d'évaporation situés dans les trois régions.

IV.3 Etude comparative des méthodes de calcul du taux**d'évaporation à partir des bacs d'évaporation :**

Nous avons choisi, pour simuler les transferts de chaleur et de masse entre le bac et l'atmosphère, trois méthodes de calcul : le bilan énergétique, la loi de Stefan et la formule de Penman. Nous avons enlevé de cette étude la méthode de Monin Obukhov (y compris ses combinaisons), car elle n'est pas applicable dans le régime laminaire qui règne au dessus du bac. Par conséquent, le coefficient de transfert de chaleur h_c a été calculé en appliquant la théorie de la couche limite sur plaque plane en régime laminaire. Nous avons, également, négligé la conduction à travers les parois du bac (**Oroud, 1998**). Donc, nous observons clairement (fig.IV-19-a, b et c), que les courbes du calcul de l'évaporation à partir de la formule de Penman, du bilan énergétique et de Stefan sont identiques pour les trois régions.

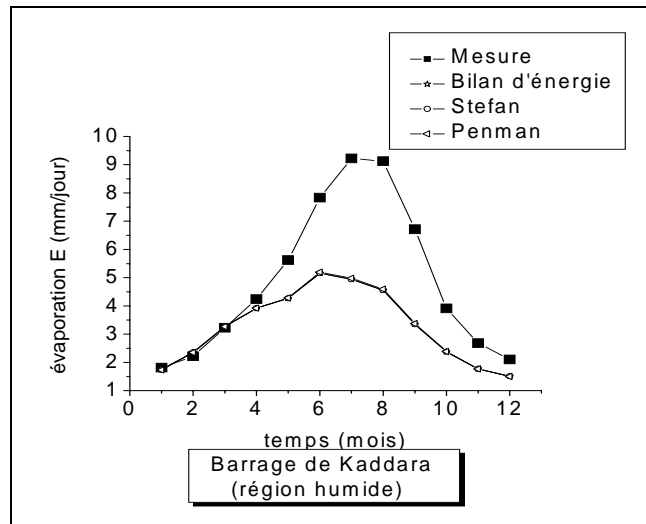
Comparaison avec la mesure :

Afin de comparer nos résultats avec la mesure, nous avons pris des mesures de l'évaporation moyennées sur plusieurs années et qui nous ont été gracieusement données par l'Agence Nationale des Barrages et Transferts (ANBT). De 1989 à 1998 pour le barrage de Kaddara (région humide), de 1989 à 1997 pour le barrage de Foug El Gueiss (région semi aride) et de 1989 à 2003 pour le barrage de Djorf Torba (région aride).

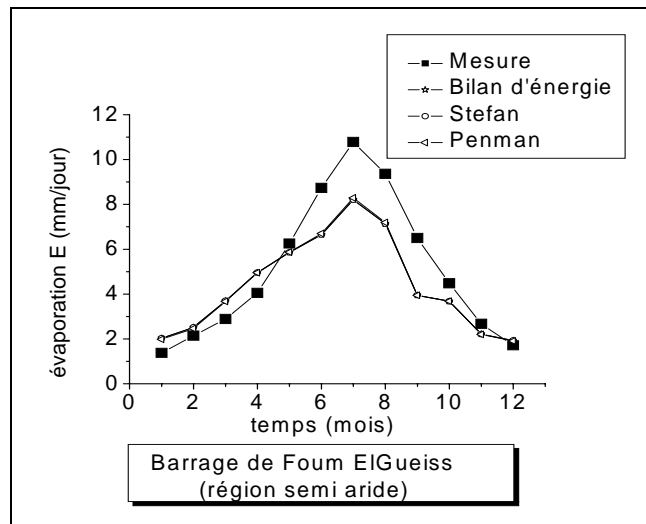
L'évaporation simulée numériquement est relativement proche de celle mesurée en période froide de l'année et cela pour les trois régions. L'écart moyen annuel le plus important entre la simulation et la mesure est enregistré pour la région humide (33%) (fig.IV-19-a). Tandis qu'on enregistre des écarts moyens annuels de l'ordre de 13% et de 10% pour les régions semi aride et aride respectivement (fig.IV-19-b et c).

On remarque un écart important entre la simulation de l'évaporation et la mesure en période chaude pour la région humide (fig.IV-19-a).

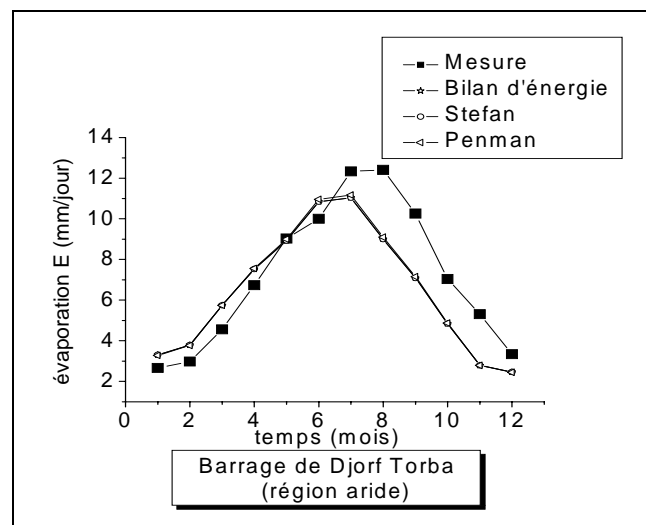
D'une part, l'analyse faite par **Morton (1983)** suggère que les coefficients de transfert au-dessus des surfaces du sol sont plus grands que ceux rencontrés au-dessus d'un lac peu profond (surface d'eau libre). En plus, il a conclu que les observations de la vitesse du vent au-dessus du sol sont extrêmement sensibles à la hauteur de l'instrument de mesure, à la rugosité de surface en amont du bac et aux obstructions voisines, ainsi, elles ne fournissent pas nécessairement une bonne évaluation de la vitesse du vent au-dessus d'un lac (barrage). Notons que nous avons utilisé dans cette étude, des vitesses du vent mesurées au niveau du sol et pas au niveau des barrages. Par conséquent l'utilisation des vitesses de vent journalières observées peut mener à une erreur significative. Surtout que l'évaporation est extrêmement sensible à la variation de la vitesse du vent.



(a)



(b)



(c)

Figure.IV-19 Comparaison de l'évaporation mensuelle durant l'année 2003 à partir d'un bac d'évaporation pour les trois régions de l'Algérie.

D'autre part, **Oroud (1998)** a cité, dans son étude, que **Kohler (1954)** a rapporté que les vitesses du vent enregistrées au-dessus d'un bac de classe « A » situé dans un emplacement ouvert était plus faible que celles enregistrées au-dessus des bacs de classe « A » situé dans des emplacements avec obstacles. Probablement, cela est dû aux rafales de vent près de la surface du bac due à la présence d'un gradient horizontal de température entre le bac et le sol environnant (qui implique la présence d'un gradient de pression horizontal). Cette situation est favorable pour que la convection se développe, et par conséquent augmente la production des rafales de vent. Cette explication pourrait coïncider avec la mesure de l'évaporation dans le barrage de Kaddara. D'après les photos de ce barrage, nous pensons que le bac d'évaporation se situe dans un environnement avec obstacles ce qui n'est pas le cas dans les autres régions. Surtout que cet écart devient moins prononcé pour la région semi aride et la région aride.

On observe également, concernant la région aride (fig.IV-19-c), un décalage entre la mesure et la simulation numérique à partir du mois de juin. Théoriquement, le rayonnement solaire maximum est atteint en mois de Juin (21 Juin), mais en réalité la température de l'air atteint son maximum en mois de Juillet jusqu'à la première quinzaine de Août (Fig.IV-20).

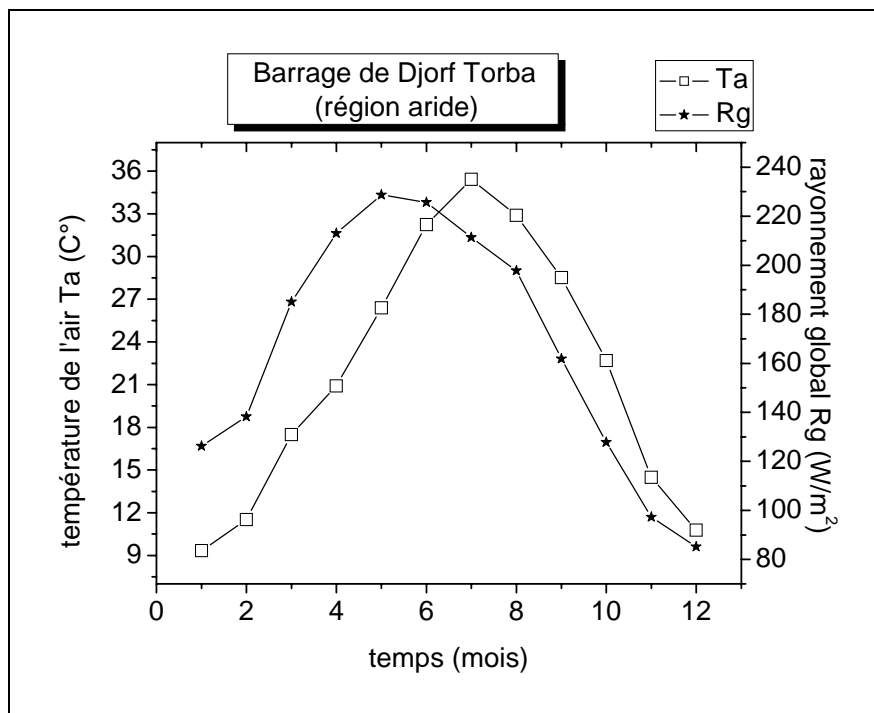


Fig. IV-20 Comparaison entre la température de l'air et le rayonnement global pour le barrage de Djorf Torba (région aride) durant l'année 2003

On remarque également que la différence entre la mesure et la simulation entre les régions pourrait être imputée aux effets de bords (différents).

IV.4 Etude comparative des méthodes de calcul du taux d'évaporation à partir des barrages :

On remarque (fig.IV-21) que les courbes sont identiques pour le bilan énergétique, la loi de Stefan et la formule de Penman, et cela pour les trois barrages cités auparavant.

Sadek et al (1997) ont comparé quatre méthodes de calcul du taux d'évaporation à partir du grand barrage d'Aswan en Egypt et parmi ces méthodes l'équation de Penman et du bilan énergétique (fig.IV-22). Le résultat de leur comparaison montre que les courbes sont très proches les unes des autres. Notons que ces auteurs ont utilisé des données météorologiques de périodes différentes. Par exemple, la méthode du bilan d'énergie a été appliquée à des données pendant la période entre 1970-1971, avec un niveau moyen du lac de 161.5 m, tandis que la méthode du bilan hydrique a été appliquée à des données pendant la période 1976-1982 où le niveau moyen du lac était 174.5 m. Les niveaux étant différents, les surfaces évaporantes sont, par conséquent, différentes. Pour cela, **Sadek et al (1997)** recommandent pour qu'une étude améliore les évaluations du taux d'évaporation, toutes les données nécessaires pour la calcul devraient être rassemblées systématiquement pendant une période identique de plusieurs années avec un niveau relativement stable du lac. Notons que les auteurs ont utilisés des relations différentes en ce qui concerne le calcul du rayonnement net R_n et de la fonction du vent $f(u)$ dans l'équation (III-24).

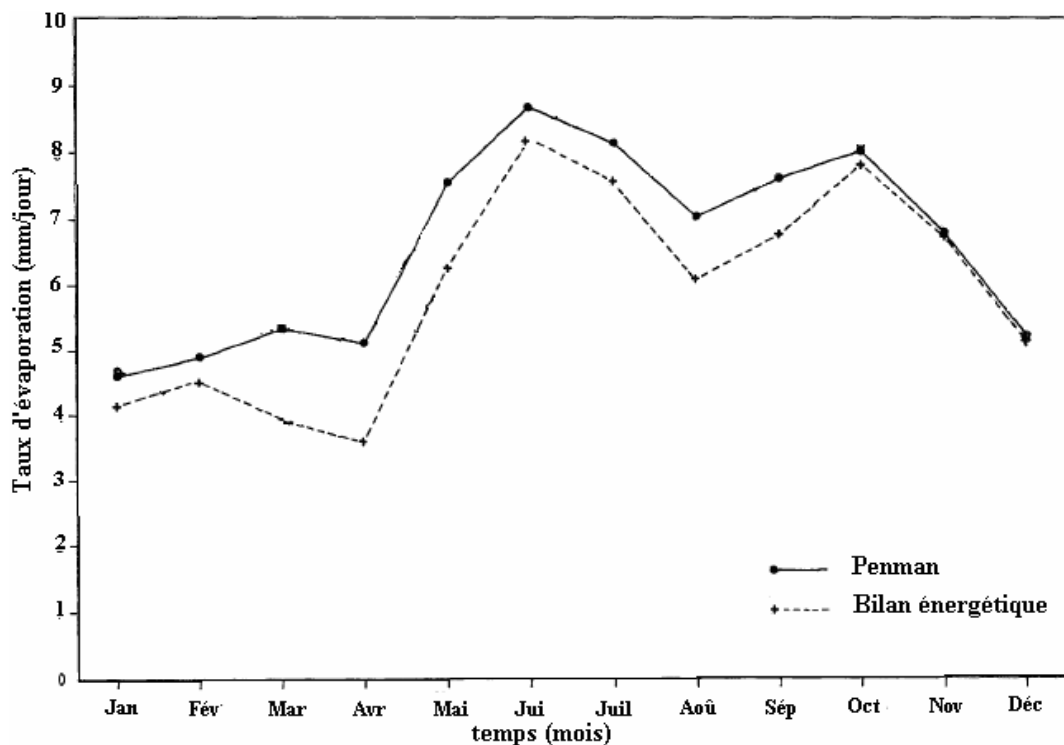
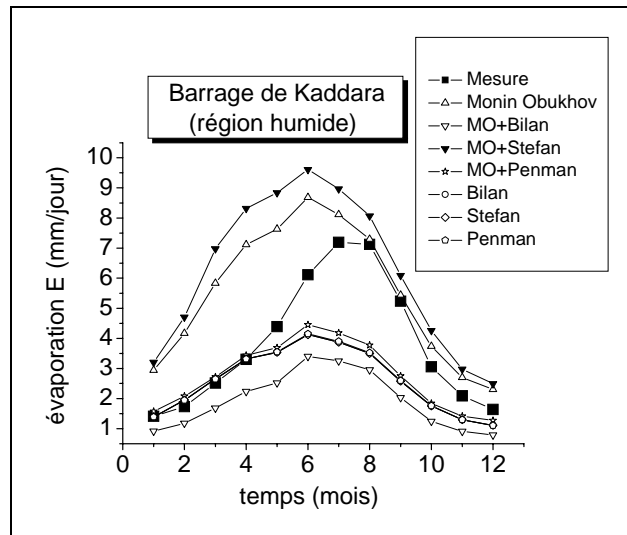
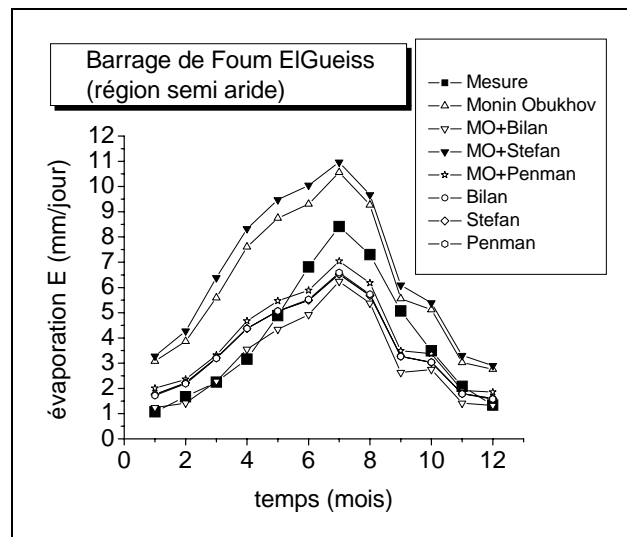


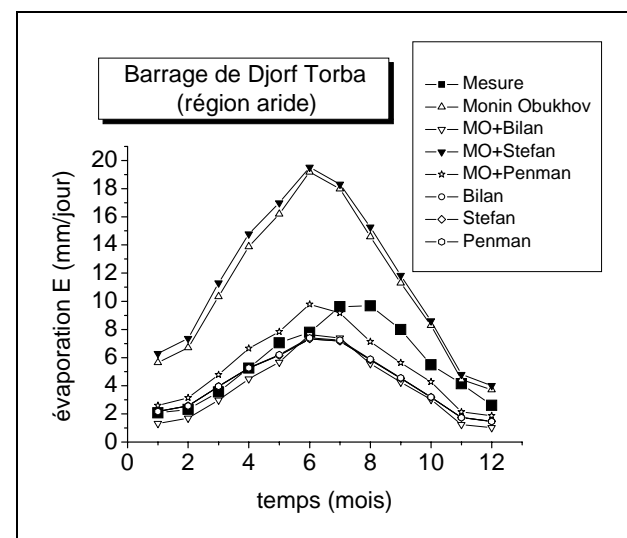
Fig.IV-22 Evaporation moyenne mensuelle calculée à partir du barrage d'Aswan en Egypt par un bilan d'énergie et la formule de Penman (source : Sadek et al, 1997)



(a)



(b)



(c)

Figure IV-21 Comparaison de l'évaporation mensuelle pour trois zones en Algérie durant l'année 2003, en utilisant sept méthodes de calcul.

En ce qui concerne les combinaisons de la méthode de Monin Obukhov avec les formules classiques citées dans cette étude, on remarque que l'évaporation calculée à partir de la combinaison MO- Penman se rapproche des trois méthodes classiques avec une différence notable enregistrée pour la région aride. Ceci est vérifié dans la littérature (Papaioannou et al, 1989).

La courbe de la combinaison MO- Bilan énergétique montre aussi un comportement analogue mais dans le sens où les valeurs de l'évaporation, calculées par la combinaison MO- Bilan, sont moins élevées comparées à celles obtenues avec les trois méthodes classiques (contrairement à la combinaison MO- Penman qui donne des valeurs plus élevées).

Cependant, On remarque un grand écart entre, d'une part, les courbes obtenues par la méthode de Monin Obukhov et la combinaison MO- Stefan, et d'autre part, les autres méthodes utilisées dans ce travail. Cette différence est remarquable pour les taux moyens de l'évaporation, calculés par ces deux dernières méthodes (tableau IV-1).

Tableau IV-1. Tableau comparatif de l'évaporation calculée pour les trois régions de l'Algérie.

Taux d'évaporation E (mm/jour)	Barrage de Kaddara (région humide)							
	Mesure	MO	MO-bilan	MO-Stefan	MO-Penman	Bilan	Stefan	Penman
E (moy)	3,81	5,49	1,92	6,20	2,76	2,58	2,58	2,59
Taux d'évaporation E (mm/jour)	Barrage de Foum el Gueiss (région semi aride)							
	Mesure	MO	MO-bilan	MO-Stefan	MO-Penman	Bilan	Stefan	Penman
E (moy)	3,96	6,20	3,12	6,67	3,96	3,66	3,66	3,67
Taux d'évaporation E (mm/jour)	Barrage de Djorf Torba (région aride)							
	Mesure	MO	MO-bilan	MO-Stefan	MO-Penman	Bilan	Stefan	Penman
E (moy)	5,63	11,02	3,85	11,5	5,41	4,27	4,27	4,30

En réalité, l'introduction de la stabilité atmosphérique dans le terme aérodynamique (par l'intermédiaire de la vitesse de frottement u_*), n'affecte pas le terme lié au rayonnement net R_n qui reste le même dans l'équation de Penman ou dans la combinaison MO-

Penman. Ceci rend la formulation de Penman un outil puissant pour calculer l'évaporation.

La même chose peut être observée vis-à-vis de l'équation du bilan énergétique, où l'instabilité affecte seulement le terme de la chaleur sensible et n'a aucun effet sur le rayonnement net R_n dans la combinaison MO- Bilan. La cause de la diminution de l'évaporation calculée avec la combinaison MO- bilan est attribuée au flux de chaleur sensible calculé par la méthode de Monin Obukhov (fig.IV-23) qui est plus élevé comparé à celui calculé par la théorie de la couche limite turbulente sur plaque plane utilisée dans la méthode du bilan énergétique classique. Un flux de chaleur sensible H plus élevé rend la différence ($R_n - H = L_v E$) plus faible en laissant R_n constant.

Cela est dû à la différence entre le calcul des coefficients de transfert convective h_c selon la théorie de la couche limite ou selon la formulation de la méthode de Monin obukhov (calculé d'après la relation de flux de chaleur sensible H donnée par la MOS : $h_c(MO) = H(MO) / (T_s - T_a)$) comme le montre la figure (IV-24).

Par contre, dans la méthode de Stefan, qui est une méthode de transfert de masse, l'introduction de la vitesse de frottement u_* influence directement l'évaporation calculée par cette équation puisqu'elle est composée que d'un seul terme (aérodynamique). Pour cette raison, une grande différence est remarquée entre la courbe liée à la loi de Stefan et celle liée à la combinaison MO- Stefan. Les courbes de cette dernière deviennent presque analogues aux courbes relatives à la méthode de Monin Obukhov qui est aussi une méthode de transfert de masse (composée d'un seul terme) où la vitesse de frottement joue un rôle prépondérant.

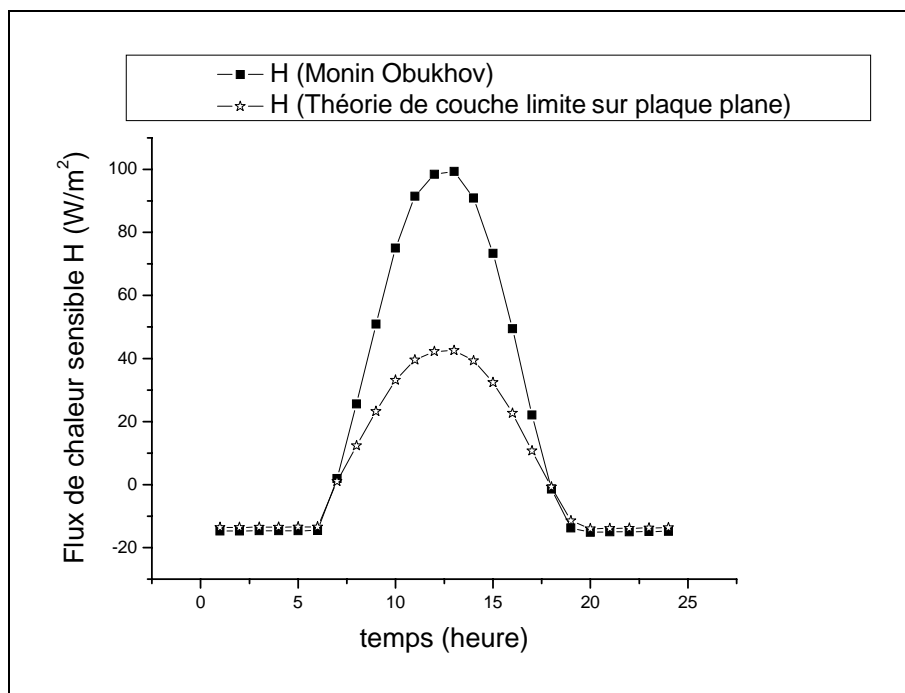


Fig. IV-23 Comparaison entre le flux de chaleur calculé par la méthode de Monin Obukhov et celui calculé par la théorie de couche limite turbulente sur plaque plane pour le barrage de Kaddara (région humide) pour le mois d'Août 2003.

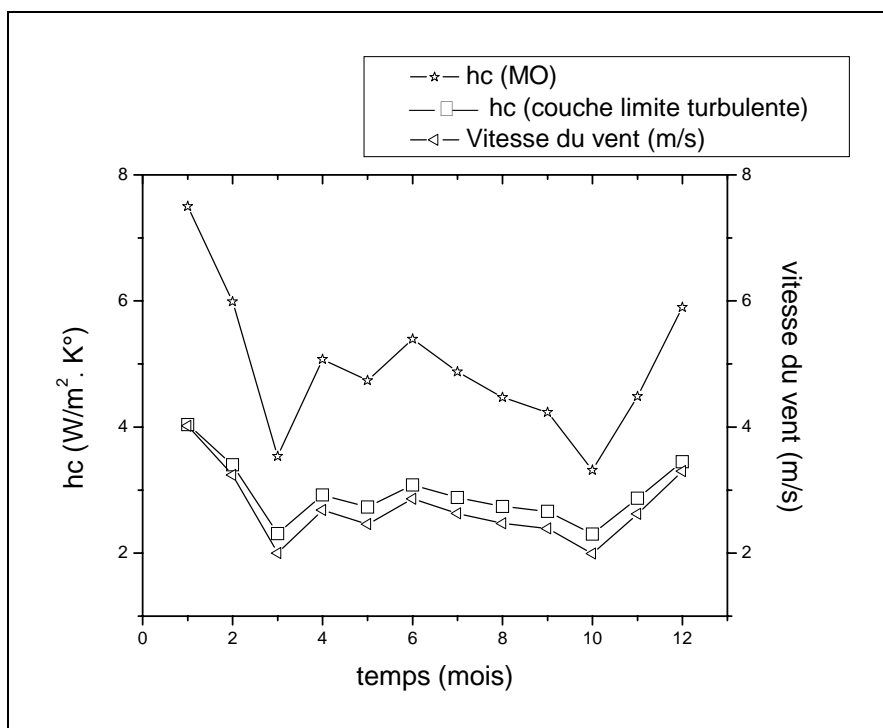


Fig.IV-24 Variation en fonction du temps du coefficient de transfert de chaleur convective h_c calculé par la théorie de la couche limite turbulente et par la méthode de Monin Obukhov ainsi que la variation de la vitesse du vent pour la région humide durant l'année 2003.

La figure (fig. IV-26 a, b et c) montre la variation journalière de l'évaporation calculée par les sept méthodes. Pendant la période nocturne, toutes les méthodes utilisées se rapprochent les unes aux autres pour les trois régions et pour les quatre mois représentatifs de l'année. Cela est dû au fait que la vitesse du vent est minimale pendant la nuit (IV-25).

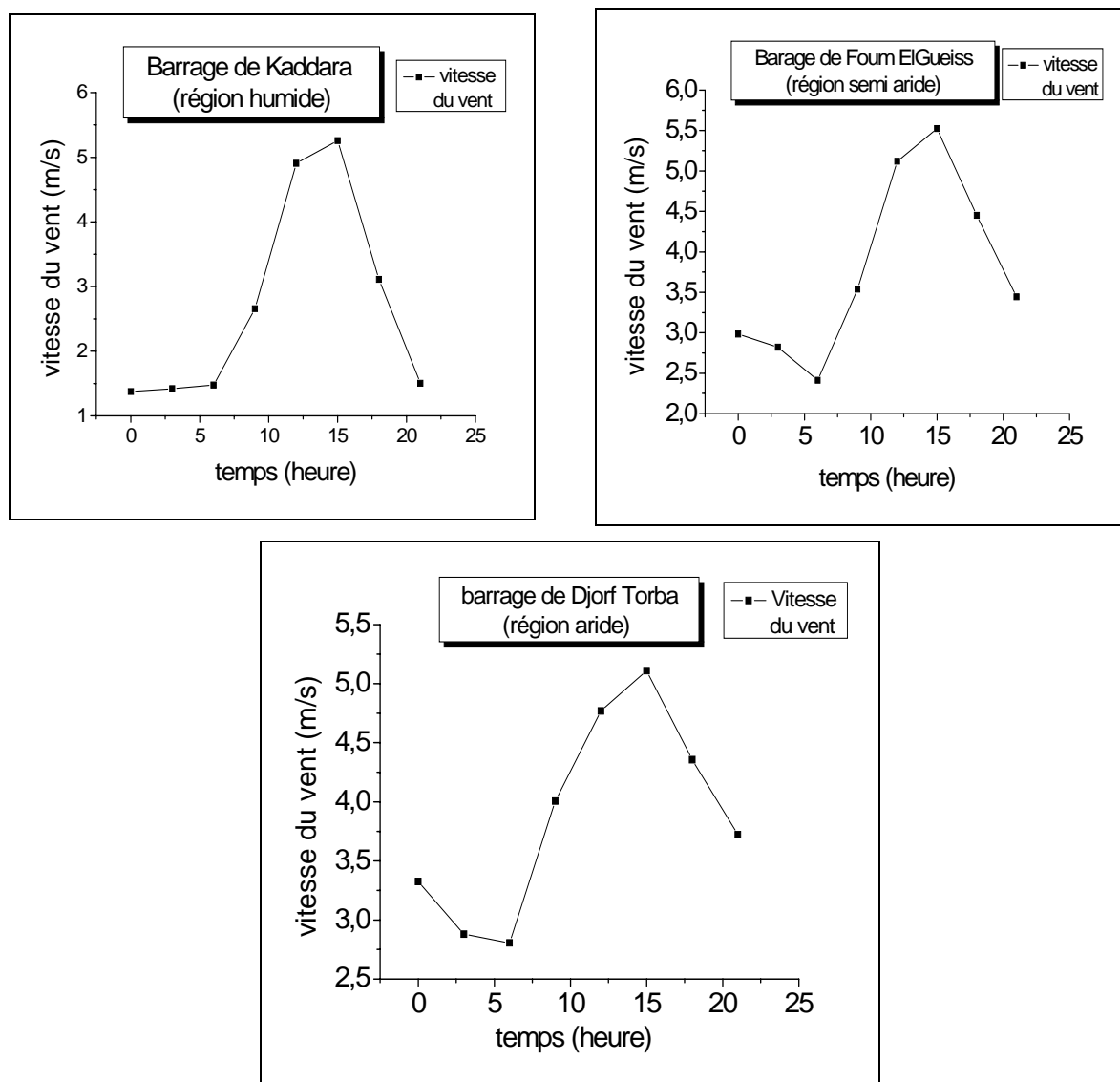


Fig. IV-25 Variation journalière de la vitesse du vent pour l'année 2003 pour les trois régions.

Également pendant la journée quand la vitesse du vent augmente, nous observons que les valeurs de l'évaporation calculées par toutes les méthodes augmentent. Toutes les méthodes se rapprochent les unes des autres excepté la MO et la combinaison MO-Stefan où les valeurs de l'évaporation sont plus élevées. Ceci est dû à l'effet de la stabilité atmosphérique (gradient de température non nul) qui affecte la MOS et la combinaison MO-Stefan mais n'influence pas les autres formules.

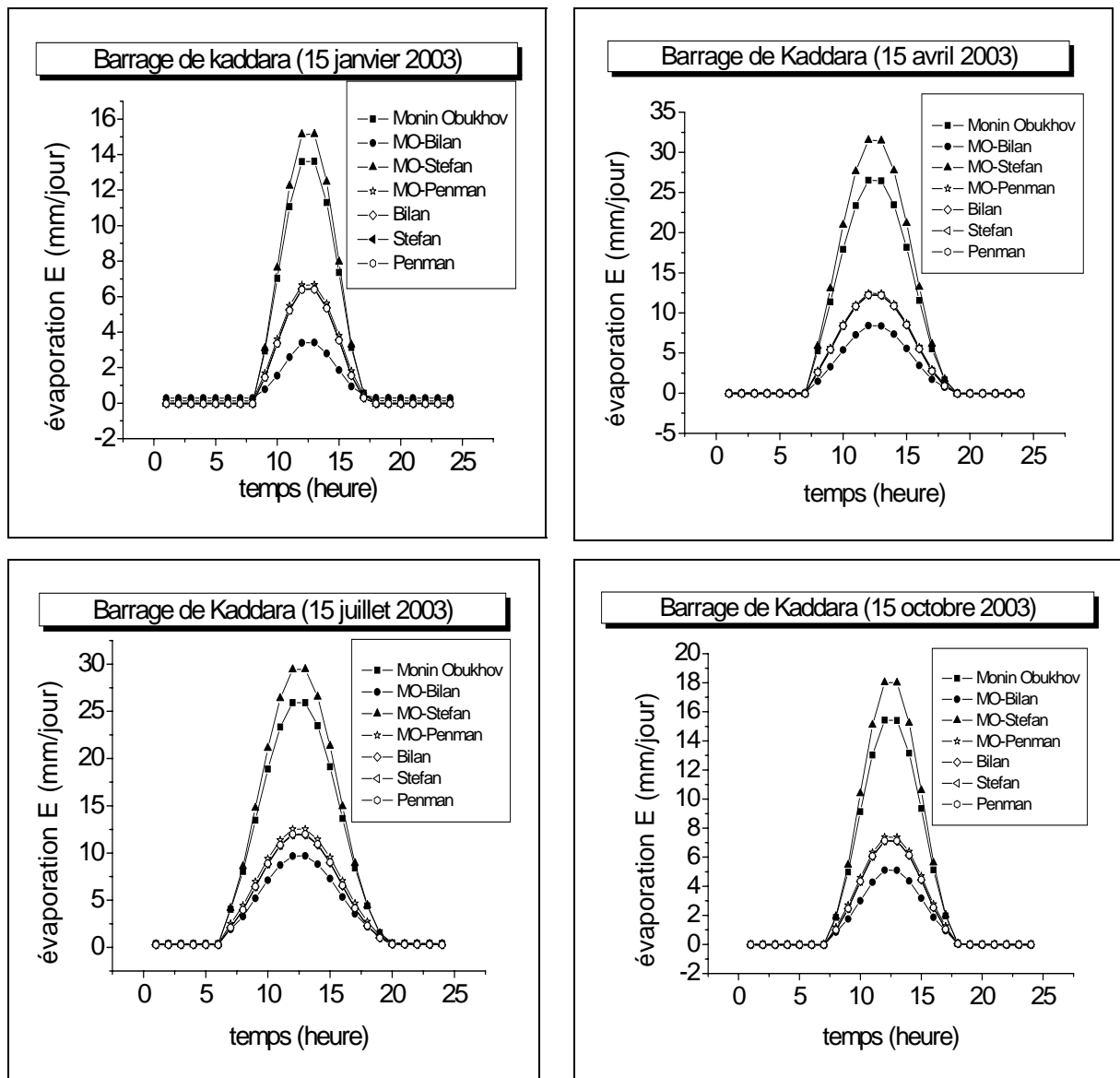


Fig. IV-26(a) Comparaison journalière de l'évaporation calculée par les sept méthodes et pour les quatre mois représentatifs de l'année et cela pour le barrage de Kaddara

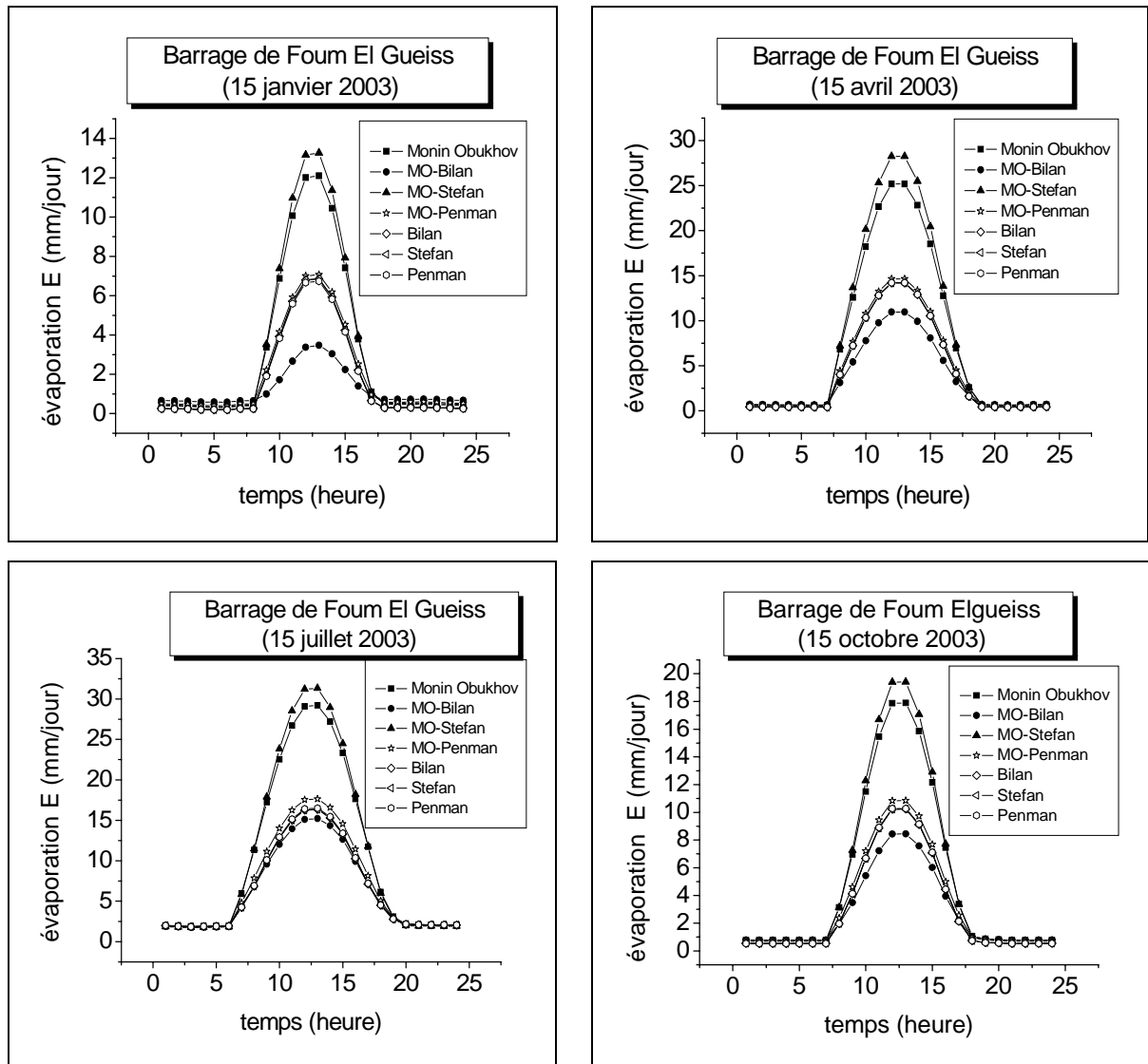


Fig. IV-26(b) Comparaison journalière de l'évaporation calculée par les sept méthodes et pour les quatre mois représentatifs de l'année et cela pour le barrage de Fom ElGueiss

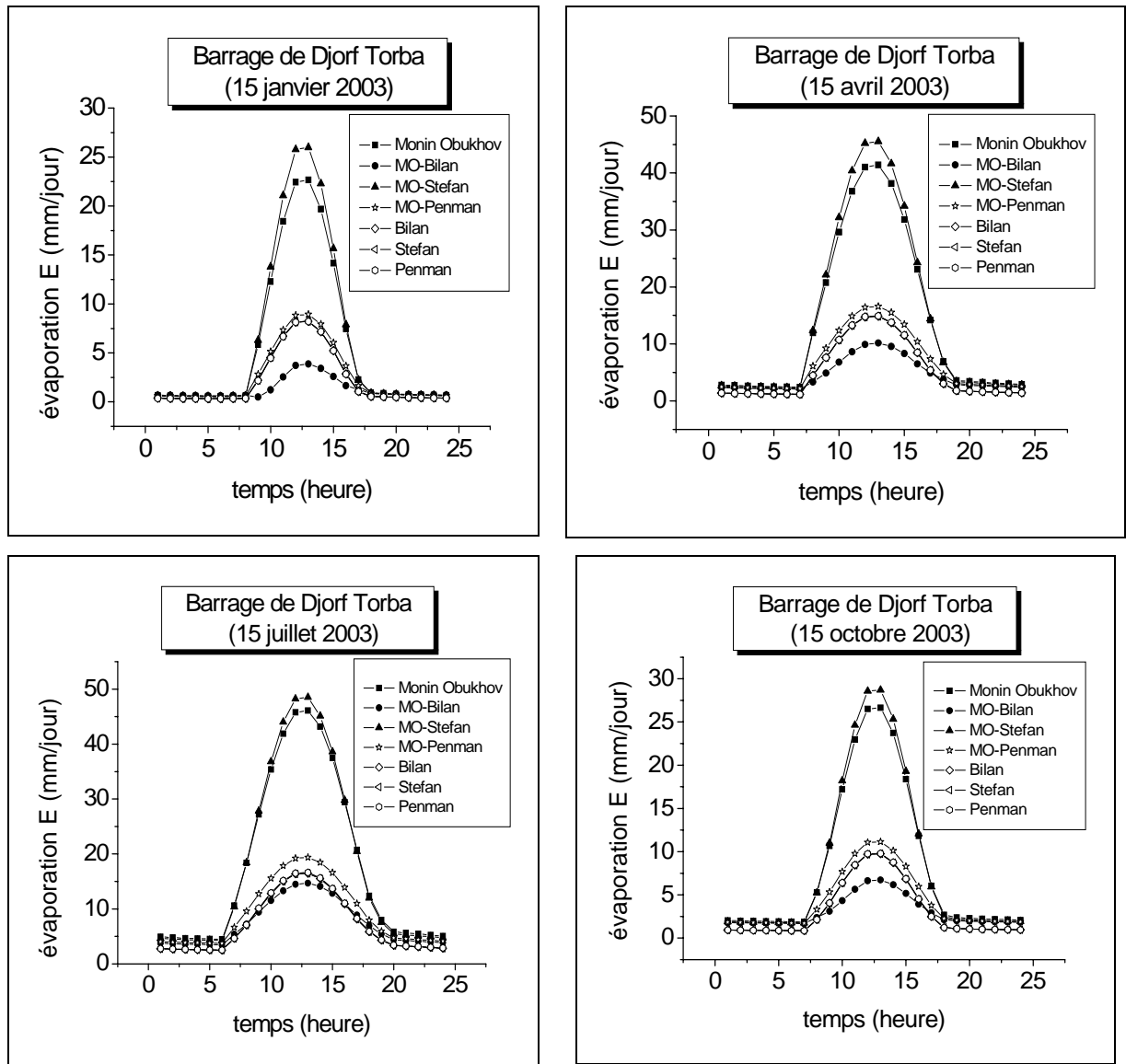


Fig. IV-26 Comparaison journalière de l'évaporation calculée par les sept méthodes et pour les quatre mois représentatifs de l'année et cela pour le barrage de Djorf Torba

Comparaison avec la mesure :

En ce qui concerne la comparaison des méthodes du bilan énergétique, de Stefan, de Penman et de la combinaison MO- Penman avec la mesure, les mêmes allures des graphes trouvées dans le cas du bac sont présentes dans le cas d'un barrage et pour les trois régions. Puisque la mesure de l'évaporation au dessus du barrage n'est en réalité que l'évaporation mesurée au dessus du bac et multipliée par le facteur « 0.78 ».

Par contre les méthodes de Monin Obukhov et la combinaison MO-Stefan donnent des résultats plus élevés que la mesure exceptée pour la période entre Août et Décembre, où la courbe de la mesure se rapproche des courbes de ces deux dernières méthodes surtout pour la région humide.

D'une part, les trois formules classiques tiennent compte de la longueur caractéristique de la surface d'eau qui est incluse dans le calcul du coefficient de transfert de chaleur convectif h_c . Nous avons clairement signalé, que ces formules tiennent compte de :

- La nature de l'écoulement laminaire ou turbulent
- La direction du vent,

Dans la formulation de la MOS, la longueur caractéristique n'existe pas. Ce qui fait que les coefficients de transfert de chaleur (ou de masse),

$$h_c(MO) = H(MO) / (T_s - T_a)$$

$$K_E(MO) = L_v E(MO) / (q_s - q(z))$$

sont fonction de la position. Cela veut dire, que les coefficients de transfert dans le cas des formules classiques sont moyennés dans l'espace par contre ils ont des valeurs locales pour le cas de la méthode de Monin Obukhov. **Sartori (2006)** dans son étude critique rapporte que la longueur L_c se rapporte au chemin réel du vent et ne produit pas des valeurs locales du coefficient de transfert h_c , mais produit des valeurs moyennes de h_c pour une unité de largeur d'une surface donnée. Dans notre tentative de combiner la MOS avec les formules classiques, nous avons introduit la vitesse de frottement qui, en réalité, met en évidence les caractéristiques de la surface principalement la hauteur de rugosité z_0 .

D'autre part, la MOS met en évidence de façon explicite le brassage continu de l'atmosphère au dessus de la surface d'eau. Ceci est causé par le mouvement des rugosités existantes à la surface de l'eau qui ne sont pas stationnaires comme dans le cas des rugosités au niveau des sols. Ce brassage n'est pas pris en considération par les autres formules où nous utilisons, pour calculer le coefficient de transfert de chaleur, les relations de la théorie de couche limite sur plaque plane considérée lisse et non pas rugueuse (absence de rugosité).

IV.5 Etude des sensibilités :

Le calcul des sensibilités nous a permis d'évaluer l'influence de quelques paramètres physiques sur le processus de l'évaporation. Cela se fait habituellement en faisant varier le paramètre choisi, les autres paramètres étant fixes. Malheureusement, cela est difficile pour notre cas d'étude à cause de la forte non linéarité du problème. Nous pouvons cependant, malgré cette non-linéarité avoir une idée globale sur l'effet de ces paramètres.

IV.5-1 Sensibilité de l'évaporation vis-à-vis de la température à la surface et l'écart de température:

Nous remarquons (fig.IV-27) que l'évaporation augmente avec la température de surface et de la différence de température entre la surface et l'air. On remarque aussi que lorsque $T_s = T_a$ ($T_s - T_a = 0C^\circ$), l'évaporation n'est pas nulle. En réalité, l'augmentation de la différence de température joue un double rôle d'une part sur l'augmentation du flux de chaleur sensible et d'autre part sur l'augmentation du taux d'évaporation. Malheureusement, on ne peut expliquer l'effet de la différence de température sur l'évaporation en terme de déficit de pression de vapeur, à cause de l'effet non linéaire de la température sur la pression de vapeur et de l'influence de l'humidité relative qui masque de manière significative les effets de la différence de température.

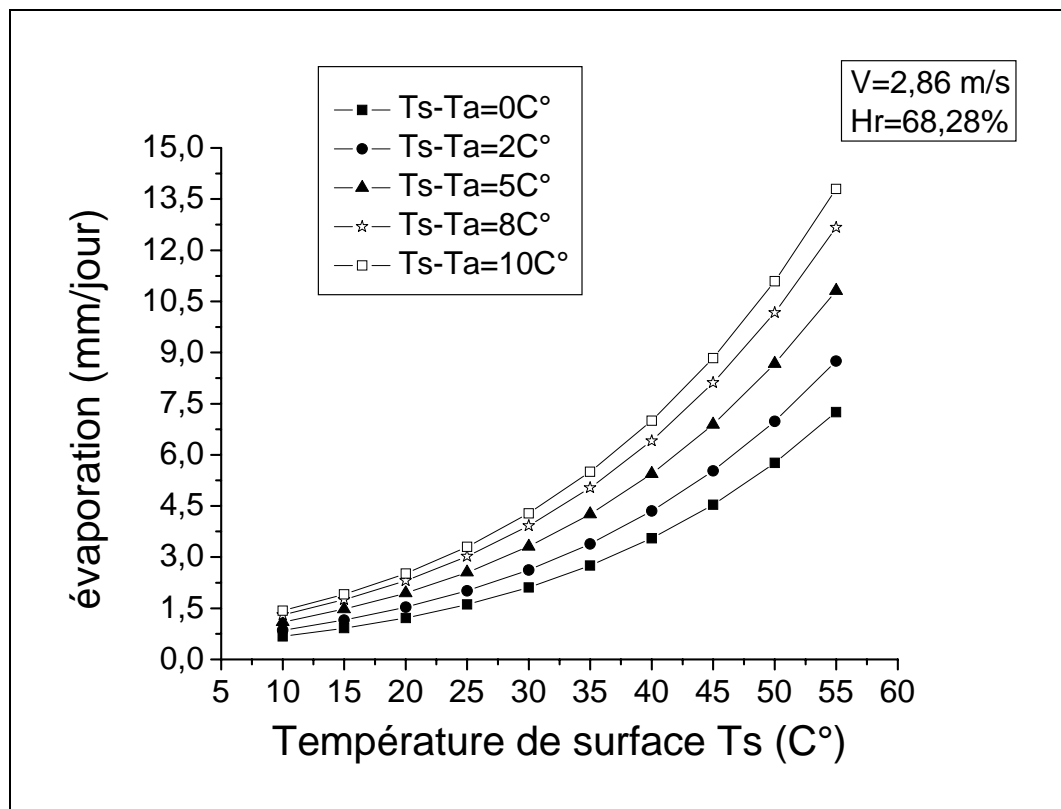


Fig. IV-27 Taux d'évaporation en fonction de la température à la surface et de la différence de température ($T_s - T_a$)

La figure (IV-28-a, b et c), qui représente la variation de l'écart de température ($T_s - T_a$) et celle de l'évaporation en fonction du temps et du lieu considéré, montre que l'évaporation est maximale lorsque l'écart ($T_s - T_a$) est maximal pour le cas des bacs d'évaporation aussi bien que pour les cas des barrages et cela pour les trois régions. Sauf que ce maximum de l'évaporation est atteint pour la région humide lorsque la température à la surface T_s est plus élevée que la température ambiante T_a . Par contre, pour les régions arides et semi arides, ce maximum est atteint lorsque la température T_a est plus élevée que T_s . Comme on l'a expliqué précédemment, l'apport d'un flux de chaleur horizontal (effet Oasis pour les régions semi arides et arides) tend à « sécher » l'air au dessus de la surface d'eau ce qui diminue de façon notable l'humidité relative à la surface qui est en faveur de l'évaporation.

D'après notre compréhension du contexte du bilan énergétique, un écart ($T_s - T_a$) maximal correspond à un flux de chaleur sensible maximal ($H = h_c (T_s - T_a)$). Ce qui donne allusion à un flux de chaleur latente minimal.

$$Rn = H + L_v E$$

Malheureusement, ce n'est pas le cas car la température de surface T_s intervient également dans l'expression du rayonnement net Rn . Donc, bien que la méthode du bilan énergétique soit un outil puissant pour calculer l'évaporation, son utilité en vue de la compréhension des mécanismes climatiques commandant le processus de l'évaporation est légèrement limitée. Cette constatation a été également confirmée par une étude faite par **(Lenters et al, 2005)**.

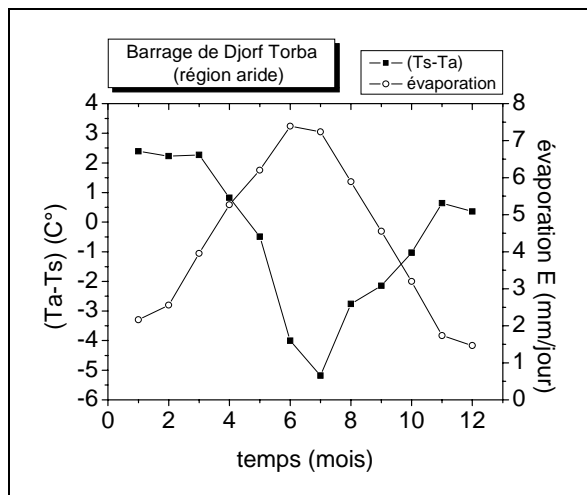
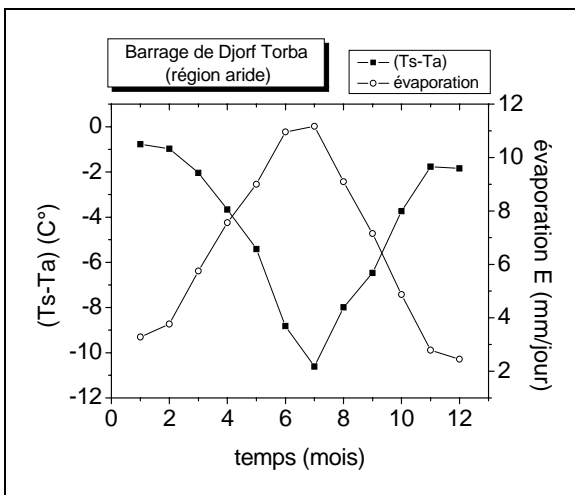
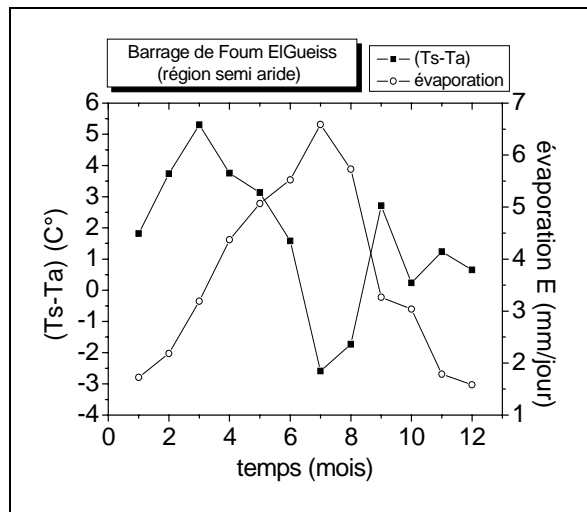
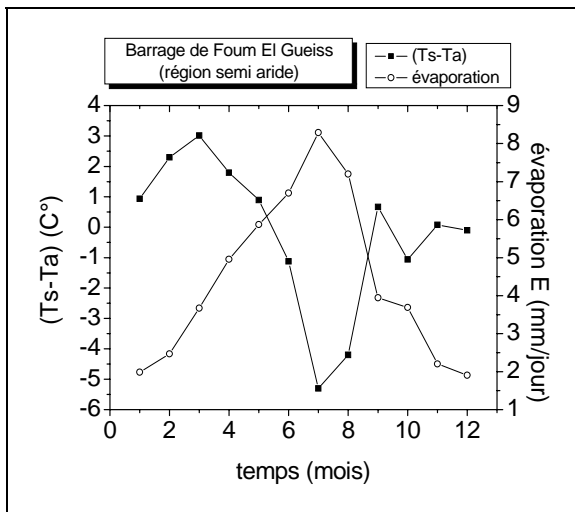
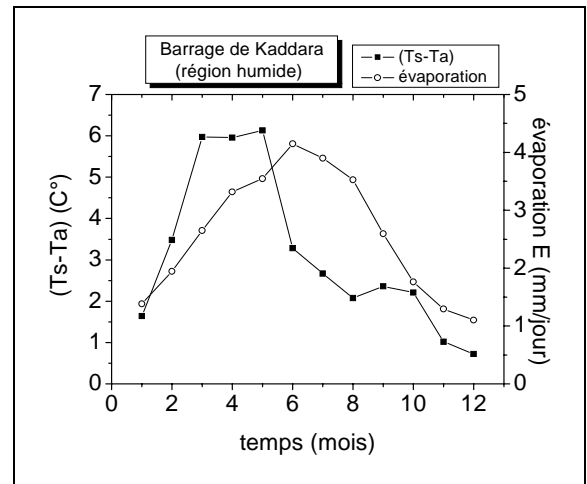
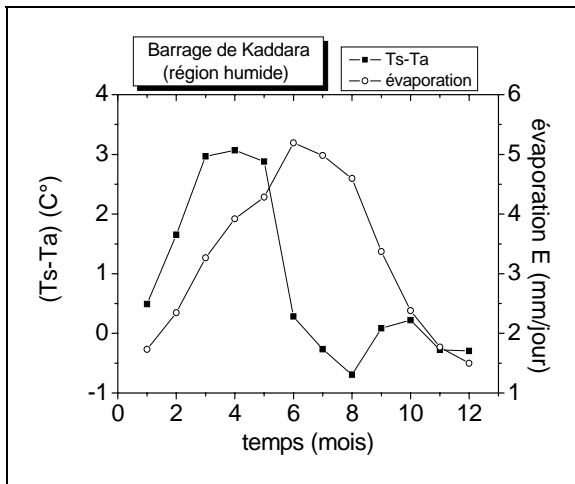


Fig.IV-28 (a) La variation de la différence de température (T_s-T_a) mensuelle et l'évaporation en fonction du temps pour des bacs d'évaporation pour les trois régions durant l'année 2003

Fig.IV-28 (b) La variation de la différence de température (T_s-T_a) mensuelle et l'évaporation en fonction du temps pour des barrages pour les trois régions durant l'année 2003.

IV.5-2 Sensibilité de l'évaporation vis-à-vis de la stabilité de l'atmosphère :

La stabilité de l'air affecte l'écoulement de l'air au voisinage du sol. Pour cela, nous avons tracé l'évolution de l'évaporation en fonction de $\left(\frac{z}{L}\right)$ (ou ζ). Nous remarquons (fig.IV-29) que, lorsqu'on se trouve en conditions de stabilité atmosphérique $\left(\frac{z}{L} > 0\right)$, correspondant à la période nocturne, que l'évaporation est minimale. Par contre, pour les conditions d'instabilité $\left(\frac{z}{L} < 0\right)$ qui correspond à la période d'ensoleillement de la journée, l'évaporation augmente avec l'augmentation de $\left|\frac{z}{L}\right|$ pour atteindre son maximum lorsque $\left|\frac{z}{L}\right|$ est maximum. Ces résultats mettent en évidence l'importance de la stabilité de l'atmosphère. En fait, le gradient de température existant entre la surface de l'eau et l'air engendre une forte instabilité dans l'atmosphère que se soit pour la période chaude de la journée ou pour la période chaude de l'année. Par conséquent, le transport de la vapeur d'eau est accéléré dans la direction verticale non seulement par l'intermédiaire du mouvement des paquets d'air (turbulence) mais aussi par le mouvement ascendant causé par l'instabilité atmosphérique.

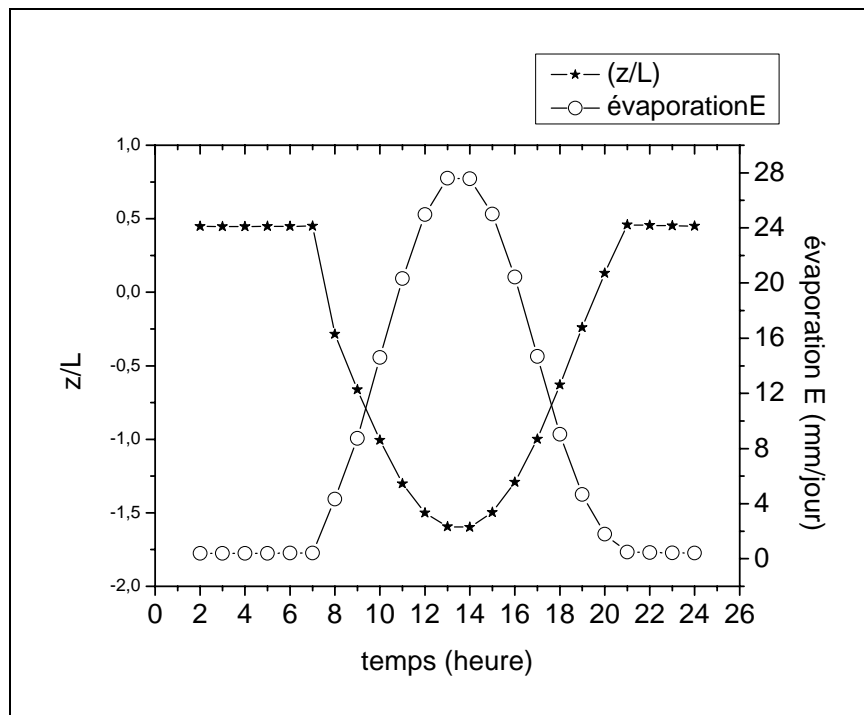


Fig. IV-29 Evolution de l'évaporation en fonction de (z/L)

IV.5-3 Sensibilité de l'évaporation vis-à-vis de la hauteur de rugosité :

On remarque d'après la figure (IV-30) ; qui montre l'influence de la rugosité de surface sur le taux d'évaporation ; que durant la période ensoleillée de la journée, le taux d'évaporation augmente avec l'augmentation de la taille de la rugosité. D'après **Blackadar (1998)**, **Von Karman** a expliqué comment on distingue entre une surface aérodynamiquement lisse et une autre rugueuse. La question peut être expliquée par l'intermédiaire du nombre de Reynolds de surface comportant une longueur h_0 ; la taille moyenne des obstacles (rugosités) des surfaces ; une vitesse u_* formé par les cisaillements à la surface, et la viscosité ν :

$$Re_s = \frac{h_0 u_*}{\nu}$$

Quand ce nombre est inférieur à 1, les rugosités de surface sont entièrement immergés dans la sous couche laminaire est deviennent incapable de générer une turbulence signifiante. Si, au contraire, h_0 est grand comparé à $\frac{\nu}{u_*}$, La turbulence s'étend sur toute la surface, et la sous-couche laminaire cesse efficacement d'exister ce qui favorise encore le mélange.

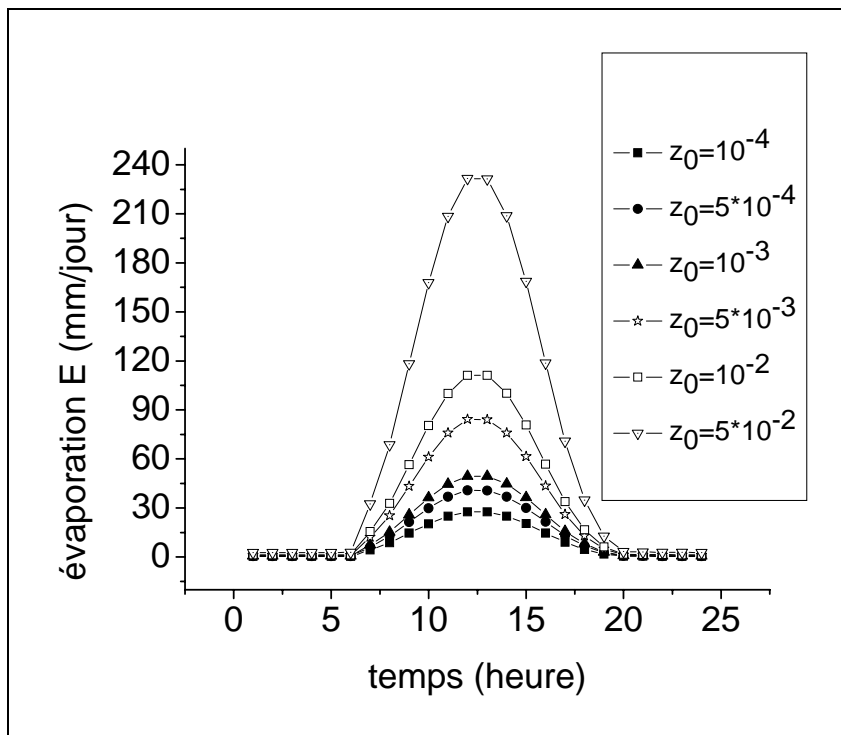


Fig. IV-30 Variation de l'évaporation en fonction de la hauteur de rugosité

D'autre part, nous observons que pendant la nuit l'effet de la variation des rugosités à la surface de l'eau sur le taux d'évaporation semble négligeable. **Blackadar (1998)** insiste sur le fait que pendant la période ensoleillée de la journée, les valeurs de la vitesse de frottement sont généralement plus grandes que pendant la nuit (fig.IV-31). Cela conduit

à des valeurs de cisaillement du vent (tensions de Reynolds) plus élevées pendant le jour que pendant la nuit. Donc, plus la taille des rugosités augmente plus les flux turbulents augmentent intensifiant ainsi le transfert de la vapeur d'eau.

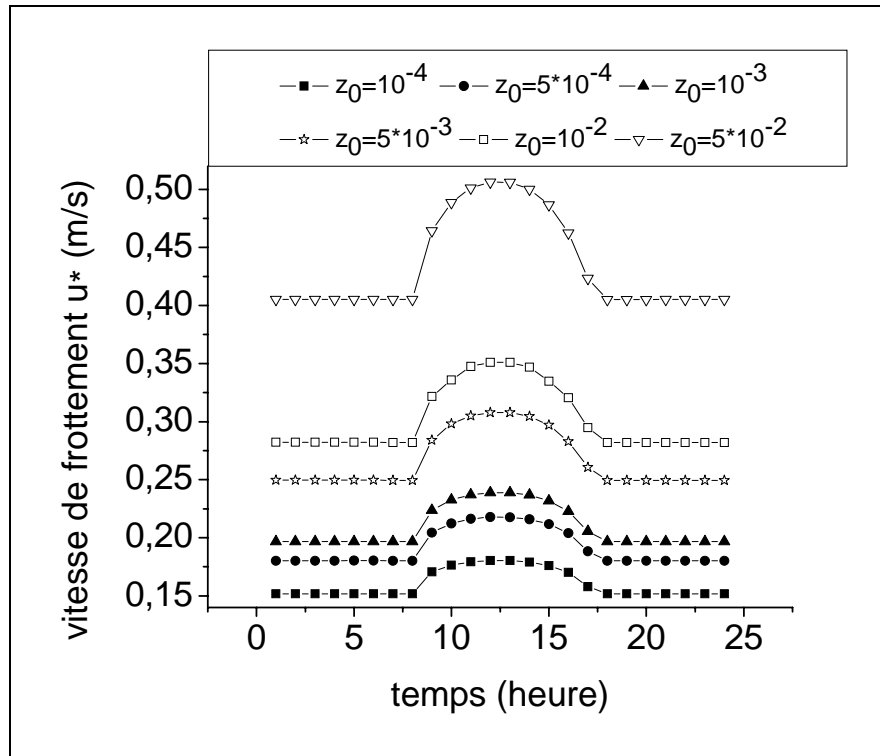
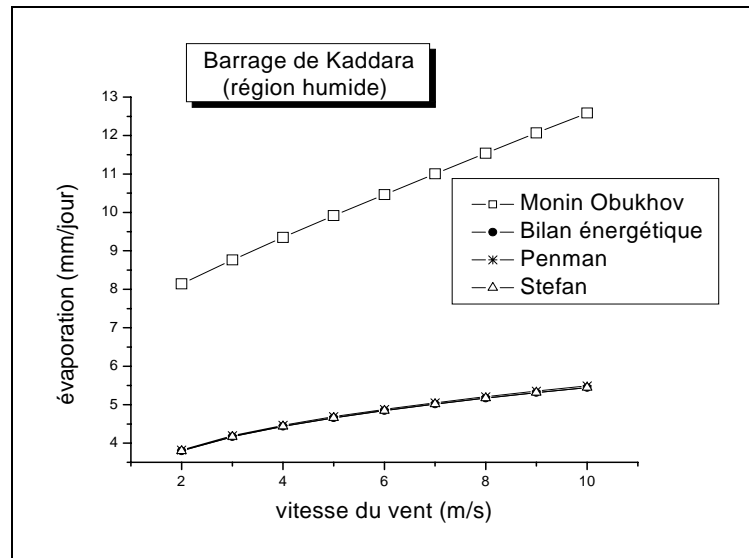


Fig. IV-31 Evolution de la vitesse de frottement u^* pendant une journée en fonction de la variation de la hauteur de rugosité.

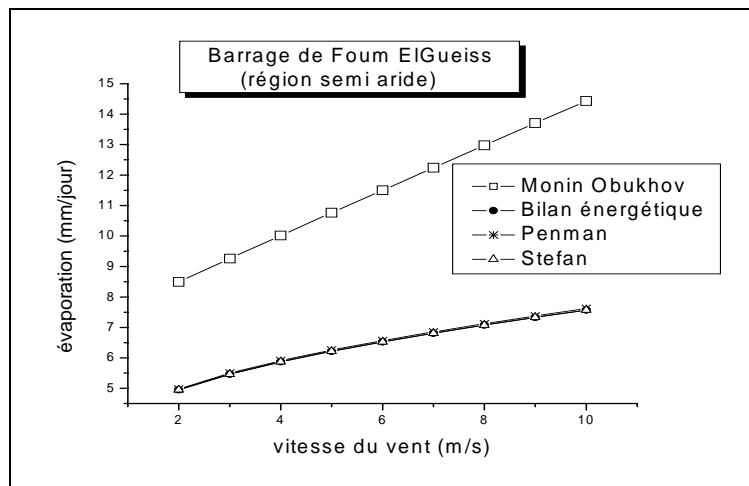
IV.5-4 Sensibilité de l'évaporation vis-à-vis la vitesse du vent :

Pour étudier la sensibilité de l'évaporation par rapport à la vitesse du vent, nous avons commencé notre analyse par une vitesse faible égale à 2m/s, car la théorie de Monin Obukhov ne s'applique pas en mode de convection naturelle. Notons que les cisaillements négligeables du vent correspondant à l'état de convection naturelle sont un événement plutôt rare dans la couche limite de surface (Bou-Zeid et al, 2007).

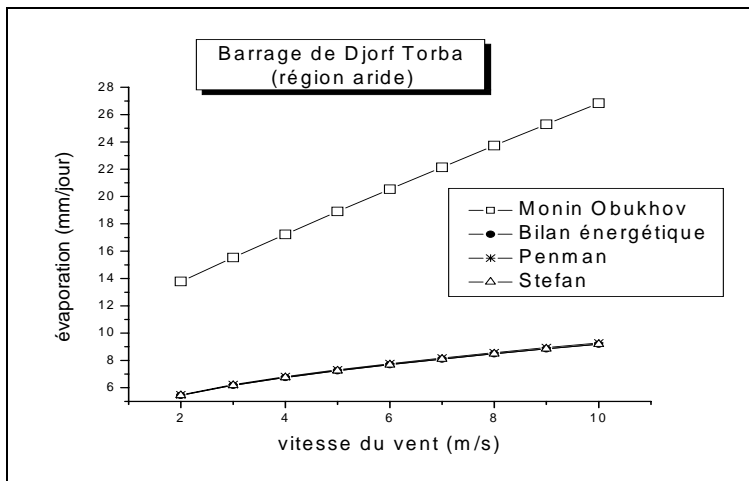
Les résultats obtenus montrent que l'évaporation calculée par les quatre méthodes augmente avec l'augmentation de la vitesse du vent. De même, les courbes obtenues par le bilan énergétique, la formule de Penman et la loi de Stefan sont identiques et ont la même sensibilité vis à vis la vitesse du vent. On remarque que l'évaporation calculée par la MOS est plus élevée que les autres méthodes (expliquée plus loin).



(a)



(b)



(c)

Fig.IV-32. Sensibilité de l'évaporation vis-à-vis la vitesse du vent pour les trois régions: (a) humide, (b) semi aride et (c) aride.

On constate également, que la pente de la courbe de l'évaporation calculée par la MOS est la plus élevée par rapport aux autres méthodes. Par conséquent, la MOS est plus sensible aux variations de la vitesse du vent que les autres méthodes (tableau IV-2).

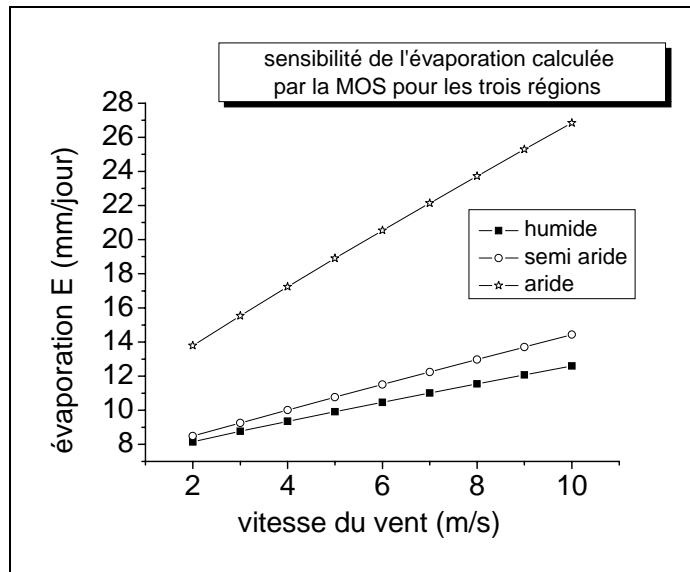
Tableau IV-2 : Sensibilité de l'évaporation vis-à-vis la vitesse du vent.

Sensibilité vis-à-vis la vitesse du vent	Pente de la courbe de la région humide	Pente de la courbe de la région semi aride	Pente de la courbe de la région aride
Penman	0.16	0.28	0.4
Stefan	0.16	0.28	0.4
Bilan énergétique	0.16	0.28	0.4
MOS	0.55	0.74	1.62

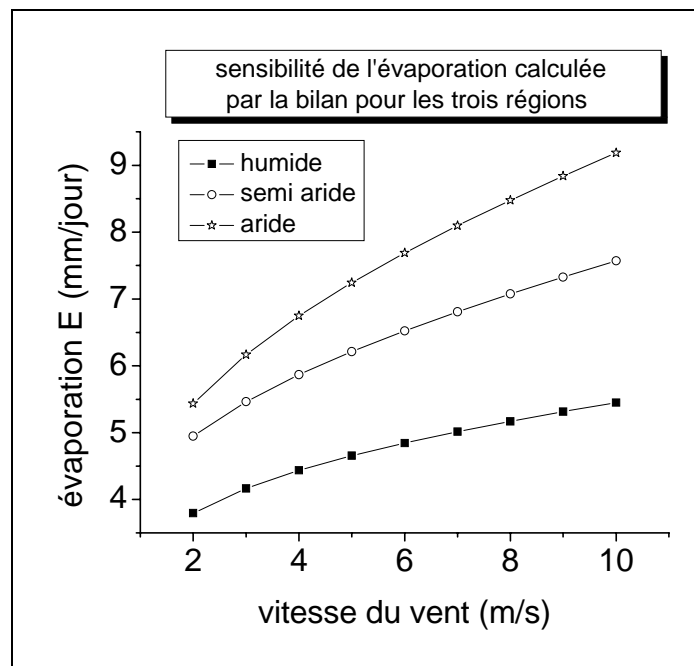
L'équation de Penman, contrairement à la formulation de l'évaporation donnée par la théorie de Monin Obukhov, fournit une méthode de calcul du taux d'évaporation due au terme de rayonnement net R_n et au terme aérodynamique de façon séparée (**Oroud, 1998**). Pour cette raison, la méthode de Monin Obukhov serait plus sensible aux variations de la vitesse du vent que les autres méthodes. En effet, l'évaporation est directement proportionnelle à la vitesse de frottement u_* qui est à son tour directement proportionnelle à la vitesse du vent ce qui n'est pas le cas pour la méthode du bilan énergétique et la formule de Penman. Cela est clairement illustré dans la figure (IV-32). Bien que l'équation de Stefan soit une méthode de transfert de masse (analogue à la MOS), la sensibilité de l'évaporation calculée par cette méthode vis-à-vis de la vitesse du vent est différente de la MOS. Ceci est attribué, d'une part, à ce que l'évaporation calculée par l'équation de Stefan soit proportionnelle à $V^{0.8}$ pour le régime turbulent, par contre l'évaporation donnée par la MOS est proportionnelle à V .

En comparant entre les régions, on constate que la pente de l'évaporation calculée en fonction de la vitesse du vent dans la région aride par la méthode de Monin Obukhov est environ trois fois plus élevée que celle calculée dans une région humide, et presque deux fois plus élevée que celle calculée dans la région semi aride. Même remarque pour les trois autres méthodes (fig. IV-33).

Le transport turbulent de la vapeur d'eau, dans la direction verticale, est accéléré par le mouvement ascendant causé par l'instabilité atmosphérique. Ce mouvement perturbe le champ de vitesse dans la couche limite de surface et augmente le mélange déjà présent. Par conséquent, cette analyse montre que la MOS soit plus sensible vis-à-vis de la vitesse du vent que les autres méthodes puisqu'elles ne prennent pas en considération la stabilité de l'air au voisinage de la surface.



(a)



(b)

Fig. IV-33 Comparaison de la sensibilité de l'évaporation vis-à-vis la vitesse du vent entre les régions : (a) calculée par la MOS, (b) calculée par le bilan

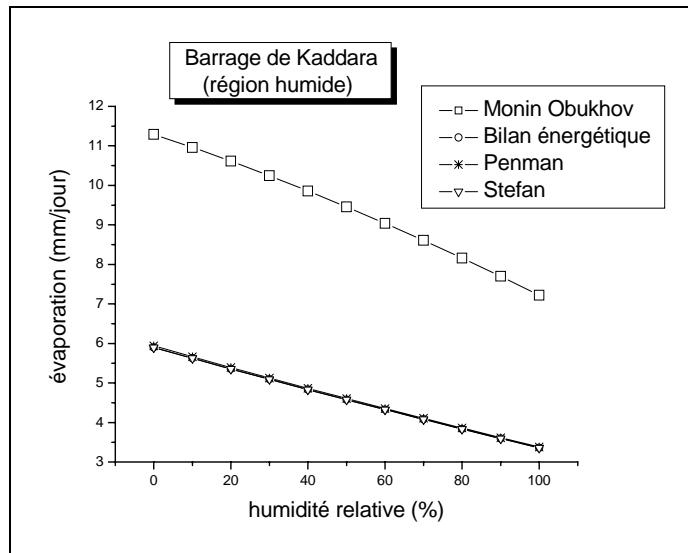
IV.5-5 Sensibilité de l'évaporation vis-à-vis l'humidité relative:

Pour ce qui est de la sensibilité de l'évaporation par rapport à l'humidité relative, nous remarquons, à partir de la figure (IV-34), que l'évaporation diminue quand l'humidité relative augmente. Nous pouvons remarquer également sur cette figure que le taux d'évaporation n'est pas nul quand l'humidité relative H_r est égale à 100% et atteint son maximum lorsque $H_r = 0\%$. De même, les courbes obtenues par le bilan énergétique, la formule de Penman et la loi de Stefan sont identiques et ont la même sensibilité vis à vis l'humidité relative. On constate également, que la pente de la courbe de l'évaporation calculée par la MOS est la plus élevée par rapport aux autres méthodes. Par conséquent, la MOS est plus sensible aux variations de l'humidité relative que les autres méthodes.

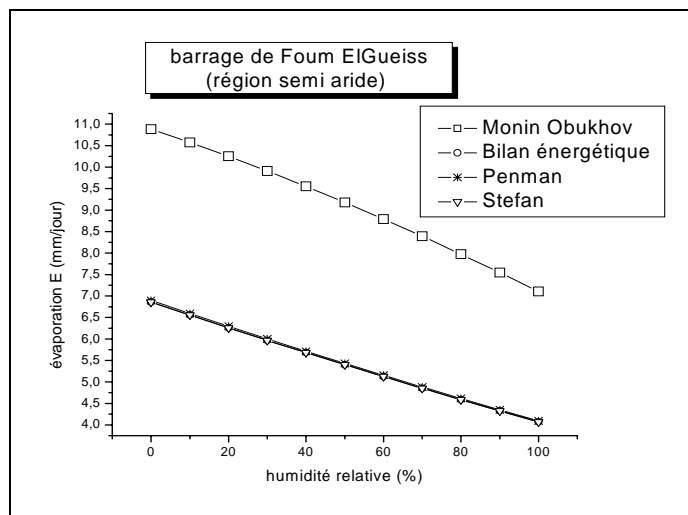
Tableau IV-3 : Sensibilité de l'évaporation vis-à-vis l'humidité relative.

Sensibilité vis-à-vis l'humidité relative	Pente de la courbe de la région humide	Pente de la courbe de la région semi aride	Pente de la courbe de la région aride
Penman	-0.02	-0.02	-0.03
Stefan	-0.02	-0.02	-0.03
Bilan énergétique	-0.02	-0.02	-0.03
MOS	-0.04	-0.03	-0.09

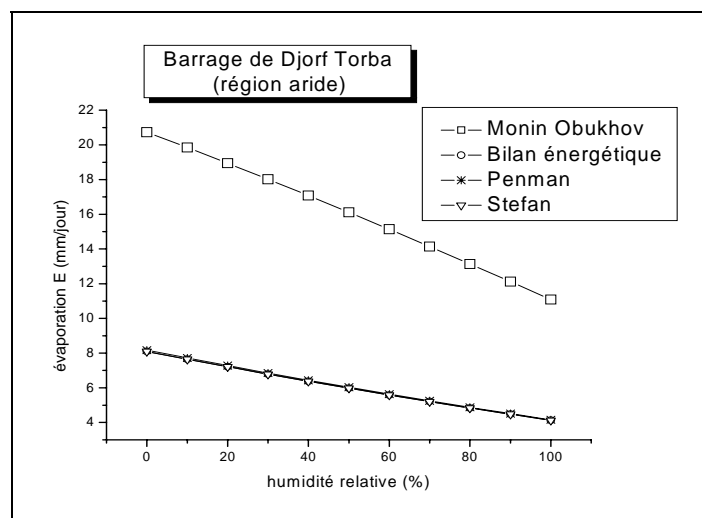
En comparant entre les régions, on constate qu'il n'y a pas de différences notables concernant les pentes des courbes et cela pour les quatre méthodes utilisées (tableau.2). Mais, ceci n'est pas le cas pour la pente de la courbe de la MOS de la région aride qui est presque trois fois plus élevée que les pentes trouvées par la même méthode pour les régions semi aride et humide (fig.IV-35).



(a)

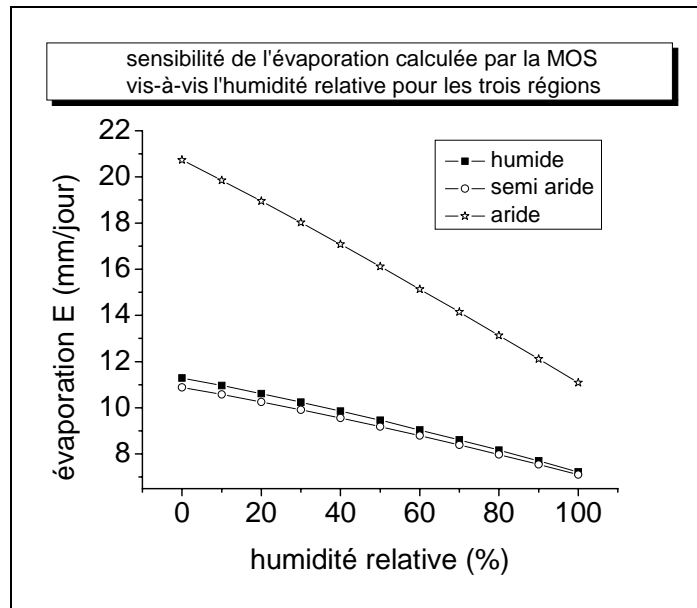


(b)

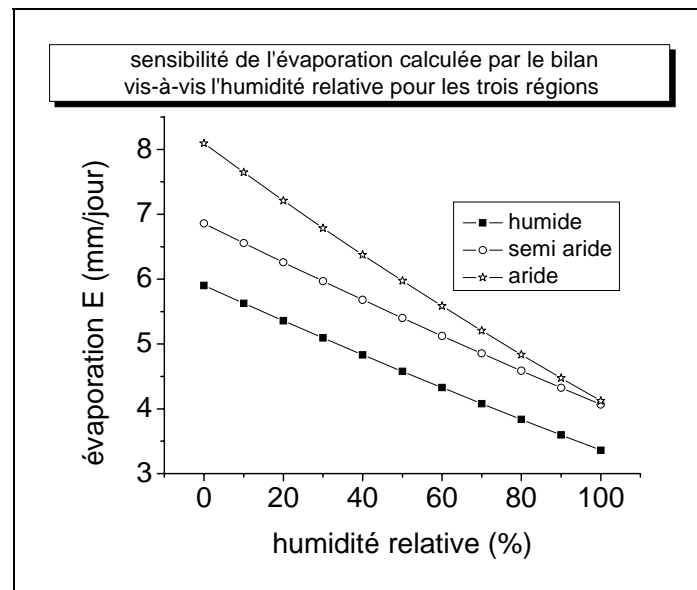


(c)

Fig.IV-34 Sensibilité de l'évaporation vis-à-vis l'humidité relative pour les trois régions: (a) humide, (b) semi aride et (c) aride.



(a)



(b)

Fig. IV- 35 Comparaison de la sensibilité de l'évaporation vis-à-vis l'humidité relative entre les régions : (a) calculée par la MOS, (b) calculée par le bilan

En effet, l'humidité relative affecte seulement la partition entre la chaleur sensible et la chaleur latente. Cette dernière est généralement plus élevée que la chaleur sensible (Lenters, 2005) (voir aussi fig. IV-36). Il apparaît, également, que l'effet de la stabilité atmosphérique est moins prononcé sur l'humidité relative que sur la vitesse du vent. Cela est dû au fait que l'humidité relative n'est pas liée directement à l'évaporation mais plutôt au déficit de pression. Ce dernier n'est, en réalité, que l'effet combiné de la température de surface et de l'humidité relative.

Nous constatons aussi, qu'à partir du calcul des sensibilités, et dans le cas des quatre méthodes utilisées dans cette étude et pour les trois climats, que l'effet de la variation de la vitesse du vent sur le taux d'évaporation est plus important que celui de l'humidité relative. L'explication possible de ce résultat est imputable au phénomène de turbulence. En fait, l'augmentation de la vitesse du vent intensifie le brassage dans la couche limite de surface favorisant le transfert de chaleur et de masse par la turbulence.

Ce résultat est d'une grande importance et montre qu'il est préférable de se pencher sur la modification de la vitesse du vent au-dessus de la surface humide, plutôt que de faire des efforts pour changer l'humidité relative dans le but de réduire l'évaporation.

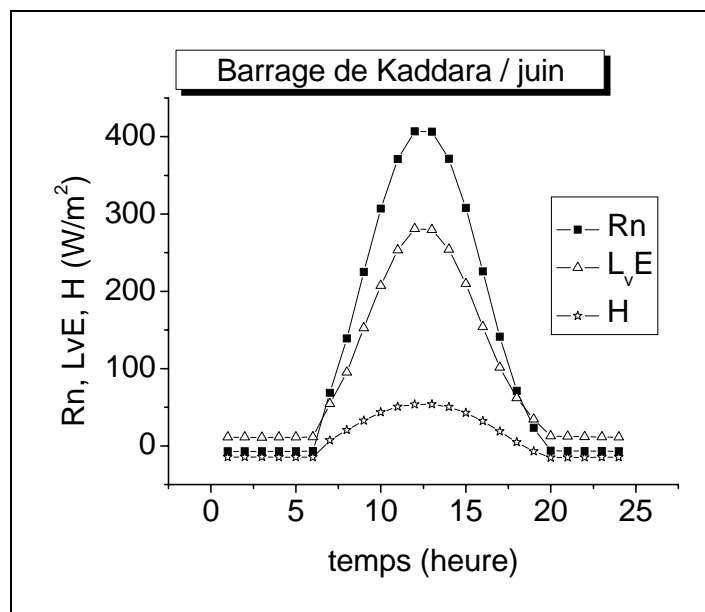


Fig.IV-36 Comparaison entre le rayonnement net R_n , la chaleur latente $L_v E$ et la chaleur sensible H pour le Barrage de Kaddara le 15 juin 2003.

IV.6 Calcul des corrélations :

L'objectif de la corrélation est de quantifier la relation entre deux paramètres et de mesurer à quel point ces deux paramètres varient simultanément.

L'évaporation dépend de certains facteurs climatiques. A partir des facteurs climatiques dont nous avons disposé, nous avons essayé d'établir la relation entre la température de l'air et l'évaporation (fig.IV-37), l'humidité de l'air et l'évaporation (fig.IV-38) ainsi que la vitesse du vent et l'évaporation (fig.IV-39).

On remarque que la corrélation est significative entre l'évaporation et la température de l'air ($R > 95\%$), entre l'évaporation et l'humidité de l'air ($R=79$ à 98%) mais elle est moyenne entre l'évaporation et la vitesse du vent ($R= 39\%$ à 58% selon les barrages). Cela met en évidence la non linéarité de la relation existant entre l'évaporation et la vitesse du vent.

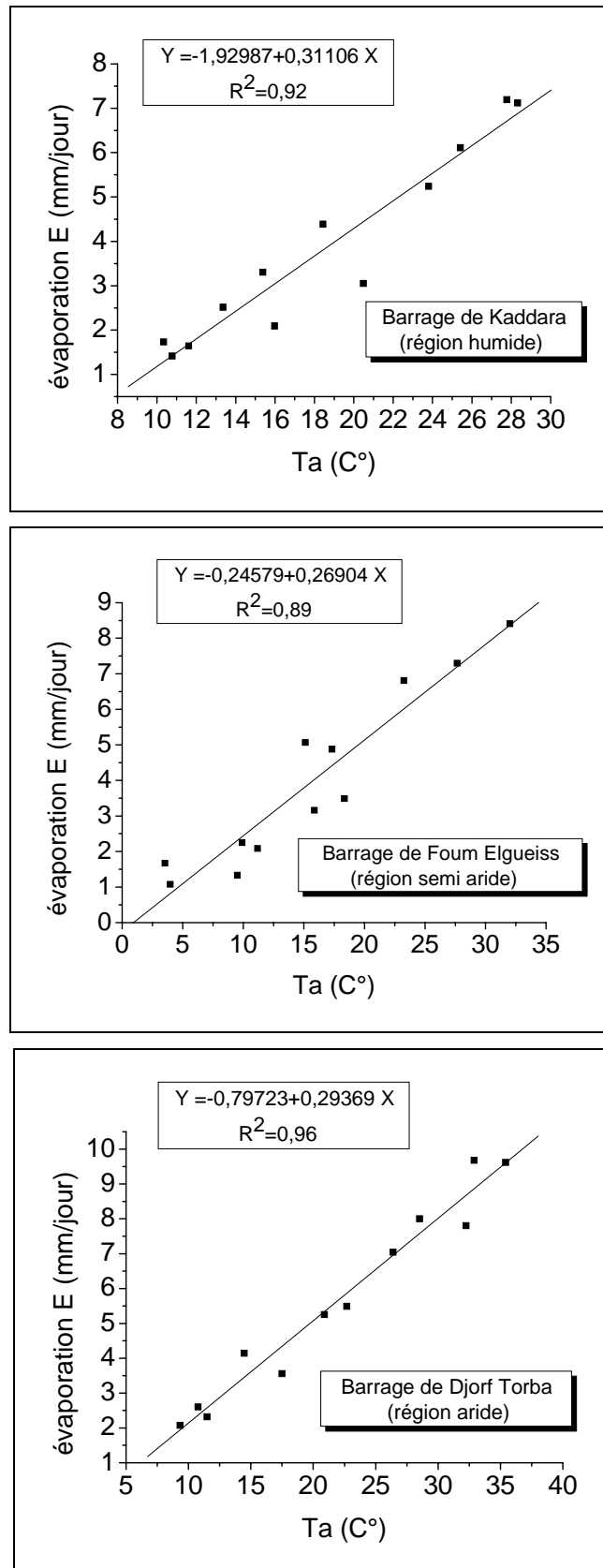


Fig.IV-37 Corrélation entre l'évaporation et la température de l'air Ta pour les trois régions

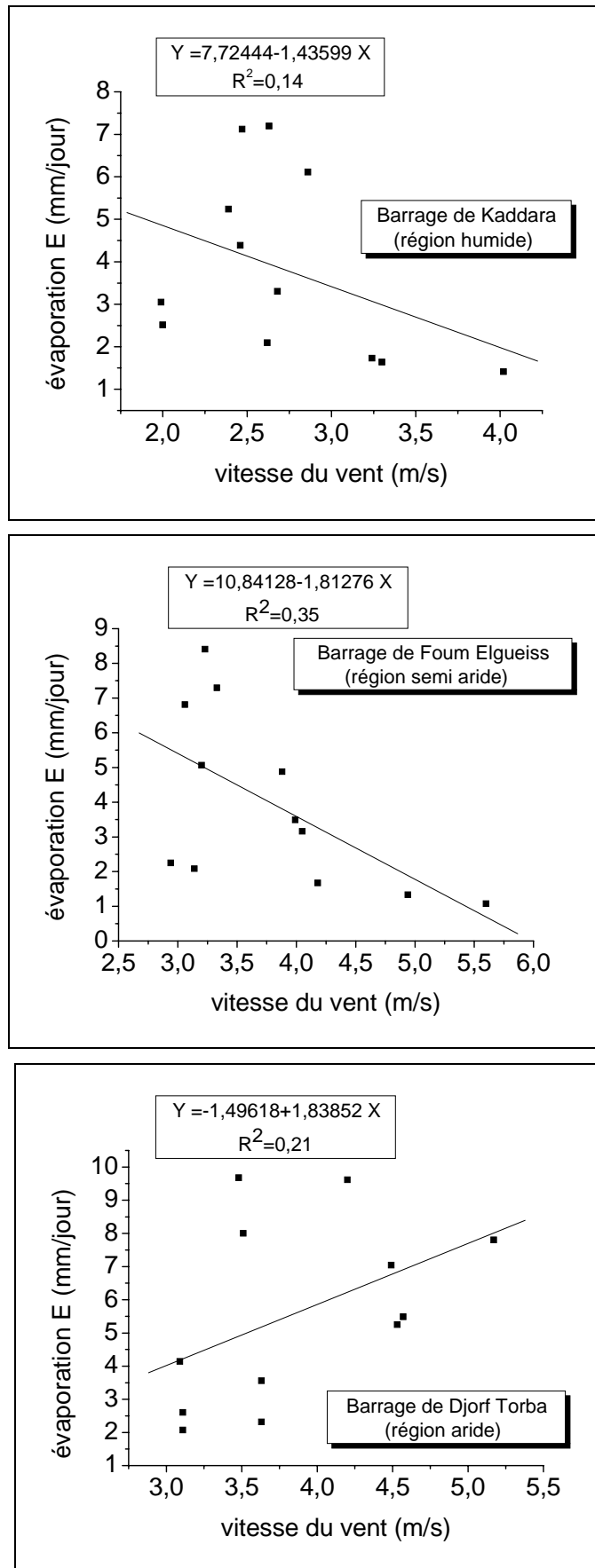


Fig.IV-38 Corrélation entre l'évaporation et la vitesse du vent pour les trois régions

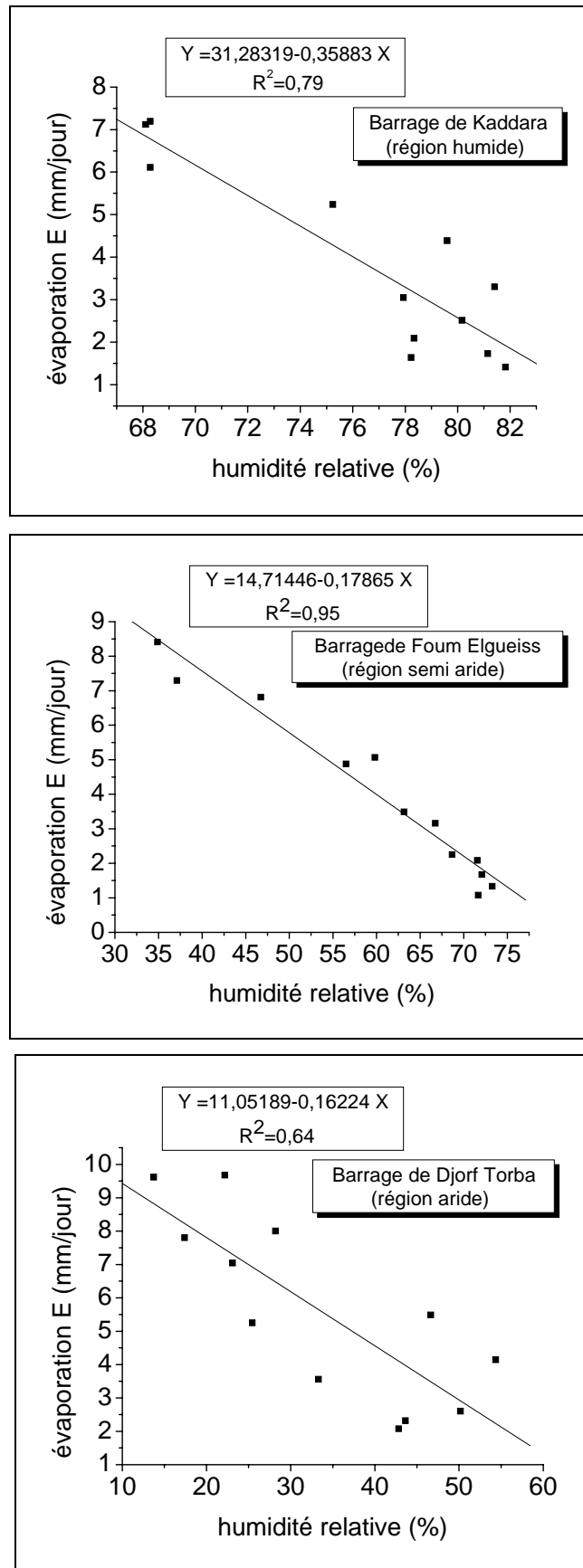


Fig.IV-39 Corrélation entre l'évaporation et l'humidité relative pour les trois régions

IV.7 Quantification du taux d'évaporation :

La moyenne mondiale de la consommation annuelle d'eau est d'environ 50 m³ d'eau potable par habitant et par an. En Algérie, elle est de l'ordre de 30 m³ par habitant et par an.

- La superficie moyenne du barrage de Kaddara est environ de 2 Km², donc l'évaporation du barrage de Kaddara est de plus de 2 millions de m³ en 2003 ce qui est équivalent à la consommation annuelle d'une ville d'environ 60.000 habitants.
- La superficie moyenne du barrage de Djorf Torba est environ de 22 Km², donc l'évaporation du barrage de Djorf Torba est de plus de 35 millions de m³ en 2003 ce qui est équivalent à la consommation annuelle d'une ville d'environ 700.000 habitants. C'est d'ailleurs équivalent à la capacité de quelques barrages comme : le barrage de Boughzoul dans la wilaya de Medea, ou le barrage de Dahmouni dans la wilaya de Tiaret, ou bien le barrage d'EL-Agrem dans la wilaya de Jijel, etc.

L'évaporation en été (figure IV-40 et IV-41) est la plus importante de l'année, elle peut dépasser 600 mm en été pour le barrage de Djorf Torba. Le printemps et l'automne présentent des valeurs assez proches. Par contre, l'hiver est la période la moins évaporante.

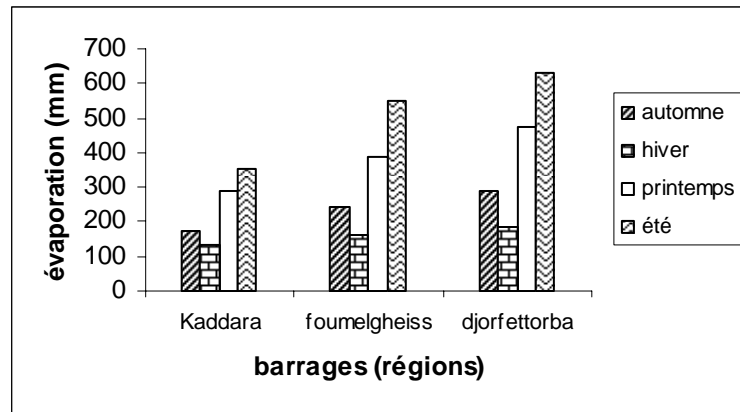


Fig. IV-40 Variation saisonnière de l'évaporation

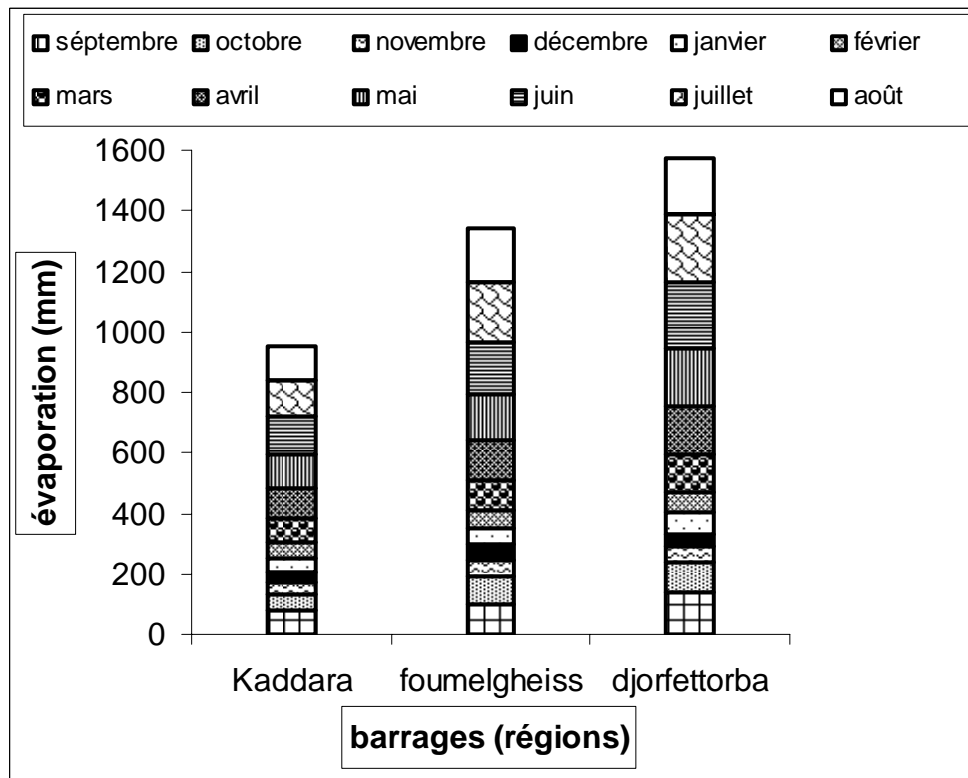


Fig.IV-41 Variation de l'évaporation moyenne mensuelle (valeurs cumulées)

Donc :

- La perte évaporatoire à partir des barrages est très grande.
- Il s'agit de chercher des moyens économiques pour conserver l'eau stockée dans les barrages.
- Il est important de réfléchir sur les méthodes de réduction du taux d'évaporation.

IV.8 Principes de réduction du taux d'évaporation à partir des barrages :

Pour réduire l'évaporation à partir des barrages on a besoin de:

- Réduire la quantité d'énergie disponible au processus de l'évaporation.
- Modifier le vent et l'humidité au-dessus de la surface d'eau.
- Combiner les trois facteurs énumérés ci-dessus pour réduire au maximum le taux d'évaporation

À la lumière de la discussion théorique précédente, plusieurs méthodes existent pour réduire le taux d'évaporation

IV.8-1 Tissu d'ombrage/ Toiture :

Une méthode pratique de réduction du taux d'évaporation est de suspendre un tissu d'ombrage au-dessus de la surface du barrage ou même de construire un toit conventionnel. Le rayonnement net (R_n) au-dessous du tissu d'ombrage est sensiblement réduit comparé à un barrage non-ombragé (voir fig. IV-42). En outre, une zone d'air immobile (faible vitesse de vent) est créée au-dessus de la surface de l'eau réduisant en plus le taux d'évaporation.

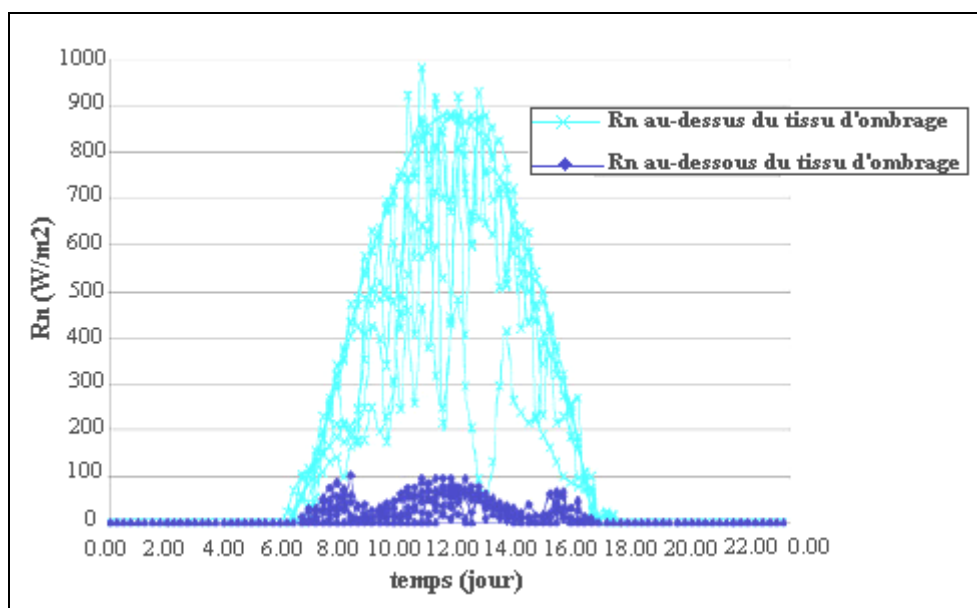


Fig.IV-42 Réduction du rayonnement en utilisant le tissu d'ombrage (source : Watts, 2005)

IV.8-2 Les monocouches :

Les monocouches se composent habituellement d'un alcool gras que l'on applique à la surface de l'eau et qui forme une couche invisible de molécules qui réduit l'évaporation. La monocouche est biodégradable et exige une ré-application tous les quelques jours. Il y a tout de même des questions importantes concernant l'effet du produit chimique de la monocouche sur la qualité de l'eau.

IV.8-3 Les Couvertures Flottantes Modulaires :

Les couvertures flottantes modulaires sont des systèmes qui se composent de sections individuelles flottantes sur la surface du barrage. Ces modules peuvent flotter librement mais leur coût est élevé ce qui limite leur applicabilité dans les barrages.

IV.8-6 Les casses-vent :

Théoriquement, les casses-vent (artificiels ou naturels) construits autour des bords d'un barrage peuvent réduire l'évaporation en changeant la vitesse du vent au dessus de la surface de l'eau. **Hipsey et al (2004)** ont examiné, à l'aide d'un modèle numérique, comment les modifications causées sur le microclimat, provoqués par la présence d'un casse-vent (artificiel et naturel) influencent- ils le transfert thermique à la surface, et par conséquent l'évaporation, des petits particules d'eau situés en aval.

Selon toujours **Hipsey et al (2004)**, la construction d'un casse-vent artificiel a eu comme conséquence une réduction du taux d'évaporation entre 15 et 25%. Les casses-vent naturels (arbres) ont montré un taux de réduction de l'évaporation indiquant des réductions d'environ 28%.

Les efficacités différentes des casses-vent artificiels et naturels résultent principalement de leurs différentes tailles, et donc de la superficie du corps d'eau situé dans la zone de recirculation qu'ils créent. Le coût du casse-vent artificiel est élevé comparé à un casse-vent naturel, mais il est efficace immédiatement (par opposition à l'attente des arbres du casse-vent naturel pour mûrir), et il n'y a aucune complication avec des arbres concurrençant l'eau stockée dans le réservoir. Cependant, les casses-vent naturels ont d'autres avantages dans les environnements agricoles arides tels que leur rentabilité relative et la réduction de leurs besoins d'entretien, mais également ont des avantages indirects comme fournir l'ombre pour le bétail, la biodiversité croissante et réduire l'élévation des nappes phréatiques.

Conclusion :

Nous avons présenté, dans ce chapitre, la méthode numérique utilisée. C'est une méthode itérative qui consiste, dans un premier temps, à calculer la température à la surface par la méthode de dichotomie. Ensuite, nous calculons le taux d'évaporation selon les méthodes choisies. Nos calculs utilisent les données météorologiques

(température, humidité relative, rayonnement net . . .) des différentes régions étudiées. Notre calcul du taux d'évaporation est comparé à ceux obtenus par différents modèles usuellement utilisés : Bilan énergétique, Stefan, Penman, Monin Obukhov. Les modèles diffèrent essentiellement par le calcul des coefficients d'échanges de quantité de mouvement, de chaleur sensible et de masse qui dépendent du régime d'écoulement au dessus de la surface d'eau ainsi que l'effet de la stabilité de l'atmosphère sur les profils de vitesse. La sensibilité de quelques paramètres (température de surface, stabilité de l'atmosphère, rugosité de surface, vitesse du vent et humidité relative) sur l'évaporation a été également étudiée. Au-delà de la comparaison des taux d'évaporation calculés par les différentes méthodes, une attention particulière est portée sur l'évaporation annuelle dans les trois régions étudiées; le constat est effarant; en effet, l'évaporation à partir d'un barrage comme celui de Djorf Torba situé dans la Wilaya de Bechar est équivalente à la consommation d'une ville de presque 700 mille habitants! Imaginons l'évaporation d'une cinquantaine de barrages!

Enfin, une ébauche de réflexion sur les différentes méthodes qu'on pourrait utiliser pour réduire le taux d'évaporation a été entreprise. Nous pouvons affirmer que :

- Les différentes techniques citées dans cette étude sont basées sur le concept de combiner les facteurs physiques gouvernants le processus de l'évaporation pour le but de le réduire.
- Aucune de ces méthodes n'est applicable toute seule. On pourrait même songer à les utiliser toutes pour avoir la plus grande réduction possible.

Cependant, le problème persiste toujours pour les barrages à grandes dimensions.

Conclusion Générale et Perspectives

Conclusion Générale et Perspectives:

Dans le cadre de notre étude, nous avons modélisé à partir d'un bilan le taux d'évaporation à partir des surfaces d'eau libres et nous l'avons appliqué aux barrages situés dans trois régions de l'Algérie de climats différents : humide, semi aride et aride. Notre modèle est comparé à d'autres modèles utilisés habituellement : Penman, Stefan, MOS ainsi qu'aux mesures expérimentales à partir des bacs.

- Les courbes obtenues montrent que les formules de Penman, de Stefan, et du bilan énergétique donnent des résultats très proches pour l'évaporation mensuelle. La vitesse du vent et l'instabilité thermique de l'atmosphère s'avèrent des facteurs très significatifs pour l'évaporation mensuelle calculée à partir de la méthode de Monin Obukhov. La MOS est relativement plus complexe pour estimer le taux d'évaporation. Toutefois, c'est la seule formule qui met en évidence l'effet des caractéristiques de la surface sur les flux calculés. Ces effets liés à la surface humide ne sont pas pris en considération dans les formules de Penman, de Stefan et du bilan énergétique bien que le rôle de la turbulence soit inclus systématiquement dans ces équations. Par ailleurs, le principe relativement puissant de la MOS, a l'inconvénient de ne pas prendre explicitement l'effet du rayonnement solaire.

Donc, la combinaison de la théorie de similitude de Monin Obukhov avec les formules classiques citées précédemment, nous donne une nouvelle approche qui prend en considération :

- L'effet du rayonnement solaire et donc la nature de la surface (surface du sol, surface d'eau, albédo, émissivité etc.)
- L'effet de la stratification thermique de l'atmosphère sur les écoulements turbulents.

Le calcul des sensibilités nous a permis de conclure que :

- L'influence de la température de surface est importante sur le taux d'évaporation mais difficile à cerner à cause des interactions complexes qui existent à l'interface eau / atmosphère.
- L'instabilité atmosphérique et la hauteur de rugosité s'avèrent des paramètres importants qui influencent directement l'évaporation à partir des surfaces d'eau

libres. Donc, il est essentiel de prendre en compte ces deux grandeurs lors de l'évaluation de l'évaporation.

- L'évaporation calculée par la méthode de Monin Obukhov est plus sensible vis-à-vis de la vitesse du vent et l'humidité relative comparée aux formules de Penman, de Stefan et du bilan énergétique.
- L'influence de l'humidité relative semble être moins importante pour le calcul de l'évaporation que l'influence de la vitesse du vent. Cela est vrai pour les trois régions et pour toutes les méthodes utilisées dans cette étude.
- Par conséquent, il est préférable de se pencher sur la modification de la vitesse du vent au-dessus de la surface afin de réduire l'évaporation.

Enfin, cette étude nous a permis de cerner les différents aspects du processus de l'évaporation à partir des surfaces d'eau libres qui semble un phénomène complexe. Une forte dépendance existe entre les facteurs gouvernants l'évaporation, ce qui rend leurs effets sur ce processus difficile à expliquer.

Une difficulté essentielle surgit lors de cette étude: c'est le calcul du coefficient de transfert de chaleur qui reste jusqu'à maintenant, un obstacle à franchir pour qu'une bonne compréhension du processus soit faite.

Malheureusement, le choix du modèle de calcul du taux d'évaporation est une tâche difficile. Par conséquent, il est fondamentalement essentiel d'améliorer les techniques de mesure.

Plusieurs axes de travail restent à exploiter. Parmi ceux là nous citons :

- Exploiter ces méthodes de calcul pour des données moyennées sur plusieurs années.
- Améliorer les méthodes de mesure en prenant en compte l'influence des effets de bords sur les mesures.
- Etudier l'effet des vagues sur les échanges.
- Améliorer les méthodes de réduction de l'évaporation

Références bibliographiques :

Albertson J.D, Parlange M.B. Natural integration of scalar fluxes from complex terrain. *Journal of Advances in Water Resources*, Vol. 23, pp 239-252, **1999**.

Aouattou.N. Modélisation de transfert de chaleur et de masse dans le système Sol-Plante-Atmosphère avec un fond imperméable en régime variable. Thèse de Magister, Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene USTHB, Alger, Algérie, **2006**.

Asanuma.J, Brutsaert.W. The effect of chessboard variability of the surface fluxes on the aggregated turbulence fields in a convective atmospheric surface layer. *Journal of Boundary-Layer Meteorology*, Vol. 91, pp37–50, **1999**.

Bejan. A. Convection heat transfer. John Wiley and Sons, 2nd edition, **1995**.

Blackadar. A.K. Turbulence and Diffusion in the Atmosphere: Lectures in Environmental Sciences. Springer, **1998**.

Bou-Zeid. E and M. B. Parlange. On the Parameterization of Surface Roughness at Regional Scales. *Journal of the Atmospheric Sciences*, Vol. 64, pp216- 227, January **2007**.

Brunel. J.P. Estimation of sensible heat flux from measurements of surface radiative temperature and air temperature at two meters: Application to determine actual evaporation rate. *Journal of Agricultural and Forest Meteorology*, Vol.46, pp179-191, **1989**.

Brutsaert .W, Parlange. M. B. Hydrologic cycle explains the evaporation paradox. *Journal of Nature*. Vol.396, page 30, 5 November **1998**.

Brutsaert.W, Parlange. M.B. The unstable surface layer above forest: Regional evaporation and heat flux. *Journal of Water Resources Research*, Vol.28, N° 12, pp3129-3134, December **1992**.

Businger, J. A., Wyngaard, J. C., Izumi, Y., and Bradley, E. F. Flux–profile Relationships in the Atmospheric Surface Layer. *Journal of Atmospheric Sciences*, Vol. 28, pp181–189, **1971**.

Capderou. M. Atals Solaire de l'Algérie Tome 2, Edition OPU, Alger, **1985**.

Csanady, G. Air-Sea Interaction, laws and mechanism. Cambridge University Press, **2001**.

Dightman. R.A. Comparison of evaporation from Weather Bureau class A and Bureau of Plant Industry (BPI) sunken pans, Fort Assiniboine, Montana. *Monthly Weather Review*, pp 101-106, March **1960**.

Duffie, J.A., Beckman, W.A. Solar Engineering of Thermal Processes. Wiley Interscience, New York, USA , **1980**.

Eichinger.W.E., Nichols. J, Prueger .J.H, Hipps. L.E., Neale .C.M.U, Cooper. D.I, and Bawazir.A. S. Lake evaporation estimation in arid environments: Final Report, IIHR - Hydroscience & Engineering, IIHR Report No. 430, University of Iowa , pp1-29, July **2003**.

Fennessey. N. M, Vogel. R.M. Regional models of potential evaporation and reference evapotranspiration for the northeast USA. Journal of Hydrology, Vol.184, pp337-354, **1996**.

Foken. T. 50 Years of the Monin–Obukhov Similarity Theory. Journal of Boundary Layer Meteorology, Vol.119, pp 431–447, **2006**.

Frierson D.M. W. Studies of the General Circulation of the Atmosphere with a Simplified Moist General Circulation Model. PhD thesis, Princeton University, USA, September **2005**.

Grunsky. C.E. Evaporation from lakes and reservoirs. Monthly Weather Review, pp 2-6, January **1932**.

Guyot .G. Climatologie de l'environnement, Edition Dunod, Paris, **1999**.

Hipsey.M.R., Sivapalan.M et Clemant.T.P. A Numerical and Field Investigation of Surface Heat Fluxes from Small Wind-Sheltered Water bodies in Semi-Arid Western Australia. Journal of Environmental Fluid Mechanics, Vol.4, pp 79–106, **2004**.

Högström. U. Review of some basic characteristics of the atmospheric surface layer
Journal of Boundary-Layer Meteorology, Vol. 78, pp 2 15-246, **1996**.

Huang .C. H. Pasquill's Influence: On the Evaporation from Various Liquids into the Atmosphere, Journal of Applied Meteorology, Vol. 36, pp1021- 1026 , August **1997**.

Jacobs. A.F.G, Heusinkveld. B.G, Lucassen. D.C. Temperature variation in a class A evaporation pan. Journal of Hydrology. Vol. 206, pp 75-83, **1998**.

Jones Frank. E. Evaporation of water with Emphasis on Applications and Measurements, Lewis Publishers, Michigan, USA, **1992**.

Kahler. D.M and Brutsaert .W. Complementary relationship between daily evaporation in the environment and pan evaporation. Journal of Water Resources Research. Vol.42, pp1-9, **2006**.

Katul. G and Parlange.M.B. A Penman- Brutsaert model for wet surface evaporation. Journal of Water Resources Research, Vol.28, No 1 ,pp121-126, January **1992**.

Khadraoui. A. Eaux et Sols en Algérie : gestion et impact sur l'environnement, Edition Houma, Algérie, **2006**.

Références bibliographiques

- Kreith.F.** Transmission de la chaleur et thermodynamique. Traduit par Khodja Badreddine. Masson et C^{ie} Editeurs, Paris, **1967**.
- Lenters J.D, Kratz T.K et Bowser C.J.** Effects of climate variability on lake evaporation: Results from a long-term energy budget study of Sparkling Lake, northern Wisconsin (USA). *Journal of Hydrology*, Vol.308, pp168–195, **2005**.
- Lewis. J.M.** The history behind the Bowen ratio, *Bulletin of the American Society*, Vol.76, No.12, December **1995**.
- McAdams. W.H.** Heat Transmission, third ed. McGraw- Hill, **1954**.
- Mahrt.L and Michel.E.** The Influence of Atmospheric Stability on potential Evaporation. *Journal of Climate and Applied Meteorology*. Vol. 23, pp222-234, February **1984**.
- Martinez. M.J.M, Alvarez Martinez V, Gonzalez-Real M.M., Baille. A.** A simulation model for predicting hourly pan evaporation from meteorological data. *Journal of Hydrology*, Vol. 318, pp250–261, **2006**.
- Meulenberghs. F.G.** Sensitivity tests of an energy balance model to choice of stability functions and measurement accuracy. *Journal of Boundary Layer Meteorology*, Vol.115, pp 453–471, **2005**.
- Morton.F.I.** Operational Estimates of Lake Evaporation. *Journal of Hydrology*, Vol.66, pp77–100, **1983**.
- Mosner. M.S. and Aulenbach .B.T.** Comparison of methods used to estimate lake evaporation for a water budget of lake Seminole, southern Georgia and northwestern Florida. Proceedings of the 2003 Georgia Water Resources Conference, held April 23–24, 2003, at the University of Georgia. Kathryn J. Hatcher, editor, Institute of Ecology, The University of Georgia, Athens, Georgia, pp1-4, **2003**.
- Nakamura. R , Mahrt .L.** Similarity theory for local and spatially averaged momentum fluxes, *Agricultural and Forest Meteorology*, Vol. 108, pp265–279, **2001**.
- Nichols. J, Eichinger. W.E., Cooper.D.I., Prueger. J.H, Hipps. L.E, Neale. C.M.U and Bawazir.A. S.** Comparison of evaporation estimation methods for a riparian area: Final Report, IIHR - Hydrosience & Engineering, IIHR Technical Report No. 436, the University of Iowa, pp1-50, April **2004**
- Oroud I.M.** The influence of heat conduction on evaporation from sunken pans in hot, dry environment. *Journal of Hydrology*. Vol. 210, pp 1–10, **1998**.
- Otles. Z and Gutowski W. J.** Atmospheric Stability Effects on Penman-Monteith Evapotranspiration Estimates. *Journal of Pure Applied Geophysics*, Vol.162,pp 2239–2254, **2005**.

- Ozdogan. M et Salvucci. G. D.** Irrigation-induced changes in potential evapotranspiration in southeastern Turkey: Test and application of Bouchet's complementary hypothesis. *Journal of Water Resources Research*, Vol. 40, pp 1-12, **2004**.
- Pahlow.M, Parlange. M.B and Porté-Agel. F.** On Monin–Obukhov Similarity in the Stable Atmospheric Boundary Layer. *Journal of Boundary-Layer Meteorology*, Vol. 99, pp 225–248, **2001**.
- Papaioannou.G et Jacovides.C.** Atmospheric Stability Effects on Eddy Transfer Coefficients and on Penman's Evaporation Estimates. *Journal of Water Resources Management*, Vol. 3, pp315-322, **1989**.
- Parlange M.B, Katul G.G.** Estimation of the diurnal variation of potential evaporation from a wet bare soil surface. *Journal of Hydrology*, Vol.132, pp 71-89, **1992**.
- Parlange. M.B., Eichinger. W.E.** Albertson. J.D., Regional scale evaporation and the atmospheric boundary layer, *Reviews of Geophysics*, Vol. 33, pages 99-124, 1/ February **1995**.
- Paulson.C.A.** The mathematical representation of wind and temperature profiles in the unstable atmospheric surface layer. *Journal of Applied Meteorology*. Vol. 9, pp 857-861, December **1970**.
- Penman .H. L.** Natural Evaporation from Open Water, Bare Soil and Grass. *Proceedings of the Royal Society of London (abstract). Series A, Mathematical and Physical Sciences*, Vol. 193, No. 1032, pp. 120-145, Apr. 22, **1948**.
- Priestley C. H. B. and Taylor R. J.** On the assessment of surface heat flux and evaporation using large-scale parameters. *Monthly Weather Review* Vol.100, N°2, pp81–92, **1972**.
- Qin Xu and Chong-Jian Qiu.** A Variational Method for Computing Surface Heat Fluxes from ARM Surface Energy and Radiation Balance Systems. *Journal of Applied Meteorology*. Vol. 36, pp3-11, **1997**.
- Quentin. C.** Etude de la surface océanique, de sa signature radar et de ses interactions avec le flux turbulent de quantité de mouvement dans le cadre de l'expérience FETCH. Thèse de Doctorat de l'Université Paris 6, France, **2002**.
- Riou. C et Itier .B.** Modification de la formule de Dalton à partir d'une nouvelle formulation du flux de chaleur sensible en conditions suradiabatiques. *Journal of Hydrology*, Vol.63, pp359-371, **1983**.
- Roderick. M.L. and Farquhar G.D.** The Cause of Decreased Pan Evaporation over the Past 50 Years. *Journal of Science*, Vol. 298, pp 1410-1411, 15 November **2002**.

Saccadura. J.F. Initiation aux transferts thermiques, Edition Technique et documentation, Paris, **1993**.

Sadek .M. F, Shahin. M. M and Stigter .C. J. Evaporation from the Reservoir of the High Aswan Dam, Egypt: A New Comparison of Relevant Methods with Limited Data. Journal of Theoretical and Applied Climatology, Vol. 56, pp57-66, **1997**.

Saighi. M. Nouveau modèle de transfert hydrique dans le système sol- plante-atmosphère, Thèse de Doctorat, Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene USTHB, Alger, Algérie, **2002**.

Sartori.E. Solar Still versus Solar Evaporator: A Comparative Study between their Thermal Behaviours. Journal of Solar Energy, Vol. 56, No. 2, pp. 199-206, **1996**.

Sartori.E. A critical review on equations employed for the calculation of the evaporation rate from free water surfaces. Journal of Solar Energy, Vol. 68, No. 1, pp 77–89, **2000**.

Sartori.E. Convection coefficient equations for forced air flow over flat surfaces. Journal of Solar Energy, Vol. 80, pp1063–1071, **2006**.

Sartori. E. There are no paradoxes among the evaporation, rainfall, temperatures and radiation over the last 30 to 50 years, and there is a new hydrological cycle. <http://noparadoxes.tripod.com/>, **2007**

Sharples, S., Charlesworth, P.S. Full scale measurements of wind-induced convective heat transfer from a roof mounted flat plate solar collector. Journal of Solar Energy, Vol. 62, pp 69–78, **1998**.

Schlichting, H. Boundary Layer Theory, seventh edition. McGraw-Hill, New York, USA, **1979**.

Stanhill.G. Is the Class “A” evaporation pan still the most practical and accurate meteorological method for determining irrigation water requirements? Journal of Agricultural and Forest Meteorology, Vol. 112, pp233–236, **2002**.

Sweers H. E. A nomogram to estimate the heat exchange coefficient at the air–water interface as a function of wind speed and temperature: a critical survey of some literature. Journal of Hydrology, Vol.30, pp375–401, **1976**.

Tanny.J, Cohen. S, Assouline. S, Lange. F, Grava. A, Berger. D, Teltch.B, Parlange. M. B. Evaporation from a Small Reservoir: Direct Measurements and Estimates. Geophysical Research Abstracts, Vol. 9, 07868, **2007**.

Ten Berge.H.F.M. Heat and water transfer in bare top soil and the lower atmosphere. Edition of Center for Agricultural Publishing and Documentation (Pudoc), Wageningen, the Netherlands, **1990**.

Thornrhwaite.C.W, Benjamin Holman. The determination of evaporation from land and water surfaces, Monthly Weather Review, 4-11, January **1939**.

Références bibliographiques

Watts .P. J. Reduction of evaporation from farm dams Scoping study. National Program for Sustainable Irrigation, March **2005**.

Yahaya .S. Dynamique de la couche limite de surface semi aride : Approche des caractéristiques turbulentes par anémométrie à coupelles et Effet des traitements de surface du sol. Thèse de Doctorat, Université Paris 7- Denis DIDEROT, France, 2004.

Yen Yin-Chao. Sensible Heat Flux Measurements near a Cold Surface. CRREL Report (Cold Regions Research & Engineering Laboratory), US Army Corps of Engineers, October 1995.