
MASTER OCÉANOGRAPHIE

Spécialité : OCÉANOGRAPHIE PHYSIQUE ET BIOGÉOCHIMIQUE

Houda BEGHOURA

Analyse des échanges turbulents à l'interface océan-atmosphère, à partir des données de la campagne BBWAVES 2015

Rapport de Stage réalisé au sein du laboratoire : MIO

Sous la Direction de : *Denis BOURRAS*

Année Universitaire : 2015 - 2016

Remerciements

Je tiens à remercier tout d'abord mon responsable de stage Denis Bourras pour m'avoir accompagnée pas à pas dans la réalisation de ce mémoire. Tout d'abord, en m'enseignant la théorie depuis la base jusqu'au détail (en cascade). Ensuite, par son application. Aussi, mes remerciements vont aux personnes sans qui ce stage n'aurait pas eu lieu et sans qui je n'aurais pu obtenir les données nécessaires à la réalisation de mon stage ; et qui sont Marie-Noëlle Bouin du SHOM et Louis Marié de l'Ifremer. Également, à mes collègues étudiants du master et ceux de l'IRPHE pour leurs encouragements. Et surtout à mes parents pour leur soutien au quotidien. Pour finir, je tiens à remercier les responsables du master OPB, Mme Anne Petrenko et Mr Thierry Moutin pour m'avoir donné l'opportunité d'effectuer ce stage.

Sommaire

1	Introduction	2
2	Matériel et Méthode	3
2.1	Les Plateformes OCARINA	3
2.1.1	Description	3
2.1.2	Instruments embarqués	4
2.1.3	Acquisition, récupération et mise en forme des données	5
2.2	Analyse de la turbulence : outils et théories	6
2.2.1	Hypothèses émises	6
2.2.2	La couche limite de surface à flux constant	6
2.2.3	Décomposition de Reynolds	6
2.2.4	Flux turbulents	7
2.2.5	Stabilité statique et dynamique	8
2.3	Estimation des quantités turbulentes	9
2.3.1	Méthode aérodynamique d'ensemble <i>Bulk</i>	9
2.3.2	Méthode des covariances ou <i>eddy correlation ECM</i>	11
2.3.3	Méthode spectrale ou méthode Inertio-dissipative <i>IDM</i>	11
3	Résultats	13
3.1	Déploiements	13
3.2	Mesures de l'OCARINA blanc	14
3.3	Comparaison des méthodes d'estimation des flux turbulents	17
3.3.1	Comparaison entre les méthodes <i>Bulk</i> et <i>EC</i>	18
3.3.2	Comparaison entre les méthodes <i>Bulk</i> et <i>ID</i>	19
3.4	Validité des hypothèses	21
3.5	Identification de la cascade de <i>Kolmogorov</i> (1941)	22

3.6	Etude des cospectres	24
3.6.1	Cas instables	26
3.6.2	Cas stables	29
4	Conclusion	30
	Références	35
	Résumé	36

1 Introduction

L'écoulement de l'air dans la couche limite atmosphérique est le plus souvent turbulent, car les effets de la viscosité sont petits par rapport aux forces inertielles, ce qui se traduit par un nombre de *Reynolds* élevé ($Re = Uz/\nu$).

Or, du point de vue de la prévision météorologique, par exemple, il n'est pas possible de décrire numériquement ces écoulements en résolvant toutes les échelles. En effet, il faudrait résoudre l'écoulement jusqu'à l'échelle visqueuse, soit 0.1 mm , ce qui impliquerait une puissance de calcul non disponible à ce jour, ne serait-ce que pour un cube d'air de 10m d'arête pendant quelques heures. On utilise donc une discrétisation de l'espace beaucoup moins fine, de l'ordre du kilomètre selon l'horizontale, ce qui implique qu'à l'intérieur d'une maille du modèle, le module du vent ou toute autre variable météorologique sont constants, à un instant donné. En contrepartie, il est nécessaire de représenter mathématiquement les processus qui interviennent à des longueurs plus petites, ce qu'on nomme encore phénomènes de sous maille.

Aujourd'hui encore, la modélisation de la turbulence de sous maille est un défi, en particulier à l'interface entre océan et atmosphère, comme c'est souvent le cas dans le traitement des conditions aux limites. La complexité des modèles de flux en est une bonne illustration : il prennent en compte de nombreux paramètres et variables, dont les flux radiatifs (éclairage solaire et flux infrarouge) et l'état de mer (hauteur et période des vagues). La modélisation des échanges (ou flux) turbulents à l'interface est malgré tout assez performante dans une majorité de cas, comme en atteste (partiellement) la qualité des prévisions météorologiques.

Les questions non encore élucidées concernent par exemple l'estimation des flux par vent fort ou par temps de pluie. Quelle que soit la situation qu'on cherche à mieux représenter, il est nécessaire d'effectuer des observations en mer pour mieux comprendre les phénomènes en jeu. Or, le milieu marin est parfois hostile pour le matériel et pour les hommes. De plus, les instruments de mesure mis en œuvre sont souvent intrusifs, en ce sens qu'ils perturbent les mesures à effectuer. Par exemple, les mesures de vent prises en haut d'un mât à l'avant d'un navire sont perturbées par la déviation de l'écoulement autour de la coque du navire ((9) Dupuis et al., 1997), à toutes les échelles, y compris aux échelles turbulentes où les mouvements du navire sur les vagues perturbent aussi le vent apparent.

Dans ce rapport, mon objectif est d'étudier les échanges turbulents à l'interface air-mer, à partir des données d'une plateforme innovante de l'Institut Méditerranéen d'Océanologie *MIO* (OCARINA, qui signifie Océan-Couplé à l'atmosphère : Recherche Instrumentée sur Navire Annexe), mise en oeuvre en automne 2015 en mer d'Iroise lors de la campagne *BBWAVES* 2015, à l'initiative de F. Ardhuin du Laboratoire d'Océanographie Physique et Spatiale *LOPS*.

Dans les modèles, les flux sont calculés à partir des variables environnementales habituelles comme la vitesse du vent, la température de l'air, ou la température de surface de la mer. Chacune de ces variables est une moyenne sur 30 minutes environ, ce qui correspond à l'échelle

à laquelle la turbulence est lissée, donc aussi à l'échelle d'une maille de modèle météorologique.

Notre tâche est de vérifier les modèles existants, de les corriger le cas échéant, et/ou d'explorer plus en amont les conditions dans lesquelles les modèles sont -ou nous semblent être- en défaut. A cette fin nous effectuons des mesures à beaucoup plus fine échelle, de manière à échantillonner l'ensemble des tourbillons (des plus gros 100 m jusqu'à ceux de 10 cm ; ce qui correspond au maximum atteignable aujourd'hui par les instruments marinisés.

2 Matériel et Méthode

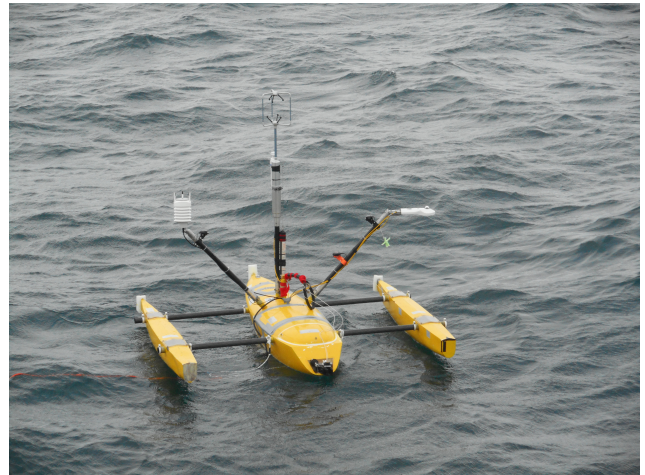
2.1 Les Plateformes OCARINA

2.1.1 Description

OCARINA est une plateforme complémentaire des navires océanographiques. Son mode d'opération le plus courant est l'embarquement sur un navire vers la zone d'échantillonnage. La mise à l'eau s'effectue à partir du portique arrière. Les données sont acquises pendant une phase de dérive de douze heures maximum avant récupération, à nouveau par le portique arrière. Les phases de déploiement et récupération sont facilitées par un système de propulsion électrique, couplé à une télécommande ((3) Bourras et al., 2014).



(a)



(b)

FIGURE 1 – Les plateformes OCARINA Blanc (a) et OCARINA Jaune (b) durant la campagne *BBWAVES* 2015

OCARINA a été développée pour combler les manques des systèmes existants, notamment ceux des mâts instrumentés à l'avant des navires océanographiques. (3) Bourras et al. (2014) ont listé les points à prendre en compte pour mieux estimer les flux. D'après eux, il est nécessaire de s'affranchir au minimum de trois effets principaux :

1. L'effet de distorsion aérodynamique induit par les coques des navires, et par leurs superstructures imposantes. Cet effet est d'autant plus fort que le navire roule ou pilonne, ou

lorsque le vent n'est pas aligné avec l'axe longitudinal du navire.

2. Les effets thermiques du navire, qui ont été bien mis en évidence par ((23) Taylor et al., 1999). Il s'agit en premier lieu d'un effet de réflexion du rayonnement solaire par le pont du navire et/ou par les parties vitrées du bateau. Une partie du rayonnement incident est renvoyée vers les instruments situés en haut du mât, ce qui perturbe les mesures. En second lieu, le réchauffement du pont du navire sur lequel se trouve le mât de mesures de turbulence produit aussi de la convection qu'on peut ressentir au niveau des instruments.
3. L'effet de désynchronisation entre les mouvements de tangage et ceux de la surface, ce qui est dû à la combinaison entre (1) les vagues et leur orientation et/ou leur configuration par rapport au navire, et (2) la masse élevée du navire (environ 400 tonnes pour un navire de 25 m). Lorsque le navire percute une vague, l'avant du bateau s'enfonce profondément sous la surface. Ces oscillations de tangage se retrouvent dans les mesures de vent, ce qui se traduit dans les données par un signal autre que celui de la turbulence.

Afin de minimiser ces problèmes, OCARINA possède une coque de faible hauteur, et qui est lisse d'un point de vue aérodynamique, à 360 degrés. De plus, sa faible surface projetée sur la surface et l'utilisation de matériaux composites réduisent les effets thermiques. Enfin, la faible masse d'OCARINA (35 kg) lui permet de suivre verticalement le mouvement des vagues. Ce dernier point est crucial car il nous permet dans une certaine mesure de nous affranchir des mouvements perturbateurs de la plateforme sur les vagues.

2.1.2 Instruments embarqués

Il existe deux exemplaires d'OCARINA, munis chacun d'un jeu d'instruments différent. Dans ce rapport, ils sont nommés OCARINA jaune et OCARINA blanc, par simplicité. Sur la plateforme OCARINA jaune, on dénombre cinq instruments scientifiques :

- Un *CNR4* de *Campbell Co*, qui mesure les rayonnements montants et descendants dans les longueurs d'onde du visible (400-700 nm) et de l'infrarouge (1 μm).
- Un anémomètre sonique *Gill R3-50*, qui mesure les trois composantes du vent, longitudinale u , transversale v , et verticale w , ainsi que la vitesse du son c , dont on déduit une pseudo température virtuelle par la relation $c = \sqrt{(\gamma R T_{son})}$, où γ est le coefficient de compressibilité adiabatique de l'air, R est la constante des gaz parfaits pour l'air sec, c est la vitesse du son, et T_{son} est la température équivalente. Cette dernière étant très proche de la température virtuelle de l'air, elle correspond à la température que l'on mesurerait s'il n'y avait pas d'humidité (ce qui nous permet d'utiliser le R de l'air sec et non un R variable). La relation entre T_{son} et la température de l'air est : $T_{son} = T(1 + 0.51q)$, où q est l'humidité spécifique de l'air.
- Une station météorologique de type *Vaisala WXT-520* qui mesure la pression atmosphérique de l'air (nommée *psurf* dans la suite), la température de l'air (T_{air}), et l'humidité relative de l'air (HR) en pourcents. HR est le rapport entre la pression de vapeur (ew) et

la pression de vapeur saturante ($ewsat$). Afin d'obtenir HR à partir de q , on doit connaître aussi T_{air} et $psurf$. Plus précisément, partant de HR , on utilise la formule de *Clausius-Clapeyron* (qui lie $ewsat$ et T_{air}), puis la relation thermodynamique $r = 0.622 \frac{ew}{(psurf - ew)}$, où r est le rapport de mélange, et enfin $q = \frac{r}{(1+r)}$.

- Une centrale inertielle de type *Xsens MTI-G*, qui réunit trois accéléromètres, trois gyroscopes, trois magnétomètres, un capteur *GPS* et un capteur de pression. La centrale nous donne accès à toutes les variables de positionnement (longitude, latitude) et d'attitude d'OCARINA (angles d'*Euler*, vitesses angulaires, et accélérations linéaires). Notons que la double intégration de l'accélération verticale, la *MTI-G*, nous permet d'estimer la hauteur significative des vagues de longueur supérieure à quatre mètres, ainsi que la fréquence pic de ces vague ((3) Bourras et al., 2014 , (5) Cambra et al., 2015).
- Une sonde *CT Seabird SBE37SI*, qui mesure la température de surface de la mer (TSM, ou *SST* pour *Sea Surface Temperature*, plus usitée).

On subdivise ces instruments en deux groupes : (1) les instruments lents, dont l'acquisition se fait une fois par seconde (1 *Hz*), comme c'est le cas pour la *WXT-520*, la *SBE37* et le *CNR4*, et (2) les instruments rapides dont la cadence d'échantillonnage est de 50 *Hz* pour le *R3-50*, et de 100 *Hz* pour la *MTI-G*.

Sur la plateforme OCARINA blanc, le *R3-50* a été remplacé par un *Irgason de Campbell*. Cet instrument mesure en particulier les fluctuations turbulentes d'humidité, une mesure qui faisait défaut sur l'OCARINA jaune. La plateforme OCARINA blanc est donc plus une opportunité de test de l'*Irgason*, qu'un système complet. En particulier, il n'y a pas d'instrument de mesure de flux radiatifs. Les instruments embarqués sur l'OCARINA blanc sont donc :

- L'*Irgason de Campbell*, qui mesure u , v , w , T_{son} ainsi que q et la quantité de CO_2 , à 50 *Hz*.
- Une centrale inertielle de type *NAVEOL NAV-01H*, qui mesure les accélérations, les vitesses angulaires, et le vecteur champ magnétique.
- Un *GPS* de type *SIRF 5606*, qui nous fournit le temps *UTC*, la latitude et la longitude, le vecteur vitesse horizontal et la route suivie.
- Une sonde résistive au platine de type *PT100*, qui mesure la *SST*.
- Une sonde de température et d'humidité relative de type *Rotronic H2S3*.
- Un baromètre différentiel de précision de marque *Campbell*.

2.1.3 Acquisition, récupération et mise en forme des données

Les données sont stockées à bord sur des cartes mémoires. On n'a donc pas accès aux données avant d'avoir remonté OCARINA à bord du navire hôte. Après récupération, les données sont transférées vers une base de données. Les données lentes y sont réinterpolées à la seconde

ronde (la première donnée de chaque jour commence à zéro heure zéro minute zéro seconde *UTC*) à 1 *Hz*, et les données rapides sont réinterpolées à la seconde ronde à 32 *Hz*. Le choix de 32 *Hz* est un compromis entre qualité des données rapides, capacité de stockage nécessaire, et temps d'accès pour les calculs. OCARINA a déjà été déployée lors de quatre campagnes en mer depuis 2011, ce qui nous a déjà permis de recueillir plus de 400 heures de données.

Au cours de mon stage, j'ai analysé les données de la campagne *BBWAVES* 2015 (vagues large bande). L'innovation par rapport aux précédentes campagnes est double : (1) deux OCARINA ont été déployés, avec des instruments différents. Cela nous permet d'améliorer notre confiance dans les mesures effectuées. (2) Pour la première fois, nous disposons des spectres d'humidité spécifique mesurés par OCARINA.

2.2 Analyse de la turbulence : outils et théories

2.2.1 Hypothèses émises

Les théories utilisées pour estimer les flux de surface reposent sur les hypothèses suivante : les champs sont stationnaires, la portion d'atmosphère étudiée est homogène horizontalement, et les moyennes spatiales, temporelles ou d'ensemble sont équivalentes ; ce qu'on appelle hypothèse ergodique ($\overline{{}^tX(r,t)} = \overline{{}^sX(r,t)} = \overline{{}^eX(r,t)} \equiv \overline{X(r,t)}$) ((18) Wilson, 2003). Enfin, on suppose que les composantes synoptiques moyennes, convergentes ou divergentes sont absentes, ce qui implique que la vitesse verticale moyenne du vent est nulle (hypothèse connue sous le nom de correction de (25)Webb, (1980)).

2.2.2 La couche limite de surface à flux constant

La portion d'atmosphère qui se trouve au voisinage de la surface et dont les propriétés sont affectées par la surface est nommée couche limite atmosphérique (CLA). La turbulence de petite échelle s'y manifeste de façon permanente ((8) De Moor, 1996). Au dessus de la CLA se trouve l'atmosphère libre, non turbulente, et non affectée par la surface.

La CLA mesure typiquement 1 000 *m* de haut. Elle comporte à sa base une fine couche d'une dizaine de mètres nommée couche limite de surface (CLS), dans laquelle les flux turbulents varient peu avec la hauteur (<10 %). Pour cette raison, on nomme aussi la CLS couche de surface à flux constants ((1) Grachev et al., 2012).

2.2.3 Décomposition de Reynolds

La variabilité des propriétés de la CLA résulte de la superposition de mouvements de différentes échelles ((4) Cambra, 2015) : de l'échelle synoptique à la méso-échelle, jusqu'à de la petite échelle. A ces échelles, sont associés différents types d'écoulements : l'écoulement moyen, les ondes et la turbulence.

Sur la mer, la turbulence est créée à une échelle de temps de 1-100 secondes. Elle influence

la CLA jusqu'à l'échelle synoptique, soit ~ 30 minutes. Parallèlement, les tourbillons créés se décomposent en tourbillons plus petits, jusqu'à la dissipation visqueuse. Il est admis que le spectre d'énergie cinétique du vent possède un *gap* pour des périodes de l'ordre de 1 *h*. Ainsi le spectre comporte deux pics distinct : le pic de production turbulente et le pic des variations diurnes de la CLA.

Nous exploitons ce *gap* spectral pour séparer les mouvements de petite échelle des variations lentes de l'écoulement, méthode qu'on nomme décomposition en petites perturbations (*Reynolds, 1894*). Toute variable de l'écoulement c est considérée comme égale à la somme de deux termes : la valeur moyenne $\bar{c}$ et une fluctuation c' , de moyenne nulle. Dans le cas de la campagne *BBWAVES* 2015, la moyenne correspond à une durée de 1100 *sec*.

2.2.4 Flux turbulents

Le flux F_c d'une quantité c par unité de surface S et par unité de temps T , transportée à la vitesse V s'écrit,

$$F_c = \int_T \int_S C \vec{V} \cdot \vec{S} dS dt \quad (1)$$

Le flux traversant une surface horizontale peut s'écrire $F_c = w \cdot C$, où C est la concentration du constituant considéré ((4) Cambra, 2015).

Pour obtenir la définition des flux turbulents, on applique la décomposition de Reynolds aux équations de conservation, soit (1) l'équation de *Navier-Stokes* pour le vent, (2) le premier principe de thermodynamique pour la température, et (3) l'équation d'évolution de l'humidité. Après avoir moyenné les équations obtenues, on y identifie des termes qui correspondent à la divergence des flux turbulents ((10) Fairall et al., 1996). Leur expression est :

$$\frac{\tau}{\rho} = [\overline{u'w'^2} + \overline{v'w'^2}]^{1/2} \quad (2)$$

$$\frac{H_s}{\rho \cdot C_p} = \overline{w'\theta'} \quad (3)$$

$$\frac{L_e}{\rho \cdot L_v} = \overline{w'q'} \quad (4)$$

où 2 est le flux turbulent vertical de quantité de mouvement qui caractérise les échanges d'énergie mécanique entre l'atmosphère et l'océan. τ est le tenseur de Reynolds. Les termes $\overline{u'w'}$ et $\overline{v'w'}$ désignent les flux de quantité de mouvement respectifs aux composantes longitudinale et transversale du vent, u' et v' , w' représente les fluctuations verticales du vent, et ρ la masse volumique de l'air.

Dans l'équation 3, C_p est la chaleur spécifique de l'air à pression constante, et θ' la fluctuation de la température potentielle. dans l'équation 4, q' désigne les fluctuations de l'humidité spécifique et L_v la chaleur latente de vaporisation de l'eau ($L_v = 2.45 \cdot 10^6 J \cdot kg^{-1}$).

2.2.5 Stabilité statique et dynamique

De manière simplifiée, on peut caractériser les mouvements verticaux dans la CLA grâce à la notion de stabilité statique. Elle résulte des effets opposés de la poussée d'Archimède et de la force de gravité. La stabilité est entièrement conditionnée par le profil vertical de température potentielle. Si la température potentielle augmente avec l'altitude, une particule subissant un déplacement adiabatique vers le haut va osciller selon la fréquence de *Brunt-Väisälä* pour tendre vers sa position d'équilibre. Dans ce cas, la CLA est stable. Au contraire, si le profil de température est négatif (si la température diminue avec l'altitude), tout déplacement vertical adiabatique aura tendance à s'accroître, auquel cas la CLA est qualifiée d'instable. Enfin, dans le cas neutre, la température est constante avec l'altitude, et les mouvements verticaux ne sont ni atténués ni amplifiés par la configuration thermique de la CLA ((8) De Moor, 1996).

En présence de vent, la notion de stabilité statique est incomplète, car la turbulence peut être d'origine dynamique ou thermique. L'étude de l'équation de conservation de l'énergie cinétique turbulente (en anglais *Turbulent Kinetic Energy* ou *TKE*) ((21) Stull, 1988) nous permet d'aborder la notion de stabilité dynamique de l'atmosphère, dont la valeur des flux dépend.

L'énergie cinétique turbulente est l'une des plus importantes variables en micrométéorologie, car elle représente la mesure de l'intensité de la turbulence ((21) Stull, 1988). La TKE par unité de masse peut être définie simplement comme étant la somme des demi-variances des fluctuations de vitesse du vent, soit :

$$\frac{TKE}{m} = \bar{e} = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad (5)$$

Pour obtenir l'équation de TKE, comme précédemment, on applique la décomposition de Reynolds à l'équation de *Navier Stokes*. On lui retranche membre à membre la moyenne de cette même équation, ce qui nous donne l'équation pronostique de l'écoulement turbulent. Après division par deux, sommation des équations obtenues pour les trois dimensions, et application des hypothèses de la section 2.2.1 on obtient :

$$\underbrace{\frac{\partial \bar{e}}{\partial t}}_I = \underbrace{\frac{g}{\theta_v}(\overline{w'\theta'_v})}_B - \underbrace{\overline{u'w'}\frac{\partial \bar{U}}{\partial z}}_P - \underbrace{\frac{\partial(\overline{w'e})}{\partial z}}_{D_t} - \underbrace{\frac{1}{\bar{\rho}}\frac{\partial(\overline{w'p'})}{\partial z}}_{D_p} - \varepsilon \quad (6)$$

Dans cette équation, le terme I représente l'évolution synoptique de la TKE, qui est souvent négligée, le terme de flottabilité B décrit la production ou la destruction de TKE par flottabilité, Le terme de production mécanique ou de cisaillement P décrit la production de turbulence par effet inertiels (sa contribution est généralement positive car le flux est dirigé vers le bas, soit de l'atmosphère vers l'océan ((21) Stull, 1988)). La diffusion turbulente de l'énergie cinétique turbulente D_t traduit l'effet d'homogénéisation de la TKE selon la verticale par diffusion turbulente, le terme D_p est le terme de corrélation de la pression ou divergence verticale de la pression qui tient compte des oscillations dans l'air (e.g ondes de gravité telles que la houle),

enfin le taux de dissipation visqueuse ε traduit la fin de la cascade inertielle ; soit la conversion de la TKE en chaleur.

Le rapport entre les termes de flottabilité et de production mécanique nous permet de définir le nombre de *Richardson* qui décrit la stabilité dynamique de la CLS. On en utilise souvent une version simplifiée, fonction des variables moyennes (le nombre de *Richardson bulk*, R_b), qui est défini comme :

$$R_b = \frac{(TA_z - SST)gz}{TA_z \overline{U}_z} \quad (7)$$

où $\overline{U}$ est le module du vecteur vent moyen horizontal (par rapport au fond), g est l'accélération gravitationnelle, TA est la température de l'air, SST est la température de surface de la mer, et z est l'altitude des mesures. Alternativement, on utilise aussi le rapport de *Monin-Obukhov* (ζ), que nous introduirons en section 2.3.1.

2.3 Estimation des quantités turbulentes

On utilise principalement trois méthodes pour déterminer les flux turbulents à partir de mesures en mer : la méthode aérodynamique d'ensemble (méthode *Bulk*), la méthode des covariances (*ECM eddy correlation*), et la méthode inertio-dissipative (*IDM*).

2.3.1 Méthode aérodynamique d'ensemble *Bulk*

Cette méthode est basée sur la théorie de similitude de *Monin - Obukhov* (1954). Sa particularité est d'être la seule méthode utilisable dans les modèles de grande échelle. Les flux sont représentés par des fonctions simples de variables moyennes à l'échelle synoptique ((10) Fairall et al., 1996 (20) Smith et al., 1996 (11) Fairall et al., 2003). Les variables utilisées sont essentiellement la température potentielle de l'air (θ), la SST , q , et le module de la vitesse de vent (U). Les flux s'écrivent

$$\frac{\tau}{\rho} = C_d \overline{U}^2 \quad (8)$$

$$\frac{H_s}{\rho \cdot C_p} = C_h \overline{U} (SST - \theta) \quad (9)$$

$$\frac{L_e}{\rho \cdot L_v} = C_e \overline{U} (q_s - q) \quad (10)$$

où C_d , C_h , C_e sont des coefficients d'échange à déterminer. C_d est le coefficient de traînée, C_h est le nombre de *Stanton*, et C_e est le nombre de *Dalton* ((20) Smith et al., 1996). Notons que si q est l'humidité spécifique à l'altitude des capteurs, q_s est quant-à-elle l'humidité spécifique à l'interface, que l'on déduit de l'humidité à saturation par la relation $q_s = 0.98q_{sat}(SST)$ ((11) Fairall et al., 2003).

Les valeurs des coefficients d'échanges sont prédites par la théorie de similitude de *Monin - Obukhov* (MO ci-après), comme nous allons le détailler maintenant. Comme les flux sont constants avec l'altitude dans la CLS, on peut introduire de nouvelles variables (cependant constantes à l'échelle de la turbulence), soit u_* , t_* et q_* , dont les relations aux flux sont :

$$\overline{u'w'} = -u_*^2 \quad (11)$$

$$\overline{w't'} = -u_* t_* \quad (12)$$

$$\overline{w'q'} = -u_* q_* \quad (13)$$

On introduit aussi la constante L qui définira la stabilité dynamique de la CLS.

La théorie de similitude consiste à partir d'un ensemble de variables -bien senti- dont on suppose qu'elles régissent le comportement de la CLS. Il s'agit en l'occurrence des cisaillements de vent ($\frac{\partial u}{\partial z}$), de température et d'humidité ($\frac{\partial T}{\partial z}$ et $\frac{\partial q}{\partial z}$), des grandeurs d'échelles u_* , t_* et q_* , de L , et de l'altitude de mesure z . On crée ensuite un nombre minimum de variables sans dimensions à partir de ces variables, grâce au théorème Pi de *Buckingham*. La relation entre toutes ces variables nous permet de définir des fonctions de similitudes Φ_m , Φ_t , et Φ_q . Finalement, la théorie de MO prévoit les relations suivantes :

$$\Phi_m\left(\frac{z}{L}\right) = \frac{\kappa z}{u_*} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad (14)$$

$$\Phi_t\left(\frac{z}{L}\right) = \frac{\kappa z}{\theta_*} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \quad (15)$$

$$\Phi_q\left(\frac{z}{L}\right) = \frac{\kappa z}{q_*} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} \quad (16)$$

Malgré les nouvelles variables et fonctions introduites, ces expressions sont utiles, car elles s'intègrent en fonction de z . On en déduit notamment que les profils verticaux de $U(z)$, $T(z)$, et $q(z)$ sont logarithmiques. L'intégration fait intervenir à nouveau des variables z_{0m} , z_{0t} , et z_{0q} car la borne inférieure de l'intégration ne peut pas être nulle. Après intégration, on déduit facilement les expressions des flux :

$$u_*^2 = \bar{U}_z^2 \underbrace{\frac{\kappa^2}{[\ln(z/z_0)_m - \Psi_m(\zeta)]^2}}_{C_D} \quad (17)$$

$$u_* T_* = \bar{U}_z (SSt - \theta_z) \underbrace{\frac{\kappa^2}{[\ln(z/z_0)_m - \Psi_m(\zeta)][\ln(z/z_0)_t - \Psi_t(\zeta)]}}_{C_H} \quad (18)$$

$$u_* q_* = \bar{U}_z (q_s - q_z) \underbrace{\frac{\kappa^2}{[\ln(z/z_0)_m - \Psi_m(\zeta)][\ln(z/z_0)_q - \Psi_q(\zeta)]}}_{C_e} \quad (19)$$

$$(20)$$

Grâce à ces expressions, on peut maintenant déduire la définition de la stabilité dynamique ζ ,

$$\zeta = -\kappa z \frac{g}{\theta_v} \frac{\overline{w'\theta'_v}}{u_*^3} \quad (21)$$

Dans les équations précédentes, on identifie aisément les coefficients d'échange CD CH et CE. Dans l'algorithme bulk que nous utilisons (COARE 3.0 (11) Fairall et al., 2003) il est possible de choisir entre plusieurs paramétrisations des longueurs de rugosité, qui intègrent ou non les caractéristiques des vagues.

Smith [1988] :

$$z_0 = \alpha_{ch} u_*^2 / g + 0.11 \nu / u_* \quad (22)$$

Oost [2002] :

$$z_0 = \frac{50}{2\pi} g \frac{T_{wave}^2}{2\pi} \left(\frac{u_* 2\pi}{g T_{wave}} \right)^{4.5} + 0.11 \nu / u_* \quad (23)$$

Taylor [2001] :

$$z_0 = 1200 H_{s_{wave}} \left(\frac{H_{s_{wave}} 2\pi}{g T_{wave}^2} \right)^{4.5} + 0.11 \nu / u_* \quad (24)$$

où α_{ch} est le paramètre de *Charnock* (1955), égal à 0.011 pour $U < 10$ m.s⁻¹), $H_{s_{wave}}$ est la hauteur significative des vagues, T_{wave} est la période temporelle des vagues dominantes et ν est la viscosité cinématique de l'air.

2.3.2 Méthode des covariances ou *eddy correlation ECM*

La méthode des covariances est la méthode la plus évidente, puisqu'elle consiste à appliquer la définition des flux, soit calculer les covariances à partir de séries temporelles, puis d'en effectuer la moyenne. En pratique, les mouvements parasites des plateformes et la détermination précise des bornes d'intégration sont un problème parfois épineux à résoudre avec cette méthode.

2.3.3 Méthode spectrale ou méthode *Inertio-dissipative IDM*

La méthode spectrale (*IDM*) est une méthode indirecte de calcul des flux turbulents basée à la fois sur la théorie de ((15) Monin A. S., and Obukhov A. M., 1954) et sur la théorie de Kolmogorov (1941, ou K41 ci-après).

● Théorie de *Kolmogorov* et hypothèse de *Taylor*

D'après K41, dans le sous domaine inertiel, soit la partie du spectre de vent aux fréquences supérieures à celles auxquelles la turbulence est produite, l'énergie cascade des grandes échelles

(basses fréquences) vers des échelles plus petites (hautes fréquences) à taux constant ((14) Kolmogorov A. N., 1941), sans apport ni perte d'énergie, et ce jusqu'aux échelles les plus petites, où l'énergie se dissipe en produisant de la chaleur.

Si la turbulence est homogène et isotrope localement, K41 prévoit une relation entre la densité spectrale d'énergie $S(k)$ de la composante longitudinale du vent et le taux de dissipation ε . Elle s'écrit,

$$S(k) = c_\alpha \varepsilon^{2/3} k^{-5/3} \quad (25)$$

où k est le nombre d'onde et c_α est la constante de Kolmogorov, dont la valeur (déterminée expérimentalement) est de 0.55. L'aspect le plus connu de cette relation est l'exposant $-5/3$ du nombre d'ondes.

Avec des séries temporelles de mesures, il est plus direct de travailler avec des fréquences qu'avec des périodes. L'hypothèse de turbulence gelée de ((24) Taylor G., 2003) nous permet d'établir le lien entre les deux. On suppose que les propriétés de la turbulence sont indépendantes de l'advection. Elles sont donc transportées par l'écoulement moyen (U), ce qui a pour conséquence $k = 2\pi f/U$. Comme l'énergie totale est la même -qu'il s'agisse de fréquences ou de périodes- on peut écrire $S(f) df = S(k) dk$. Après substitution dans l'équation 25, on obtient

$$S_u(f) = c_a \varepsilon_u^{2/3} \left(\frac{2\pi}{U}\right)^{-2/3} f^{-5/3} \quad (26)$$

$\bar{U}$ est dans notre cas le vent relatif horizontal moyen (relatif à la plateforme et non par rapport au sol). Les travaux de ((7) Corrsin S., 1949) nous indiquent qu'on peut effectuer un raisonnement similaire pour la température et l'humidité. On obtient les expressions suivantes :

$$S_{tson}(f) = c_\theta \varepsilon_{tson} \varepsilon_u^{-1/3} \left(\frac{2\pi}{U}\right)^{-2/3} f^{-5/3} \quad (27)$$

$$S_q(f) = c_q \varepsilon_q \varepsilon_u^{-1/3} \left(\frac{2\pi}{U}\right)^{-2/3} f^{-5/3} \quad (28)$$

$$(29)$$

où c_θ , c_q sont les constantes de *Corrsin* pour la température potentielle et l'humidité dont la valeur admise dans la littérature est de 0.80.

• Du spectre au calcul de flux

Connaissant la densité spectrale d'énergie du vent, nous sommes donc capables d'estimer le taux de dissipation de TKE (ϵ). La relation entre ϵ et le flux nous est fournie par l'équation de TKE (section 2.2.5) et la théorie de Monin-Obukhov (section 2.3.1). La relation obtenue s'écrit,

$$u_* = \left(\frac{\kappa z \varepsilon_u}{\Phi_m(z/L) - z/L - \Phi_{imb}(z/L)} \right)^{1/3} \quad (30)$$

où Φ_{imb} est le terme d’imbalance, qui est la somme des termes de pression et de diffusion de l’équation de TKE (6). Plusieurs études montrent que ce terme n’est pas nul. Par exemple (?) en donnant une paramétrisation en fonction de z/L pour les cas instables. Pour les données analysées dans ce document, nous considérerons que ce terme est nul, en tant que première approche.

Dans l’équation 30, on constate que le taux de dissipation n’est pas relié qu’à u_* , mais qu’il dépend aussi de ζ (21). Or ζ dépend lui-même de u_* . Afin de déterminer u_* et ζ , il nous suffit de fermer le système d’équations en utilisant l’équation de demi-variance de température (qui équivaut à l’équation de TKE pour la température), ce qui nous mène à,

$$w_* T_* = \sqrt{\frac{\kappa \zeta u_* \varepsilon_{tson}}{\Phi_t}} \quad (31)$$

On résout ensuite le système numériquement, par une méthode de relaxation (itérative). Le cas échéant (pour les données de l’OCARINA blanc par exemple), on applique le même raisonnement pour obtenir une expression du flux d’humidité :

$$w_* q_* = \sqrt{\frac{\kappa \zeta u_* \varepsilon_q}{\Phi_q}} \quad (32)$$

Les flux sont alors facilement déduits de u_*, T_* , et q_* par les équations 30, 31 et 32.

Bien que la méthode ID soit de loin la plus indirecte pour estimer les flux, elle présente l’avantage de pouvoir s’appliquer à tous types de plateformes, car on peut calculer les taux de dissipation (et de destruction de demi-variance de température ou d’humidité) en ne sélectionnant qu’une bande de fréquences dans laquelle on constate que les mouvements de la plateforme n’affectent pas l’estimation du vent. Pour OCARINA la bande de fréquence s’étend typiquement de 1 à 5 Hz, comme nous le mettrons en évidence dans la section 3.5 (résultats / spectres).

3 Résultats

La campagne s’est déroulée pendant une semaine, du 22 au 27 octobre 2015. Dans cette section, nous documentons les conditions synoptiques rencontrées pendant la campagne. Nous présentons d’abord les données obtenues par l’OCARINA blanc, car ce sont les plus nombreuses, donc les plus représentatives (20h de mesures, contre 16h30 pour l’OCARINA jaune, soit 71 et 39 points de mesures de 1100 secondes respectivement). Dans un second temps, nous comparerons les données des deux plateformes.

3.1 Déploiements

La carte de déploiements des deux OCARINA pour le 22 octobre est représentée Figure 2. Ce jour, les deux OCARINA se suivent au moins en début de période. La distance qui sépare

les deux plateformes est faible et vaut 230 m en moyenne. Les données du 22 octobre sont importantes car elles nous permettent de comparer entre-elles les mesures de chaque OCARINA, et de déceler d'éventuels défauts d'étalonnage des instruments.

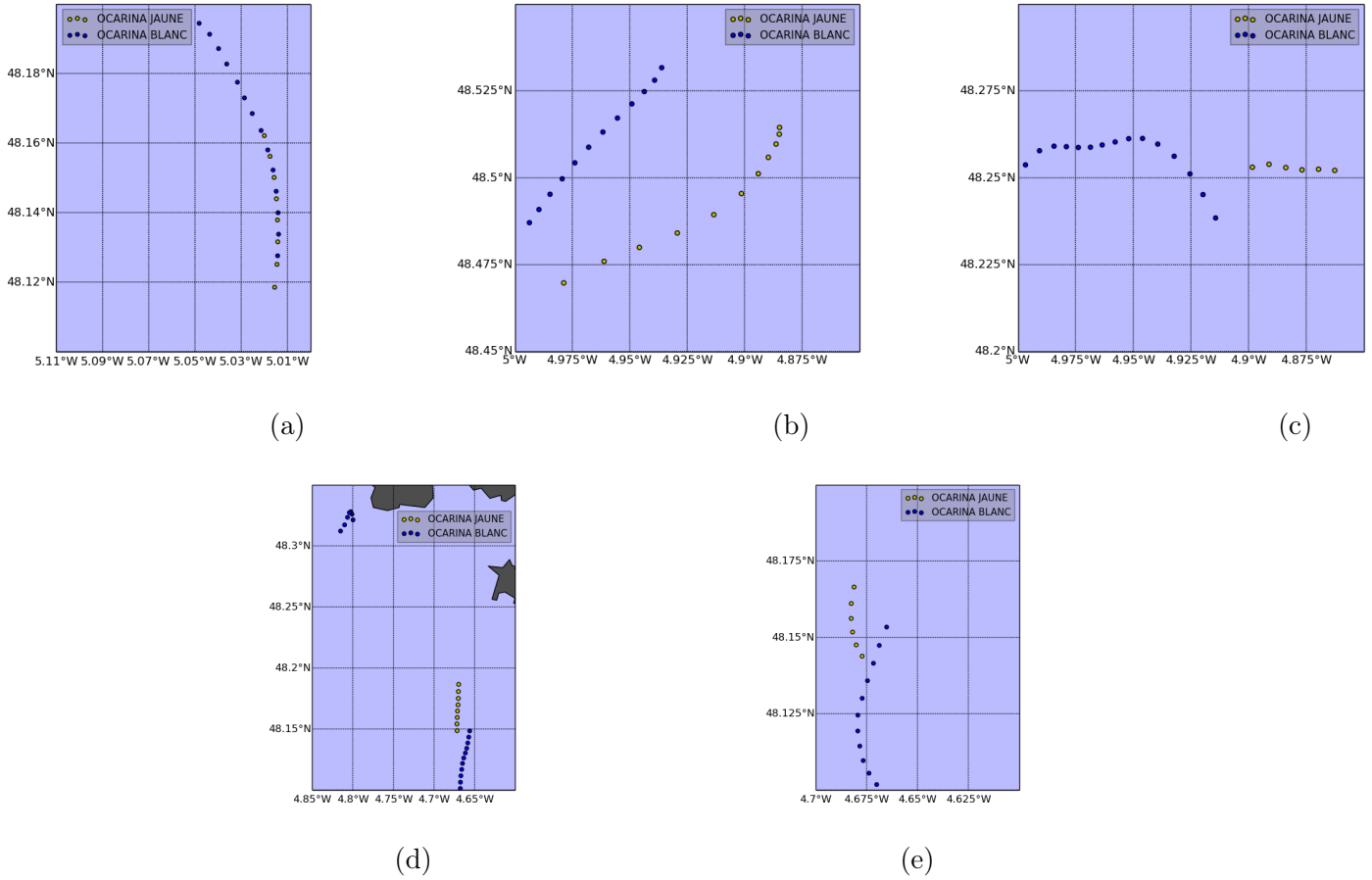


FIGURE 2 – Carte de déploiement de l’OCARINA Blanc (points bleus) et l’OCARINA Jaune (points jaunes) du 22 octobre (a), 23 octobre (b), 24 octobre (c), 26 octobre (d), 27 octobre (e)

Pour les jours suivants, les plateformes n’ont pas été déployées ni ensemble ni au même point, pour des raisons scientifiques. Cependant, l’écart entre les deux plateformes est toujours resté inférieur à 10 km. Globalement, les deux OCARINA ont suivi des trajectoires assez semblables. Notons que le 23 octobre, l’OCARINA jaune a dérivé beaucoup plus vite que l’OCARINA blanc.

3.2 Mesures de l’OCARINA blanc

Lors de la campagne, la pression a diminué par paliers, jour après jour. La pression était de 1020 hPa le 22 octobre, et elle a diminué jusqu’à atteindre 1000 hPa le 27 octobre (Figure 3). La figure montre aussi la répartition temporelle des déploiements de l’OCARINA blanc, par longues plages de mesures, chaque jour.

La vitesse du vent était modérée (6.4 m.s^{-1}), en valeur moyenne pour toute la campagne. L’amplitude de la vitesse du vent a été significative. En effet, les valeurs extremum atteintes sont de 3.7 m.s^{-1} et 10.4 m.s^{-1} . La figure 4 nous révèle que le vent était le plus fort en milieu de

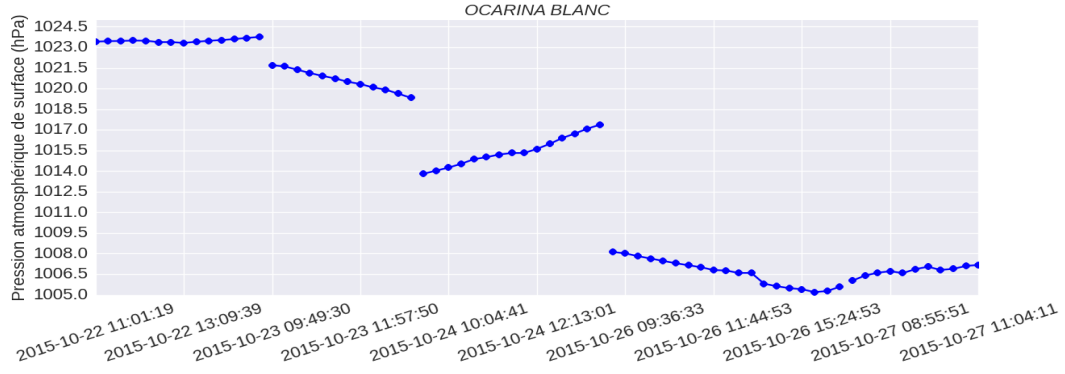


FIGURE 3 – Evolution de la pression atmosphérique de surface.

campagne, les 24-25 octobre.

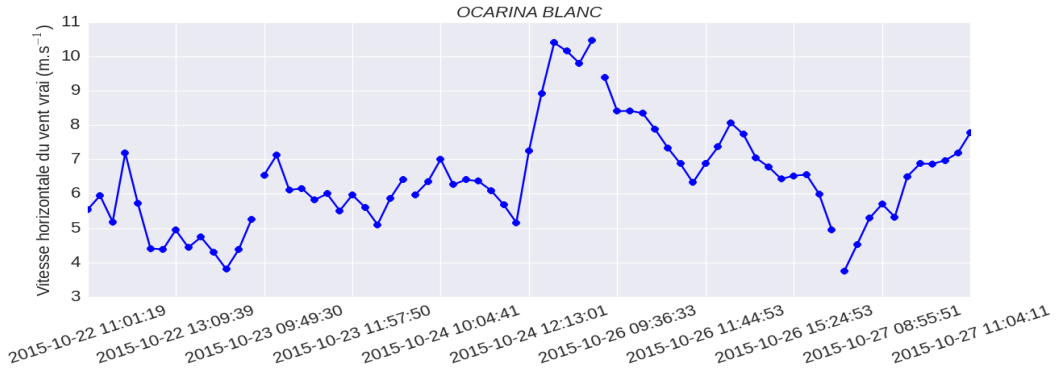


FIGURE 4 – Vitesse vent vrai à 1.5 m de la surface.

La température de surface de la mer (SST) était de $15.3 \pm 1^\circ\text{C}$, ce qui n'est pas en contradiction avec des conditions automnales dans la région (Figure 5). La variabilité observée est élevée, elle n'est pas monotone, et intervient d'un jour à l'autre, ce qui nous suggère qu'elle est essentiellement due aux différents lieux de déploiement.

La température de l'air (TA) moyenne est de 14.7°C . Sa variabilité est plus beaucoup plus importante que celle de la SST . Le maximum atteint par TA est de 16.2°C et son minimum est de 13.0°C .

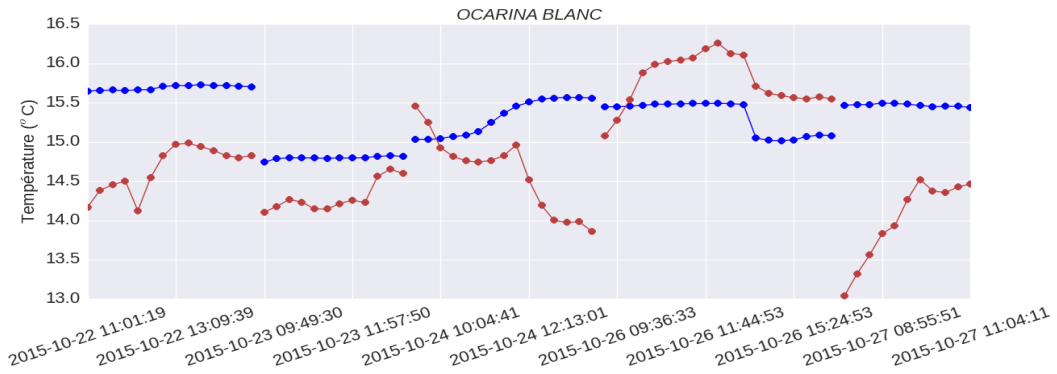


FIGURE 5 – Température de surface de la mer (SST) en bleu et température de l'air (TA) en rouge à 1.5 m de la surface.

Le nombre de *Richardson bulk* (R_b) nous renseigne sur la stabilité de la CLS (section XX). Lorsque $R_b < 0$, l'atmosphère est alors thermodynamiquement instable. Lorsque $R_b > 0$, il y a gain de chaleur à la surface et l'atmosphère est stable, et lorsque $R_b = 0$ la CLS est en conditions neutres. Comme on l'a représenté figure 6, les mesures de R_b nous indiquent que la CLS était globalement instable pendant la campagne, sauf le 26 octobre et lors des premières heures de déploiement du 24 octobre, durant lesquelles la CLS était stable.

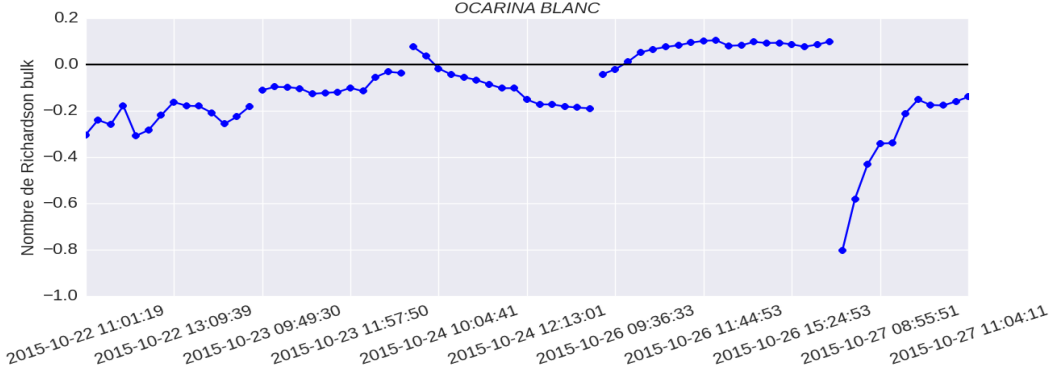


FIGURE 6 – Nombre de Richardson bulk lors de la campagne OCARINA BLANC 2015.

L'évolution de l'humidité spécifique (q) à 1.5 m au dessus de la surface est représentée figure 7. On a aussi représenté l'humidité (q_s) au niveau de l'interface, que l'on a déduite de la *SST* (le calcul est précisé en section 2.3.1).

En moyenne, durant la campagne, q était de 8.6 g.kg^{-1} , tandis que q_s était en moyenne de 10.5 g.kg^{-1} (OCARINA Blanc). La différence $q_s - q$ était toujours positive, ce qui nous indique que c'est toujours un phénomène d'évaporation qui a eu lieu (pas de condensation).

La tendance journalière de q a suivi celle de la température de l'air à l'exception du premier jour de déploiement, durant lequel l'humidité a diminué de 1 g.kg^{-1} tandis que la température augmentait de 0.8 °C .

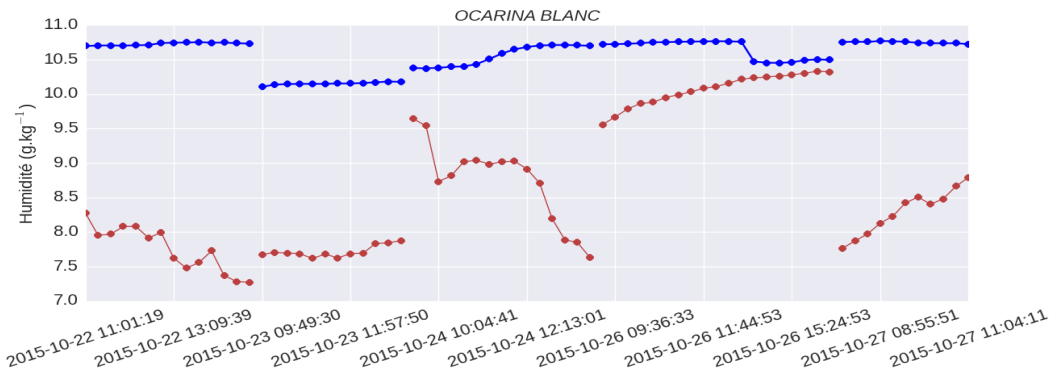


FIGURE 7 – Humidité spécifique de surface de la mer (QS) en bleu et humidité spécifique de l'air (QA) en rouge à 1.5 m de la surface, en gramme par kilogramme d'air.

Les conditions de mer étaient peu agitées. La moyenne de la hauteur significative des vagues était de 2.1 m (Figure 8). La hauteur significative a varié de 1.1 m à 3 m. Les données montrent que l'état de mer était croissant du 22 octobre au matin du 23 octobre.

La fréquence pic de vagues enregistrée est comprise entre 0.02 Hz et 0.08 Hz, soit une période comprise entre 12 et 50 secondes. Les valeurs les plus faibles (0.02 Hz) nous semblent peu réalistes, et sont probablement dues à une erreur de l'algorithme de recherche du maximum du pic des vagues.

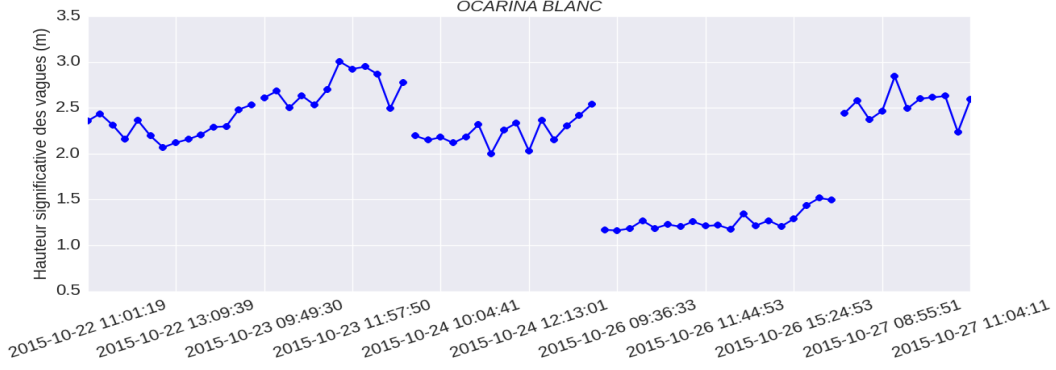


FIGURE 8 – Hauteur significative des vagues.

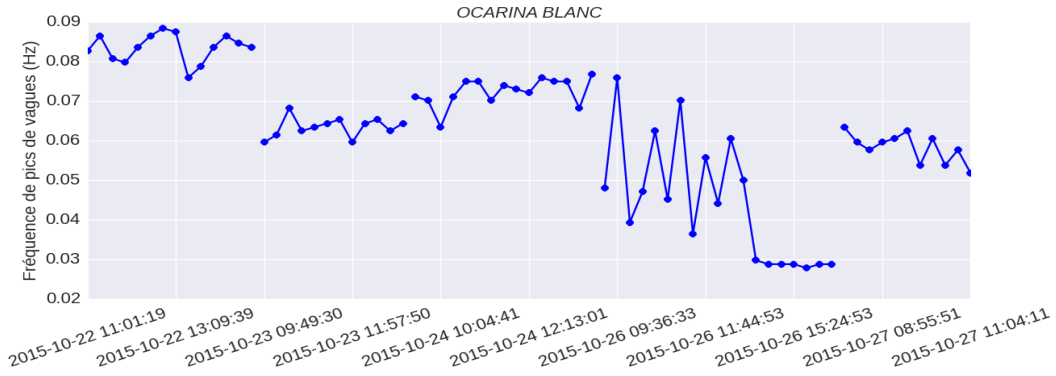


FIGURE 9 – Fréquence pic des vagues.

Notons enfin que le module de la vitesse d'OCARINA par rapport au fond de la mer était de 0.6 m.s^{-1} moyenne sur toute la campagne. Cette valeur est indicative de la dérive de la plateforme sous les effets combinés du vent et du courant. Les données de l'OCARINA blanc (non montrées) sont très bruitées, probablement en raison d'un problème de traitement. Cependant, les données de l'OCARINA jaune (de meilleure qualité) nous indiquent aussi une vitesse de dérive du même ordre de grandeur.

3.3 Comparaison des méthodes d'estimation des flux turbulents

Dans cette sous-section, nous analysons les résultats des trois méthodes d'estimation des flux (définies dans la sous-section 2.3). Nous comparons non seulement les flux (u_* , H_{sv} , et LE) mais aussi le rapport de Monin-Obukhov (z/L). Les comparaisons sont présentées sous forme de nuages de points et elle sont quantifiées sous forme d'écarts types, de coefficients de corrélation, et de droites de régression. Nous présentons ci-après les comparaisons par groupes de deux méthodes d'estimation : comparaison des méthodes *Bulk* et *EC* en premier, puis

comparaison entre méthodes *bulk* et *ID*. Nous avons choisi de ne pas présenter la comparaison entre les résultats des méthodes EC et ID, dans un souci de concision, et parce que les graphes de dispersion sont proches de ceux présentés pour la comparaison entre méthode bulk et méthode EC (sous-section 3.3.1).

3.3.1 Comparaison entre les méthodes *Bulk* et *EC*

Les graphes de dispersion -ou graphes en nuages de points- sont représentés sur les figures 10a, 10b, 10c, et 10d pour les quatre variables u_* , H_{sv} , z/L , et LE .

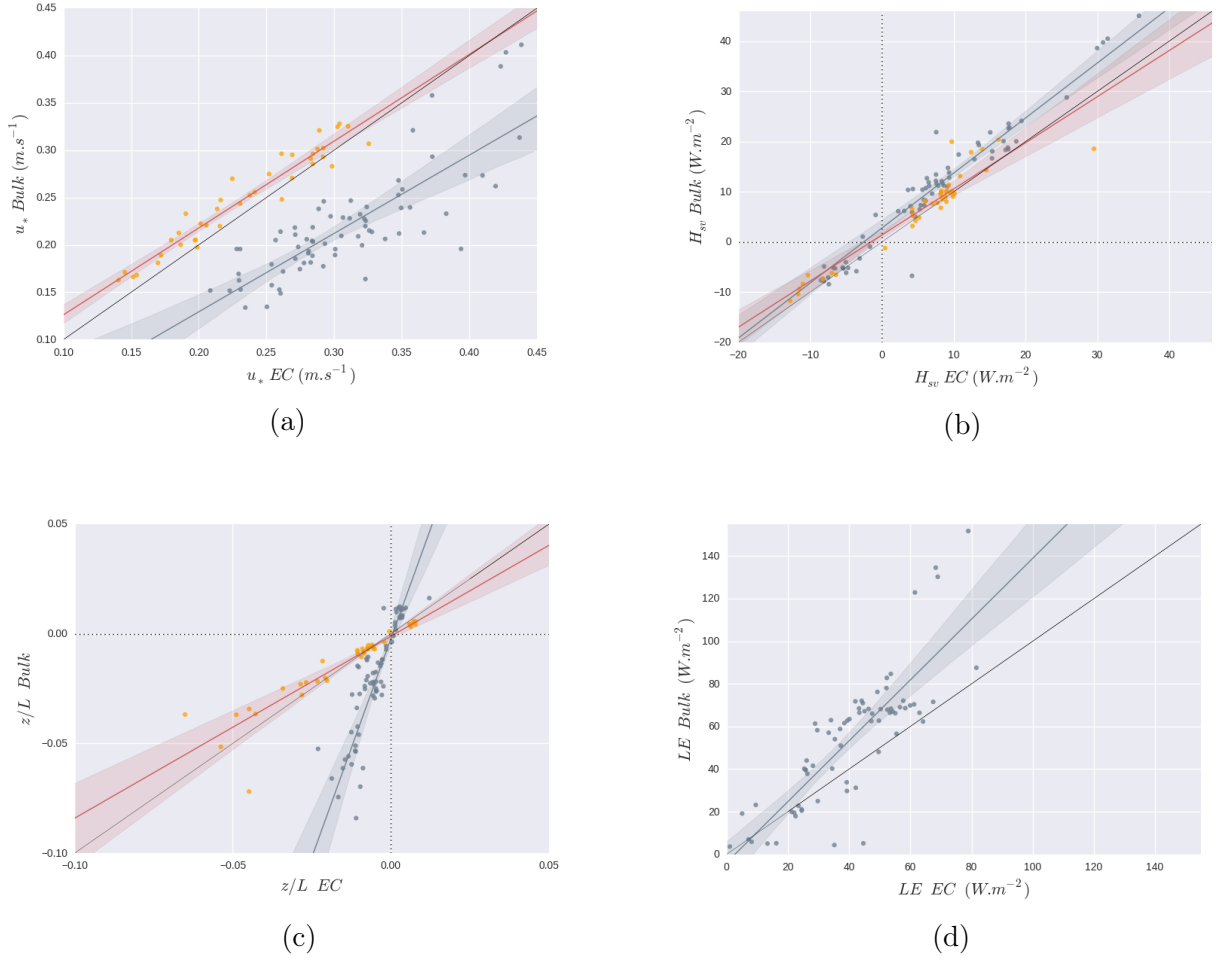


FIGURE 10 – Représentation en nuage de point de la comparaison entre la méthode Bulk et EC selon OCARINA Blanc (en bleu) et OCARINA Jaune (en orange). Les droites de couleur sont les fonction linéaires ajustées à leurs données avec leur intervalle de confiance. La droite de pente unité est en noir. Les comparaisons sont estimée à partir de (a) u_* , (b) H_{sv} , (c) z/L , et (d) LE

● Vitesse de frottement u_*

Les vitesses de frottement estimées par les deux méthodes sont en bon accord, comme en atteste le coefficient de corrélation élevé, 0.81, pour les données de l'OCARINA blanc. L'accord est encore meilleur pour les données de l'OCARINA Jaune (coefficient de corrélation de 0.96). La pente de la droite de régression est relativement éloignée de l'unité pour l'OCARINA blanc

(0.83), mais elle n'est pas très significative en raison de la distribution des points. Pour l'OCARINA Jaune, la droite de régression a une pente de 0.91, donc plus proche de l'unité, ce qui est encourageant.

L'écart systématique (biais) entre u_* bulk et u_* EC est de -0.09 m.s^{-1} pour l'OCARINA blanc et il est de 0.02 m.s^{-1} pour l'OCARINA jaune, ce qui correspond à des écarts relatifs moyens de -29% et $+6 \%$, respectivement. Les écarts types des différences entre u_* bulk et u_* EC sont de 0.03 m.s^{-1} (blanc) et 0.01 m.s^{-1} (jaune).

Ces premières comparaisons nous indiquent que les données de l'OCARINA jaune sont conformes aux résultats déjà publiés pour les campagnes précédentes. En revanche, les données de l'OCARINA blanc sont un peu plus bruitées que celles de l'OCARINA jaune.

● Flux de flottabilité Hs_v

Les coefficients de corrélation entre Hs_v bulk et Hs_v EC sont élevés et ils possèdent des valeurs comparables pour les deux plateformes, soit 0.95 pour l'OCARINA blanc et 0.94 pour l'OCARINA jaune. L'écart systématique entre Hs_v bulk et Hs_v EC est lui aussi comparable, soit 3.44 W.m^{-2} pour l'OCARINA Blanc et 0.96 W.m^{-2} pour l'OCARINA jaune. L'écart type des différences entre Hs_v bulk et Hs_v EC est petit pour les données des deux plateformes ($3 - 4 \text{ W.m}^{-2}$). Enfin, les droites de régression ont des pentes satisfaisantes (0.91 OCARINA Blanc et 1.09 OCARINA Jaune), qu'il est cependant difficile d'interpréter en raison du faible nombre de point et de leur répartition.

● Paramètre de stabilité z/L

Les estimations de z/L bulk à z/L EC sont encourageantes pour l'OCARINA jaune, comme indiqué figure 10c. Cependant, pour l'autre plateforme, et malgré une faible dispersion (écart-type de 0.03) la pente de la droite de régression est beaucoup plus forte que un, soit 3.98, ce qui nous suggère soit un problème avec l'instrument, soit une erreur dans la chaîne de traitement des données. Cela correspond à des écart relatifs de $+75 \%$ et -14% .

● Flux de chaleur latente LE

Le flux de chaleur latente EC n'est disponible que pour l'OCARINA blanc. La comparaison du flux *Bulk* au flux *EC* est représentée figure 10d. La pente de la droite de régression est de 0.82, ce qui nous indique que les flux forts sont sous-estimés par la méthode *EC*. L'écart type de la différence entre flux bulk et flux EC est raisonnable (19 W.m^{-2}), tout comme l'est le biais (14 W.m^{-2}).

3.3.2 Comparaison entre les méthodes *Bulk* et *ID*

● Vitesse de frottement u_*

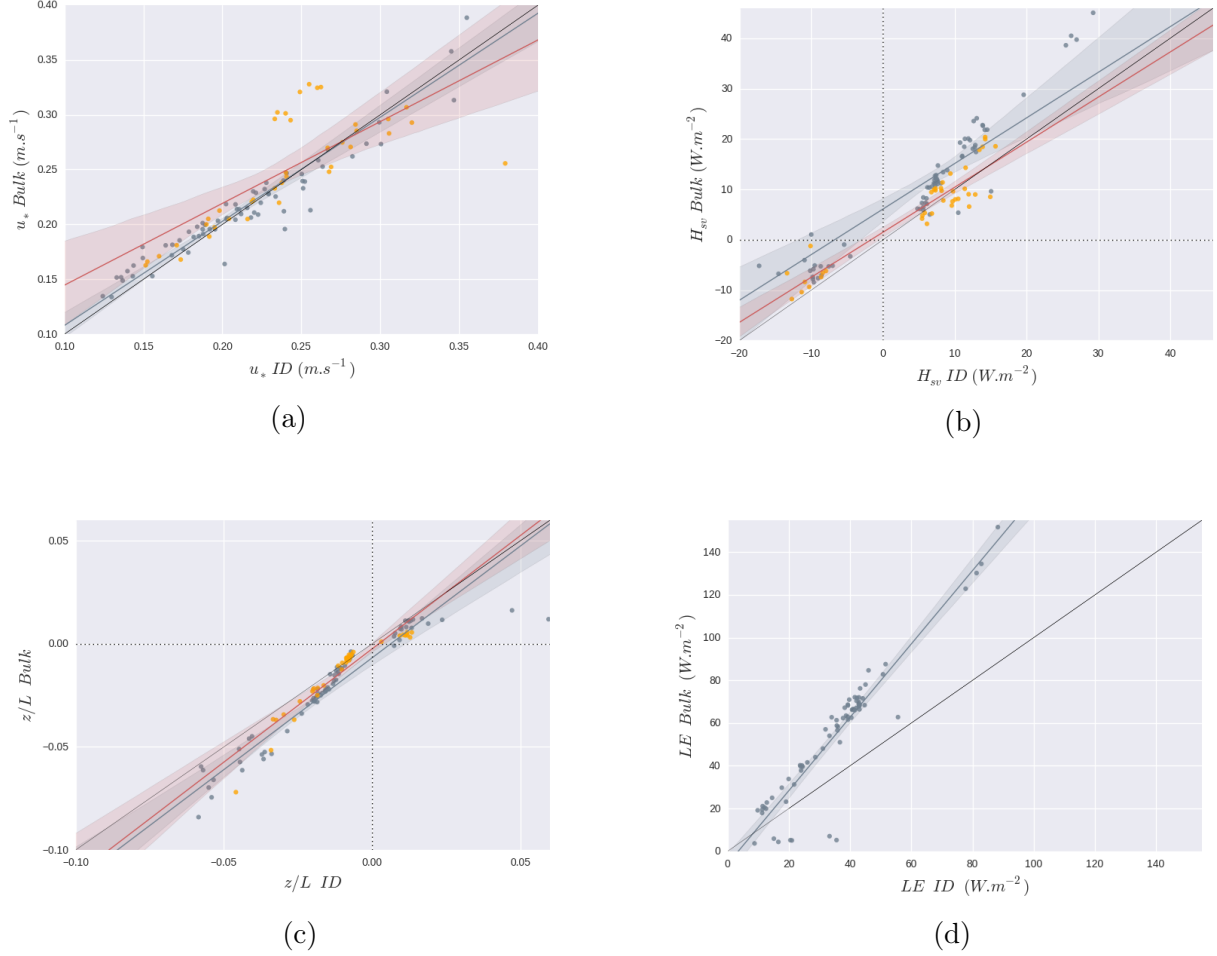


FIGURE 11 – Représentation en nuage de point de la comparaison entre la méthode Bulk et ID selon OCARINA Blanc (en bleu) et OCARINA Jaune (en orange). Les droites de couleur sont les fonction linéaires ajustées à leurs données avec leur intervalle de confiance. La droite de pente unité est en noir. Les comparaisons sont estimées à partir de (a) u_* (en $m.s^{-1}$), (b) Hs_v (en $W.m^{-2}$), (c) z/L , et (d) LE (en $W.m^{-2}$).

La figure 11a montre la comparaison entre la méthode *Bulk* et *ID* pour la vitesse de frottement pour les données des deux plateformes. Avec les données de l'OCARINA Blanc, les deux méthodes donnent des valeurs de u_* très similaires, même si la méthode *Bulk* surestime très légèrement u_* , de 0.87 %. La droite de régression a une pente de 0.94, le coefficient de corrélation de 0.95, et le biais est négligeable. L'écart-type de la différence est faible ($\sigma = 0.02 m.s^{-1}$), comme dans la sous section précédente.

L'estimateur se comporte différemment avec les données de l'OCARINA Jaune. Malgré une faible dispersion de $0.04 m.s^{-1}$, l'intervalle de confiance est plus étendu en particulier vers les vitesses de frottement les plus élevées. Pour les valeurs plus faibles que $0.03 m.s^{-1}$, l'accord entre les méthodes est qualitativement bon pour les deux plateformes.

● Flux de flottabilité Hs_v

La comparaison pour le flux de flottabilité est montrée figure 11b pour les données des deux plateformes. A nouveau, la qualité des résultats dépend de la plateforme considérée et de la valeur du flux. En dessous de $10\text{-}15\text{ W.m}^{-2}$, les flux sont en bon accord, mais au delà de ce seuil, la méthode bulk surestime les flux par rapport à la méthode EC, ce qui est plus évident pour l’OCARINA blanc, dont la dynamique des flux est plus grande.

- **Paramètre de stabilité z/L**

Pour le paramètre de stabilité z/L , la comparaison de la méthode *Bulk* à la méthode *ID* (figure 11c) est meilleure que la comparaison entre la méthode *Bulk* et la méthode *EC*. Cette variable étant très sensible aux conditions environnementales ((3) Bourras et al. 2014), il est délicat de quantifier ici les écarts trouvés. Cependant, la figure 11c nous indique clairement que les données se comparent bien tant que z/L ID est plus petit que $+0.01$.

- **Flux de chaleur latente LE**

De même que pour la comparaison précédente à partir de LE (figure 11d), la corrélation entre les deux jeux de flux est bonne (coefficient de corrélation de 0.93). Malheureusement, la pente de la droite de régression pose problème, car elle vaut 1.71 au lieu de un.

3.4 Validité des hypothèses

Les théories de la turbulence dans la CLS impliquent que nous fassions plusieurs hypothèses (voir les sous-sections 2.2.5 et 2.3.3). Certaines hypothèses ne sont pas vérifiables. C’est le cas pour l’hypothèse d’homogénéité horizontale de l’écoulement ou l’hypothèse de couche à flux constants.

A partir des données des OCARINA, nous pouvons vérifier l’hypothèse d’isotropie locale de la turbulence. L’isotropie signifie que les propriétés physiques de la turbulence n’ont aucune direction privilégiée. L’isotropie verticale est représentée par le rapport entre les densités spectrales de puissance verticale et longitudinale, ce qui s’écrit $S_w(f)/S_u(f)$. Dans le sous-domaine inertiel, ce rapport devrait tendre vers la valeur de $4/3$. De même, l’isotropie horizontale est le rapport des densités spectrales de puissance des composantes transversale et longitudinale du vent $S_v(f)/S_u(f)$. Ce rapport aussi tend vers $4/3$ en conditions isotropes.

On a tracé les rapport d’isotropie obtenus avec les données de *BBWAVES* 2015 sur les figures 14a et 14b. La valeur théorique est indiquée par une ligne en trait tireté rouge. Les données des deux OCARINA possèdent un comportement différent. Pour l’OCARINA Blanc, L’écoulement est presque isotrope entre 7 et 10 Hz . Entre 2 Hz et 10 Hz , l’écart entre $S_w(f)/S_u(f)$ et $S_v(f)/S_u(f)$ est constant. De plus, on note que l’isotropie verticale est moins bien vérifiée que l’isotropie horizontale. Les écarts à la valeur théorique sont de 22 % (isotropie verticale) et 6.5 % (isotropie horizontale). A l’opposé, les données de l’OCARINA Jaune présentent une différence décroissante en fréquences entre $S_w(f)/S_u(f)$ et $S_v(f)/S_u(f)$. Les écarts à la valeur

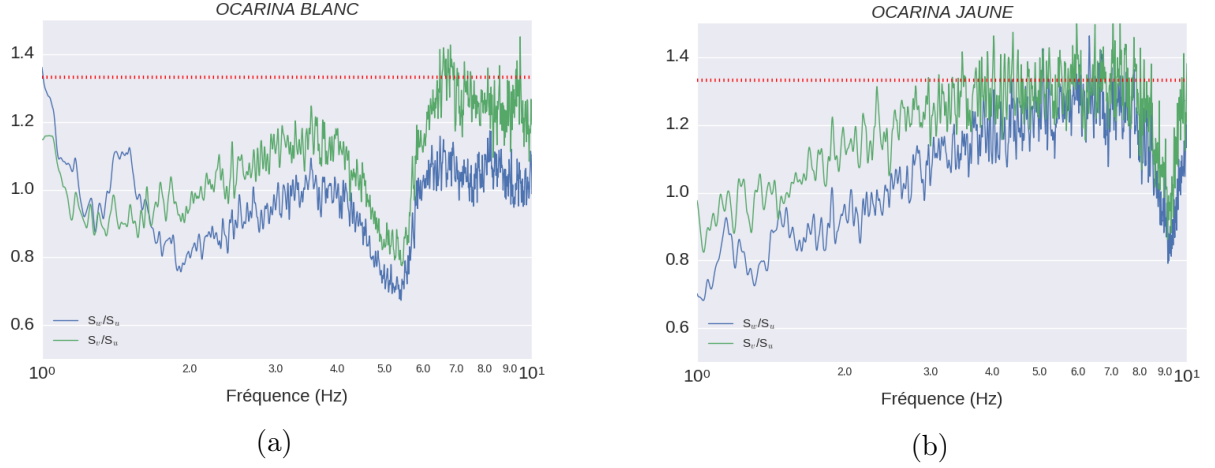


FIGURE 12 – Rapport d’isotropie verticale (en bleu) et d’isotropie horizontale (en vert), selon les données (a) d’OCARINA Blanc et (b) OCARINA Jaune, obtenus avec les données de BBWAVES 2015. La ligne horizontale rouge représente la valeur théorique $4/3$.

de $4/3$ sont de 9 % (isotropie verticale) et 2 % (isotropie horizontale). Cette différence est moins marquée entre 3 Hz et 7 Hz , ce qui est indicatif d’un sous domaine inertiel exploitable pour estimer les flux par la méthode IDM.

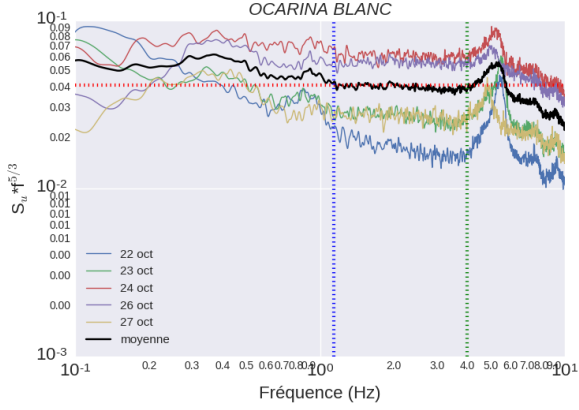
La comparaison entre les figures 14a et 14b suggèrent que les données de l’OCARINA blanc sont perturbées (large pic négatif) entre 4 et 6 Hz par rapport à celles de l’OCARINA jaune. Du point de vue de l’aérodynamique, cet écart marqué de l’isotropie pour l’OCARINA blanc pourrait s’expliquer par la structure massive de l’*Irgason* par rapport à celle très ajourée du *R3-50*.

3.5 Identification de la cascade de *Kolmogorov* (1941)

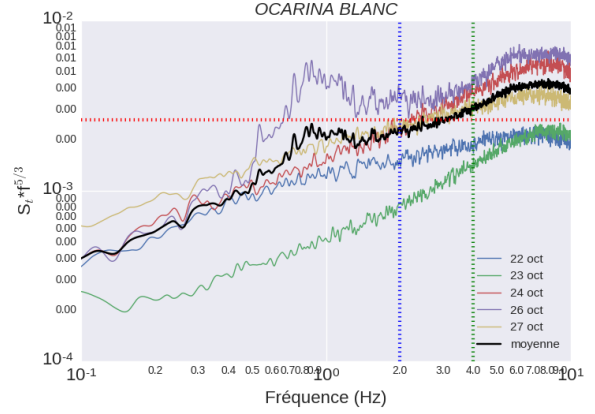
D’après la théorie de Kolmogorov (1941), l’énergie se transfère des grandes échelles vers les petites échelles¹. En d’autres termes, lorsque de gros tourbillons existent, ils se scindent en plus petits tourbillons, qui –à leur tour– se scindent en tourbillons encore plus petits. La gamme de longueurs auxquelles ce phénomène se produit est nommée sous-domaine inertiel. L’énergie n’y est ni produite ni dissipée. Elle se transfère à taux constant. Cette approche a permis à Kolmogorov (1941) de définir une relation entre la densité spectrale de puissance $S_u(f)$ de u et $f^{-5/3}$ (où f est la fréquence). On peut montrer qu’il en est de même pour la température sonique T_{son} et pour l’humidité q . Ainsi, lorsqu’on trace $S_u(f)$ en fonction de $f^{-5/3}$ en échelle $\log - \log$, la cascade est identifiée par une droite de pente $-5/3$. Dans un souci de clarté, on préfère souvent tracer $S_u(f) \times f^{5/3}$ en fonction de f , et identifier la cascade sous forme d’un palier en fréquence, comme nous le faisons ci-après.

Sur les figures 13 et 14, on a représenté les spectres obtenus pendant *BBWAVES* 2015.

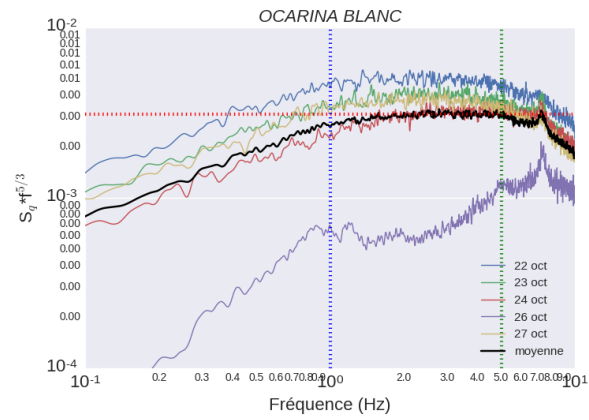
1. Par usage dans ce domaine scientifique, on utilise improprement le terme petite échelle pour les petites longueurs, et le terme grande échelle pour les grandes longueurs, contrairement à l’usage en cartographie, par exemple.



(a)



(b)



(c)

FIGURE 13 – Spectre moyen et journalier de la composante longitudinale du vent (u)(a), de la température sonore (b), et de l'humidité (c), multipliés par la fréquence à la puissance $5/3$. Les traits verticaux bleu et vert, délimitent l'intervalle de fréquence du sous-domaine inertiel. La ligne horizontale rouge représente la valeur constante du spectre. Les unités sont : $S_u(f)$ en $m^2/s^2/Hz$, soit en $m^2.s^{-1}$, $S_t(f)$ en K^2/Hz ou $K^2.s$. Alors, l'unité de $S_u(f).f^{5/3}$ est $m^2.s^{-8/3}$, l'unité de $S_t(f).f^{5/3}$ est $K^2.s^{-2/3}$, et l'unité de $S_q(f).f^{5/3}$ est $g.kg^{-1}.s^{-2/3}$

Nous avons d'abord tracé les spectres moyens (en noir sur les figures). Après étude des données et des variances des spectres, nous avons conclu que tracer des spectres jour par jour était un moyen efficace de classer les données de *BBWAVES*, en complément des spectres moyens. Sur les figures 13,14, les spectres obtenus chaque jour sont repérés par des couleurs différentes, pour chaque OCARINA et pour chaque variable (vent, température, et humidité le cas échéant).

Il est important de noter que les données des deux OCARINA ne représentent pas les mêmes situations, ne serait-ce que par leur nombre. Pour l'OCARINA Blanc 71 spectres sont disponibles alors que 39 spectres seulement sont disponibles pour l'OCARINA Jaune.

Les spectres de la composante longitudinale du vent présentent un plateau entre 1 et 4 Hz (OCARINA Blanc) et 1 et 6 Hz (OCARINA Jaune), ce qui traduit un bon accord avec la relation de *Kolmogorov*. La présence de pics à 5 Hz et 9 Hz est peut être liée aux modes de flexion des mâts turbulents. De tels pics avaient déjà été observés durant la campagne *FROMVAR* 2011 ((3) Bourras et al., 2014). On peut aussi rapprocher ces pics de ceux observés pour les rapports d'isotropie (figures 14a et 14b).

Contrairement aux spectres du vent, les spectres de température montrent un écart à la loi de *Kolmogorov* très variable selon les jours de déploiement (figure 13a). On constate que l'intervalle de fréquence pour lequel la pente est en $-5/3$ est rarement observable pour les

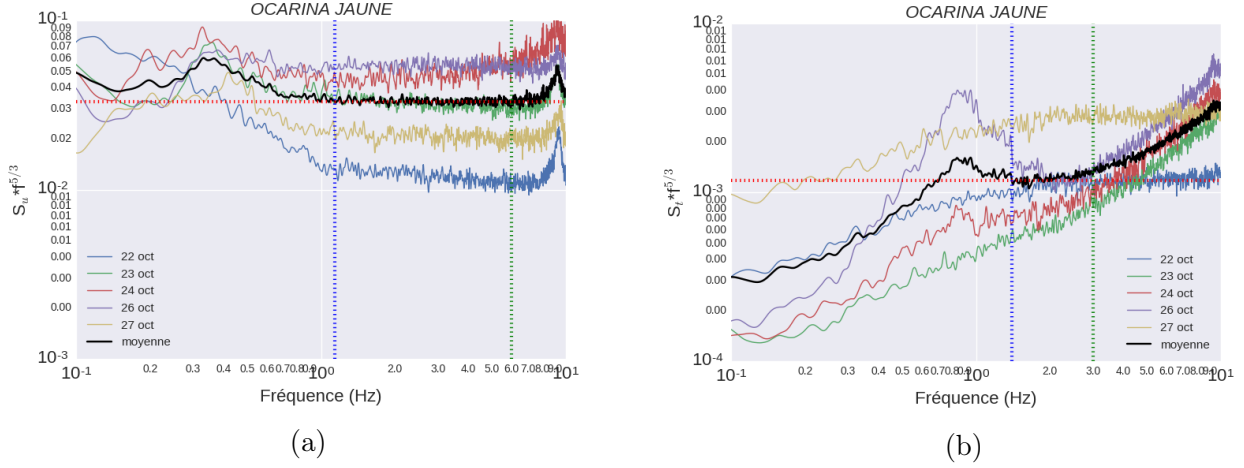


FIGURE 14 – Spectre moyen et journalier de la composante longitudinale du vent (u)(??), de la température sonique (??), multipliés par la fréquence à la puissance $5/3$. Les traits verticaux bleu et vert, délimitent l'intervalle de fréquence du sous-domaine inertiel. La ligne horizontale rouge représente la valeur constante du spectre. Les unités sont : $S_u(f)$ en $m^2.s_{-1}$, et $S_t(f)$ en $K^2.s$. Alors, l'unité de $S_u(f).f^{5/3}$ est $m^2.s^{-8/3}$ et l'unité de $S_t(f).f^{5/3}$ est $K^2.s^{-2/3}$

données de l'OCARINA Blanc, à l'exception des 22 et 26 octobre. Il est davantage présent pour les données de l'OCARINA Jaune en particulier le 22 octobre, jour pour lequel le "plateau" horizontal est large, et se prolonge jusqu'à 10 Hz . Sur les données moyennes, on peut identifier une zone horizontale entre 2 et 4 Hz pour les données de l'OCARINA Blanc et entre 1 et 3 Hz pour les données de l'OCARINA Jaune. Un fort signal est enregistré à une fréquence 0.7 Hz pour les données des deux plateformes. Celui-ci est peut être issu de l'émission de chaleur des plateformes elles-mêmes.

Pour le spectre d'humidité de l'OCARINA blanc, le sous domaine inertiel ressemble à celui observé pour le vent, entre 1 et 5 Hz . Seul le spectre du 26 octobre ne respecte pas la pente en $-5/3$. L'énergie y est beaucoup plus faible que pour les autres jours. Notons que pour ce même jour, le spectre de température présente une énergie particulièrement élevée, un point que nous n'avons pas encore élucidé.

3.6 Etude des cospectres

L'étude des spectres de puissance (chapitre précédent) nous a permis de mettre en évidence le sous domaine inertiel. Dans ce chapitre, les cospectres sont analysés, ce qui va nous permettre de comprendre comment la production turbulente se répartit en fonction des fréquences.

Par définition, les flux turbulents sont la moyenne des covariances entre les fluctuations de la composante verticale du vent $w'(t)$ et alternativement, les fluctuations de u , t_{son} , et q^2 . Les covariances sont reliées aux cospectres par l'intégrale de ces derniers sur l'ensemble des

2. Notons qu'avec les données d'OCARINA, nous utilisons les covariances calculées à partir de séries temporelles de données uniquement

fréquences ((21) Stull R. B., 1988) :

$$\overline{w's'} = \int_0^\infty C_{sw}(f)df \quad (33)$$

où s représente alternativement u , t_{son} , et q , C_{sw} les cospectres, et f les fréquences.

Les cospectres d'OCARINA peuvent être comparés à des modèles de littérature, comme ceux de ((26) Wyngaard et al., 1971) ou ((13) Kaimal et al., 1972) par exemple. Les limites d'un tel exercice sont bien sûr principalement liées aux différences entre conditions expérimentales. Par exemple, les données de Kaimal et al. (1972) ont été acquises lors d'une campagne au milieu d'un champ de blé (la campagne *Kansas*) dont les valeurs de stabilité ζ sont plus élevées que pendant *BBWAVES*).

Afin de pouvoir comparer nos résultats au modèle de (13) Kaimal et al. (1972), nous avons tracé les cospectres en fonction d'une fréquence normalisée $fz/\bar{U}$, qui ne dépend donc en principe pas ni du vent apparent ni de la hauteur z des instruments (1.65 m pour OCARINA Blanc et 1.52 m OCARINA Jaune. La valeur des cospectres est elle aussi normalisée, par la fréquence et par la valeur du flux, de manière à rendre sa valeur sans dimension.

Le modèle empirique de (13) Kaimal et al. (1972) est défini pour différentes conditions de stabilité à partir de ζ selon les équations ci-dessous pour C_{uw} et $C_{t_{son}w}$:

$$\frac{fC_{uw}(f)}{\overline{u'w'}} = \frac{0.88((fz/\bar{U})f_{0uw})}{1 + 1.5((fz/\bar{U})f_{0uw})^{2.1}} \quad (34)$$

où $\overline{u'w'}$ est la covariance du flux de quantité de mouvement dans l'axe du vent et $f_{0uw} = 0.10[G(z/L)]^{3/4}$, avec :

$$G(z/L) = \begin{cases} 1, & -2 \leq z/L \leq 0 \\ 1 + 7.9z/L & 0 \leq z/L \leq +2 \end{cases} \quad (35)$$

La fonction $G(z/L)$ montre clairement que lors de conditions instables, le modèle est indépendant de la valeur du paramètre de stabilité $\zeta = z/L$, Le même cas est retrouvé dans le modèle empirique de $C_{t_{son}w}$ avec la fonction $H(z/L)$:

$$\frac{fC_{t_{son}w}(f)}{\overline{t'_{son}w'}} = \frac{0.88((fz/\bar{U})f_{0t_{son}w})}{1 + 1.5((fz/\bar{U})f_{0t_{son}w})^{2.1}} \quad (36)$$

où $\overline{t'_{son}w'}$ est la covariance du flux de température et $f_{0t_{son}w} = 0.23[H(z/L)]^{3/4}$, avec :

$$H(z/L) = \begin{cases} 1, & -2 \leq z/L \leq 0 \\ 1 + 6.4z/L & 0 \leq z/L \leq +2 \end{cases} \quad (37)$$

La forme générale de ces modèles de cospectres est, dans la plupart des cas, une gaussienne dont

l'amplitude varie selon la stabilité du milieu. Son maximum indique l'énergie la plus influente sur la valeur finale du flux calculé. La fréquence associée à ce pic détermine l'échelle à laquelle la covariance est maximum.

Afin d'analyser nos données en fonction des conditions de stabilité, le nombre de *Richardson Bulk* R_b a été préféré au paramètre ζ car il présente l'avantage d'être estimé à partir de quantités moyennes (voir équation 7), comme l'avait fait Cambra (2015) avec les données OCARINA d'autres campagnes.

Dans la suite, nous séparons les conditions de stabilité par les seuils suivants : les conditions sont considérées comme stables si $R_b \geq 0.05$, elles sont instables si $R_b \leq -0.05$, et elles sont neutres si $|R_b| \leq 0.05$.

D'après les données de l'OCARINA Blanc, 62 % des cas sont instables (44/71 points), 23 % des cas sont stables (16/71 points), et 15 % des cas sont considérés comme neutre (11/71 points). De même, pour l'OCARINA Jaune, 41 % des cas sont instables (16/39 points), 21 % des cas sont stables (21/39 points), et 38 % des cas sont considérés comme neutre (15/39 points).

3.6.1 Cas instables

• Cospectres C_{uw}

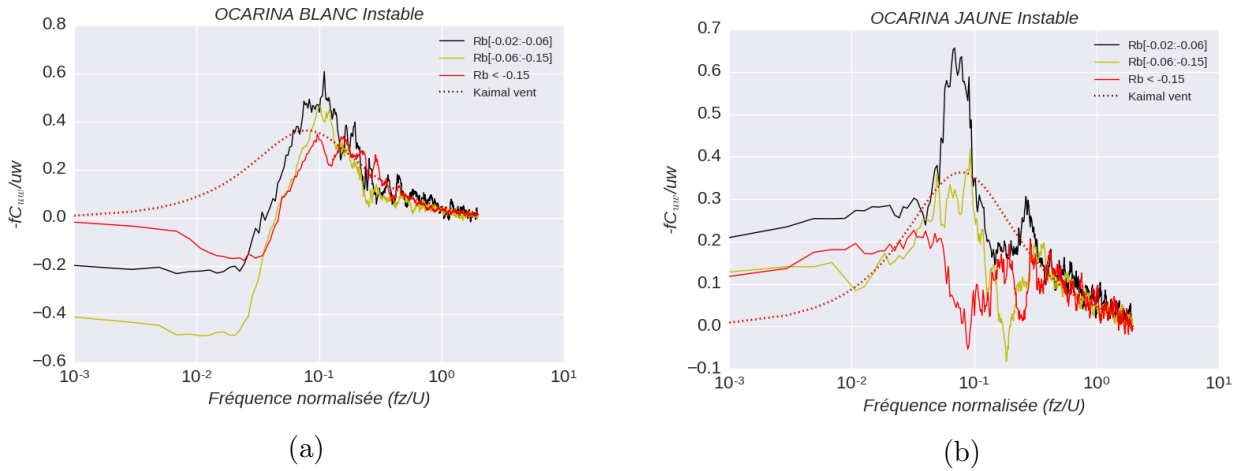


FIGURE 15 – Cospectres de uw normalisé, en fonction de la fréquence normalisée, moyennés par intervalle de stabilité selon R_b pour les condition instable ($R_b < 0$) à partir des données de l'OCARINA Blanc (a) et Jaune (b) lors de la campagne *BBWAVES* 2015. La courbe en tireté est le résultat du modèle de *Kaimal*

Les cospectres de l'OCARINA Blanc présentent tous un pic positif, qui s'accorde bien avec le modèle de *Kaimal* aux hautes fréquences normalisées n (figure 15a). On constate que dans cette région (pour n supérieur 0.05) les données ne dépendent pas de R_b . La covariance $\overline{u'w'}$ tend vers zéro, ce qui indique la fin du domaine de production de la turbulence. Aux basses fréquences ($fz/\bar{U} \leq 0.1$), le comportement du signal des observations diffère de celui du modèle

de manière significative, par son intensité et par le fait que l'énergie ne tend pas vers zéro vers les basses fréquences, ce qui est représentatif de conditions moyennes non stationnaires et/ou non homogènes.

Les données l'OCARINA jaune présentent des similitudes avec celles de l'OCARINA blanc. Cependant, le pic de production n'est pas toujours présent. De plus, aux basses fréquences, les cospectres tendent cette fois vers une valeur parfois positive. Notons qu'aux basses fréquences, les valeurs trouvées sont moins significatives car les moyennes sont effectuées sur peu de points.

Pour les deux plateformes, nos données montrent clairement que dans un cas instable le modèle de *Kaimal* ne dépend pas de R_b tandis que les observations (les pics) se déplacent vers de plus hautes fréquences normalisées pour des cas de CLS de plus en plus instables. En amplitude, les cas moyennement instables $R_b[-0.06 : -0.15]$ se comparent bien avec le modèle en particulier les données de l'OCARINA Jaune qui suivent la courbe du modèle dans cet intervalle de fréquence.

Nous constatons que l'amplitude des pics de production décroît à mesure que l'instabilité est plus forte, ce dont le modèle ne rend pas compte. Dans les cas se rapprochant le plus de la neutralité $R_b[-0.02 : -0.06]$, l'amplitude est la plus importante. Elle est bien supérieure à celle prévue par le modèle de *Kaimal*.

Enfin, le signal de la plupart des cospectres s'incurve vers un minimum local dessinant un “gap” analogue au “trou spectral” qui suggère l'empreinte d'un changement d'échelle, de l'écoulement moyen, vers les mouvement turbulents purs. Cette inflexion peut ne pas être physique, mais elle peut être au contraire issue de la l'estimation des cospectres moyennés.

● Cospectres $C_{t_{sonw}}$

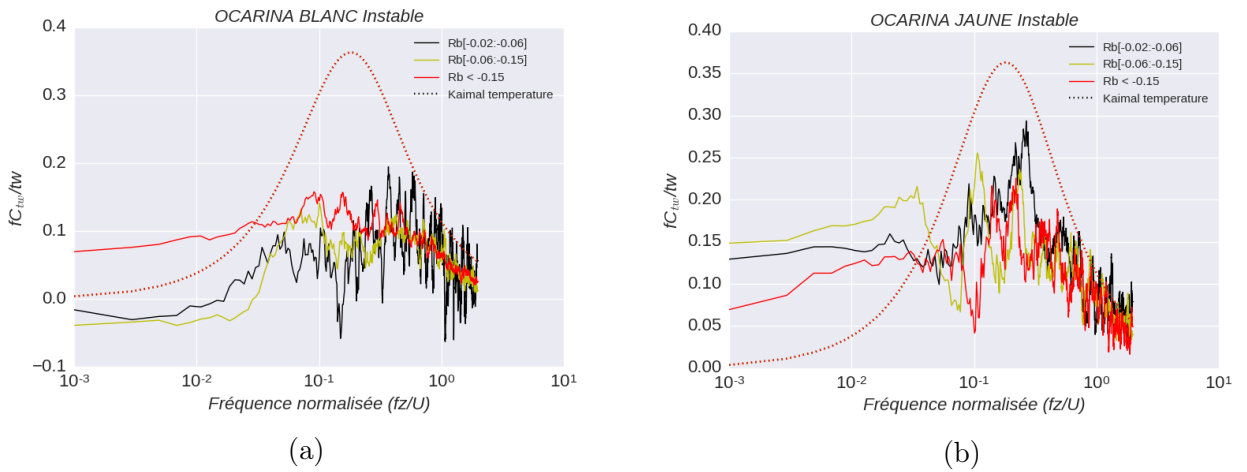


FIGURE 16 – Cospectres de Tw normalisé, en fonction de la fréquence normalisée, moyennés par intervalle de stabilité selon R_b pour les condition instable ($R_b < 0$) à partir des données de l'OCARINA Blanc (a) et Jaune (b) lors de la campagne BBWAVES 2015. La courbe en tireté est le résultat du modèle de *Kaimal*

Les cospectres pour la température sont représentés sur les figure ?? et ?. La forme des cospectres est en assez bon accord avec le modèle. L'énergie des cospectres est cependant plus faible que pour le modèle, dans un rapport 1/3 pour l'OCARINA jaune, et 1/2 pour l'OCARINA blanc. On ne note pas de décalage en fréquence des zones de maximum de production en fonction du niveau d'instabilité, comme observé pour C_{uw} . Le maximum de production est donc mieux en accord avec le modèle, soit la fréquence du pic est indépendante de la stabilité. Nous notons aussi que l'amplitude du pic ne varie pas non plus avec R_b .

Comme pour C_{uw} , aux hautes fréquences, les cospectres tendent vers des valeurs faibles, comme le modèle. De même, aux basses fréquences normalisées, les cospectres calculés contiennent encore de l'énergie, contrairement au modèle. Dans les gamme $R_b[-0.02 : -0.06]$ et $R_b[-0.06 : -0.15]$ on observe des valeurs négatives pour l'OCARINA Blanc. De plus, le "gap" se devine aux basses fréquence, éventuelle signature d'un changement d'échelle.

● Cospectres C_q

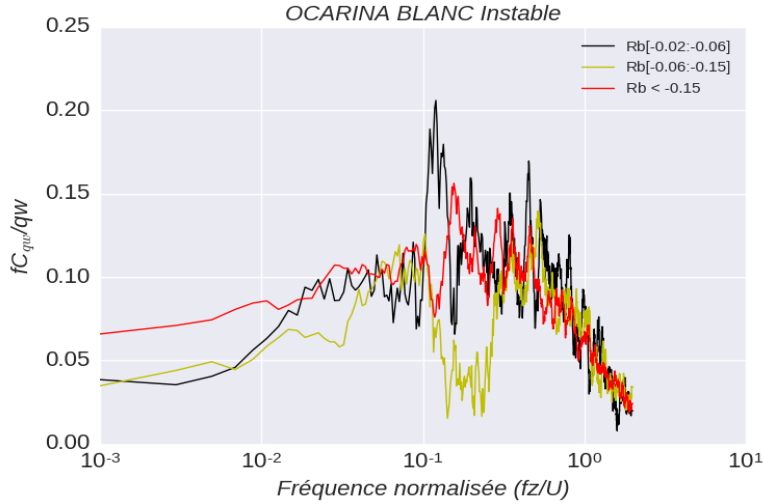


FIGURE 17 – Cospectres de qw normalisé, en fonction de la fréquence normalisée, moyennés par intervalle de stabilité selon R_b pour les condition instable ($R_b < 0$) à partir des données de la campagne *BBWAVES* 2015.

Le modèle de *Kaimal* n'est pas réalisé sur des données d'humidité. Aussi, l'OCARINA Jaune ne possédant pas de capteur d'humidité, les données sont propres à l'OCARINA Blanc et ne peuvent être comparées. L'humidité spécifique étant un traceur passif, il est intéressant d'observer son signal.

Les cospectres de flux d'humidité présentent des similitudes évidentes avec $C_{t_{sonw}}$. La corrélation entre la composante verticale du vent et l'humidité tend vers zéro dans les hautes fréquences normalisées tandis qu'aux faibles valeurs de $fz/\bar{U}$ il reste de l'énergie qui pourrait contribuer au flux. Cependant, comme pour le vent, la faible densité de points de mesure, aux basses fréquences, peut rendre les moyennes peu significatives.

3.6.2 Cas stables

● Cospectres C_{uw}

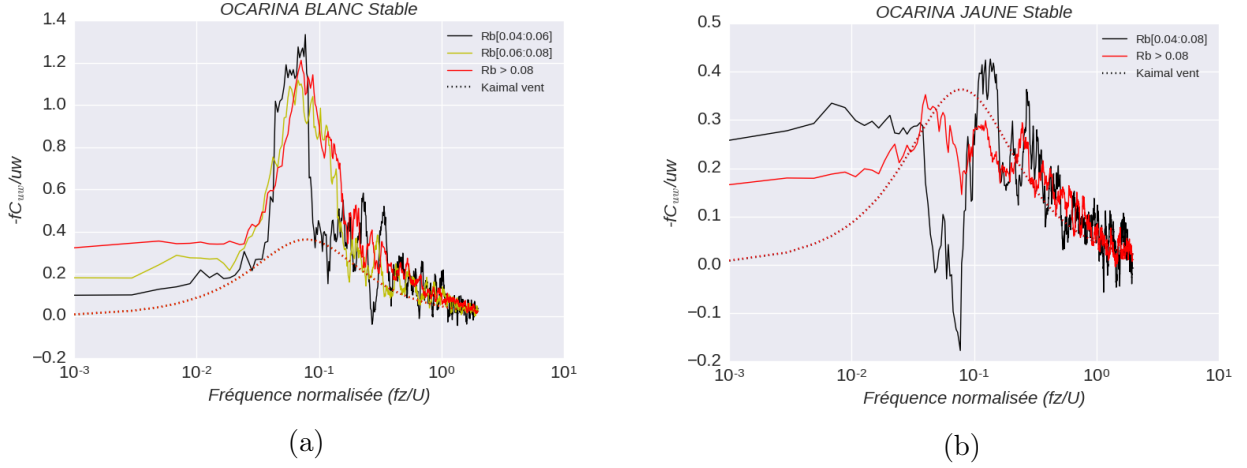


FIGURE 18 – Cospectres de uw normalisé, en fonction de la fréquence normalisée, moyennés par intervalle de stabilité selon R_b pour les condition stable ($R_b > 0$) à partir des données de l’OCARINA Blanc (a) et Jaune (b) lors de la campagne *BBWAVES* 2015. La courbe en tireté est le résultat du modèle de *Kaimal*

Comme pour les cas instables, le comportement des cospectres C_{uw} est compatible avec celui du modèle aux hautes fréquences. L’amplitude ne varie pas avec R_b pour les données ainsi que pour le modèle contrairement au cas théorique de *Kaimal* par des conditions stables.

L’amplitude des cospectres de l’OCARINA jaune est similaire à celle du modèle, alors que le pic est beaucoup plus énergétique pour les données de l’OCARINA blanc. Pour les deux plateformes, les pics sont centrés à des fréquences similaire à celles du modèle. On constate néanmoins un léger décalage du pic vers les hautes fréquences à mesure que la stabilité s’accroît. Enfin, on note un pic négatif pour les données proches de la neutralité, pour l’OCARINA jaune.

● Cospectres $C_{t_{son}w}$

Les données présentent une forte variabilité. Si on omet les cas proches de la neutralité, seules les données de l’OCARINA jaune s’accordent bien avec le modèle. Pour l’OCARINA blanc, on constate à nouveau un pic négatif.

● Cospectres C_q

Les cospectres ont globalement une forme canonique. L’énergie des cospectres est supérieure à celle observée en conditions instables. On note que l’amplitude du pic est fortement couplée avec la stabilité. Aux conditions de stabilité moyennes $R_b[0.04 : 0.06]$, le cospectre est similaire au cospectre de température.

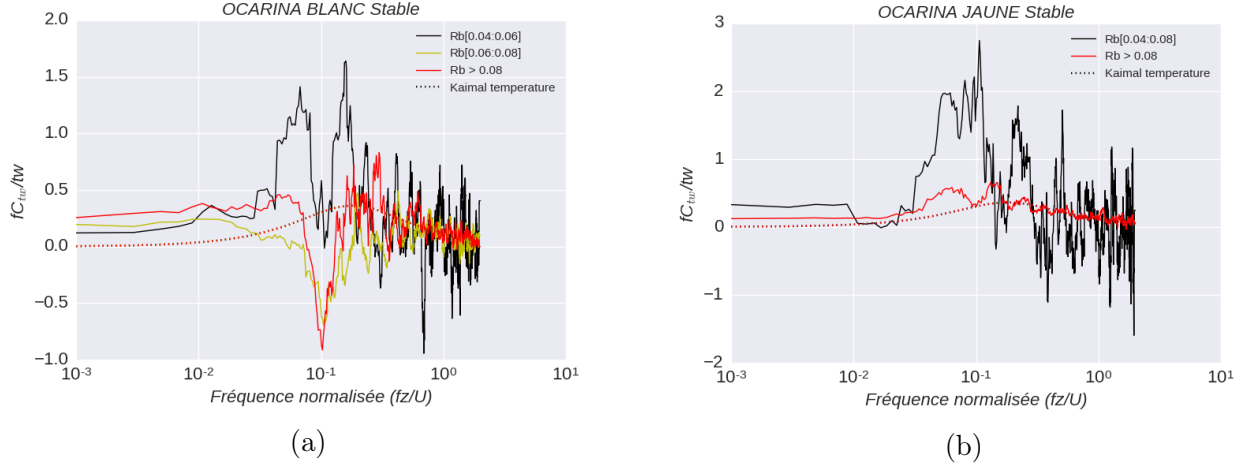


FIGURE 19 – Cospectres de T_w normalisé, en fonction de la fréquence normalisée, moyennés par intervalle de stabilité selon R_b pour les condition stable ($R_b > 0$) à partir des données de l’OCARINA Blanc (a) et Jaune (b) lors de la campagne *BBWAVES* 2015. La courbe en tireté est le résultat du modèle de *Kaimal*

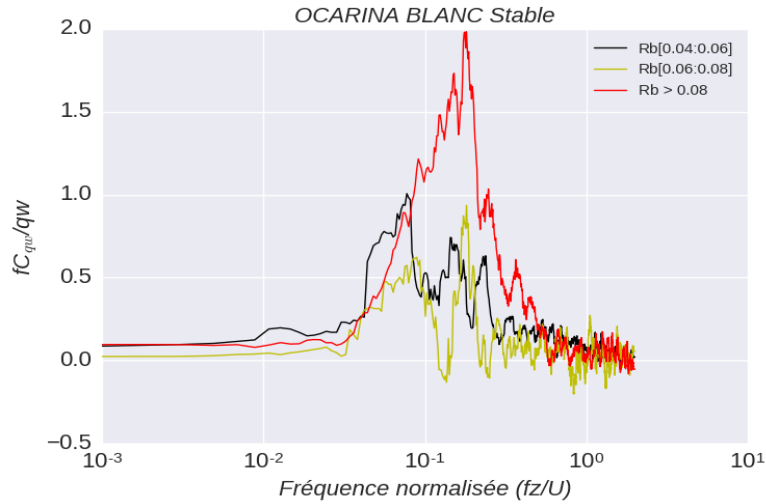


FIGURE 20 – Cospectres de q_w normalisé, en fonction de la fréquence normalisée, moyennés par intervalle de stabilité selon R_b pour les condition stable ($R_b > 0$) à partir des données de la campagne *BBWAVES* 2015.

4 Conclusion

Nous avons analysé les données de la campagne *BBWAVES* menée en mer d’Iroise du 22 au 27 octobre 2015. Au cours de cette campagne les équipes ont déployé deux exemplaires d’une plateforme de mesures spécialement conçue pour l’étude de la turbulence à l’interface air-mer (plateforme OCARINA). Les deux plateformes (OCARINA jaune et OCARINA blanc) possèdent des jeux d’instruments un peu différents. En particulier, l’OCARINA blanc mesure les fluctuations d’humidité, ce que ne peut pas faire l’OCARINA jaune.

D’après les observations des deux plateformes, qui représentent plus de 37 heures de données cumulées, les conditions étaient les suivantes : hauteur significative des vagues de 2-3 mètres,

vitesse du vent de 6 m/s, humidité de 9 g/kg et température de surface de l’eau de 15 degrés Celsius. La couche limite de surface (CLS) était instable la plupart du temps, sauf le 26 octobre où elle était stable. Dans l’ensemble, les conditions de vent rencontrées au cours des cinq déploiements étaient semblables, sauf autour du 25 octobre où le module du vent a atteint plus de 10 $m.s^{-1}$.

Trois méthodes ont été utilisées pour estimer la vitesse de frottement (u_*), le flux de flottabilité (Hs_v), le flux de chaleur latente (LE), et le rapport de *Monin-Obukhov* (ζ) qui caractérise la stabilité dynamique de la CLS. La première méthode de calcul (méthode *Bulk*) est la seule qu’on peut utiliser dans les modèles de prévision, car elle ne fait intervenir que des quantités moyennes à l’échelle de la demi-heure. La seconde méthode (méthode des covariances, ou EC) est focalisée sur le domaine spectral de production turbulente (1-500 secondes). La dernière méthode (inertio-dissipative, ou ID) n’utilise que le sous-domaine inertiel, au sens de Kolmogorov (1941) (14), soit aux périodes plus petites que la seconde.

Les comparaisons obtenues pour u_* sont encourageantes, car l’écart type de la différence entre les u_* obtenus par différentes méthodes est de 0.01-0.03 $m.s^{-1}$, ce qui est faible. Cependant, nous avons constaté que les valeurs u_*EC de l’OCARINA blanc avaient un écart moyen significatif (+0.1 $m.s^{-1}$) par rapport aux valeurs de u_*bulk .

Pour Hs_v , les comparaisons sont aussi satisfaisantes. Les trois méthodes fournissent des flux dont la valeur diffère seulement de 5 $W.m^{-2}$ en écart-type. Cependant, nous avons remarqué que pour les valeurs de flux supérieures à 10-15 $W.m^{-2}$, Hs_v bulk était surestimée par rapport à Hs_v EC ou à Hs_v ID (pente de la droite de régression supérieure à un).

Les valeurs de LE ne se comparent pas toutes très bien, bien que les différences observées entre les trois méthodes soient acceptables en écart type, soit 20 $W.m^{-2}$ pour LE bulk - LE ID, par exemple. Les comparaisons sont principalement affectées par la pente de la droite de régression entre *bulk vs ID* ou *bulk vs EC*, alors que la pente est proche de un pour la comparaison entre *ID -EC*. Ainsi les données rapides (*EC* ou *ID*) s’écartent fortement des données moyennes, ce qui traduit peut-être un défaut de l’instrument (*Irgason*), ou d’une erreur lors du traitement de données.

Pour ζ , les comparaisons sont satisfaisantes pour l’OCARINA jaune. Mais pour l’autre plateforme, et en particulier pour la méthode *EC*, on observe un écart relatif très important, de l’ordre de 75 %, ce qui est peut-être en rapport avec le comportement de L_E mentionné ci-dessus.

Afin de tenter d’expliquer ces écarts et de documenter les propriétés de la turbulence en détails, nous avons étudié les propriétés d’isotropie de la turbulence, ses propriétés spectrales, et enfin les cospectres pour le vent, la température, et l’humidité.

Les rapports d’isotropie verticaux et horizontaux ont été calculés pour chaque plateforme, en fonction de la fréquence (transformée de Fourier des séries temporelles d’isotropie). La valeur

théorique de l'isotropie en champs homogènes est de $4/3$. Les données de l'OCARINA jaune nous indiquent que l'isotropie est bien respectée dans le sous-domaine inertiel, soit entre 4 et 7 Hz. Au contraire, les données de l'OCARINA blanc nous révèlent un fort écart à l'isotropie, ce qui nous suggère (par comparaison aux données de l'OCARINA blanc) que le corps de l'instrument *Irgason* perturbe beaucoup la turbulence en vent.

Dans le sous-domaine inertiel, les spectres de puissance du vent sont en moyenne proches de $f^{-5/3}$, donc tout à fait en accord avec ce que la théorie de *Kolmogorov* (1941) prévoit. Les spectres jour par jour nous révèlent cependant que la pente spectrale s'accroît à mesure que la puissance du spectre diminue, pour les deux plateformes.

Les spectres de puissance pour la température se distinguent des autres car ils possèdent une forte variabilité en fonction des jours de déploiement. De plus, la pente moyenne est inférieure à $-5/3$, dans la région spectrale identifiée comme sous-domaine inertiel pour les données de vent. Les données de l'OCARINA jaune se comportent toutefois mieux que celles de l'*Irgason*, comme pour l'isotropie. À l'opposé, les spectres d'humidité obtenus avec l'*Irgason* sont en bon accord avec ceux du vent. La plage de fréquences en $f^{-5/3}$ est cependant légèrement décalée vers les basses fréquences, soit entre 1 et 3 Hz.

Les cospectres sont rarement proposés dans la littérature, car ils sont souvent trop bruités. Nous avons comparé les cospectres calculés pendant *BBWAVES* au modèle proposé par Kaimal (1972, ou K72 ci-après), établi sur des données obtenues dans le désert du Kansas. Nous avons observé que les cospectres de vent possédaient des niveaux d'énergie compatibles avec ceux de K72. Pour les données de l'OCARINA jaune la forme du cospectre n'est bien respectée qu'aux hautes fréquences, et la variabilité est très importante, ce que ne montrent pas les données de l'OCARINA blanc, qu'on pourrait plus facilement modéliser.

Les cospectres de température se comparent bien au modèle de K72, même si leur niveau d'énergie est plus faible. Ici encore, il serait possible de proposer un modèle à partir des données d'OCARINA, ce qui n'a pas été fait par manque de temps.

Enfin, les cospectres d'humidité possèdent un comportement et un niveau d'énergie qui présentent des similitudes avec les cospectres de température. Il n'existe pas à notre connaissance à ce jour de modèle de cospectre d'humidité. Donc, nous ne pouvons comparer nos données à un modèle existant.

Considérées dans leur ensemble, les données obtenues sont satisfaisantes. Nous avons pu estimer les flux avec un intervalle de confiance raisonnable. Ces flux seront bientôt disponibles pour les utilisateurs. Malgré quelques comparaisons décevantes, en particulier pour le flux de chaleur latente et pour le rapport de *Monin-Obukhov*, il est possible de corriger les données dans chaque cas, car les coefficients de corrélation sont toujours proches de un. Le comportement particulier des mesures d'humidité de l'*Irgason* n'est pas encore élucidé. Nous travaillons sur ce point, car ce comportement avait déjà été observé pendant la campagne AMMA ((2) Bourras

et al., 2009) avec un instrument de la même marque (*Licor LI7500*).

Le fait de comparer des estimations de flux par plusieurs méthodes n'est pas un moyen de validation infaillible, loin s'en faut, car chaque méthode est basée sur de nombreuses hypothèses, dont la plupart n'est souvent pas respectée. Cependant, les méthodes utilisent des régions spectrales différentes, et leur bon accord général est encourageant.

En tant que conditions aux limites dans un modèle couplé, les flux turbulents affectent beaucoup la qualité des simulations. Cela se remarque particulièrement pour les flux de chaleur, à cause de l'effet d'intégration de l'océan superficiel. Une petite erreur sur les flux peut donc avoir des répercussions importantes au cours du temps. Il existe deux pistes pour améliorer la précision des modèles de flux. La première piste est d'effectuer des mesures de part et d'autre de l'interface, comme cela a été tenté de nombreuses fois, sans véritable succès à ce jour ((12) Edson et al., 1999). L'autre piste est d'intégrer les flux calculés dans un modèle océanique pendant plusieurs mois, puis de rétroagir sur les valeurs des flux en leur appliquant des coefficients de correction, de manière à ce que les grandeurs observables facilement dans la couche de mélange (température, salinité) soient les plus proches des simulations. Cette approche a été déjà tentée avec succès par Caniaux et al. (2005) (6).

Références

- [1] Andrey A. Grachev, Edgar L. Andreas, Christopher W. Fairall, Peter S. Guest, P. Ola G. Persson.(2012).The Critical Richardson Number and Limits of Applicability of Local Similarity Theory in the Stable Boundary Layer. *Boundary-Layer Meteorology*, **147**, 51-83, doi :10.1007/s10546-012-9771-0.
- [2] Bourras, D., A. Weill, G. Caniaux, L. Eymard, B. Boulès, S. Letourneur, D. Legain, E. Key, F. Baudin, B. Piguet, O. Traullé, G. Bouhours, B. Sinardet, J. Barrié, J. P. Vinson, F. Boutet, C. Berthod and A. Cléménçon.(2009).Turbulent air-sea fluxes in the Gulf of Guinea during the AMMA experiment. *J. Geophys. Res.*, **114**, C04014, doi :10.1029/2008JC004951.
- [3] Bourras D., Branger H., Reverdin G., Marié L., Cambra R., Baggio L., Caudoux C., Caudal G., Morisset S., Geyskens N. et al.(2014). A new Platform for the Determination of Air-Sea Fluxes (OCARINA) : Overview and First Results. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **31**, 5 1043-1062 - hal-00863606 -
- [4] Cambra R.(2015).Etude des flux turbulents à l'interface air-mer à partir de données de la plateforme OCARINA. Ph. D. thesis, UNIVERSITE PARIS-SACLAY.
- [5] Cambra R., Bourras D., Hauser D., Reverdin G., Marié L.(2015). Near surface air turbulent properties during the STRASSE 2012 Experiment. Manuscript in preparation for *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*.

- [6] Caniaux, G., Brut, A., Bourras, D., Giordani, H., Paci, A., Prieur, L., Reverdin, G.(2005). A 1 year sea surface heat budget in the northeastern Atlantic basin during the POMME experiment : 1. Flux estimates. *J. Geophys. Res.*, **110**, No C7, C07S02,10.1029/2004JC002596.
- [7] Corrsin S.(1949).An experimental verification of local isotropy. *J. Aero. Sci.*,**16**, 757
- [8] De Moor G.(1983). Les théories de la turbulence dans la couche limite atmosphérique. Météo France. edition 1996, 312 pp.
- [9] Dupuis H., Taylor P.K., Weill A., and Katsaros, K.(1997). Inertial dissipation method applied to derive turbulent fluxes over the ocean during the Surface of Ocean, Fluxes and Interactions with the Atmosphere/Atlantic Stratocumulus Transition Experiment (SOFIA/ASTEX) and Structure des Echanges Mer-Atmosphere, Propriétés des Hétérogénéités Oceaniques : Recherche Experimentale (SEMAPHORE) experiments with low to moderate wind speeds. *Journal of Geophysical Research*, **12**, 21115-21129.
- [10] Fairall, C. W., Bradley E. F., Rogers D. P.,Edson J. B., and Young G. S.(1996). Bulk parameterization of air-sea fluxes in TOGA COARE, *Geophys. Res.*, **101**, 3747-3767.
- [11] Fairall C. W., Edward F. Bradley, Hare J. E., Grachev A. A., and Edson J. B.(2003). Bulk Parameterization of Air-sea Fluxes : Updates and Verification for the COARE Algorithm, *Journal of Climate*, **16**, No 4, 571-91
- [12] Edson J., Paluszkievicz T., Sandgathe S., Linwood Vincent, Louis Goodman, Tom Curtin, John Hollister, and Marie Colton.(1999)Coupled Marine Boundary Layers and Air-Sea Interaction Initiative : Combining Process Studies, Simulations, and Numerical Models. *Office of Naval Research*.
- [13] Kaimal J. C., Wyngaard J. C., Izumi Y., and Cote O. R.(1972). *Quart.J. Roy. Meteor. Soc.*, **98**, 563-589.
- [14] Kolmogorov, A. N.(1941). The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers. *Izv. Acad. Sci. USSR*. **30**, 299-303.
- [15] Monin A. S., and Obukhov A. M.(1954). Basic laws of turbulent mixing in the ground layer of the atmosphere, Akad.(1954). *Nauk. SSSR Geofiz. Inst. Tr.*, **151**, 163-187.
- [16] Oost W. A. K., G. J. Jacobs, C. M. J. and Van Oort, C.(2002). New Evidence for a Relation Between Wind Stress and Wave Age from Measurements During ASGAMAGE. *Boundary-Layer Meteorology*, **103**, No 3, 409-30.
- [17] Paulson C. A., Leavitt E., and Fleagle R.G(1972). Air-sea transfer of momentum, heat and water determined from profile measurements during BOMEX, *J. Phys. Oceanogr*, **2**, 487-497.

- [18] Richard Wilson(2003). Une introduction à la physique de la couche limite planétaire. Cours M2 Océan, Atmosphère, Climat et Observation Spatiales.
- [19] Smith, S. D.(1988). Coefficeints for sea surface wind stress, heat flux and wind profiles as a function of wind speed and temperature. *J. Geophys. Res.*, **93**, 5,467– 15,472.
- [20] Smith S.D, Fairall C. W., Greernaert G. L., and Hasse L. Air-Sea fluxes 25 years of progress.(1996). *Boundary-Layer Meteorology*, **78**, 247-290.
- [21] Stull, R. B.(1988). An Introduction to Boundary Layer Meteorology. Kluwer Acad. 666 pp.
- [22] Taylor, P. K., and Yelland M.(2001).The dependence of sea surface roughness on the height and steepness of the waves. *J. Phys. Oceanogr.*, **31**, 572-590.
- [23] Taylor P.K, Kent E.C, Yelland M.J, and Moat B.I.(1999). The accuracy of marine surface winds from ships and bouys. *CLIMAR 99, WMO Workshop on advances in Marine Climatology*
- [24] Taylor P.K.(1938). The spectrum of turbulence. *Proc. Roy. Soc*, **A164**, 476-790.
- [25] Webb, E. K., Pearman, G. I., and Leuning, R.(1980). Correction of the Flux Measurements for Density Effects Due to Heat and Water Vapour Transfer. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **106**, 85-100.
- [26] Wyngaard J. C., and Cote O. R.(1971). The budget of turbulence kinematic energy and temperature variances in the atmospheric surface layer. *J. Atmos. Sci.*, **28**, 190-201.

Résumé

Dans ce présent rapport, il a été question d'étudier les échanges turbulents à l'interface air-mer, à partir des données des plateformes OCARINA (Océan-Couplé à l'atmosphère : Recherche Instrumentée sur Navire Annexe) du *MIO*, lors de la campagne *BBWAVES* 2015 en mer d'Irsoise. Ces plateformes sont destinées à déterminer l'origine de la turbulence de la couche limite de surface (CLS) et de la décrire. La tension de frottement, le flux de flottabilité, le flux d'humidité, ainsi que la stabilité de la CLS sont estimés à partir des méthodes, aérodynamique d'ensemble (*Bulk*), des covariances (*ECM*), et inertio-dissipative (*IDM*). Leur comparaison montre que la précision de ces méthodes varie en fonction du paramètre estimé ainsi que de son intensité. Ce qui a permis de déterminer la précision des instruments selon les variables mesurées. De plus, l'analyse spectrale a montré que la loi de *Kolmogorov* utilisée dans *IDM* est parfaitement applicable à la vitesse de vent mais n'est pas vérifiée pour la température ni l'humidité. Enfin, l'analyse des cospectres et leur comparaison au modèle empirique de *Kaimal* a démontré que le maximum d'énergie, contribuant au calcul des flux selon *ECM*, est très variable avec la stabilité, en fréquence et en amplitude, pour la composante longitudinale du vent ce qui n'est pas toujours le cas pour la température et l'humidité. Ainsi, les observations ne sont pas toujours en accord avec le modèle empirique.

Abstract

The present report investigates turbulent air-sea fluxes with a Novel Autonomous platform (OCARINA) during The BBWAVES (2015), experiment off Iroise sea, France. These platforms are designed to determine the origin of the turbulence of the surface boundary layer (BL) and to describe it in the open ocean or in shallow-water areas. The friction pressure, buoyancy flux, moisture flux, and the stability of the BL are estimated using Bulk, eddy covariance (ECM) and inertio-dissipative (IDM) methods. Their comparison shows that the accuracy of these methods are relative to the measured parameters. This allowed to determine the accuracy of the instruments according to the variables. In addition, spectral analysis showed that the Kolmogorov law used in IDM is perfectly applicable to the wind speed except to temperature or humidity. Finally, the analysis cospectres and their comparison to the Kaimal empirical model showed that the maximum of energy, contributing to eddy covariance method varies with stability, frequency and amplitude, for longitudinal component wind which is not always the case for temperature and humidity. Thus, the observations are not always in agreement with the empirical model.