

Modélisation de l'impact environnemental d'une flotte d'aéronefs

Bénédicte CUENOT

CERFACS, 42 Av. G. Coriolis 31057 Toulouse cedex

Roberto PAOLI

CERFACS, 42 Av. G. Coriolis 31057 Toulouse cedex

Mots-clefs : Dynamique des Fluides, Environnement

1 Introduction

Le développement rapide du transport commercial aérien pendant les cinquante dernières années a conduit à une augmentation significative des émissions de polluants par les avions. Leur impact sur l'atmosphère a été établi dans le rapport IPCC (Intergovernmental Panel on Climate Change) de 1999, qui a identifié un besoin de travaux de recherche dans certains domaines clés sur le sujet. D'une part l'émission de gaz tels que le CO₂, les NO_x et les SO_x modifient la concentration atmosphérique de gaz à effet de serre ; d'autre part les particules issues de la combustion incomplète, telles que les suies, peuvent déclencher la formation de traînées de condensation, ce qui augmente artificiellement la couverture nuageuse et finalement modifie le climat [1, 2]. En plus de ces effets globaux, les émissions des avions jouent un rôle important dans la pollution de l'air au niveau local. En effet les gaz nocifs tels que le CO ou le CH₄ émis par les moteurs sont piégés par les tourbillons de sillage dans des zones très localisées et contribuent à la détérioration de la qualité de l'air autour des aéroports. Ces problèmes spécifiques ont été étudiés par différents auteurs, la plupart du domaine des sciences de l'atmosphère, au travers de mesures in situ [3] ou de simulations numériques à des niveaux de complexité variables [4, 5]. L'intention principale était alors de caractériser la diffusion turbulente des jets et des panaches, sur des échelles de l'ordre de quelques centaines de mètres en aval de l'émission et de quelques minutes après le moment de l'émission.

L'objectif du présent travail est d'analyser en détail l'interaction d'un jet émis par le moteur avec un tourbillon de sillage, dans le champ proche d'un sillage d'avion (Fig. 1). Cette étape est nécessaire pour la compréhension des mécanismes de détente dans l'atmosphère des gaz émis et de leur mélange avec l'air environnant, durant les premières secondes qui suivent l'émission. A partir de l'évaluation des effets locaux sur l'environnement d'un avion, une modélisation de l'émission d'une flotte pourra être développée pour renseigner les modèles de climat.

Les caractéristiques générales de l'interaction jet/tourbillon ont été illustrées par Miake-Lye et al. [6]. Ils distinguent deux phases : pendant les premières secondes après l'émission le jet se mélange rapidement avec l'air ambiant (régime de jet) tandis que la nappe de vorticité générée par les ailes s'enroule en une paire de tourbillons. Par la suite la dynamique est dominée par l'entraînement du jet dans les tourbillons (régime d'interaction). La dynamique des jets et des tourbillons étant intrinsèquement instationnaire, l'approche SGE (Simulation des Grandes Echelles) est bien adaptée pour reproduire des phénomènes de grande échelle tels que les instabilités des jets et des tourbillons, la transition à la turbulence ou la turbulence atmosphérique. Cette approche a été utilisée dans cette étude pour pouvoir atteindre des nombres de Reynolds réalistes, à la différence des études précédentes où les nombres de Reynolds des configurations étudiées ne dépassaient pas quelques centaines. La configuration initiale est celle d'un jet turbulent et d'un

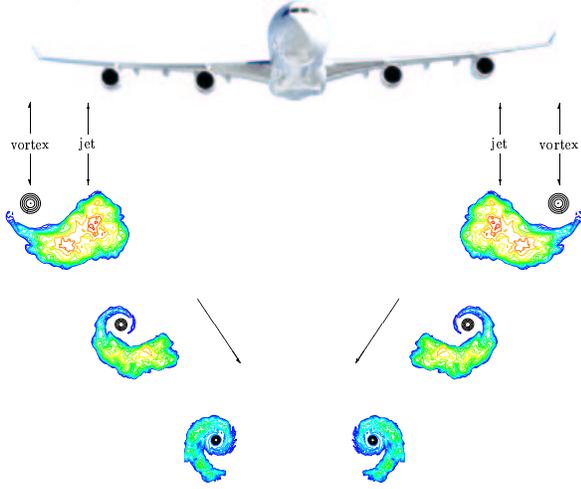


Figure 1: Configuration de l'interaction jet/tourbillon dans le sillage proche d'un avion.

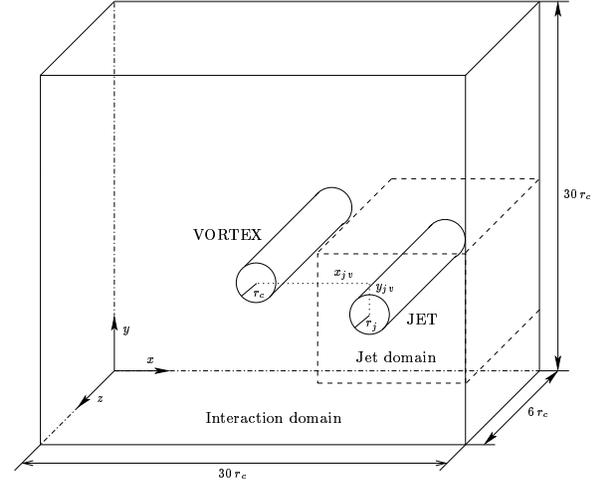


Figure 2: Domaines de calcul pour la phase jet et la phase interaction.

tourbillon déjà formé, séparés d'une distance typique d'une configuration en vol de croisière. Ceci suppose que le jet turbulent et le tourbillon se sont formés et développés indépendamment l'un de l'autre avant d'interagir. Les résultats sont ensuite utilisés pour évaluer la dilution des gaz émis par la dispersion du sillage et pour prédire l'apparition d'une traînée de condensation due à la condensation de la vapeur d'eau.

2 Modèle numérique

Le modèle numérique utilisé résout les équations compressibles de la phase gazeuse dans une formulation type Simulation des Grandes Echelles. La phase dispersée est calculée grâce à un module lagrangien. Les équations pour la phase gazeuse sont filtrées spatialement et chaque variable $\phi(x) = [\rho, \rho u, \rho v, \rho w, \rho E, \rho Y_w]$ est décomposée en une partie résolue $\overline{\phi(x)}$ et une partie non résolue $\phi''(x)$. Dans le cas des écoulements compressibles, on utilise des variables filtrées au sens de Favre: $\phi(x) = \tilde{\phi}(x) + \phi'(x)$, avec $\tilde{\phi} = \overline{\rho\phi}/\bar{\rho}$. Dans cette approche les équations du système à résoudre sont:

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_j)}{\partial x_j} = \dot{\omega}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_i\tilde{u}_j)}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} = \frac{1}{Re} \frac{\partial \tilde{\tau}_{ij}}{\partial x_j} + \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{E})}{\partial t} + \frac{\partial[(\bar{\rho}\tilde{E} + \bar{p})\tilde{u}_j]}{\partial x_j} = \frac{1}{Re} \frac{\partial \tilde{\tau}_{ij}\tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \sigma_{ij}\tilde{u}_i}{\partial x_j} - \frac{1}{Re Pr} C_p \frac{\partial \tilde{q}_j}{\partial x_j} - \frac{\partial Q_j}{\partial x_j}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{Y}_w)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{Y}_w\tilde{u}_j)}{\partial x_j} = \frac{1}{Re Sc} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial \tilde{Y}_w}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial \xi_j}{\partial x_j} + \dot{\omega}. \quad (4)$$

Le tenseur de sous-maille $\sigma_{ij} = -(\overline{\rho u_i u_j} - \bar{\rho}\tilde{u}_i\tilde{u}_j)$, ainsi que les flux de chaleur et de scalaire de sous-maille $Q_j = \overline{\rho C_p T u_j} - \bar{\rho} C_p \tilde{T}\tilde{u}_j$ et $\xi_j = -(\overline{\rho Y_w u_j} - \bar{\rho}\tilde{Y}_w\tilde{u}_j)$ sont modélisés via le concept de viscosité de sous-maille:

$$\sigma_{ij} - \frac{1}{3}\sigma_{kk}\delta_{ij} = -2\mu_{sgs} \left(\tilde{S}_{ij} - \frac{1}{3}\delta_{ij}\tilde{S}_{kk} \right), \quad Q_j = -\frac{\mu_{sgs} C_p}{Pr_t} \frac{\partial \Theta}{\partial x_j}, \quad \xi_j = -\frac{\mu_{sgs}}{Sc_t} \frac{\partial \tilde{Y}_w}{\partial x_j}. \quad (5)$$

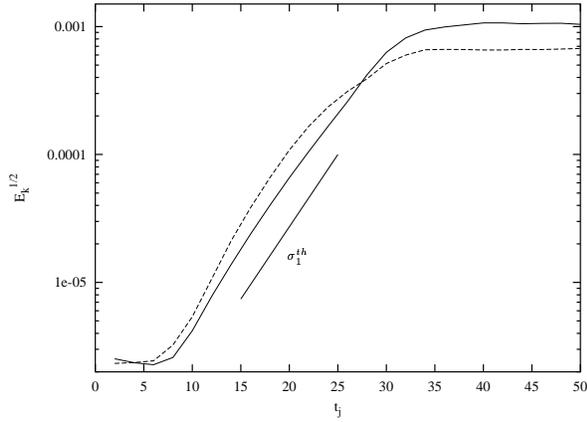


Figure 3: Comparaison du taux de croissance du premier mode avec la théorie de stabilité linéaire.

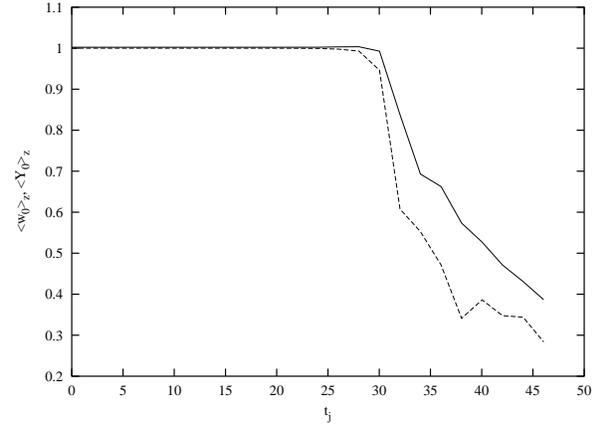


Figure 4: Vitesse moyenne axiale (ligne continue) et concentration moyenne du scalaire passif (ligne pointillée).

où $\Theta = \tilde{T} - \frac{1}{2\rho C_v} \sigma_{kk}$ est la température modifiée et où les nombres de Prandtl et de Schmidt turbulents sont constants (égaux à 0.3). La viscosité de sous-maille μ_{sgs} est obtenue à partir du modèle à fonction de structure. Le terme $\dot{\omega}$ est le terme de nucléation décrit dans [10].

L'algorithme numérique utilisé pour la discrétisation est un schéma de différences finies (compact ordre 6) couplé à un schéma de Runge-Kutta d'ordre 3. Les conditions limites compressibles sont imposées par les ondes caractéristiques.

3 Dynamique de l'interaction jet/tourbillon et mélange.

3.1 Régime de jet

Dans cette phase, le domaine de calcul a pour dimensions $L_x = L_y = 16r_j$ et $L_z = 6r_j$, où r_j est le rayon du jet (Fig. 2). Le maillage est cartésien régulier et comporte 161x161x61 noeuds, ce qui donne $\Delta_x = \Delta_y = \Delta_z = 0.1r_j$. La vitesse axiale du jet w , et la concentration initiale de scalaire passif Y , sont initialisées en représentant les gradients à l'interface du jet par des profils en tangente hyperbolique. Une perturbation aléatoire est sur-imposée pour déclencher l'instabilité du jet. Toutes les échelles de longueur et de vitesse sont adimensionnalisées par r_j et w_j respectivement, où w_j est la vitesse d'éjection du jet. Le temps adimensionnel est $t^* = t/(r_j/w_j)$.

L'évolution temporelle de l'instabilité du jet peut être analysée en terme de taux de croissance associé à chaque mode axial k_z . Le taux de croissance σ_k du mode k (tel que $k_z = 2\pi k/Lz$) peut être relié au coefficient de Fourier de l'énergie cinétique \hat{E}_k par $\sigma_k \approx d(\ln \hat{E}_k^{1/2})/dt$ [9]. Bien que le bruit blanc excite tous les modes, la structure de l'instabilité est contrôlée par le mode le plus énergétique [7]. Dans le cas présent il s'agit du premier mode, c'est-à-dire $k=1$. La Fig. 3 compare le taux de croissance de $\hat{E}_1^{1/2}$ avec la valeur prédite par la théorie de stabilité linéaire et montre un bon accord. La saturation du premier mode est prédite à $t^* \approx 40$, correspondant à une turbulence pleinement développée. La vitesse axiale sur l'axe du jet et la concentration du scalaire passif sont tracés Fig. 4 en fonction du temps, montrant une décroissance rapide après $t^* \approx 30$, qui marque le début de la phase transitionnelle. Les profils radiaux moyens de la vitesse axiale w ont été obtenus en moyennant sur les coordonnées azimutale θ et axiale z . La même procédure de moyenne a été utilisée pour calculer la demi-largeur du jet $r_{1/2}$ définie

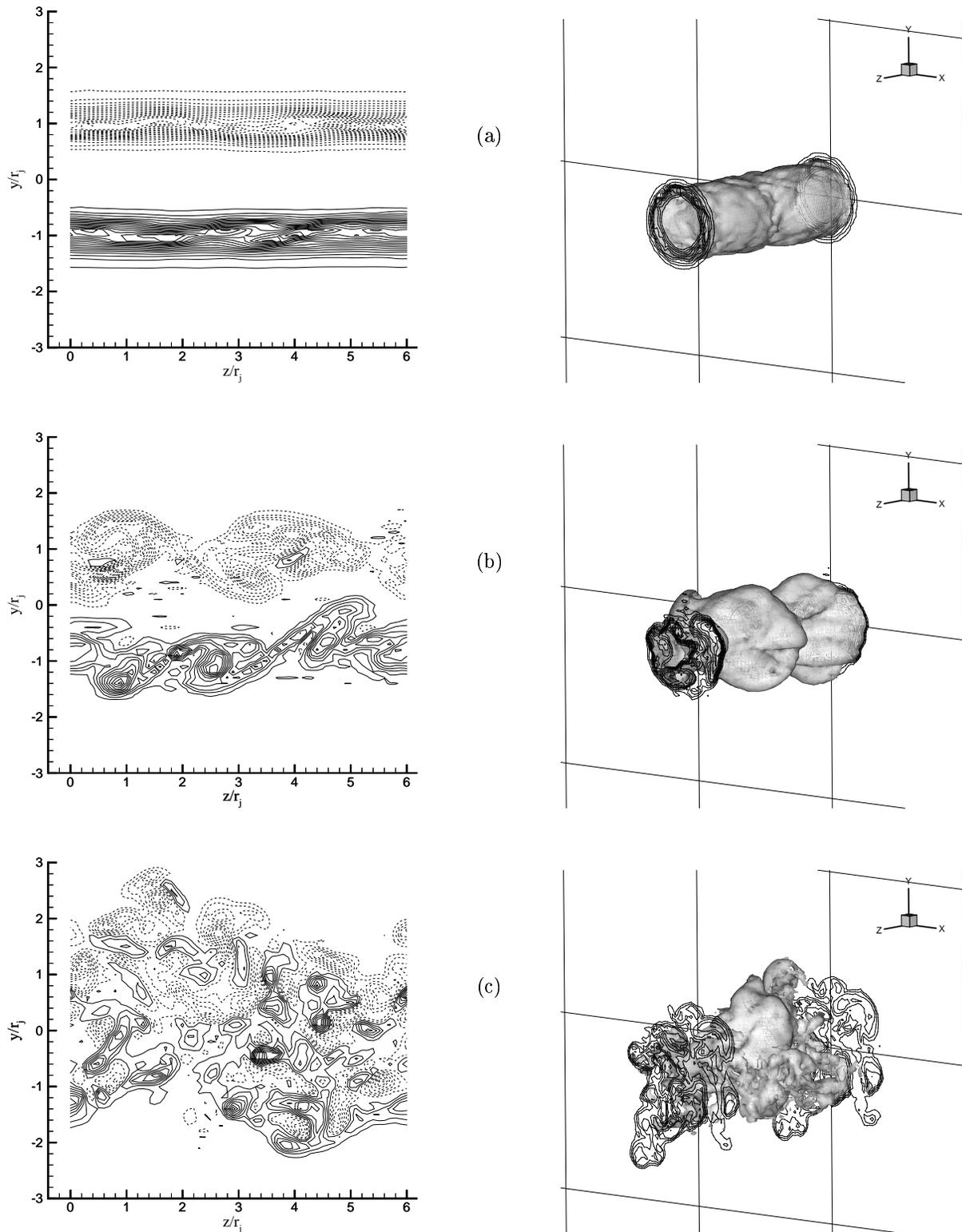


Figure 5: Dynamique du mélange pendant la phase jet: (a) $t^* = 20$ (enroulement) (b) $t^* = 30$ (entraînement de grande échelle) (c) $t^* = 42$ (mélange de petite échelle). A gauche: isocontour $Y=0.4$ de scalaire passif; à droite: isocontours de vorticité transverse dans le plan (y,z) .

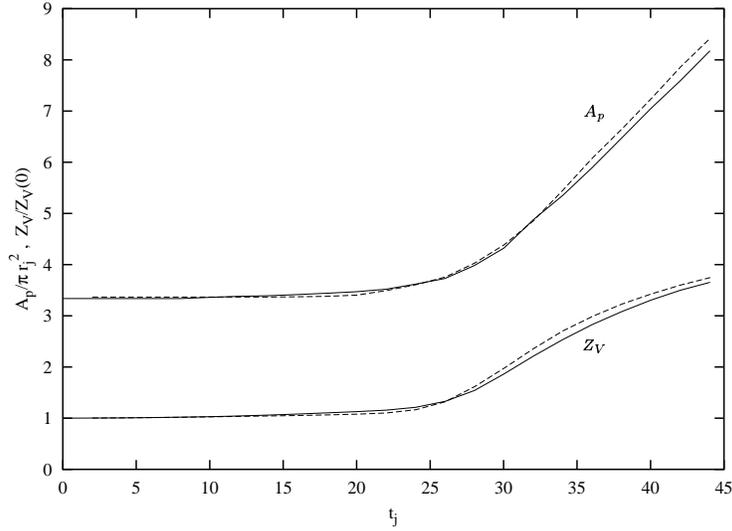


Figure 6: Evolution temporelle de l'aire de la section du jet et de la fonction de mélange pour deux maillages différents.

comme la distance à l'axe du point où la vitesse axiale ne vaut plus que la moitié de sa valeur sur l'axe. L'évolution de $r_{1/2}$ montre un comportement quasi-linéaire et une période auto-similaire à partir de $t^* \approx 30$.

La transition à la turbulence est associée à la formation de structures à forte vorticité azimuthale, ce qui cause l'enroulement du jet au travers d'une instabilité de Kelvin-Helmoltz. Pour étudier le processus de mélange les iso-surfaces du scalaire passif ont été trac es sur la Fig. 5 à différents instants représentatifs : au début ($t^* = 20$), au milieu ($t^* = 30$) de la phase de stabilité linéaire, et dans la période de turbulence pleinement d velopp e ($t^* = 42$). On observe un large entraînement de fluide pur provenant de l'air extérieur à $t^* = 30$, qui caractérise le mélange après l'enroulement autour du vortex et avant la turbulence pleinement d velopp e. L'étendue de la zone de mélange est report e sur la Fig. 6, où on a trac e l'aire de la section moyenne du jet $A_p(t)$. Cette aire mesure la surface où $Z(x, y) > Z_{min}$, avec $Z(x, y) = 1/L_z \int_{L_z} Y(1 - Y)dz$ l'indice de mélange et $Z_{min} = 0.001$. La valeur de $A_p(t)$ reste constante jusqu'à la transition ($t^* \approx 20$) puis augmente linéairement avec une pente $d(A_p/\pi r_j^2)/dt^* \approx 0.3$. Sur la Fig. 6 est également trac e l'évolution temporelle de l'indice de mélange total $Z_V = 4/V \int_V Y(1 - Y)dV$ où V est le volume du domaine de calcul. Z_V mesure le mélange global : 0 correspond à aucun mélange entre les fluides, 1 correspond à un mélange complet. Le taux d'augmentation de Z_V diminue avec le temps du fait de l'homogénéité croissante du mélange du jet avec l'air.

3.2 Le régime d'interaction.

La phase d'interaction commence lorsque la vitesse maximale du jet a diminué de moitié, ici à $t^* \approx 42$, soit $t = t_{jv} \approx 42r_j/w_j$. Pour un rayon de $r_j=1.6m$ et une vitesse d'éjection de $w_j = 60m/s$, cela correspond à $t \approx 1.12s$ soit une distance de $d=1.3B$ (B étant l'envergure, ici $B=60m$) en aval du moteur, ce qui est raisonnable pour la fin du régime de jet. Les tourbillons de sillage sont en général représentés par le modèle de Lamb-Oseen ($\alpha=1.4$ et $\beta=1.2544$) :

$$v_\theta(r) = \alpha v_c(r/r_c) (1 - \exp(-\beta(r/r_c)^2))$$

défini par le rayon r_c et la vitesse v_c du noyau du vortex. Pour simuler l'interaction jet/tourbillon le domaine de calcul a été étendu dans la direction transverse, plaçant les bords suffisamment

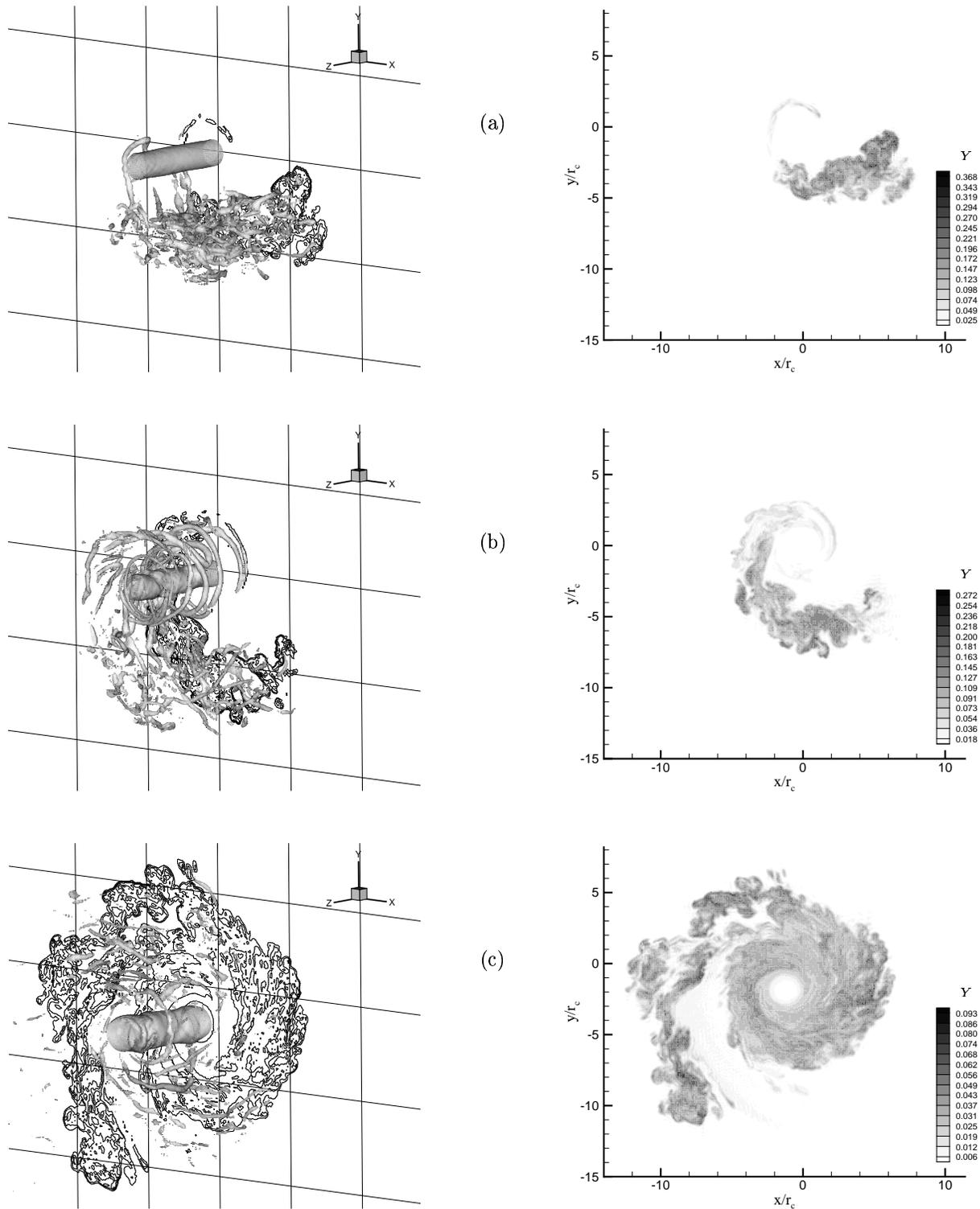


Figure 7: Evolution de la vorticité et du scalaire passif pendant la phase d'interaction (a) $t/t_{eddy} = 2$ (b) $t/t_{eddy} = 4$ (c) $t/t_{eddy} = 17$. A gauche:  volution d'une iso-surface de vorticité et d'isocontours dans le plan ($z = 0$) du scalaire passif, à droite: champ du scalaire passif dans le plan ($z = 0$).

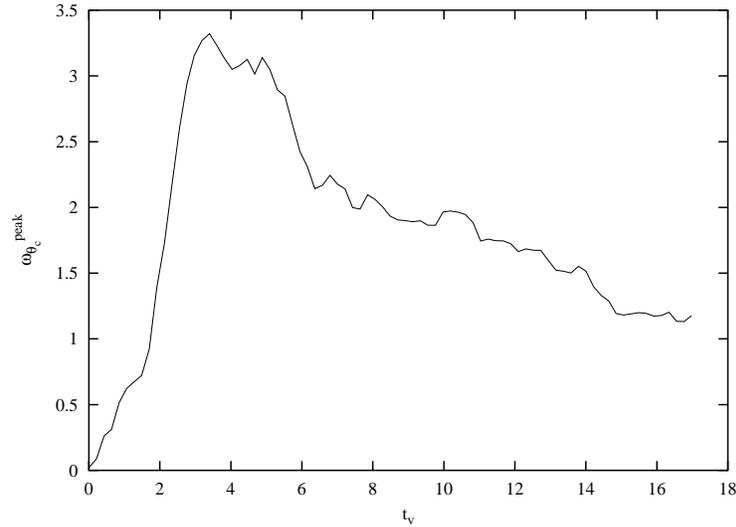


Figure 8: Evolution temporelle du maximum de la vorticité azimuthale durant la phase d'interaction.

loin pour limiter l'impact des flux entrants induits par le tourbillon. Les dimensions du nouveau domaine de calcul sont $L_x = L_y = 30r_j$ et $L_z = 6r_j$, pour $301 \times 301 \times 61$ noeuds. La position initiale relative du jet par rapport au tourbillon est telle que $x_{jv} = 5r_c$ et $y_{jv} = -r_c$ (Fig. 2). Le rapport initial de vitesses est $v_c/w_j=1.5$. A partir de cet instant le temps est adimensionné par le temps caractéristique du tourbillon $t_{eddy} = 2\pi r_c/v_c$ et son origine est remise à zéro.

La dynamique de l'interaction est dominée par l'entraînement du jet dans le champ du tourbillon. La structure du mécanisme d'entraînement est montrée Fig. 7 où on peut voir l'évolution de l'iso-surface de vorticité correspondant à la valeur $\omega_{max}/exp(\beta)$ (ω_{max} étant la vorticité maximale instantanée), valeur qui identifie le noyau d'un tourbillon de Lamb-Oseen non perturbé. Les résultats suggèrent un processus en trois étapes : dans une première étape (Fig. 7a) le jet est entraîné dans le tourbillon sans que celui-ci ne se déforme. Par la suite, le jet est suffisamment proche du noyau pour que sa vitesse axiale interagisse avec les vitesses longitudinales du tourbillon, formant des structures tridimensionnelles -anneaux- de vorticité azimuthale (Fig. 7b). Enfin, les structures azimuthales décroissent progressivement et seul le noyau du tourbillon reste (Fig. 7c). Ce processus est visible sur le tracé du maximum de vorticité azimuthale dans une région de $2r_c$ autour du noyau (de façon à ignorer la contribution du jet dans les zones plus éloignées, Fig. 8), où on distingue les instants délimitant les trois phases. A $t/t_{eddy}=4$, correspondant à un pic de vorticité azimuthale, on a tracé sur la Fig. 9 les contours de vorticité azimuthale dans un plan passant par le centre du tourbillon, sur-imposés aux iso-contours de vorticité axiale qui identifient le noyau. On voit apparaître des structures de vorticité de signe opposé (contra-rotatives) qui, par leur interaction mutuelle, conduisent successivement à leur fusion puis à leur décroissance [8].

En plus des structures azimuthales, le jet induit également un mouvement global rigide du noyau du tourbillon (Fig. 10). Ici, la procédure de suivi du noyau a été la suivante : d'abord la vorticité axiale ω_z a été calculée dans chaque plan de la direction z ; puis les deux iso-contours $\omega_{z,max}$ et $\omega_{z,max}/exp(\beta)$, représentant le centre du tourbillon et le rayon du noyau, ont été sélectionnés ; enfin ces contours ont été moyennés selon la direction z . La Fig. 10 montre clairement le déplacement vertical du noyau du tourbillon, à environ deux rayons en-dessous de la position initiale à $t/t_{eddy}=17$. Ceci est une simple conséquence de la conservation de la quantité de mouvement du système jet/tourbillon. Dans cette phase les deux mécanismes, dis-

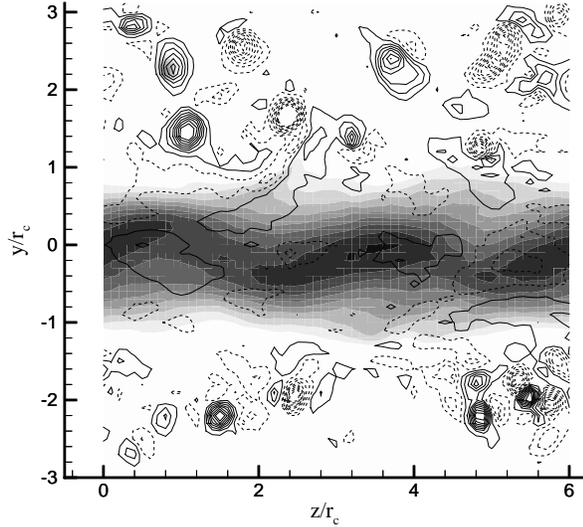


Figure 9: Coupe de vorticité azimuthale dans le plan transverse passant par le centre du tourbillon à $t/t_{eddy} = 4$. Le champ de vorticité axiale est sur-imposé.

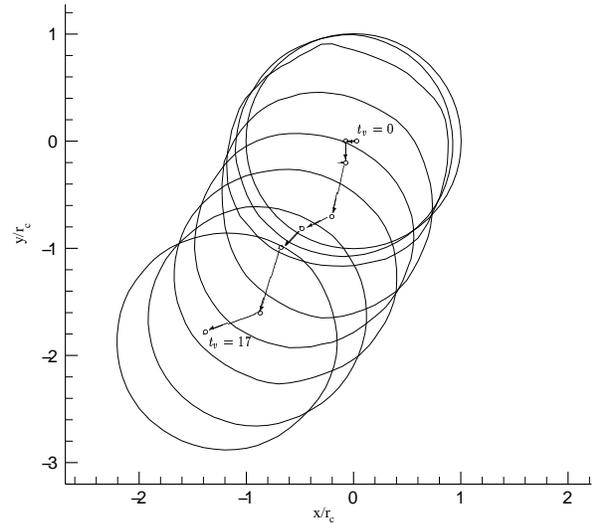


Figure 10: Evolution temporelle de la position du noyau du tourbillon.

persion turbulente du jet et entraînement tourbillonnaire contrôlent le mélange. La variation de la vitesse tangentielle en fonction de l'éloignement du centre du tourbillon implique une variation de l'entraînement des particules fluides du jet et de leur trajectoire en fonction de leur position par rapport au tourbillon (plus la particule fluide est près du centre du tourbillon, plus sa vitesse d'entraînement est élevée). L'entraînement par le tourbillon peut être représenté par un modèle simple, basé sur l'évolution d'une série de particules fluides lagrangiennes. Initialement 360 positions sont sélectionnées de façon régulière (à un degré d'écart) sur un cercle de rayon $r_0 = (A_p(0)/\pi)^{1/2}$ où $A_p(0)$ est l'aire de la section moyenne du jet à l'instant initial. Les trajectoires lagrangiennes de ces particules fluides sont contrôlées par la vitesse tangentielle $v_\theta(r)$ où r est la distance au centre du tourbillon. Elles sont tracées sur la Fig. 11 et comparées à la fonction de mélange $Z(x, y)$. Les résultats montrent un bon accord entre les deux grandeurs, avec un noyau qui reste peu déformé et différentes branches dans le jet pour les différentes valeurs de la vitesse d'entraînement. Le processus de mélange est caractérisé par un entraînement de type enroulement, contrôlé par v_θ (au début du processus, $t/t_{eddy} < 4$), auquel s'ajoute une dispersion turbulente de jet à la fin du processus. En effet une fois que le jet est totalement enroulé le tourbillon ne peut plus entraîner de masse supplémentaire et la vitesse radiale domine le mélange turbulent de petite échelle. L'évolution de A_p (Fig. 12) pour les deux régimes (jet et interaction) confirme que c'est la turbulence de jet qui domine le mélange à la fin du processus, puisque le taux de croissance de A_p retrouve asymptotiquement la valeur obtenue dans le cas du jet seul. Il est cependant important de rappeler que le scénario qui vient d'être décrit ne s'applique qu'en-dehors du noyau tourbillonnaire ($r > r_c$). La région interne reste laminaire et son mouvement de rotation solide empêche le scalaire passif d'y pénétrer.

Le niveau de mélange relevé montre une forte dispersion du jet, avec une valeur maximale de scalaire passif Y_{max} qui chute de 80% par rapport à sa valeur initiale et un indice de mélange Z_V qui double (Fig. 13).

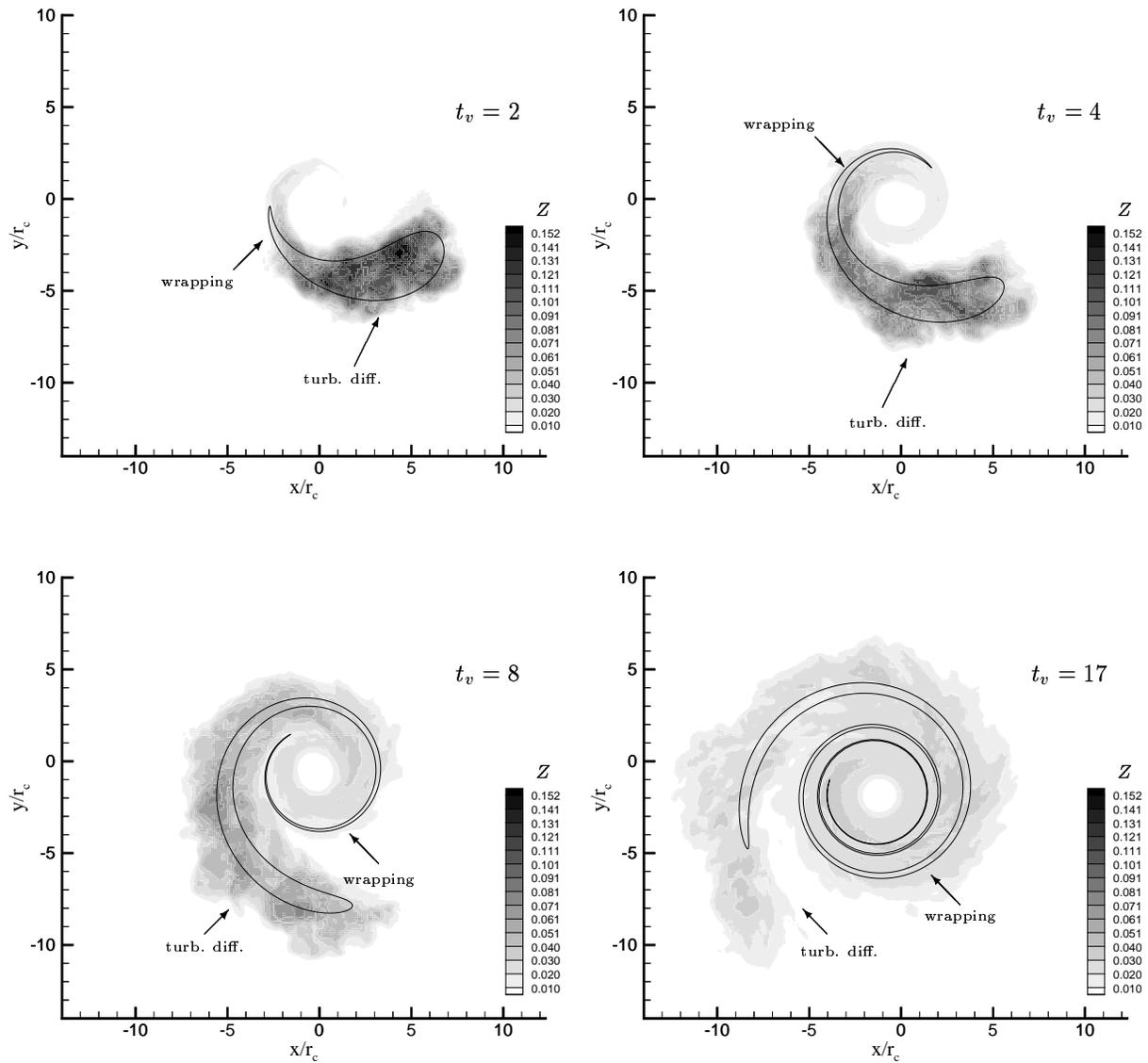


Figure 11: Evolution de la fonction de mélange et des trajectoires lagrangiennes pendant la phase d'interaction.

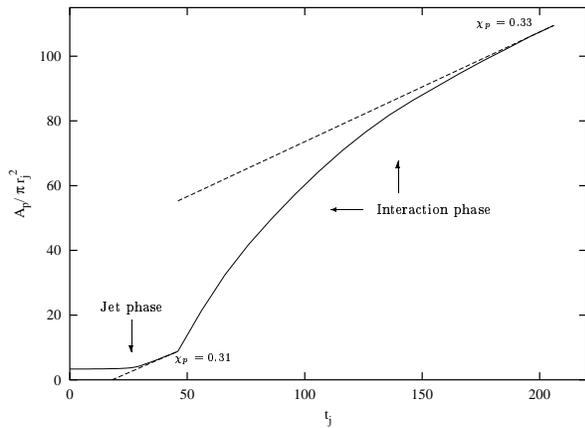


Figure 12: Evolution temporelle de l'aire de la section du jet durant les deux phases jet et interaction.

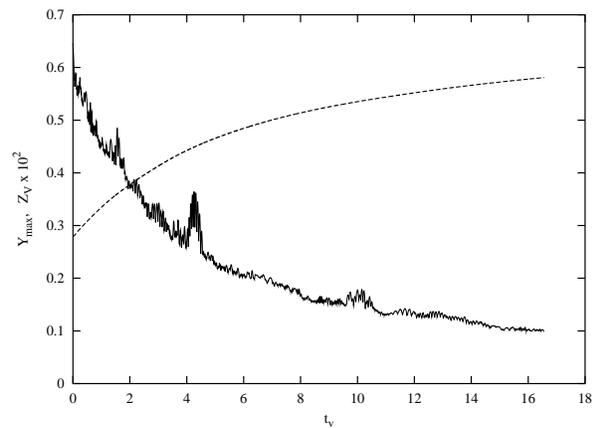


Figure 13: Evolution temporelle du maximum de scalaire passif et de la fonction de mélange globale.

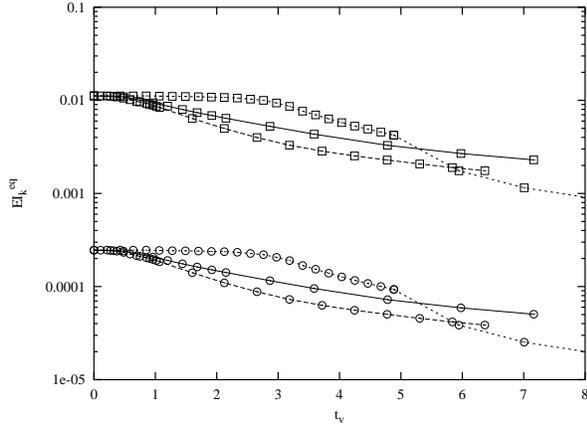


Figure 14: Evolution temporelle de l'index d'émission équivalent pour deux espèces chimiques CO_2 (carrés) et NO_2 (ronds), et différentes configurations.

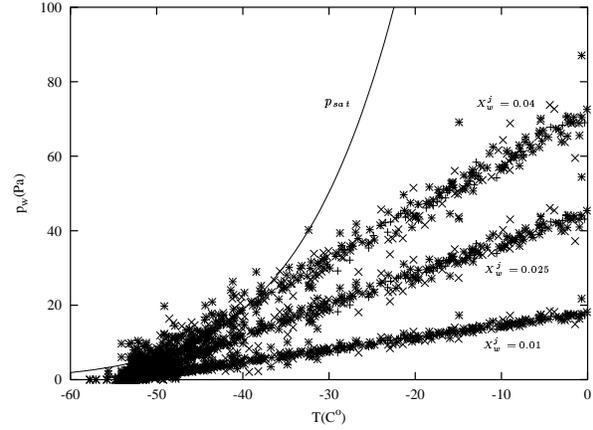


Figure 15: Pression partielle de vapeur et température dans le jet pour différentes concentrations d'eau en sortie de moteur.

4 Application à l'index d'émission de polluants gazeux

Comme il a été dit en introduction, l'objectif final de ce travail est d'étudier l'impact environnemental des polluants dans les sillages d'avions. Le premier problème considéré ici est celui de la réduction par dispersion turbulente de l'index d'émission des gaz émis. Ce point est essentiel pour renseigner correctement les modèles de climat, qui ont besoin d'une estimation la plus précise possible des sources d'émissions. Les émissions des propulseurs d'avions sont conditionnées par les propriétés de mélange des gaz émis avec l'air ambiant à la sortie du moteur. Dans une première approche ce problème peut être traité en appliquant un simple opérateur de post-traitement aux résultats de la section précédente. Les données traitées dans cette section sont issues de simulations similaires, mais avec un jet chaud (typiquement la température de l'air T_a est prise entre 210 K et 270 K alors que les gaz chauds émis par le moteur peuvent atteindre une température T_j de 600 K). Avec la même pression dans l'air ambiant et dans le jet, un rapport de température $S_T = T_j/T_a$ de 2 correspond à un rapport de densité de $S_\rho = 0.5$. Les gradients de température et de scalaire passif sont initialisés avec des profils en tangente hyperbolique.

L'analyse du mécanisme de mélange de la section précédente permet de définir des paramètres équivalents (comme par exemple l'index d'émission équivalent) qui prennent en compte l'effet de la dispersion turbulente du jet dans l'atmosphère.

Pour une espèce chimique k émise par le moteur, l'index d'émission est défini par $EI_k = m_k/m_f$ où m_k est la masse émise et m_f est la masse de fuel consommée. En introduisant le rapport de dilution $N(t) = m_p(t)/m_f$ [3] où $m_p(t) = \int_{A_p(t)} \rho dA$ est la masse contenue dans le jet, il est possible de définir un index d'émission équivalent $EI_k^e q$:

$$EI_k^e q = EI_k/N(t) = m_k/m_p(t) = Y_{kj}m_\zeta/m_p(t)$$

où ζ est le scalaire passif. L'index d'émission équivalent est donc contrôlé par la fraction massique initiale de k dans le jet et la masse totale du jet. La Fig. 14 montre l'évolution de $EI_k^e q$ pour différentes espèces chimiques avec des niveaux initiaux typiques des émissions par les moteurs d'avions [4], et pour différentes configurations d'interaction jet/tourbillon. L'effet de la dilution apparaît clairement, ainsi que l'impact sur le mélange de la dynamique du sillage.

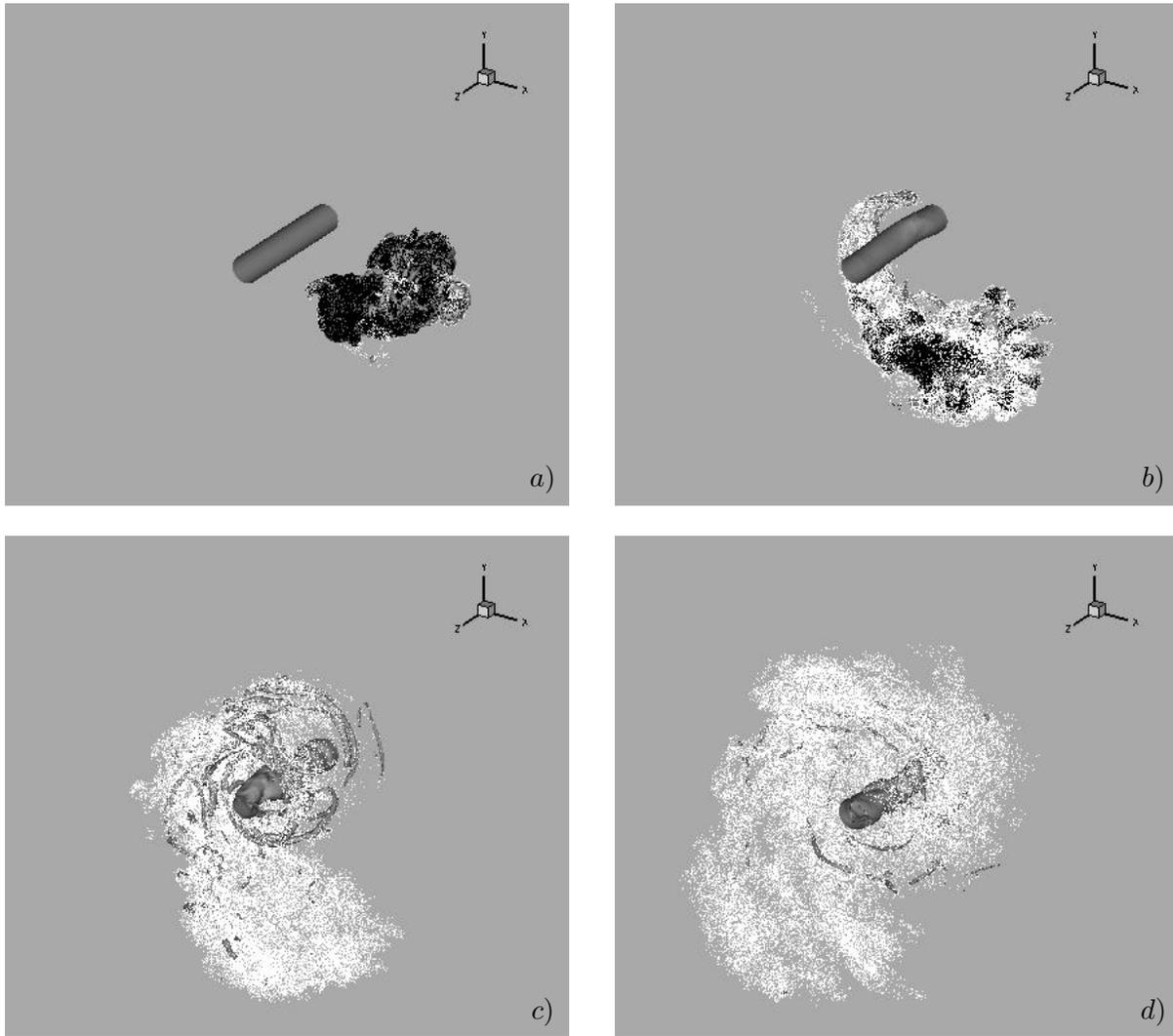


Figure 16: Distribution de particules durant la phase d'interaction.

5 Formation des traînées de condensation.

Le deuxième aspect de l'impact environnemental des moteurs d'avions est celui de la formation des traînées de condensation, qui peuvent modifier artificiellement la couverture nuageuse en déclenchant la formation de cirrus par des processus physiques très complexes (et pas encore bien compris). Une fois émis par le moteur les gaz chauds se mélangent avec l'air froid et se refroidissent. La pression partielle de vapeur d'eau $P_w = PX_w$ (où X_w est la fraction molaire) peut franchir la limite de la pression de vapeur saturante $P_{sat}(T)$ et si au même endroit sont présents des sites de nucléation tels que des particules de suie ou des aérosols, des cristaux de glace peuvent se déposer sur ces sites et une traînée de condensation est formée [2]. La formation de traînées de condensation est donc conditionnée par deux critères: un critère thermodynamique (conditions de saturation) et un critère physico-chimique (présence de particules).

Comme dans le cas de l'index d'émission, l'aspect thermodynamique de ce problème peut être traité dans une première approche par post-traitement des données obtenues en interaction jet/tourbillon, afin d'étudier l'évolution de l'état thermodynamique (T, P_w) du jet. Le nombre de Mach étant ici faible, l'énergie cinétique peut être négligée par rapport à l'enthalpie statique. Pour un système adiabatique, la température et la pression partielle de vapeur peuvent être

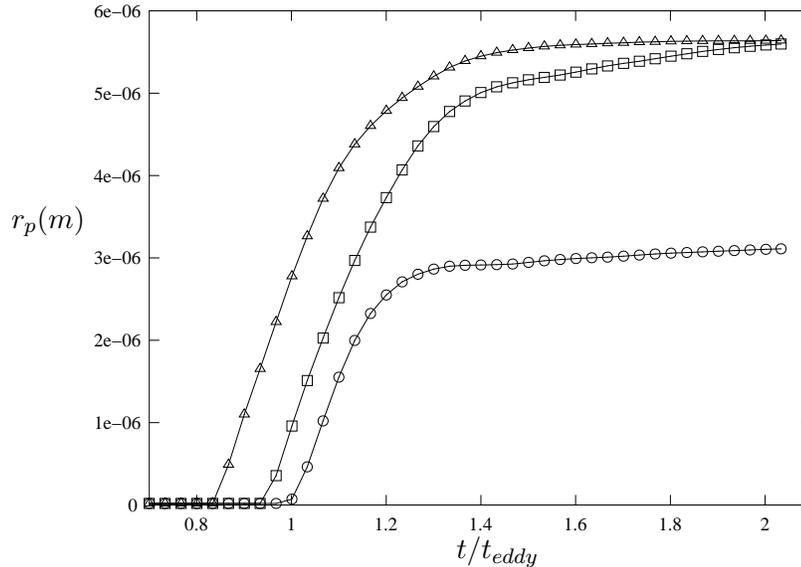


Figure 17: Evolution temporelle de la taille de trois particules individuelles.

traités comme des scalaires passifs évoluant le long de lignes de mélange. La Fig. 15 montre des scatters plots de $T - P_w$ obtenus pour trois différentes lignes de mélange, dans le même cas d'interaction jet/tourbillon que celui utilisé pour l'index d'émission. Sur la même figure ces données sont comparées à la courbe de saturation $P_{sat}(T)$. L'effet de la valeur initiale de Xw dans le jet apparaît clairement : pour des conditions atmosphériques données, un moteur qui émet moins de vapeur d'eau déclenche la condensation à une température plus faible. Si la valeur initiale de Xw dans le jet passe en-dessous d'une valeur critique ($X_w=0.01$) alors il n'y a jamais de condensation.

Du fait du couplage entre la phase gazeuse et la phase dispersée le rôle -crucial- joué par les particules dans le processus de formation des traînées de condensation ne peut pas quant à lui être étudié par simple post-traitement. Les simulations jet/tourbillon ont donc été de nouveau réalisées, couplées cette fois avec un module lagrangien pour le transport des particules et un modèle de nucléation [10] pour la formation des cristaux de glace. Initialement l'air ambiant ne contient pas de vapeur d'eau.

La Figure 16 montre l'évolution temporelle de la distribution de particules. Les particules sèches sont représentées par des points noirs et les particules glacées sont représentées par des points blancs. Au fur et à mesure que la vapeur d'eau et les particules initialement dans le jet se mélangent avec l'air froid, le nombre de particules arrivant dans une zone de saturation augmente et la traînée de condensation se forme. La condensation sur la particule dépend fortement de la trajectoire suivie par la particule. La Figure 17 montre l'évolution en temps de la taille de trois particules individuelles: plus la condensation commence tôt plus la taille finale de la particule est grosse. Il est clair que le nuage de particules glacées ainsi formé a une distribution très large de taille de particules, et cette distribution est fortement conditionnée par la dynamique de l'interaction jet/tourbillon.

Références

- [1] *Aviation and global atmosphere. Special Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC)*, Cambridge University Press, 1999.
- [2] U. SCHUMANN, *On the conditions for contrails formation*, Meteorol. Zeitschrift, 5, 4-23, 1996.

- [3] U. SCHUMANN., H. SCHLAGER, F. ARNOLD, R. BAUMANN, *Dilution of aircraft exhaust plumes at cruise altitudes*, *Atm. Environ.*, 32, 3097-3103, 1998.
- [4] F. GARNIER, C. BAUDOIN, P. WOODS AND N. LOUISNARD, *Engine emission alteration in the near-field of an aircraft*, *Atm. Environ.*, 31, 1767-1781, 1997.
- [5] T. GERZ, T. DURBECK AND P. KONOPKA, *Transport and effective diffusion of aircraft emissions*, *J. Geophys. Res.*, 103, 25,905-25,913, 1998.
- [6] R.C. MYAKE-LYE, R.C. BROWN, C.E. KOLB, *Plume and wake dynamics, mixing and chemistry behind a high speed civil transport aircraft*, *J. Aircraft*, 30, 467-479, 1993.
- [7] P. BRANCHER, *Etude numérique des instabilités secondaires de jets*, PhD thesis, Ecole Polytechnique, France, 1996.
- [8] F. LAPORTE., *Application of the numerical simulation to the characterization and the instabilities of transport aircraft wake vortices*, PhD thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, CERFACS, France, 2002.
- [9] F. LAPORTE AND A. CORJON, *Direct Numerical Simulations of the elliptic instability of a vortex pair*, *Phys. Fluids*, 12, 1016-1031, 2000.
- [10] B. KARCHER, T. PETER, U. BIERMANN AND U. SCHUMANN, *The initial composition of jet condensation trails*, *J. Atmos. Sci.*, 53, 3066-3083, 1996.