

PROBLEMS OF FLIGHT IN TURBULENCE

by Gabriel COUPRY

Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales (ONERA)
92320 Châtillon (France)

SUMMARY

The paper deals with various problems raised by flight in turbulence. The first part is devoted to the description of mathematical models liable to provide the aircraft designer with a practical representation of the environment encountered by the aircraft: classical models are briefly recalled and new approaches, both British and French, are presented. The second section deals with the calculation of the response of a flexible aircraft to such an environment, and shows that, as a rule, the turbulence field should be considered as isotropic in this case. In the last part it is shown how active control systems open the way to a next generation of aircraft that will be less sensitive to gusts, and systems at present under test are described.

PROBLEMES DU VOL EN TURBULENCE

G. Coupry

Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales (ONERA)

92320 Châtillon - France

Résumé

La conférence traite des problèmes posés par le vol en turbulence. La première partie est consacrée à la description des modèles mathématiques susceptibles de donner au projeteur une représentation pratique de l'environnement rencontré par l'avion ; un bref rappel des modèles classiques, les approches nouvelles, britannique et française, sont évoquées. Le deuxième paragraphe traite du calcul de la réponse d'un avion souple à un tel environnement, et montre que l'on doit généralement tenir compte de l'anisotropie du champ de la turbulence. La dernière partie expose, finalement, comment des systèmes de contrôle actif permettent d'espérer que la prochaine génération d'avions sera moins sensible aux rafales, et décrit les systèmes actuellement à l'épreuve.

Introduction

Après plusieurs décennies de recherche fondamentale, d'analyses expérimentales et théoriques, d'essais en vol, d'examen systématique des incidents graves, le problème du vol en turbulence continue à être au coeur des préoccupations des responsables des projets d'avion, des chefs d'exploitation des lignes aériennes et des états-majors.

Cet intérêt soutenu s'explique par deux raisons fondamentales :

a) D'une part par la grande sensibilité que les avions modernes présentent à la turbulence du fait de leurs caractéristiques et de leurs missions ; en particulier :

- pour les avions civils, la course aux masses importantes et aux vitesses élevées favorise leur réponse aux grandes longueurs d'onde, qui sont les plus riches en énergie,
- pour les avions militaires, les missions d'attaque au sol ou de pénétration basse altitude se passent dans l'environnement particulièrement sévère de la couche limite atmosphérique.

b) D'autre part par l'étendue des problèmes où intervient la turbulence ; par exemple :

- Définition des charges limites, et probabilité de rencontre d'une rafale de rupture,
- Estimation de la durée de vie en fatigue, et périodicité des visites de contrôle des cellules,
- Confort des passagers et de l'équipage des avions civils,
- Aptitude au combat et manoeuvrabilité des avions militaires remplissant des missions à basse altitude,

- Réalisation de simulateurs de vol efficaces, de pilotes automatiques, de système d'atterrissage tous temps,
- Définition des puissances, bandes passantes et limitation d'autorité des servocommandes,
- Intégration aux projets d'avions nouveaux de dispositifs absorbateurs de rafales.

L'objet d'une telle conférence n'est évidemment pas de traiter, même succinctement, de l'ensemble des problèmes qui viennent d'être évoqués, mais plutôt de faire le point dans quelques domaines scientifiques indispensables à leur développement. Les trois thèmes fondamentaux retenus sont relatifs :

- à la modélisation de la turbulence atmosphérique,
- au calcul ou à la mesure de la fonction de transfert d'un avion à la turbulence,
- à la définition de méthodes de contrôle optimal du vol en turbulence.

C'est volontairement qu'ont été exclus de cette liste la prévision météorologique de la turbulence et le développement de nouveaux critères d'endommagement, ces deux thèmes correspondant à des disciplines que l'auteur ne se sent pas qualifié pour traiter ici.

Dans le domaine de la modélisation de la turbulence atmosphérique, après avoir rappelé rapidement les méthodes spectrales, on indiquera quelles sont les tentatives faites en vue de relier le point de vue de la turbulence discrète au point de vue de la turbulence continue. On suggérera ensuite une nouvelle approche susceptible de mieux préciser les probabilités de rencontre d'une rafale de rupture ; on montrera comment cette approche a été utilisée pour élaborer, à partir des vols supersoniques de Concorde, des statistiques, hélas très réduites, sur les turbulences à haute altitude.

La deuxième partie de l'exposé sera consacrée à l'étude des fonctions de transfert d'un avion à la turbulence. On rappellera tout d'abord les approches classiques, dans lesquelles on suppose que l'avion rencontre des ondes cylindriques de génératrices perpendiculaires à l'axe de vol ; on montrera les limitations d'une telle approche, grâce à la notion de longueur de cohérence transverse, et on établira la méthode de calcul de la fonction de transfert à une turbulence isotrope. Passant enfin au point de vue expérimental, on traitera de la mesure des fonctions de transfert à la turbulence, et des résultats obtenus en vol sur Concorde.

Le dernier chapitre de cette conférence abordera le problème du contrôle automatique du vol en turbulence ; on évoquera ses deux aspects : système à boucle fermée ou système à boucle ouverte, en précisant, dans chaque cas, les limitations. La méthode "en boucle ouverte", dans laquelle les ordres de pilotage sont déduits d'une mesure de la turbulence rencontrée par l'avion, sera développée complètement, et on comparera les prévisions théoriques aux résultats d'essais en vol sur un Mirage III.

1 - Modélisation de la turbulence atmosphérique

1.1 - Remarques générales

Les techniques de mesure de la turbulence atmosphérique et les méthodes de calcul des réponses d'un avion ne peuvent être définies que si l'on se donne a priori un modèle de l'atmosphère qui sera confronté à l'expérience et corrigé peu à peu. Malgré les remarquables travaux menés par les météorologistes et les aérothermodynamiciens, l'obtention d'un modèle théorique semble actuellement encore lointaine, sinon illusoire. Dans ces conditions, on est amené à une représentation phénoménologique, d'emploi analytique aussi simple que possible, à laquelle on imposera de respecter les propriétés fondamentales prévues par la théorie.

La principale information que fournit la théorie est relative à la forme de la densité spectrale de puissance de la turbulence, forme qui est représentée schématiquement dans la figure 1.

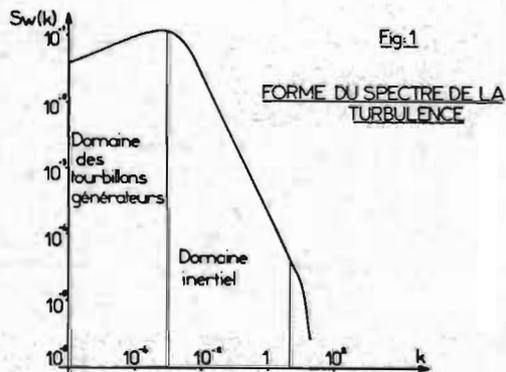


Fig.1

FORME DU SPECTRE DE LA TURBULENCE

Cette densité spectrale présente trois parties principales, qui correspondent à des plages de nombre d'onde

$$k = \frac{1}{\lambda}$$

différentes. La première zone, qui correspond aux très faibles valeurs de k , c'est-à-dire aux très grandes longueurs d'onde λ , est associée à la création des grands tourbillons générateurs de turbulence, et ne peut probablement faire l'objet d'aucune formulation mathématique. La seconde zone, pour des longueurs d'onde allant de quelques milliers de mètres à quelques centimètres, est la zone dite inertielle, pour laquelle les théories de Heisenberg et Kolmogorov prévoient une loi de puissance d'exposant $-5/3$. La dernière zone, associée aux grandes valeurs de k , est celle des petits tourbillons qui meurent sur place par viscosité ; Heisenberg calcule, pour ce domaine, une loi de puissance d'exposant -7 .

Le domaine des longueurs d'ondes qui intéressent l'aéronautique va de quelques mètres à quelques milliers de mètres, et correspond par conséquent au domaine inertiel de la théorie ; comme les longueurs d'ondes plus longues ou plus courtes ne sont pas "senties" par l'avion, on imposera donc au modèle phénoménologique d'avoir une loi de puissance d'exposant $-5/3$ dans le domaine inertiel, et l'on pourra négliger ses désaccords avec la réalité hors de ce domaine.

La théorie assure par ailleurs que la turbulence est isotrope, sauf au voisinage du sol, où les effets de couche limite sont prépondérants. Cette condition doit elle aussi être imposée au modèle.

On admet enfin l'hypothèse de Taylor (1), bien vérifiée par l'expérience, qui considère l'atmosphère comme figée durant le temps de passage d'un avion. Cette hypothèse indispensable permet d'associer des fréquences aux longueurs d'ondes rencontrées par un avion qui vole à la vitesse V par la relation :

$$(1) \quad \omega = VT = \frac{V}{f}$$

D'autres informations sont encore fournies par la théorie, par exemple sur la stabilité de la turbulence, régie par le nombre de Richardson, mais ces informations n'ont pas d'intérêt pour l'élaboration d'un modèle statistique qui ignore les conditions météorologiques.

C'est dans le cadre général que nous venons d'exposer que se situent les tentatives en vue de décrire statiquement la turbulence atmosphérique. Les modèles que nous évoquerons successivement considèrent la turbulence, soit comme un processus continu, soit comme un ensemble de rafales discrètes, soit, enfin, comme un ensemble de "paquets" obéissant à une loi de Poisson.

1.2 - Modèle de turbulence continue

Le modèle de turbulence continue qui est maintenant d'usage courant pour la certification est dû à Clementson (2) et Press (3), (4), (5). Dans ce modèle, on considère que l'atmosphère est formée de "paquets de turbulence" stationnaires et gaussiens, qui ont tous des densités spectrales de même forme, et ne diffèrent que par leur variance.

Décrire statistiquement la turbulence nécessite alors deux opérations :

- le choix de la densité spectrale des processus locaux,
- la définition de la probabilité d'un processus de variance σ^2 donnée.

Nous traiterons successivement de ces deux aspects.

a) Représentation d'un processus local

Pour caractériser un processus local, on admet qu'il est gaussien, et que ses densités spectrales de puissance sont représentées par le modèle de Karman pour une turbulence isotrope. La composante longitudinale u , et les composantes transverses v et w de la turbulence (fig. 2) ont alors respectivement pour densités spectrales :

$$(2) \begin{cases} \tilde{S}_u(k) = \frac{2\sigma_u^2 L}{[1 + (1,339 \times 2\pi kL)^2]^{5/6}} \\ \tilde{S}_w(k) = \tilde{S}_v(k) = \sigma_w^2 L \frac{1 + 8/3(1,339 \times 2\pi kL)^2}{[1 + (1,339 \times 2\pi kL)^2]^{11/6}} \end{cases}$$



Fig.2 COMPOSANTES DE LA TURBULENCE ATMOSPHERIQUE

On remarquera que les densités spectrales de v et w ont bien dans le domaine inertiel, un comportement de loi de puissance d'exposant $-5/3$.

Compte tenu de l'hypothèse de Taylor, traduite par la formule (1), chaque "pavé de turbulence" apparaît, pour l'avion qui vole à une vitesse V , comme un processus temporel de densités spectrales :

$$(3) \begin{cases} S_u(\omega) = \frac{\sigma_u^2 L}{\pi V} \frac{1}{[1 + (1,339 \frac{\omega L}{V})^2]^{5/6}} \\ S_w(\omega) = S_v(\omega) = \frac{\sigma_w^2 L}{2\pi V} \frac{1 + 8/3(1,339 \frac{\omega L}{V})^2}{[1 + (1,339 \frac{\omega L}{V})^2]^{11/6}} \end{cases}$$

Dans ces expressions, σ_u^2 et σ_w^2 représentent respectivement les variances des composantes longitudinale et transverse, et L une longueur de référence, appelée échelle macroscopique de la turbulence. Les valeurs proposées par différents auteurs (6), (7) pour l'échelle L varient notablement, ce qui est de peu d'importance, sauf aux très basses altitudes, du fait que l'échelle n'intervient sur la forme du spectre qu'aux très grandes longueurs d'onde, hors du domaine inertiel auquel l'avion est sensible. Pour les basses altitudes (inférieures à 500 m) on admet généralement que l'échelle est égale à la moitié de l'altitude z de vol :

$$L = \frac{z}{2}$$

Comme le processus local est supposé gaussien, le nombre moyen d'annulations par seconde de la composante transverse, avec une pente positive/négative est donné par la première formule de Rice (8) :

$$(4) \quad N_{ow} = \frac{1}{2\pi\sigma_w} \left[\int_0^{+\infty} \omega^2 S_w(\omega) d\omega \right]^{1/2}$$

Quant au nombre moyen de dépassements d'un niveau α , il est donné par la seconde formule de Rice :

$$(5) \quad N_w(\sigma_w; \alpha) = N_{ow} \exp\left(-\frac{\alpha^2}{2\sigma_w^2}\right)$$

Le choix d'une loi gaussienne pour les processus locaux est le point faible de la représentation, du fait que les densités de probabilité mesurées en vol sont beaucoup plus proches d'une loi exponentielle que d'une loi gaussienne. Cette remarque n'entache en rien les principes généraux, car il a été montré (9) que les formules de Rice pouvaient être étendues à des processus stationnaires non gaussiens, de densité de probabilité réduite $f(\alpha)$, sous la forme :

$$N_w(\alpha) = N_{ow} \frac{f\left(\frac{\alpha}{\sigma_w}\right)}{f(0)}$$

où N_{ow} est encore donné par la formule (4).

Pour respecter l'habitude, on poursuivra malgré tout l'exposé à partir d'une représentation locale gaussienne de la turbulence.

b) Représentation globale

La représentation globale consiste à se donner la densité de probabilité $p(\sigma_w)$ des écarts-types des différents tronçons de turbulence, c'est-à-dire la proportion du temps de vol passée dans des "paquets" de turbulence de variance σ_w^2 . Pour l'ensemble de l'atmosphère, le nombre moyen de dépassements par seconde du niveau α par la composante verticale w de la turbulence est alors donné par :

$$N_w(\alpha) = \int_0^{+\infty} p(\sigma) N_w(\sigma; \alpha) d\sigma$$

c'est-à-dire, comme N_{ow} est indépendant de la variance, par :

$$(6) \quad N_w(\alpha) = N_{ow} \int_0^{+\infty} p(\sigma) \exp\left(-\frac{\alpha^2}{2\sigma^2}\right) d\sigma$$

La densité $p(\sigma)$ des écarts-types est choisie de façon à représenter au mieux l'ensemble des résultats tirés des enregistrements V.G.H. (Velocity, Gravity, Height) effectués au cours de milliers d'heures de vol. A la suite des actions effectuées dans le cadre des projets "all-cat" et de programmes coopératifs de l'AGARD, (19), (11), (12), un accord général semble acquit sur une représentation bi-gaussienne de $p(\sigma)$ sous la forme :

$$(7) \quad p(\sigma) = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} \frac{P_1}{b_1} \exp\left(-\frac{\sigma^2}{2b_1^2}\right) + \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} \frac{P_2}{b_2} \exp\left(-\frac{\sigma^2}{2b_2^2}\right)$$

L'intégration de la formule (6) peut alors se faire explicitement, et aboutit au résultat :

$$(8) \quad N_w(\alpha) = N_{ow} P_1 \exp\left(-\frac{\alpha^2}{b_1^2}\right) + N_{ow} P_2 \exp\left(-\frac{\alpha^2}{b_2^2}\right)$$

Les valeurs des coefficients P_i et b_i proposées actuellement par la FAA sont données, en fonction de l'altitude, dans les figures 3 et 4.

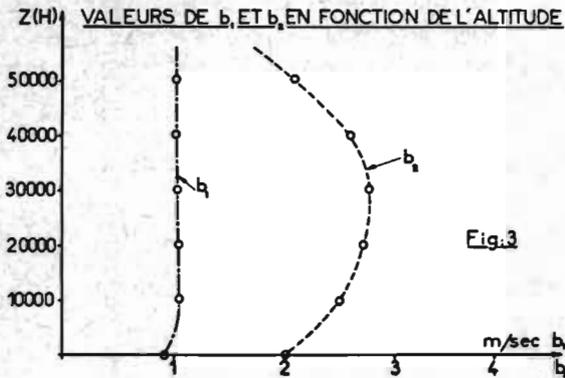


Fig.3

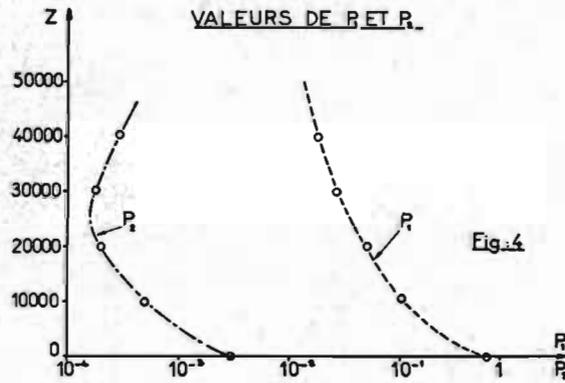


Fig.4

Le modèle est maintenant complet, et représente assez fidèlement les résultats obtenus en vol. Qu'il soit cependant permis à l'auteur de souligner sa "gratuité" : l'introduction de "paquets" de turbulence stationnaires et gaussiens est peut-être satisfaisante pour l'esprit, puisque n'importe quel passager a remarqué que la turbulence se présentait par "paquets" ; elle n'en est pas moins totalement factice ; dans la pratique, personne n'a jamais mesuré la distribution $p(\sigma)$ des écarts-types, qui a seulement été calculée, après coup, de façon à bien représenter le fait que les statistiques d'ensemble avaient l'allure de la combinaison de deux exponentielles. Dans ces conditions, il aurait suffi de partir "a priori" de la formule (8), comme représentative des dépassements de la turbulence, et de choisir les P_i et b_i de façon à bien représenter les résultats expérimentaux.

1.3 - Modèle de turbulence discrète

Bien avant l'utilisation des modèles spectraux que nous venons de décrire dans le paragraphe (1.2), les premières études des réponses des avions à la turbulence se fondaient sur le concept de rafales isolées, se produisant au hasard, dont on se donnait a priori la forme et la densité de probabilité.

Une des étapes de la certification d'un avion est encore maintenant son calcul à une rafale isolée, dont la forme peut être un trapèze, une partie de cosinu-

soïde, ... suivant les habitudes de l'autorité responsable.

L'intérêt du concept de rafales isolées réside dans le fait que si, dans la plupart des cas, la turbulence apparaît comme un processus continu, il existe certaines circonstances exceptionnelles où une forte turbulence s'est présentée comme un phénomène isolé. Le calcul de la réponse de l'avion à la rafale discrète permet de définir l'"histoire" des charges et des contraintes dans ces conditions particulières, et d'en tirer des conclusions sur le comportement de la structure.

Le concept des rafales discrètes souffrait cependant d'un vice fondamental, lié à l'arbitraire des formes de rafales choisies, qui ne permettait pas de tenir compte de la distribution de l'énergie entre les différentes longueurs d'onde, distribution, nous l'avons vu, imposée par des considérations théoriques et bien vérifiée par l'expérience. Les travaux récents effectués par Jones (13), (14), (15) au RAE visent à éliminer cette difficulté en introduisant une distribution de rafales discrètes dont la forme et l'amplitude sont liées de telle sorte que l'ensemble des événements représente un processus dont la densité spectrale vérifie, dans le domaine inertiel, la loi de puissance d'exposant $-5/3$.

Pour ce faire, Jones considère des rafales de la forme représentée dans la figure 5, c'est-à-dire en

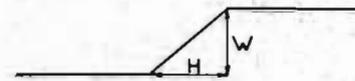


Fig.5

MODELE DE RAFALE DISCRETE

fait des demi-rafales correspondant à l'établissement d'une vitesse de perturbation w sur une longueur H . Il postule ensuite que le nombre moyen de rafales par unité de longueur, pour lesquelles la distance d'établissement est comprise entre H et $H+dH$ et l'intensité supérieure à w , est donné par $N_{w,H} dH$ où :

$$(9) \quad N_{w,H} = \frac{\alpha}{H^2} \exp\left(-\frac{w}{k H^{1/3}}\right)$$

Il montre enfin qu'à un processus formé d'une assemblée de telles rafales correspond une densité spectrale présentant la loi de puissance d'exposant $-5/3$ dans le domaine inertiel. Introduisant la notion de rafale "accordée" à chaque mode d'un avion, c'est-à-dire le fait que chaque mode ne répond qu'à une bande de valeurs de H relativement étroite, il élabore finalement un schéma cohérent susceptible de bien représenter les statistiques des réponses d'un avion à la turbulence, conformément à l'expérience, pour une combinaison d'exponentielles.

Le modèle proposé par Jones, bien que séduisant, présente lui aussi quelques incohérences :

- Tout d'abord, l'arbitraire du choix de la forme de rafale : il est probable qu'on aurait pu, à partir d'autres formes, et de probabilités conditionnelles liant l'intensité à un paramètre de forme, aboutir encore à une densité spectrale correcte de la turbulence.

- Ensuite, et surtout, on pouvait espérer, au vu de la formule (9), que les dépassements de la turbulence elle-même, conformément à l'expérience, auraient une représentation exponentielle. Il n'en est rien, puisque le nombre moyen de dépassements d'un niveau W , pour l'ensemble des rafales, est donné par :

$$N_w = \int_0^{+\infty} N_{w,H} dH$$

soit une loi en W^{-3} (la loi n'est pas non plus exponentielle quand on limite l'intégration aux valeurs de H qui correspondent au domaine inertiel).

Malgré ces quelques remarques négatives, l'auteur tient à répéter son intérêt pour l'approche de Jones, qui tend pour la première fois à unifier l'approche discrète et l'approche spectrale, et qui sera sûrement à la base de développements nouveaux.

1.4 - Recherche d'un nouveau modèle

Les modèles de turbulence continue et de rafales discrètes qui viennent d'être exposés dans les paragraphes précédents sont d'un emploi pratique, et font dès maintenant l'objet de calculs de routine aux fins de certification ; ils servent aussi de base à l'établissement des spectres de chargement utilisés lors des essais de fatigue. L'estimation des charges extrêmes que la structure risque de supporter du fait de la turbulence se fait aussi grâce à ces modèles, mais souffre évidemment du peu de confiance que l'on accorde généralement aux valeurs limites d'une distribution expérimentale.

Pour lever ces difficultés, certains auteurs, dont Buxbaum (16), recherchent un modèle d'extrapolation fondé sur la distribution log-normale des valeurs extrêmes. Nous suggérons de notre côté une nouvelle approche, basée sur un modèle de Poisson.

L'établissement du modèle repose sur la remarque suivante : si la turbulence, quand on la rencontre, a généralement l'allure d'un phénomène continu assez fortement corrélé, la rencontre de turbulences est assez rare, et l'existence de turbulences violentes est exceptionnelle. Dans ces conditions, l'apparition d'un "paquet" de turbulence est probablement indépendante de l'apparition, précédemment, d'un autre paquet, et l'on sera amené à considérer que le processus est un processus de Poisson. Pour être plus précis, on admettra que l'évènement "existence d'un paquet de turbulence d'intensité supérieure à x " obéit à une loi de Poisson.

Dans ces conditions, appelant $\mu(x)$ le nombre moyen d'évènements par unité de longueur, la probabilité que k évènements se produisent sur une distance d s'exprimera par :

$$(10) P_d(k; x) = \frac{(d\mu(x))^k}{k!} \exp(-d\mu(x))$$

La moyenne $\mu(x)$ du processus dépendra évidemment de l'intensité x ; on la déterminera en admettant que, pour les fortes turbulences, les amplitudes extrêmes ne se produisent qu'une fois dans chaque paquet ; $\mu(x)$ devra en conséquence être égal à $N_w(x)$ pour les grandes valeurs de x , soit :

$$(11) \mu(x) = P_2 N_{ow} \exp\left(-\frac{x}{b_2}\right) \text{ pour } x \gg b_1$$

La formule (10) s'explicitant par :

$$(12) P_d(k; x) = \frac{d^k}{k!} (P_2 N_{ow})^k \exp\left(-\frac{kx}{b_2}\right) \exp\left(-d P_2 N_{ow} \cdot \exp\left(-\frac{x}{b_2}\right)\right)$$

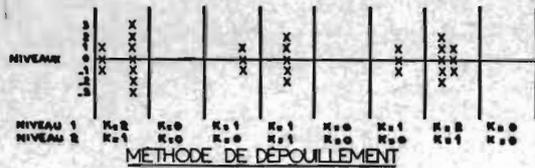
Il est dès lors possible d'estimer, grâce à ce modèle, la possibilité de rencontrer un paquet de turbulence, c'est-à-dire au moins une turbulence de niveau supérieur à x , sur une distance d supérieure à celles qui ont servi à l'établissement des statistiques ; cette probabilité $P'(d; x)$ a pour expression :

$$(13) P'(d; x) = 1 - P_d(0; x) = 1 - \exp\left(-d P_2 N_{ow} \exp\left(-\frac{x}{b_2}\right)\right)$$

Passant à la limite, pour des probabilités très faibles, on peut légitimer après coup la formule couramment employée par les constructeurs :

$$(14) P'(d; x) \approx d P_2 N_{ow} \exp\left(-\frac{x}{b_2}\right)$$

La validation du modèle a été tentée à l'occasion de l'analyse des turbulences rencontrées par Concorde, lors de vols supersoniques à haute altitude correspondant à un parcours total d'environ 54 000 km. Pour ce faire, on a tout d'abord compté le nombre de dépassements, positifs et négatifs, de 6 niveaux de turbulence distants de 1,13 m/s pour des échantillons consécutifs de 300 km. On a ensuite cherché le nombre de tronçons de 1 800 km. pour lesquels K échantillons avaient présenté une turbulence supérieure à un niveau x ; on a ainsi déterminé, à partir des mesures, les fréquences $P_d(k; x)$. La figure 6 représente schématiquement l'organisation du dépouillement.



Sur cet exemple : $P(0,1) = \frac{3}{8}$; $P(1,1) = \frac{3}{8}$; $P(2,1) = \frac{2}{8}$
 $P(0,2) = \frac{5}{8}$; $P(1,2) = \frac{3}{8}$; $P(3,2) = 0$

Fig.6

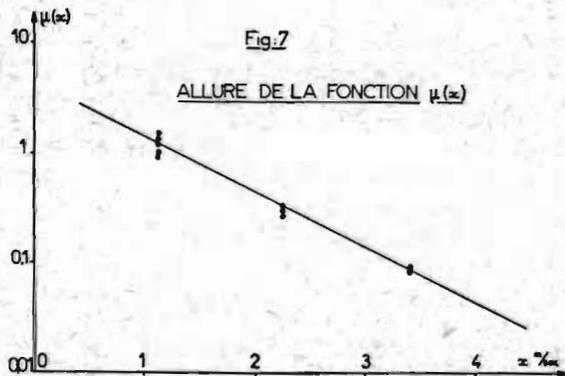
Pour un niveau x donné, on a alors résolu l'équation (10) en $\mu(x)$, et ceci pour chaque valeur de k . Le tableau 1 résume les résultats obtenus :

VALEURS EXPÉRIMENTALES DE $\mu(x)$

Tableau. 1

$W > 1,13 \text{ m/sec}$			$W > 2,26 \text{ m/sec}$			$W > 3,39 \text{ m/sec}$		
k	P(k,x)	$\mu(x)$	k	P(k,x)	$\mu(x)$	k	P(k,x)	$\mu(x)$
0	0,3666	1,000	0	0,7167	0,333	0	0,9167	0,087
1	0,3000	1,770	1	0,2500	0,354	1	0,0833	0,093
2	0,2333	1,350	2	0,0333	0,300	2		
3	0,0500	0,930	3			3		
4	0,0333	1,300	4			4		

en dehors d'une forte dispersion pour le niveau 1, les résultats pour les niveaux 2 et 3 montrent que $\mu(x)$ est pratiquement constant pour chaque niveau, ce qui confirme le modèle de Poisson proposé. La dernière étape consiste à étudier l'allure de la fonction $\mu(x)$; le résultat, exposé dans la figure 7 en échelle semi-logarithmique, montre que $\mu(x)$ est pratiquement exponentielle.



Finalement, pour les vols de Concorde à haute altitude, le modèle de Poisson, ramené au kilomètre parcouru, a pour expression :

$$(15) \quad P_{kw}(k;x) = \frac{(2,6 \cdot 10^{-3})^k}{k!} \exp(-1,17kx) \exp(-2,6 \cdot 10^{-3} \cdot \exp(-1,17x))$$

Il est bon de préciser, à la fin de ce paragraphe, que le modèle présenté est à l'état d'ébauche ; il faudrait, pour le compléter, préciser les distributions statistiques à l'intérieur de chaque tronçon ; le problème des densités spectrales, par contre, ne se pose pas. On admettra tout naturellement que la densité spectrale de Karman est représentative.

2 - Fonction de transfert d'un avion à la turbulence

2.1 - Avant propos

Une fois choisi un modèle d'atmosphère, l'étape suivante du travail de l'ingénieur consiste à prévoir le comportement de l'avion, et, plus précisément, ses qualités de vol en turbulence, les charges induites par les rafales, les contraintes auxquelles ces charges donnent naissance, et, par l'introduction des statistiques, les risques de charge de rupture et la durée de vie en fatigue. Il s'agit la plupart du temps d'un travail de routine, effectué aux fins de certification, qui s'appuie essentiellement sur la connaissance de la fonction de transfert de l'avion à la turbulence.

Dans le cadre de cet exposé, nous nous limiterons à deux aspects des problèmes posés par la détermination des fonctions de transfert :

- sur le plan théorique, à l'analyse critique des méthodes de calcul fondées sur la notion des rafales uniformes en envergure, méthodes très généralement utilisées par les Constructeurs ;
- sur le plan pratique, à la description d'une méthode de mesure en vol des fonctions de transfert d'un avion à la turbulence ; ces mesures s'avèrent en effet nécessaires pour corriger les calculs trop souvent peu représentatifs du comportement réel de l'avion. On présentera finalement les résultats obtenus en vol sur Concorde.

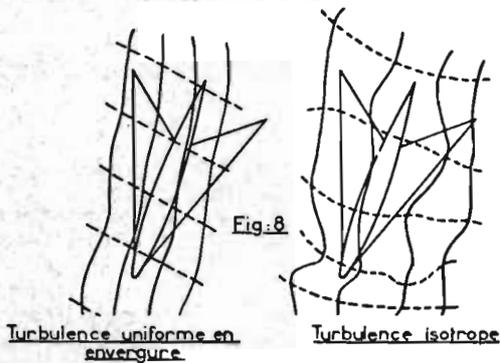
2.2 - Appréciation de l'influence de l'isotropie de la turbulence

L'étude générale du transfert à un champ tridimensionnel de turbulence a été remarquablement traitée dans une publication récente de Houbolt (17). L'auteur montre, à partir de considérations d'ordre de grandeur, que l'étude du transfert peut être menée séparément pour les réponses longitudinales et latérales : pour le calcul des réponses longitudinales, la composante verticale de la turbulence est la seule importante, tandis que les rafales transverses sont seules responsables des réponses latérales. Quant aux rafales longitudinales, dirigées suivant l'axe de vol, Houbolt montre qu'elles n'ont que peu d'importance.

Nous chercherons ici à apprécier l'influence de l'isotropie de la turbulence sur le calcul des réponses longitudinales d'un avion (18). Lors d'un tel calcul, deux hypothèses peuvent être faites sur la structure du champ de turbulence rencontré par l'avion (fig. 8) :

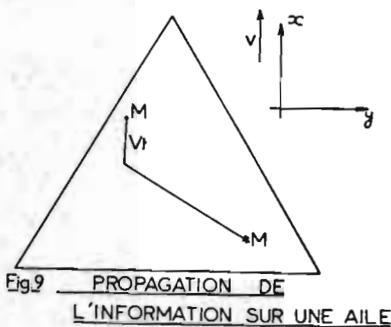
- ou bien on considère que l'avion rencontre une turbulence constante en envergure, c'est-à-dire formée d'ondes cylindriques de génératrices normales à la trajectoire ; c'est l'hypothèse faite très généralement par les Constructeurs dans un but de simplification,

- ou bien on admet, ce qui correspond mieux à la réalité physique, que la turbulence n'a pas plus de raisons d'être constante en envergure que suivant l'axe de vol ; on est alors amené à un schéma de turbulence isotrope.



Pour apprécier l'influence de l'isotropie, on calculera la fonction de cohérence transverse associée au modèle de turbulence isotrope de Karman. Si on appelle $g(\tau)$ la fonction de corrélation transverse d'un champ de turbulence isotrope, on montre sans difficulté (18) que la fonction d'intercorrélation entre les composantes verticales, mesurée en deux points M et M' d'une aile avec un écart de temps τ (fig. 9) est donnée par :

$$(16) \quad R_w(M, M', \tau) = g \left(\sqrt{(V\tau - (x - x'))^2 + (y - y')^2} \right)$$



on en déduit par transformation de Fourier la densité spectrale croisée :

$$(17) \quad S_w(M, M', \omega) = S_w(\omega) C(\omega; \frac{|y - y'|}{V}) \exp(-i\omega \frac{x - x'}{V})$$

où $S_w(\omega)$ est le spectre de Karman explicité dans la formule (3) et $C(\omega; \eta)$ la fonction de cohérence transverse qui traduit la perte de corrélation en envergure. Cette fonction a pour expression

$$(18) \quad C(\omega; \eta) = 1 - \frac{|\eta|}{S_w(\omega)} \int_0^{+\infty} S_w(\sqrt{\omega^2 + v^2}) J_1(|\eta|v) dv$$

Pour le modèle de Karman et pour les fréquences associées au domaine inertiel, $C(\omega; \eta)$ s'explicité sous la forme :

$$(19) \quad C(\omega; \eta) = \frac{2}{\Gamma(\frac{5}{6})} \left(\frac{\omega\eta}{2} \right)^{5/6} K_{5/6}(\omega\eta)$$

où $K_\nu(x)$ représente la fonction de Bessel modifiée de seconde espèce d'ordre ν .

L'étape suivante consiste à calculer la longueur de cohérence transverse :

$$l = \int_0^{+\infty} C(\omega; \frac{y}{V}) dy$$

là encore, l'intégrale s'explicité à partir de l'expression (19), et on obtient :

$$(20) \quad l = 1,403 \frac{V}{\omega}$$

On remarque alors que, chaque fois que la longueur l associée à une vitesse V et à un mode de pulsation ω , sera très grande par rapport à l'envergure b , l'hypothèse d'ondes constantes en envergure sera acceptable et conduira à des résultats raisonnables. Au contraire, si le paramètre

$$p = \frac{l}{b} = 1,403 \frac{V}{b\omega}$$

est de l'ordre de grandeur de l'unité, ou inférieur, l'hypothèse de constance en envergure ne sera plus admissible, et on devra tenir compte de l'isotropie du champ de turbulence.

Le tableau 2 indique les valeurs du paramètre p pour le mode de tangage et le premier mode de flexion de 4 avions récents, dans les conditions de croisière. Il apparaît, sur les quatre exemples, que l'hypothèse de constance en envergure est raisonnable dans le domaine de fréquences associé à la Mécanique du Vol, et inacceptable pour le calcul des réponses dans le domaine associé aux modes élastiques. On admettra que cette conclusion est générale.

VALEURS TYPQUES DU PARAMÈTRE P

Tableau 2

TYPE D'AVION	MODE DE TANGAGE	PREMIÈRE FLEXION VOILURE
CARAVELLE	4	1
B707	5	0,8
CONCORDE	10	1,3
B747	7	1,1

L'analyse critique qui vient d'être développée amène à conseiller très vivement aux Constructeurs d'effectuer leurs calculs de fonctions de transfert d'avions souples à la turbulence dans le cadre d'une hypothèse d'isotropie. Il n'est pas inutile de rappeler à cette occasion qu'il a été montré (19) que les calculs effectués dans ces conditions ne présentaient guère de complications supplémentaires.

Pour illustrer l'influence de l'isotropie, nous présentons dans la figure 10 une comparaison entre les fonctions de transfert à la turbulence calculée pour un nombre de Mach de 0,8 à partir des deux hypothèses.

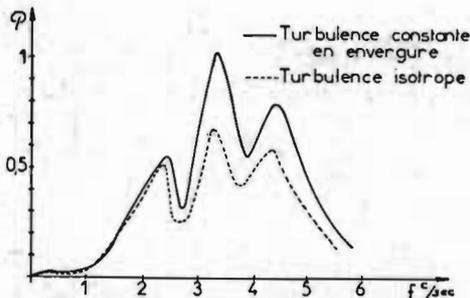


Fig.10. Fonction de transfert de Concorde accélération cockpit, M.0,4

2.3 - Mesure des fonctions de transfert à la turbulence

Aussi soignés que soient les calculs de fonctions de transfert à la turbulence, la comparaison entre prévisions et mesures est souvent décevante. Les raisons du désaccord sont assez nombreuses : il ne s'agit pas en effet, comme dans le problème du flottement, d'une étude de stabilité où l'on s'intéresse seulement aux racines de l'équation caractéristique, mais du calcul d'une réponse forcée, beaucoup plus sensible à toutes les erreurs qui ont pu être commises dans l'appréciation des modes de structure et des forces aérodynamiques. En particulier, la détermination précise des amortissements, tant structuraux qu'aérodynamiques, est indispensable.

L'essai en vol s'avère donc nécessaire pour valider, ou corriger les calculs de fonctions de transfert. Comme beaucoup d'organismes, l'ONERA a développé et utilise une méthode de mesure des fonctions de transfert (20). Le schéma de travail est le suivant : la turbulence rencontrée par l'avion est mesurée, en temps réel, à partir des informations d'une girouette (incidence α), d'un gyromètre (vitesse de tangage θ) et d'un accéléromètre (accélération \ddot{z}), par résolution analogique de l'équation cinématique :

$$\alpha = \theta - \frac{\dot{z}}{V} + \frac{w}{V}$$

On s'assure que la mesure est saine en vérifiant qu'elle donne un résultat nul lors de manoeuvres du pilote en air calme.

La turbulence ainsi mesurée est enregistrée sur bande magnétique simultanément avec les paramètres de réponse (accélérations, contraintes, ..) dont on désire connaître la fonction de transfert. Comme l'entrée w et la sortie (par exemple une accélération \ddot{z}) sont connues, on détermine la fonction de transfert $T_{\ddot{z}w}(\omega)$ par les méthodes classiques d'identification.

Pour ce faire, on procède, au sol, au calcul de densités spectrales directes et croisées :

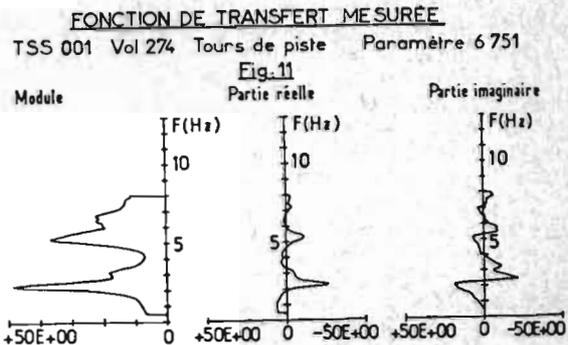
- $S_w(\omega)$, densité spectrale de la turbulence,
- $S_{\ddot{z}}(\omega)$, densité spectrale de la réponse,
- $S_{\ddot{z}w}(\omega)$, densité spectrale croisée entre l'accélération et la turbulence.

On en déduit, par la formule classique de transfert linéaire des processus aléatoires, la fonction de transfert $T(i\omega)$ du paramètre considéré à la turbulence :

$$(21) \quad T(i\omega) = \frac{S_{\ddot{z}w}(\omega)}{S_w(\omega)}$$

Le travail se poursuit, à l'ONERA, par la recherche, par une méthode de moindres carrés, d'un modèle mathématique explicite de la fonction de transfert expérimentale, sous forme de fraction rationnelle (21), modèle que l'on pourra comparer directement aux prévisions théoriques.

Afin d'illustrer la qualité des résultats qui peuvent être obtenus, nous présentons, dans la figure 11, les fonctions de transfert mesurées effectivement en vol, en conditions d'approche, pour l'accélération au poste pilote. La figure présente (de haut en bas) le module de la fonction de transfert (a), et ses parties réelle (b) et imaginaire (c).



La figure 12 présente la même fonction de transfert, en représentation polaire (partie réelle en abscisse, partie imaginaire en ordonnée), ainsi que son polissage par traction rationnelle. L'auteur regrette de ne disposer d'aucune comparaison entre fonctions de transfert calculées et mesurées ; ceci vient du fait que les rares turbulences rencontrées en vol par Concorde ne correspondaient pas à des points de calcul. Les calculs de comparaison sont en cours.

ADMITTANCE POLAIRE DE CONCORDE (COCKPIT)

TSS 001 Vol 274 Tours de piste

Lissage sur 0,50Hz, 6,00Hz

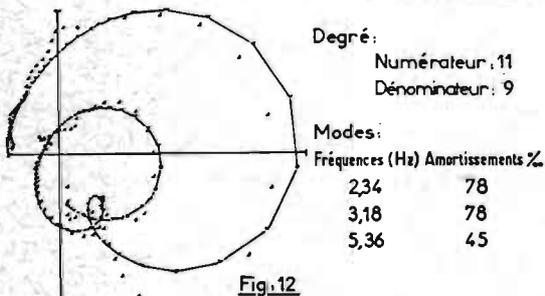


Fig.12

Pour terminer, on peut tirer des comparaisons entre fonctions de transfert calculées et mesurées sur d'autres avions, la conclusion que la concordance est bonne dans le domaine des fréquences associé à la Mécanique du Vol de l'avion, et se dégrade très rapidement aux fréquences supérieures. Comme les contraintes importantes sont souvent liées aux modes d'ordre supérieur, on peut apprécier l'importance sur la prévision de la durée de vie en fatigue des problèmes posés par ces désaccords. L'hypothèse simplificatrice d'une turbulence constante en envergure est probablement responsable d'une partie des difficultés, mais ne permet pas d'expliquer globalement la pauvre représentativité des calculs. Un vaste champ de recherches reste donc ouvert dans ce domaine.

3 - Optimisation du vol en turbulence

3.1 - Pose du problème

La dernière partie de l'exposé est consacrée à un problème qui a pris de plus en plus d'importance au cours des dernières années, le problème du contrôle optimal du vol en turbulence. Cette préoccupation, qui s'inscrit dans le cadre général des études C.C.V. (Control Configured Vehicles), correspond à des motivations multiples ; qu'il s'agisse d'augmenter la durée de vie en fatigue, d'améliorer le confort des passagers et de l'équipage, de stabiliser la plateforme de tir à basse altitude, etc., l'intérêt de diminuer la réponse de l'avion à la turbulence est en effet évident.

Deux écoles, qui ont des approches différentes du problème, se sont développées ces dernières années : la première, représentée essentiellement par la NASA et BOEING, préconise des systèmes en boucle fermée, alors que la seconde, à l'ONERA, vise à l'élaboration de contrôle en boucle ouverte. La figure 13 met en évidence les différences de points de vue.

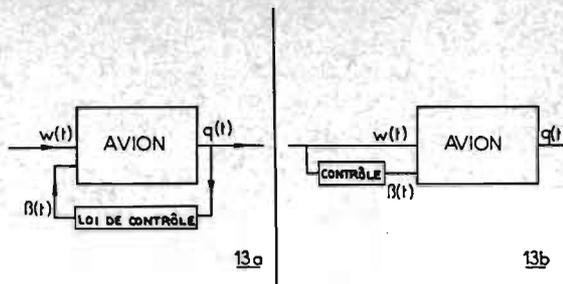


Fig.13 PRINCIPES DE CONTRÔLE DU VOL EN TURBULENCE

La partie (a) de la figure schématise un système à boucle fermée : l'avion, sous l'action de la turbulence $w(t)$ présente des réponses $q(t)$ qui sont mesurées, et réinjectées à travers une loi de contrôle dans les gouvernes de l'avion, de façon à minimiser les variances des réponses.

Dans le système en boucle ouverte (partie (b) de la figure), la turbulence rencontrée est mesurée, en temps réel, à bord de l'avion, à partir des informations de girouette, de gyromètre et d'accéléromètre. C'est ce signal $w(t)$ qui, par l'intermédiaire d'une loi de filtrage appropriée, sert à actionner les gouvernes.

Dans le premier type de système, tout le comportement de l'avion est modifié, en particulier sa Mécanique du Vol, ses réactions aux ordres du pilote, etc. Dans le second, au contraire, toutes les propriétés et qualités de vol restent inchangées, à l'exception des fonctions de transfert à la turbulence.

Après avoir décrit brièvement la méthode en boucle fermée, et les applications remarquables qu'elle a eues aux Etats-Unis dans le cadre du programme LAMS, nous développerons les principes de la méthode étudiée à l'ONERA, et montrerons, sur un exemple simple, son intérêt et ses limitations.

3.2 - L'optimisation en boucle fermée

D'abord dans le cadre du programme LAMS, et, plus récemment, dans celui plus général des systèmes CCV, la NASA et BOEING (Wichita), ont entrepris de nombreuses études sur l'optimisation du vol en turbulence (11), (22), (23), (24). Dans tous les cas, le principe repose sur l'utilisation d'un réseau de contre-réaction qui attaque un système complexe de gouvernes, à partir de mesures accélérométriques sur la structure. Les caractéristiques du réseau sont choisies de façon à modifier favorablement les fonctions de transfert à la turbulence de certaines réponses critiques.

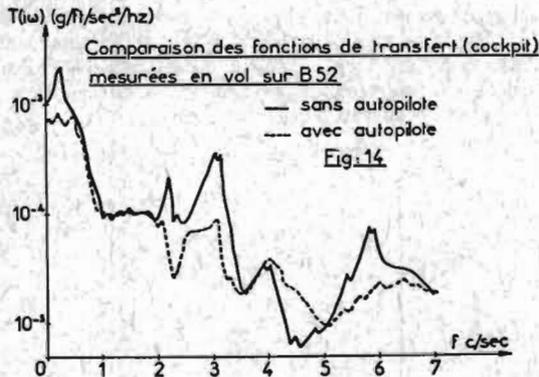
Au stade de la définition du système pour un B 52, 30 modes élastiques ont été introduits dans le calcul des mouvements symétriques, 27 dans le calcul des mouvements antisymétriques. Les effets des limitations des débattements imposés aux gouvernes ont été pris en compte, et il a été vérifié, par voie analogique, que les réponses de l'avion restaient suffisamment gaussiennes pour que les formules de Rice puissent être appliquées. Le modèle d'atmosphère choisi a été le modèle de Press, chaque processus local étant doté d'un spectre de Dryden. Comme le système choisi impose

l'utilisation de servo-commandes de grand gain et de large bande passante, des études de stabilité particulièrement délicates ont dû être menées.

L'étude théorique a été complétée en soufflerie, sur une maquette dynamiquement semblable de l'avion, équipée du système complet de contrôle, et excitée par un écoulement périodique induit par des profils oscillants générateurs d'incidence. BOEING a réalisé, à cette occasion, de remarquables servo-commandes électrohydrauliques logeables dans la maquette.

L'avion, équipé de canards horizontaux et verticaux, a fait alors l'objet d'une première tranche d'essais en vol, en boucle ouverte, avec excitation sinusoïdale par les canards. Les fonctions de transfert à cette excitation ont été mesurées et comparées aux prévisions théoriques en vue d'apporter des corrections au modèle mathématique de l'avion.

La dernière étape du travail, au cours de l'année 1973, a consisté en 9 heures de vol en turbulence, à basse altitude, au cours desquelles ont été mesurées les fonctions de transfert à la turbulence, avec et sans système de contrôle. La figure 14, tirée de la référence (24), présente des fonctions de transfert. Le gain obtenu grâce à l'emploi du système, c'est-à-dire le rapport de la variance de l'avion non piloté à la variance de l'avion autopiloté, est de l'ordre de 3.



Les excellents résultats obtenus s'insèrent dans le cadre d'une politique américaine très générale, orientée vers l'utilisation systématique de contrôles actifs aussi bien pour le vol en turbulence que pour l'augmentation des vitesses critiques de flottement ou la réduction des charges de manoeuvre. Déjà, le projet de transport supersonique de BOEING faisait largement appel à ces techniques, et on sait que le bombardier B1 sera équipé d'un système de contrôle du vol en turbulence.

3.3 - L'optimisation en boucle ouverte

S'il est parfaitement logique, dans le cadre d'une philosophie générale de CCV, d'aborder le contrôle du vol en turbulence par un système à contre-réaction, un tel système a des limitations importantes, particulièrement dans le domaine de la Mécanique du Vol. En effet, l'action d'un système à boucle fermée consiste essentiellement à amortir les modes de l'avion, ce qui est dans tous les cas favorable pour les modes souples, mais peut conduire à une détérioration des qualités de vol associées aux modes rigides ; or, c'est juste-

ment dans le domaine des fréquences associées à la Mécanique du Vol que la turbulence présente le maximum d'énergie. On est ainsi amené à concevoir un système mixte, où la méthode de contre-réaction est adoptée pour les modes flexibles, alors qu'une méthode en boucle ouverte est choisie pour les basses fréquences.

Pour apprécier l'intérêt de la méthode en boucle ouverte, considérons un avion rigide, ayant les seuls degrés de liberté de pompage vertical et de tangage, et équipé de deux gouvernes : une profondeur classique de braquage β et un système de contrôle direct de portance, de braquage σ . Le mouvement est déterminé, avec des notations évidentes, par les équations réduites :

$$(22) \begin{cases} m \frac{\ell^2 \xi''}{V^2} + \frac{\ell \xi'}{V} - \theta = \frac{W}{V} + \lambda \beta + \lambda' \sigma \\ -\frac{\ell \dot{\xi}}{V} + c \frac{\ell^2 \theta''}{V^2} + \eta \frac{\ell \dot{\theta}}{V} + \theta = -\frac{W}{V} - \nu \beta + \nu' \sigma \end{cases}$$

(où ℓ est une longueur de référence et ξ le déplacement réduit $\frac{z}{\ell}$).

On voit alors qu'il suffit de mesurer, à bord de l'avion, la turbulence W qu'il rencontre, et de choisir des lois de pilotage

$$\beta = k_1 \frac{W}{V} ; \quad \sigma = k_2 \frac{W}{V}$$

telles que le second membre des équations soit annulé, pour supprimer complètement les réponses de l'avion à la turbulence ; les fréquences propres et amortissements associés à la Mécanique du Vol restent inchangés. En conséquence, si un avion présente de bonnes qualités de vol, celles-ci ne seront en rien changées par la présence du système. Il s'agit bien évidemment d'un exemple idéal, puisqu'on suppose l'avion rigide, les gouvernes parfaitement efficaces et la turbulence cylindrique.

Ce dernier point est probablement le plus important ; en effet, dans un système en boucle ouverte, on est amené à mesurer "la turbulence rencontrée par l'avion" ; faut-il encore que cette expression ait un sens, c'est-à-dire qu'on puisse considérer qu'une mesure ponctuelle de W sera représentative de la turbulence rencontrée. La discussion du paragraphe 2.2 donne les limites d'une telle hypothèse, qui n'est admissible qu'aux basses fréquences. En conséquence, l'optimisation en boucle ouverte ne pourra jamais être employée pour le contrôle des modes souples, contrôle pour lequel on devra utiliser la méthode américaine de contre-réaction ; son rôle, très important, consistera à améliorer, mieux que par toute autre approche, le comportement de l'appareil dans le domaine de la Mécanique du Vol.

Exemple d'application de la méthode

Dans l'exemple idéal qui a été présenté, l'avion, rigide, disposait de deux gouvernes indépendantes

(profondeur et portance), qui permettaient de "verrouiller" totalement ses deux degrés de liberté.

Il n'en aurait pas été de même si l'avion avait été considéré comme souple, ou si une seule gouverne avait été utilisée pour le contrôle. C'est à ce dernier cas, qui a fait l'objet de plusieurs publications (25), (26), (27), que nous nous intéresserons maintenant. Nous montrerons quel gain peut être obtenu, par un système à boucle ouverte, sur un avion delta muni, en tant que gouvernes, de ses seuls éléments classiques ($\sigma = 0$).

Dans cet exemple, qui correspond à un Mirage III volant à basse altitude et grande vitesse, l'avion peut être considéré comme rigide, puisque sa première fréquence propre est aux environs de 9 c/s ; les équations (22), avec $\sigma = 0$, représentent alors son comportement. La mesure de $w(t)$ en un point peut par ailleurs être considérée comme représentative de la turbulence rencontrée dans la plage (0 - 4 c/s).

Si on appelle $\beta(t)$ le mouvement de la gouverne qui sert au contrôle, $a(t)$ la réponse impulsionnelle d'un paramètre $q(t)$ de l'avion à la turbulence réduite w/v , $b(t)$ la réponse impulsionnelle au braquage de gouverne, le problème d'optimisation s'énoncera ainsi : "Trouver une fonction $k(t)$ physiquement réalisable (c'est-à-dire réponse impulsionnelle d'un système stable) telle que la loi de pilotage :

$$(23) \quad \beta(t) = k(t) * \frac{w(t)}{v}$$

minimise la variance de la réponse :

$$(24) \quad q(t) = a(t) * \frac{w(t)}{v} + b(t) * \beta(t)$$

variance calculée dans la bande (0 - 4 c/s)"

(* représente le produit de convolution).

Désignant par des majuscules les transformées de Fourier des fonctions a , b et k , posant :

$$S_w(\omega_R) = \frac{\nu}{\pi} \sigma_w^2 \Psi_w(\omega_R) ; \quad \nu = \frac{\rho}{L}$$

et
$$\omega_R = \frac{\omega \cdot \rho}{v}$$

le problème admet la formulation équivalente : "Trouver une fonction de transfert $K(i\omega)$ physiquement réalisable telle que" :

$$(25) \quad \int_0^{+\infty} |A(i\omega_R) + B(i\omega_R)K(i\omega_R)|^2 |G(i\omega_R)|^2 \Psi_w(\omega_R) d\omega_R = 0$$

$G(i\omega_R)$ représente la fonction de transfert d'un filtre limitant pratiquement le calcul de la variance à la bande de fréquence (0 - 4 c/s).

L'équation (25) est résolue par la méthode de l'équation intégrale de Wiener, d'où on déduit la forme de la loi de pilotage :

$$(26) \quad K(i\omega) = \frac{1}{\lambda} \left[C_0 + \frac{C_1 \frac{v}{L}}{i\omega - \delta_1 \frac{v}{L}} + \frac{C_2 \frac{v}{L}}{i\omega - \delta_2 \frac{v}{L}} + \frac{C_3 \frac{v}{L}}{i\omega - \delta_3 \frac{v}{L}} \right]$$

Les coefficients C_i et les pôles réduits δ_i ne dépendent pas explicitement de la vitesse de vol ; ils s'expriment uniquement en fonction de la masse volumique de l'air et des paramètres aérodynamiques sans dimension. On remarquera alors que la formule (26) définit les conditions d'adaptation du pilote automatique aux différents régimes de vol.

La référence (27), où sont développés tous les calculs qui aboutissent à la formule (26), établit, pour un Mirage III, l'évolution du gain en fonction de différents paramètres (on rappelle que le gain est défini comme le rapport de la variance de l'avion non piloté à la variance de l'avion autopiloté, en présence de la même turbulence). La figure 15 représente l'évolution du gain relatif à l'accélération du centre de gravité en fonction de la fréquence de coupure choisie pour le calcul de la variance.

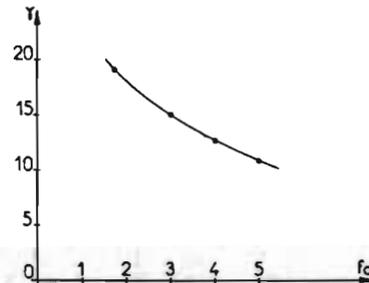


Fig. 15 EVOLUTION DU GAIN Y EN FONCTION DE LA FRÉQUENCE DE COUPURE f_c .

La figure 16 exprime l'influence de l'échelle de la turbulence sur l'efficacité du pilote automatique.

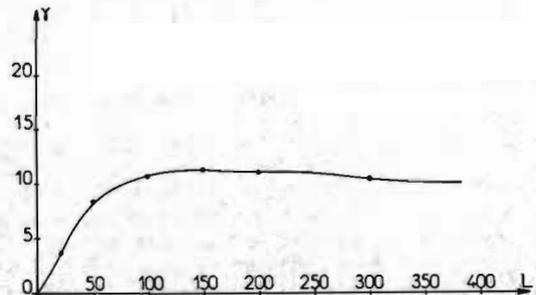


Fig. 16 INFLUENCE DE L'ÉCHELLE L DE LA TURBULENCE SUR LE GAIN Y

Il apparaît que les gains que permet d'espérer le système sont, pour des échelles vraisemblables et pour la bande passante choisie, de l'ordre de 10, ce qui ne saurait être obtenu par aucun système à boucle fermée.

L'adaptation d'un tel pilote automatique sur Mirage III est actuellement en cours : les lois de pilotage automatique ont été vérifiées sur calculateur analogique, (compte tenu des limitations d'autorité et des non-linéarités des servo-commandes) et sur simulateur de vol ; le dispositif de calcul de la turbulence a été installé à bord de l'avion, et essayé en vol. Les "boîtes noires" sont terminées, et les premiers essais en vol du système auront probablement été effectués au moment où cette conférence sera présentée.

Conclusions

Comme il a été souligné dès l'introduction, l'exposé ne prétend pas être exhaustif ; divers sujets ont été abordés : modélisation de la turbulence atmosphérique, connaissance des fonctions de transfert, optimisation du vol en turbulence, sujets sur lesquels nous allons maintenant tenter de conclure.

Dans le domaine de la modélisation pratique de la turbulence atmosphérique, le modèle de Press, où l'atmosphère est supposée formée de "pavés" stationnaires et gaussiens, est utilisé depuis bientôt 15 ans, en concurrence avec les modèles de rafales discrètes ; bien que très utile, le modèle de Press est arbitraire dans sa conception, et se prête mal à la prévision des charges extrêmes.

Pour pallier ces difficultés, deux nouvelles approches sont proposées : l'une, due à Jones, tente de lier forme et statistique de rafales discrètes de façon à ce que la densité spectrale de la turbulence soit correctement représentée dans le domaine inertiel ; l'autre suggère de considérer les "paquets" de turbulence d'amplitude supérieure à une valeur donnée comme des événements indépendants assujettis à un processus de Poisson. Beaucoup de travail reste encore à faire pour aboutir à une présentation logique de ces deux tentatives.

Le calcul des fonctions de transfert d'un avion souple à la turbulence est maintenant affaire de routine pour les Constructeurs, dans le cadre d'une représentation de la turbulence par des vagues constantes en envergure. Grâce à la notion de longueur de cohérence transverse associée au modèle de Karman, nous avons pu trouver les limites de validité de cette hypothèse ; des calculs effectués sur plusieurs avions modernes montrent en effet que la représentation par ondes constantes en envergure n'est valable que dans le domaine de fréquences associé à la Mécanique du Vol ; dès que des modes souples interviennent on doit tenir compte de l'isotropie du champ turbulent, ce qui n'introduit d'ailleurs guère de complications nouvelles quelle que soit la méthode de calcul choisie. Les comparaisons entre fonction de transfert calculées et fonctions de transfert mesurées montrent encore des désaccords suffisamment importants pour que l'expérimentation en vol soit souvent jugée nécessaire ; l'exposé, qui rappelle les méthodes d'identification adaptées à la mesure des fonctions de transfert à la

turbulence, souligne la simplicité et le peu de coût d'un tel travail.

Dans le domaine de l'optimisation du vol en turbulence, la plupart des travaux ont été effectués jusqu'ici aux Etats-Unis, à partir de la conception de systèmes à contre-réaction, dans lesquels des réponses convenablement dosées de l'avion sont réinjectées dans les gouvernes ; de nombreux projets ont été fondés sur cette approche, et le système a volé, avec d'excellents résultats, sur un B 52. Parallèlement à ces travaux américains, l'ONERA a proposé, depuis quelques années, une méthode "en boucle ouverte", où la turbulence, mesurée à bord de l'avion sert à élaborer les ordres de pilotage. Cette nouvelle approche, qui donne de meilleurs résultats dans le domaine de la Mécanique du Vol, n'est malheureusement guère utilisable pour le contrôle des modes souples du fait qu'aux fréquences correspondantes la turbulence, mesurée ponctuellement, n'est que peu représentative de l'excitation réellement subie par l'avion. On est dès lors amené à envisager une conception mixte : méthode "ONERA" en boucle ouverte, dans le domaine de la Mécanique du Vol, où doit être absorbé le maximum d'énergie, et méthode "américaine de contre-réaction" pour les modes souples.

En terminant, l'auteur espère que son exposé aura permis d'apprécier l'importance des problèmes qui restent à résoudre, et dont seuls quelques uns ont été abordés. Il y a encore place pour de jeunes talents dans le domaine du vol en turbulence.

Références

- (1) Taylor G.I. - The spectrum of turbulence. Proc. Roy. Soc. vol. A 164, p: 476 (1938).
- (2) Clementson G.C. - An investigation on the Power spectral density of atmospheric turbulence. D. Sc. Thesis, Massachusetts Institute of Technology, ATI - 80319 (1950).
- (3) Press H. - An approach on the prediction of the frequency distribution of gust loads on airplanes in normal operations. NACA T.N. 2660 (1952).
- (4) Press H. and Houbolt J.C. - Some applications of generalized harmonic analysis to gust loads on airplanes. I.A.S. Preprint n° 449 (1954).
- (5) Press H., Meadows M.T. and Hadlock I. - A reevaluation of data of atmospheric turbulence and airplane gust loads for application in spectr. calculations. NACA Report 1272 (1956).
- (6) Taylor J. - Manual of aircraft loads. AGARDograph 83. Pergamon Press (1965).
- (7) Peckham C. - Flight measured turbulence in the NATO nations. AGARD report 555 (Feb. 1967).
- (8) Rice S.O. - Mathematical analysis of random noise. Pts I-II, Bell Syst. Tech. Journal, vol. XXIII, n° 3, July 1944, pp 282-332, Pts III-IV, vol. XXIV, n° 1, Jan. 1945, pp 46-156.

- (9) Couptry G. - Measurement of the spectral densities of turbulence by a method deduced from Rice's formulae - J. Sound Vib. (1966) - 4 (2), pp 123-128.
- (10) Jones G.W., Jones J.W., Manson K.R. - Interim analysis of low altitude atmospheric turbulence (Lo-Locat Data). The Boeing Company, Tech. Report ASD-TR.69-7 (Feb. 1969).
- (11) Dempster J.B., Roger K.L. - Evaluation of B-52 structural response to random turbulence with stability augmentation system - Journal of Aircraft, vol. 4, n° 6 (Nov. Dec. 1967).
- (12) Firebaugh J.M. - Evaluations of a spectral gust model using VGH and VG data - J. of Aircraft, vol. 4, n° 6 (Nov. Dec. 1967).
- (13) Jones J.G. - Gradient properties of a model of stationary random turbulence - RAE Tech. Rep. 67134 (1967).
- (14) Jones J.G. - A unified discrete gust and power-spectral treatment of atmospheric turbulence - RAE/CASI/AIAA International Conference on Atmospheric Turbulence, London (1971).
- (15) Jones J.G. - Statistical discrete gust theory for aircraft loads. A Progress Report. RAE Tech. Rep. 73167 (1973).
- (16) Buxbaum O. - Extreme value analysis and its application to c.g. vertical accelerations measured at transport airplanes of type C.130, AGARD Report n° 579 (1971).
- (17) Houbolt J.C. - On the response of airplanes in a three-dimensionnal gust field - Report AD-762511. NTIS (Nov. 1972).
- (18) Couptry G. - Effect of spanwise variation of gust velocity on airplane response to turbulence. J. Aircraft, vol. 9, n° 8 (August 1972).
- (19) Couptry G. - Problèmes du vol d'un avion en turbulence. Progress in Aerospace Science, vol. 11, pp 111-181 (1970).
- (20) Couptry G. - Random techniques for flutter testing in wind tunnel and in flight, Israel Journal of Technology, vol. 11, n° 1 et 2 (1973).
- (21) Dat R. et Meurzec J.L. - Exploitation par lissage mathématique des mesures d'admittance d'un système linéaire. Rech. Aéersp. n° 4 (1972), pp 209-215.
- (22) Newberry C.F. - Consideration of stability augmentation systems for large elastic airplanes. AGARD CP n° 46 (1970).
- (23) Perry B., Pratt K.G. - Theoretical horizontal tail loads and associated aircraft responses of an autopilot - Controlled jet transport flying in turbulence. AGARD CP. 140 (1973).
- (24) Johannes R.P., Thompson G.O. - B 52 Control configured vehicles program - Boeing Document D3-9169 (1973).
- (25) Boujot J. - Sur le contrôle linéaire d'un système soumis à une excitation aléatoire. Application à la tenue d'un avion en atmosphère turbulente. Publication ONERA n° 131 (1970).
- (26) Couptry G. - Some results on gust alleviation - Conférence internationale sur la turbulence atmosphérique. R. Ae. Soc. London (18-21 Mai 1971).
- (27) Couptry G. - Forme explicite de la loi optimale de pilotage d'un avion rigide volant en atmosphère turbulente. Rech. Aéersp. n° 4 (1974)