Idées actuelles sur les mécanismes de la turbulence et des transferts thermiques turbulents

Current notions on the mechanics of turbulence and turbulent heat transfer

PAR A. CRAYA

MAÎTRE DE CONFÉRENCES DE MÉCANIQUE PHYSIQUE
DIRECTEUR TECHNIQUE ADJOINT DES LABORATOIRES DE MÉCANIQUE DES FLUIDES DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE
INGÉNIEUR-CONSEIL AUX ÉTABLISSEMENTS NEYRPIG

Au cours des dix dernières années, un certain nombre de recherches expérimentales ont été effectuées sur les fluctuations turbulentes dans la couche limite, les écoulements en tuyau, les sillages et les jets. Il en est résulté une vision modifiée du mécanisme de ces écoulements et des transferts thermiques associés, et une reconsidération des concepts antérieurs simples tels que la longueur de mélange. Une synthèse provisoire de ces acquisitions nouvelles a été donnée récemment par A.A. Townsend et nous nous sommes proposé d'en dégager les points de vue saillants.

During the last ten years a certain amount of experimental research has been carried out on turbulent variations in the boundary layer, in pipe flow in wakes and in jets. It has resulted in a changed view of such flows and of heat exchanges associated with them and in a reconsideration of formerly simple concepts such as length of mixture. These new results have been recently synthesized by A.A. Townsend in a temporary form and we have set ourselves the task of bring out the salient points.

Il n'y a pas si longtemps, notre connaissance des écoulements turbulents se réduisait à celle des distributions de vitesse moyenne et, dans les cas de transferts thermiques, des températures moyennes. Des faits importants avaient été ainsi mis en lumière et des modèles théoriques, principalement la « longueur de mélange », permettaient une reconstitution provisoire et simple des faits connus.

Depuis une dizaine d'années, un effort impor-

tant d'exploration a été entrepris sur l'autre face du décor que constituent les fluctuations turbulentes. Dans le cas de la turbulence derrière grille, l'homogénéité et l'isotropie approchée permettaient une analyse très systématique et un progrès parallèle de l'expérience et de la théorie. La situation se complique considérablement pour les écoulements turbulents moins idéalisés de la pratique; les idées directrices y sont plus rares, les quantités intéressantes à

mesurer trop nombreuses (dont plusieurs inaccessibles), les essais en général plus délicats. Néanmoins il est de la nature de la recherche d'être attirée par la difficulté et l'inconnu et un certain nombre d'écoulements ont fait l'objet, ces dernières années, d'explorations approfondies; ce sont les sillages et les jets constituant la turbulence libre, la couche limite et les écoulements en canal qu'on peut appeler turbulence de paroi. Les résultats fragmentaires en ont été exposés au fur et à mesure dans diverses publications dont la diffusion n'a probablement pas beaucoup dépassé le cercle des spécialistes; en apparence d'ailleurs, les avances réalisées contribuaient plutôt à faire ressortir l'insuffisance des explications passées par rapport à la complication des faits. Cette crise de croissance

n'est certainement pas terminée, mais la somme des résultats acquis est déjà assez considérable pour autoriser une nouvelle synthèse au moins provisoire; c'est ce que TOWNSEND, dont on sait la part capitale dans les recherches expérimentales de ces dernières années, s'est récemment décidé à faire.

Nous nous proposons de présenter dans ce qui suit un tableau des tendances récentes dans la compréhension de la turbulence et par conséquent des transferts thermiques, s'inspirant principalement des vues de TOWNSEND; leur origine et leur support étant avant tout expérimentaux, il n'est pas douteux qu'elles soient appelées à conserver une place importante à travers tous les perfectionnements futurs de la théorie.

IDÉES DIRECTRICES POUR LA TURBULENCE EN CONDUITE

Bien que les résultats acquis en matière de turbulence en conduite constituent un progrès notable sur les connaissances du passé, il nous faut reconnaître d'emblée qu'ils ne sont pas actuellement suffisants pour dessiner avec certitude le mécanisme détaillé de ce type d'écoulement. Nous allons essayer de mettre en vedette quelques idées directrices (dont les racines sont déjà anciennes) auxquelles l'ensemble des faits connus a donné une situation privilégiée.

*
**

La première concerne les zones d'influence de la viscosité : y a-t-il des régions de la conduite où la viscosité n'est pas un paramètre déterminant et quels sont les aspects de l'écoulement auxquels cette remarque s'applique?

Une partie de cette idée est bien familière; elle conduit à comparer dans l'effort de frottement total τ_0 , en un point quelconque, la part du frottement visqueux $\nu(dU/dy)$ et celle de la tension de Reynolds $-\overline{uv}$. Or, c'est un fait d'expérience que la vitesse varie très lentement dans la quasi-totalité de l'écoulement et tombe rapidement au voisinage de la paroi; la tension de Navier n'est donc comparable à celle de Reynolds que dans une couche extrêmement mince contre la paroi, à laquelle on réserve le nom de zone visqueuse. Au-delà, c'est-à-dire dans la presque totalité de la conduite, le frottement agissant sur l'écoulement moyen est fourni en totalité par les transports turbulents de quantité de mouvement. La valeur exacte de la viscosité (pourvu toutefois qu'elle soit faible) n'y intervient pas directement et les seuls paramètres définissant l'écoulement, à une vitesse de trans-

lation d'ensemble près, sont la largeur du canal et l'intensité du frottement dont l'échelle est u_* . On est ainsi conduit à postuler pour la zone non visqueuse la loi bien connue des vitesses déficitaires :

$$U_1 - U = u_* f(y/h)$$

Cette éclipse apparente de la viscosité, dont pourtant le rôle final de dissipation de l'énergie est capital, est un fait très général et très profond et je voudrais en rappeler d'autres aspects encore plus frappants que l'on constate dans la turbulence approximativement isotrope derrière grille. Dans cette dernière expérience, pour une grille de forme donnée, les paramètres globaux de l'écoulement sont la dimension de maille M et la vitesse U du vent; en y ajoutant la viscosité cinématique ν , on a réuni *a priori* tous les paramètres dont dépend la turbulence à une distance x de la grille. On doit donc pouvoir écrire d'une manière très générale l'intensité de la turbulence et par exemple la corrélation f ou le spectre Φ sous la forme :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{U^2}{\bar{u}^2} = \varphi\left(\frac{x}{M}, \frac{UM}{\nu}\right) \\ f(r) = \psi\left(\frac{r}{M}, \frac{x}{M}, \frac{UM}{\nu}\right) \\ \frac{\Phi}{U^2 M} = \theta\left(k M, \frac{x}{M}, \frac{UM}{\nu}\right) \end{array} \right.$$

Or, c'est un fait expérimental que le nombre de Reynolds, c'est-à-dire la viscosité, disparaît en fait dans cette expression de $\bar{u}^2$ et même dans celles de f et Φ pourvu toutefois pour ces

dernières que r ne soit pas trop petit ou k trop grand. La conclusion très remarquable est donc que l'intensité de la turbulence et même la structure des tourbillons portant l'énergie cinétique est indépendante de la viscosité. L'action de celle-ci se trouve ainsi reléguée très en profondeur dans les plus petits maillons du processus de cascade par lequel les gros tourbillons passent l'énergie aux plus petits, lesquels sont plus facilement grignotés par la viscosité. Une autre expression variante de la même idée est que, dans un écoulement turbulent, il existe des gradients de vitesse intense effilochés dans une faible fraction du volume et que, si la viscosité change (sans cesser de rester petite), seule l'étendue de ces zones dissipatrices et leurs gradients locaux s'ajustent pour consommer une énergie dont le taux est fixé par ailleurs; la presque totalité du champ turbulent du volume demeure pratiquement inchangé et ce serait à l'écoulement moyen et à ces tourbillons porteurs d'énergie que reviendrait l'autorité de fixer à la viscosité le débit d'énergie à dépenser. Une conséquence de cette vision des choses est que dans une turbulence isotrope par exemple, d'intensité u'^2 et d'échelle intégrale l , la dissipation doit pouvoir s'écrire indépendamment de la viscosité, c'est-à-dire sous la forme :

$$\varepsilon = C \frac{u'^3}{l}$$

où C est une constante absolue; c'est là, en effet, un des faits expérimentaux marquants de ce type de turbulence.

Si nous revenons maintenant à la turbulence en conduite, nous sommes tentés de compléter comme suit les propriétés de la zone non visqueuse de l'écoulement. En plus de la loi de vitesse déficitaire déjà évoquée, l'ensemble du tenseur de Reynolds rapporté à u_*^2 devrait ne dépendre que de la position relative y/h . Les essais de Laufer en conduite circulaire effectués pour les deux nombres de Reynolds très

écartés de 50.000 et 500.000 montrent en effet qu'il en est ainsi entre le centre et les 7/10 environ du rayon; toutefois, plus près de la paroi, mais dans une zone encore non visqueuse au sens des vitesses moyennes, il subsiste un effet sensible et mal expliqué du nombre de Reynolds (fig. 1).

**

Je voudrais maintenant examiner une deuxième ligne d'idées intéressant la turbulence en conduite et plus généralement la turbulence de paroi : il s'agit de certaines propriétés particulières à une région voisine de la paroi (jusqu'à par exemple une distance du 1/10 de la demi-largeur du canal).

Les mécaniciens des fluides comme les thermiciens savent bien qu'à l'intérieur de ce faible espace se produisent les phénomènes déterminants de l'écoulement et dont l'importance pratique est considérable. Considérons en particulier la production d'énergie turbulente. On sait que l'énergie extraite de l'écoulement moyen sous forme de pression est convoyée par les tensions tangentielles et distribuée localement à raison de $\tau/\rho (dU/dy)$ par unité de masse. La part de τ/ρ constituée par les tensions de Navier donne la dissipation directe par viscosité de l'écoulement moyen, qui intéresse évidemment la seule zone visqueuse. Les tensions de Reynolds donnent le taux de production locale d'énergie turbulente $-\overline{uv} (dU/dy)$ et il est facile de constater qu'un pourcentage considérable de cette fabrication de turbulence est concentré tout près de la paroi. Ces faits conduisent à penser que la situation au voisinage de la paroi est sous la dépendance de conditions purement locales et que l'extérieur n'y apporte pas d'interférence qui serait l'écho de tout ce qui se passe jusqu'au centre du canal. Toute grandeur y dépendrait donc de la distance « y », mais pas de l'ensemble du canal caractérisé par la demi-largeur h . Une condition de validité de l'hypothèse qui précède est évidemment imposée par l'examen de la distribution du frottement τ ; celui-ci décroît linéairement entre ses valeurs τ_0 à la paroi et zéro au centre et pour que l'influence de l'échelle h ne soit pas perçue par son intermédiaire, il est clair qu'il faut se cantonner à une zone proche de la paroi où τ varie peu et garde sensiblement sa valeur τ_0 .

Ces considérations légitiment au moins en partie l'assertion bien connue qu'au voisinage de la paroi la distribution de vitesse doit pouvoir s'écrire :

$$U = u_* g\left(\frac{u_* y}{\nu}\right)$$

Il faut maintenant remarquer que la zone qui

FIG. 1

nous occupe englobe la couche visqueuse très mince mais déborde largement (fig. 2) du côté de la zone non visqueuse où nous avons trouvé que s'applique la loi :

$$U_1 - U = u_* f(y/h)$$

FIG. 2

Il y a donc toute une gamme de $\eta = y/h$ et de $R_\tau = (u_* h)/\nu$ où l'on a l'identité :

$$g(R_\tau \eta) = \frac{U_1}{u_*} - f(\eta)$$

Il est immédiat d'en déduire que dans la zone de recouvrement des deux lois on doit avoir :

$$g = \frac{1}{K} \log \frac{u_* y}{\nu} + C \quad f = -\frac{1}{K} \log y/h + C'$$

où K, C et C' sont des constantes absolues et qu'en conséquence :

$$\frac{U_1}{u_*} = \frac{1}{K} \log \frac{u_* h}{\nu} + C - C'$$

Cette analyse remarquable et un peu magique de Millikan a eu un regain de faveur ces toutes dernières années en raison de l'approfondissement des notions qui l'étaient et de la conviction accrue qu'il faut s'affranchir des hypothèses anciennes de longueur de mélange. Elle conduit, on le voit, à deux résultats essentiels : la loi logarithmique au voisinage de la paroi et la loi globale de variation du coefficient de perte de charge.

On peut se demander si les mêmes considérations générales ne pourraient pas apporter encore quelque information en ce qui concerne les fluctuations turbulentes. Considérant par exemple le spectre unidimensionnel Φ , si les seuls paramètres qui le définissent dans la zone de la paroi sont u_* et y à l'exclusion de la viscosité, on devrait pouvoir écrire :

$$\Phi = u_*^2 y^0 (ky)$$

Il faut, bien entendu, pour cela, que les contributions turbulentes au spectre restent canton-

nées dans la zone non visqueuse proche de la paroi et qu'en soient exclues celles dont le champ d'action est l'ensemble du canal. Cela implique que la position relative y/h demeure confinée dans les limites de la zone non visqueuse proche de la paroi et aussi que soient exclus de l'analyse les trop gros tourbillons et naturellement la partie dissipatrice du spectre. Tout ce qu'on peut dire pour l'instant c'est que les rares mesures n'apportent pas de démentis à ces prévisions.

*
**

J'en viens maintenant à une troisième ligne d'idées qui concerne la possibilité d'existence en turbulence de canal de certains tourbillons de structure relativement simple, servant d'intermédiaire entre l'écoulement moyen et les fluctuations de structure plus irrégulières et plus fines. Si une telle intuition peut paraître assez naturelle à qui a observé les écoulements hydrauliques, il est en revanche plus difficile de la fonder et de l'explorer avec précision. L'étude des corrélations de vitesse est à cet égard instructive, mais les travaux expérimentaux récents en canal ont plutôt délaissé cet aspect de la question et les renseignements dont on dispose sont encore peu abondants.

En ce qui concerne la zone proche de la paroi, les faits paraissent être les suivants : la corrélation $\overline{uu'}$ dans la direction de l'écoulement conserve des valeurs appréciables pour des écartements relativement grands; la corrélation transversale $\overline{uu'}$ suivant une normale à la paroi décroît elle-même lentement mais plus vite que la précédente; la corrélation transversale $\overline{uv'}$ parallèle à la paroi tombe plus rapidement. Ces observations suggèrent l'idée qu'au voisinage de la paroi existent des tourbillons allongés dans le sens de l'écoulement (bien noter que l'idée *a priori* séduisante de longs tourbillons normaux à l'écoulement est contredite par l'expérience). Essayant d'imaginer plus en détail leur structure, TOWNSEND propose le schéma suivant (fig. 3) : à un instant donné, les lignes de cou-

FIG. 3
Tourbillons attachés.

rant seraient contenues dans des plans à 45° de l'écoulement général, le tourbillon serait plaqué

contre la paroi et les vitesses décroîtraient exponentiellement quand on s'écarte de celle-ci. En admettant que 50 % de l'intensité turbulente soit due à de tels *tourbillons attachés* de taille répartie uniformément, on peut calculer des corrélations transversales qui rendent bien compte des résultats de mesure (fig. 4).

A l'heure présente, et faute d'observations plus systématiques, il ne semble pas qu'on puisse affirmer davantage que la plausibilité de tels tourbillons attachés à la paroi. En ce qui concerne le *centre de canal* également, l'existence de grosses structures tourbillonnaires est suggérée par l'expérience. Il est évident que ces notions sont très importantes pour la compréhension du mécanisme des écoulements en conduite; d'autre part, leur existence s'est manifestée avec plus de force encore en turbulence libre qui, nous l'avons vu, intervient directement

dans les écoulements en couche limite. Nous sommes donc amenés à examiner maintenant quelques-uns des aspects nouveaux qu'ont révélés les explorations récentes de la turbulence libre.

Fig. 4.

Part des tourbillons attachés dans les corrélations.

IMAGE SCHÉMATIQUE DE LA TURBULENCE LIBRE

Schématiquement, la turbulence d'un sillage ou d'un jet se présenterait comme suit d'après TOWNSEND (fig. 5). Le fluide turbulent serait séparé du fluide ambiant non turbulent par une surface de démarcation très contournée aux am-

Fig. 5

Schéma de la turbulence libre.

ples fluctuations s'étendant par endroits jusqu'à l'axe de l'écoulement. D'un côté de la surface, on aurait les fluctuations de turbulence essentiellement rotationnelles et — fait important — leur intensité serait à peu près *uniforme*. De l'autre côté, le mouvement serait irrotationnel et dû aux battements de la surface de séparation. Ces battements auraient pour origine des tourbillons allongés dans le sens de l'écoulement et de structure comparable à celle dont il a été question précédemment. La justification de cette vision des choses résulte d'un faisceau très complet de mesures qu'il serait trop long d'exposer ici; cependant, quelques commentaires s'imposent sur la signification de ce mécanisme et sur certaines de ses conséquences.

Considérons un petit volume de fluide turbulent transporté par l'écoulement général et suivons son évolution; cet élément recevra de l'énergie cinétique de l'écoulement moyen au taux de $-\overline{uv} (dU/dy)$ et en dissipera par viscosité à un taux ϵ ; on peut estimer l'échelle de temps de la variation de l'énergie cinétique turbulente que produirait chacun de ces effets séparément; on constate qu'elle n'est pas très courte par rapport à l'échelle de temps de l'expansion latérale du sillage. La conséquence très importante de cette simple remarque est que l'intensité de la turbulence en un lieu déterminé *n'a pas le temps* d'atteindre un équilibre caractérisé par l'égalité de l'énergie cinétique gagnée et perdue *localement*, et qu'elle doit être la résultante de son histoire passée et notamment de son âge; du même coup, l'idée d'uniformité de l'intensité turbulente dans une section devient naturelle, si l'on admet que les différents éléments de volume turbulent ont à peu près même âge (sauf toutefois au bord même de la surface de séparation).

Si maintenant l'on s'interroge sur l'échelle de la turbulence, qui peut elle aussi être estimée ou mesurée, on constate qu'elle est sensiblement plus petite que l'extension latérale du sillage. Chaque élément de volume turbulent pourrait alors être considéré comme de la turbulence homogène superposée à un gradient de vitesse constant ayant la valeur locale. Cette dernière situation constitue dans le cadre des problèmes qui nous occupent le schéma de turbulence le plus simple qu'on puisse se poser et dont nous ne possédons d'ailleurs pas les lois précises. A défaut, TOWNSEND propose comme première syn-

thèse d'un faisceau d'observations les lois suivantes. Toute distribution de vitesse moyenne comprend une déformation pure et une rotation; supposant négligeable l'effet de cette dernière sur la structure de la turbulence, la première hypothèse est que les axes principaux des tensions de Reynolds coïncident avec ceux des déformations de l'écoulement moyen. La deuxième hypothèse concerne la *structure* du tenseur de Reynolds, c'est-à-dire le rapport des tensions principales à l'intensité de la turbulence; il est postulé que ces tensions *relatives* sont des constantes ne dépendant que du *type* de déformation pure, c'est-à-dire du rapport des vitesses de dilatation principales. L'un de ces types les plus courants est la déformation *plane* pour laquelle l'une des dilatations principales est nulle; c'est par exemple le cas des écoulements où la vitesse est parallèle à une direction et ne varie que transversalement à celle-ci; les axes des dilatations principales sont alors inclinés à 45° sur la direction de l'écoulement, et toutes les tensions de Reynolds sont connues à l'intensité près de la turbulence qui demeure flottante; on aurait notamment :

$$-(\overline{uv})_t = \sigma a \overline{q^2} \quad \sigma = \text{signe de } \frac{dU}{dy}$$

où a est une constante caractéristique des déformations planes et qui, par conséquent, ne dépend nullement de l'intensité du gradient.

Il convient ici de noter la différence entre une moyenne par exemple concernant les échantillons turbulents à l'intérieur du sillage et la mesure de cette même quantité par un instrument fixe dans l'espace. Ce dernier est balayé pendant certains instants par du fluide turbulent et pendant d'autres instants par du fluide non turbulent extérieur à la surface mouvante de séparation du sillage. Cette intermittence est un phénomène bien observé et mesuré et l'on a pu notamment déterminer par deux méthodes concordantes la proportion de temps γ pendant laquelle il passe en une position donnée de la turbulence; les valeurs observées d'une moyenne sont alors liées à leur valeur effective interne au sillage par :

$$\overline{q^2} = \gamma \overline{q_t^2} \quad \overline{uv} = \gamma (\overline{uv})_t \quad \text{etc...}$$

Ceci explique d'abord que l'uniformité de distribution de q_t^2 ne soit pas évidente si l'on se fie aux mesures brutes; en corrigeant ces mesures de l'effet d'intermittence, elle se vérifie très bien sauf naturellement aux frontières du sillage où la turbulence est plus jeune. En ce qui concerne :

$$\frac{-\overline{uv}}{\overline{q^2}} = \frac{-(\overline{uv})_t}{\overline{q_t^2}}$$

on constate (fig. 6) que sa valeur croît depuis sa valeur nulle à l'axe, marque un grand palier conformément aux prévisions théoriques, puis décroît à nouveau à la frontière du sillage. Une hypothèse avancée pour expliquer le comportement près de l'axe est que dans cette région les éléments turbulents proviennent de part et d'au-

FIG. 6

tre du plan de symétrie et ne perdent pas immédiatement le signe σ de leur structure d'origine; cette idée d'interférence réciproque des deux moitiés de l'écoulement est très intéressante et pourrait s'appliquer aussi à la région centrale de l'écoulement en conduite.

L'image de la turbulence libre qui se dégage de ces considérations paraît complexe en apparence; elle ne fait cependant que traduire quelques notions simples solidement établies par l'expérience et que nous rappelons. L'intensité de la turbulence en un point n'est pas le résultat d'un équilibre local entre l'énergie reçue de l'écoulement moyen et l'énergie dissipée; l'état présent de cette intensité reflète son évolution passée. Le frottement turbulent $-\overline{uv}$ a par contre une *structure* d'équilibre, étant entendu par là qu'il est constamment proportionnel à l'intensité turbulente; comme celle-ci par conséquent, il n'est pas déterminé par les conditions locales. Ce mécanisme est, on le voit, en contradiction totale avec le schéma de la longueur de mélange dont l'idée centrale est que l'intensité et le frottement turbulent sont déterminés par le gradient de vitesse local. Il n'est pas douteux que pour la turbulence libre tout au moins, une telle image est trompeuse et ne traduit pas correctement la réalité. Considérons cependant, indépendamment de son support logique, une des relations de base inspirée par la théorie de Prandtl (ou par Boussinesq) :

$$-\overline{uv} = \varepsilon \frac{dU}{dy} \quad (1)$$

Au lieu de traduire ε à partir d'une longueur de mélange supposée constante dans le jet ou le sillage, la dernière forme de la théorie (1942) partait d'une hypothèse directe sur ε qu'elle supposait constante en une section et proportionnelle au produit de la largeur du jet par l'écart

de vitesse moyenne dans la section. Cette détermination de ε par des paramètres *globaux* est évidemment assez en contradiction avec l'idée d'équilibre *local* qui a inspiré au départ l'écriture de l'équation (1). Il se trouve cependant, et c'est un fait qu'on peut retenir en dépit de sa justification théorique, que l'équation (1) assortie d'un coefficient ε constant, permet de prévoir convenablement la distribution de vitesse moyenne. La signification originelle de coeffi-

cient de *diffusion* attribuée à ε permettait évidemment d'étendre son emploi à d'autres transferts turbulents comme celui de la chaleur; comme cette signification *ne semble pas fondée*, il est nécessaire d'analyser indépendamment le mécanisme des transferts en turbulence libre. Mais il nous faut au préalable compléter la description du mécanisme de ce type d'écoulement par l'examen du rôle et de la structure des gros tourbillons.

MÉCANISME DE RÉGULATION DES GROS TOURBILLONS EN TURBULENCE LIBRE

Ce rôle dans l'analyse de TOWNSEND est absolument capital et ce seraient les gros tourbillons qui contrôlèrent à la fois l'expansion du sillage et le niveau de la turbulence par un mécanisme que nous allons d'abord examiner en termes qualitatifs.

L'expansion du sillage signifie, quand on s'éloigne vers l'aval, la plus grande extension latérale de l'interface séparant le fluide turbulent du fluide irrotationnel; cette invasion constante de la turbulence s'effectue au travers de la surface de séparation par l'intermédiaire de larges ondulations créées par les gros tourbillons; la première partie du tableau, qui assimile le taux d'élargissement du jet avec l'intensité et la taille des gros tourbillons, s'impose donc assez naturellement sous réserve naturellement d'une analyse plus approfondie. Il s'agit maintenant de voir que ce mécanisme est autorégulateur, c'est-à-dire qu'un trop gros tourbillon va susciter des conséquences qui assureront sa propre destruction. Il faut pour cela se souvenir de la possibilité que nous avons rencontrée, de rendre compte de la distribution de vitesse moyenne par un coefficient ε constant, c'est-à-dire en somme de considérer que vis-à-vis de l'écoulement moyen la turbulence se comporte comme une *viscosité fictive* ε . Admettons provisoirement qu'il en soit de même vis-à-vis des gros tourbillons et considérons le cas d'un tel tourbillon anormalement gros et intense; il entraînera donc une expansion plus grande du sillage, c'est-à-dire une plus grande perte d'énergie de l'écoulement moyen (au profit de la turbulence), donc une valeur accrue de $-\overline{uv}$, et, d'autre part, une diminution du gradient dU/dy , les deux effets concourant à augmenter ε ; cette dissipation accrue tend à diminuer l'énergie du tourbillon. En résumé, les gros tourbillons sont les intermédiaires indispensables de la transformation de l'énergie cinétique moyenne en énergie de turbulence; mais, structures périssables, ils ajustent leur taille et du même coup l'intensité de la turbulence pour que l'énergie qu'ils

cèdent à celle-ci soit égale à celle qu'ils extraient de l'écoulement moyen.

Une structure tourbillonnaire *simple* susceptible de puiser de l'énergie à l'écoulement moyen est celle-ci (fig. 7) : les lignes de courant sont des

Fig. 7

Schéma des gros tourbillons.

ellipses, intersections de cylindres circulaires d'axe Ox par des plans parallèles, la vitesse décroissant exponentiellement avec la dimension des cylindres.

Plongé dans un gradient de vitesse, le plan des lignes de courant d'un tel tourbillon, supposé d'abord peu incliné sur la direction de la vitesse moyenne, tend à se redresser perpendiculairement à celle-ci; la longueur de chaque circuit tendant à décroître dans ce processus, la vitesse de circulation grandit et le tourbillon voit son énergie cinétique augmenter. Dans le même temps, il est vrai, de l'énergie cinétique est cédée à la turbulence et la chance de survie d'un tourbillon dépend évidemment de ce bilan; TOWNSEND est donc amené à supposer que la population moyenne des tourbillons ayant pu se plier à ces conditions d'existence est composée d'individus qui, arrivés à maturité, — c'est-à-dire quand le plan de la circulation est à 45° de la vitesse moyenne, — sont en état d'équilibre énergétique, caractérisé par un gain depuis l'écoulement moyen égal à la perte à l'écoulement turbulent. La question qui se pose immédiatement à l'esprit est évidemment celle de l'origine de ces tourbillons privilégiés et leur raison d'être; une réponse possible est que leur probabilité d'existence dans un écoulement turbulent n'est pas négligeable et qu'une fois nés au

hasard, les conditions propices que nous avons examinées assurent d'abord leur développement puis leur déclin sous l'action conjuguée du basculement de leur plan de circulation et de leur extinction par la turbulence. En dépit de la plausibilité de la structure qui précède et de son accord avec certaines mesures, il ne faut évidemment pas perdre de vue qu'il s'agit d'une schématisation peut-être très simplifiée de l'état de choses réel.

Quoiqu'il en soit, si l'on admet la forme globale des gros tourbillons qui vient d'être décrite et le principe de leurs conditions d'équilibre, on peut soumettre l'ensemble de ces idées à une épreuve numérique dont le résultat se trouve être très encourageant. La première étape très simple du calcul consiste à analyser d'une manière générale le bilan énergétique d'un écoulement comportant un mouvement moyen et un mouvement de fluctuation, ce dernier composé de deux structures u'_i et u''_i dont la seconde est beaucoup plus fine que la première. L'application en deux temps d'un calcul classique de Reynolds montre que les échanges d'énergie de l'écoulement u'_i à un instant donné comportent deux termes : d'une part une extraction d'énergie depuis l'écoulement moyen U dont le taux est :

$$-u'_i u'_i \frac{\partial U}{\partial x_i}$$

d'autre part une perte d'énergie aux fluctuations u'' dont la valeur est :

$$-\Delta (\overline{u''_i u''_i}) \frac{\partial u'_i}{\partial x_i}$$

le terme Δ désignant l'écart entre les tensions de Reynolds existant effectivement en présence d'un courant moyen et du tourbillon particulier u' considéré, et les tensions de Reynolds que l'écoulement moyen subit du fait du mouvement de fluctuation total $u_i = u'_i + u''_i$. La première formule permet de calculer immédiatement pour un tourbillon de structure donnée l'énergie extraite de l'écoulement moyen et il est clair *a priori* qu'on trouvera un résultat de la forme :

$$kE \frac{U_m}{l_0}$$

où E désigne l'énergie cinétique du tourbillon, où U_m/l_0 caractérise le gradient dU/dy à partir d'une largeur l_0 et de l'écart U_m de vitesse moyenne, et où k est un paramètre dépendant de la position et de l'étendue relative du tourbillon.

Le calcul du deuxième terme se heurte évidemment à notre ignorance des lois de la turbulence. A titre provisoire, TOWNSEND emploie

l'hypothèse dont nous avons déjà parlé d'après laquelle, en structure d'équilibre, les tensions de Reynolds ont pour axes principaux ceux des déformations de l'écoulement moyen. La présence d'un tourbillon u'_i a donc pour effet de faire tourner légèrement ces axes, ce qui sur les axes primitifs apporte un complément de tensions de Reynolds, qui est précisément ce qui nous intéresse. Or il se trouve que dans ces hypothèses l'expression de ce complément peut s'écrire tout simplement :

$$\Delta \frac{\tau_{ij}}{\rho} = \varepsilon \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)$$

ε étant le coefficient déjà rencontré dont la signification de *viscosité fictive* se trouve ainsi étonnamment étendue et confirmée (il faut dire cependant que l'expression ci-dessus ne s'applique pas aux termes diagonaux $i=j$). Se rappelant le fait expérimental de la constance de ε , on voit que la perte d'énergie du gros tourbillon à la turbulence se calculera finalement comme une perte par viscosité et le résultat pourra *a priori* s'écrire :

$$k' \varepsilon \frac{E}{l_0^2}$$

Le calcul effectif de k et de k' pour un tourbillon de structure simple comme celui que nous avons considéré ne présente dès lors pas de difficulté et la condition d'équilibre s'écrira finalement :

$$\frac{U_m l_0}{\varepsilon} = R \quad (1)$$

où R dépend de la position et de l'étendue du tourbillon relativement au sillage. Or, cette position et cette étendue moyenne ne sauraient être tout à fait arbitraires, puisque le tourbillon doit se caser dans le sillage; on peut en déduire une estimation de la valeur de R et l'ordre de grandeur ainsi obtenu est en bon accord avec l'expérience. Le mécanisme de régulation des gros tourbillons qui vient d'être exposé sort donc renforcé de cette confrontation numérique.

Nous avons remarqué dans l'exposé des propriétés de la turbulence de paroi qu'il y a de fortes chances pour que des structures tourbillonnaires allongées soient également présentes dans la zone proche de la paroi; une partie des considérations qui précèdent pourrait alors leur être appliquée. D'après la loi logarithmique de distribution de la vitesse, on a :

$$\varepsilon = K u_* y$$

L'équilibre d'un gros tourbillon se traduira encore par une expression du type (1) où $U_m l_0 \sim (u_* \delta / K)$ et $\varepsilon \sim K u_* \delta$, c'est-à-dire qu'elle

conduira à un calcul de la constante universelle K de Karman; ici encore, l'ordre de grandeur est proche de la réalité. Ce qu'il y a de commun entre le problème du sillage et celui du canal, c'est que, dans les deux cas, la condition d'équilibre des gros tourbillons exige un ajustement de ε sur dU/dy . Dans le premier cas, le jet s'épanouit, cet épanouissement est réglé par ε et

de son côté ε dépend du degré d'élargissement de la section; c'est en ce sens que l'équilibre des gros tourbillons contrôle tout à la fois l'expansion du sillage et le niveau de la turbulence. L'écoulement en canal étant uniforme, seul subsiste le contrôle du gradient de vitesse, c'est-à-dire, la loi logarithmique étant admise, celui de la constante K .

LE DOUBLE MÉCANISME DES TRANSFERTS THERMIQUES

L'image physique de la turbulence libre et de paroi, qui s'est peu à peu dégagée dans ce qui précède, nous oblige à reconsidérer le mécanisme des transferts thermiques dans ces écoulements.

Comme on le sait, le modèle qui a inspiré l'interprétation des transferts turbulents est celui de la théorie cinétique des gaz. Si l'on considère une grandeur transportée par les molécules et dont la distribution moyenne comporte un gradient $d\bar{G}/dz$, le flux suivant z s'écrit :

$$\Phi = -D \frac{d\bar{G}}{dz}$$

L'hypothèse implicite de cette théorie est que le libre parcours est *assez petit* pour qu'en un point n'intervienne que la grandeur *locale* du gradient. La tentative d'extension de ce mécanisme aux transferts turbulents introduit un coefficient analogue à D qui est le produit d'une vitesse par une échelle de fluctuation l , et les mêmes raisons de cohérence interne exigent que l soit petit par rapport à la zone de variations de G . Or cette échelle révélée par les corrélations n'est pas, nous l'avons vu, très petite, de sorte que le phénomène n'est plus local et le gradient n'en est pas un paramètre significatif. La première réaction pourrait donc être de vouloir rejeter la diffusion de gradient pour les transferts par turbulence. Si toutefois les fluctuations turbulentes comportaient deux structures assez distinctes, l'une composée de gros tourbillons à l'échelle même de la variation de G , l'autre nettement plus fine, il se pourrait que les deux mécanismes soient en cause simultanément : transfert global et diffusion de gradient.

En ce qui concerne la turbulence libre, il semble bien qu'il en soit ainsi. Considérons par exemple un sillage chaud : les calories sont enfermées dans les limites mouvantes du sillage et c'est par l'incorporation à ce domaine d'un volume croissant de l'amont à l'aval de fluide froid, que se fait la transmission de chaleur à ce dernier. Plaçons-nous en un point bien déterminé et partageons les vitesses de fluctuations

transversales en deux parts v' et v'' correspondant respectivement aux gros tourbillons et à la turbulence fine. Si θ est la température instantanée, les flux de chaleur correspondant à ces deux processus s'écrivent $\overline{v'\theta}$ et $\overline{v''\theta}$. Comme nous l'avons vu, en raison de l'intermittence, il passe du fluide turbulent en un point, pendant seulement une partie γ du temps; en introduisant les moyennes relatives à ce temps (c'est-à-dire intérieures au sillage), on aura :

$$\overline{v'\theta} = \gamma (\overline{v'\theta})_t \quad (1) \quad \overline{v''\theta} = \gamma (\overline{v''\theta})_t \quad (2)$$

Pour analyser la structure du premier terme, on peut se rendre compte que l'effet des gros tourbillons est en prédominance de pousser vers la frontière le fluide du sillage (et en contrepartie d'amener vers cette frontière le fluide extérieur); s'il en est ainsi — et l'expérience le confirme — la moyenne en un point de v'_t au sein du sillage doit avoir une valeur positive v'_t et l'on aurait déjà une contribution à (1) s'écrivant :

$$\overline{v'\theta} = \gamma \overline{v'_t \theta_t} = \overline{v'_t \theta}$$

Il pourra y avoir encore une part complémentaire due aux variations de v' et θ par rapport à leur moyenne, mais le point à retenir est que ce transport global est simplement proportionnel à l'écart de température moyenne locale par rapport au fluide extérieur.

Considérant maintenant le deuxième terme, on peut ici admettre, l'échelle de la turbulence du sillage étant petite, que le flux $(\overline{v''\theta})_t$ correspond à une diffusion de gradient, c'est-à-dire qu'on peut écrire :

$$(\overline{v''\theta})_t = D_T \frac{d\bar{\theta}_t}{dy}$$

et par conséquent :

$$\overline{v''\theta} = \gamma D_T \frac{d}{dy} \left(\frac{\bar{\theta}}{\gamma} \right)$$

où le coefficient de diffusion D_T est une caractéristique de la turbulence interne au sillage.

Ces considérations s'appliquent en principe à

toute quantité *transportable*, c'est-à-dire qui se conserve pendant le transport : l'énergie cinétique, la quantité de mouvement *ne jouissent pas* de cette propriété puisque l'action des pressions peut les modifier en cours de route. L'analogie d'écriture entre $\overline{vu}$ et $\overline{v\theta}$ peut donc ne pas recouvrir une similitude profonde de mécanisme et ceci est particulièrement frappant en turbulence libre; nous avons constaté en effet que $-\overline{vu}$ est proportionnel à l'intensité turbulente et que celle-ci dépend de son hérédité et pas

du tout de son environnement local dont le gradient de vitesse.

En définitive, nous pouvons dire que les recherches récentes ont quelque peu bousculé l'édifice de concepts assez fragile, il faut le dire, sur lequel reposait notre compréhension de la turbulence; en revanche, notre connaissance des faits réels s'est sensiblement enrichie : il faut espérer que la période de transition actuelle fera place à une réorganisation encore plus harmonieuse et réaliste de la théorie.

REMARQUES DE M. DARRIEUS

Les remarques très intéressantes de M. CRAYA, d'une part, sur la persistance relativement longue, dans les écoulements turbulents, des tourbillons de grande dimension, d'autre part, sur une certaine tendance du rotationnel à se localiser en nappes ou en filaments relativement distincts, me paraissent pouvoir être utilement rapprochées des phénomènes généraux que présente l'enroulement des surfaces de discontinuité.

Considérons par exemple le cas du pare-brise ou de l'élément de plan perpendiculaire au courant. La théorie (Kirchoff, Helmholtz, Rayleigh) conduit à admettre en aval du masque une zone stagnante, séparée du courant général par deux surfaces de discontinuité.

L'observation (CAMICHEL) qualitativement conforme à ces prévisions, révèle toutefois un coefficient de résistance beaucoup plus élevé, dû à l'existence en arrière du plan d'une dépression importante et de courants de circulation (grands tourbillons) que ne prévoit pas la théorie. En outre, les surfaces de discontinuité se trouvent remplacées par une zone turbulente plus ou moins diffuse par laquelle s'effectue la transition entre le courant frais et la zone relativement tranquille aval. Or l'observation plus détaillée, que permet la photographie instantanée, du phénomène analogue, mais plus stable grâce au régime supersonique (Ackeret) que présente le sillage des projectiles, révèle dans cette zone de transition la persistance relativement durable (dans la mesure permise par la diffusion moléculaire, c'est-à-dire par la viscosité) de la surface de discontinuité

séparant les masses d'air frais de celles réchauffées dans la couche limite (et d'indice de réfraction différent) qui constituent le sillage.

L'instabilité initiale, au sens de la théorie d'Helmholtz, de cette surface de discontinuité l'aurait ainsi amenée, sans se dissoudre immédiatement, à se replier sur elle-

même plus ou moins en désordre, à l'image d'un papier froissé, de manière à remplir le volume des zones de transition, comme ces courbes continues mais sans dérivée (Peano) qui remplissent une aire, et à réaliser en définitive, pour la distribution du tourbillon dans le volume, une structure assez analogue à celle qu'évoquent les observations si intéressantes de M. CRAYA.