L'INSTABILITÉ MOTRICE DE LA TURBULENCE EN ÉCOULEMENTS LIBRES

G. Corcos, Emil J. Hopfinger

► To cite this version:

G. Corcos, Emil J. Hopfinger. L'INSTABILITÉ MOTRICE DE LA TURBULENCE EN ÉCOULEMENTS LIBRES. Journal de Physique Colloques, 1976, 37 (C1), pp.C1-95-C1-99. 10.1051/jphyscol:1976112 . jpa-00216439

HAL Id: jpa-00216439

<https://hal.science/jpa-00216439>

Submitted on 1 Jan 1976

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

L'INSTABILITÉ MOTRICE DE LA TURBULENCE EN ÉCOULEMENTS LIBRES

G. M. CORCOS ET E. J. HOPFINGER

Institut de Mécanique de Grenoble, BP 53, Centre de Tri, 38041 Grenoble-Cédex, France

Résumé. — Quelques observations sont présentées qui laissent espérer que la dynamique des gros tourbillons en écoulement turbulent libre est essentiellement fournie par l'étude de l'instabilité non linéaire et bi-dimensionnelle de cet écoulement. En l'absence d'échelles fines et tri-dimensionnelles, cette instabilité se renouvelle par la croissance dans le temps des échelles de longueur et le taux de croissance de la couche est lié au taux de coalescence de distributions spatiales de tourbillon, un phénomène qui est essentiellement inviscide. D'autre part, les taux de croissance de couches turbulentes semblent insensibles à la présence ou à l'absence d'échelles secondaires (indépendance du nombre de Reynolds) et donc semblent être régis par le même mécanisme. De plus, en fluides stratifiés la croissance ralentit et s'arrête, qu'il s'agisse d'une instabilité bi-dimensionnelle, ou d'une couche de cisaillement turbulente et le critère de stabilisation que l'on déduit d'une théorie non-linéaire ou de calculs numériques coïncide avec le critère expérimental pour l'arrêt de la croissance de la couche turbulente et le début de sa relaminarisation.

Abstract. — Recent results are used to suggest that the dynamics of large eddies in free turbulent shear flows is essentially that provided by the study of the two-dimensional non linear instability of the same flow. In the absence of three dimensional secondary scales of motion, this instability is renewed by the growth in time of length scales, the growth rate being determined by the rate of coalescence of spatial distributions of vorticity. The latter phenomenon is essentially inviscid : on the other hand, the growth rate of turbulent layers seems insensitive to the presence or absence of secondary scales of motion (the growth rate is Reynolds number independent) and thus seems to be governed by the same process. In addition, in stratified fluids, the growth eventually stops, both in a two-dimensional layer and in a turbulent layer and the criterium of stabilization deduced either from a non-linear theory or from numerical computations coincides with the experimental criterium for the halt of the turbulent layer growth and the beginning of its relaminarization.

1. Introduction. — On sait depuis longtemps que les gros tourbillons en couches cisailées éloignées de parois sont très faiblement affectés par la valeur du nombre de Reynolds. De même, plusieurs caractéristiques globales de ces écoulements, comme les taux de croissance et d'entraînement semblent être inviscides. Il est aussi reconnu que l'instabilité initiale de ces couches est également inviscide. Mais jusqu'à présent on a fait peu d'effort pour associer la dynamique des gros tourbillons aux stades non-linéaires de l'instabilité de l'écoulement.

Nous suggérons que la dynamique des gros tourbillons dont nous allons donner quelques nouveaux détails expérimentaux déduits de mesures faites dans un demi-jet stratifié est essentiellement fournie par l'étude de l'instabilité non-linéaire (dont nous résumerons la physique).

2. L'instabilité non linéaire d'une couche laminaire. — Seulement les écoulements à cisaillement libre, c'est-à-dire, de couches de mélange entre deux écoulements, chacun uniforme (Fig. 1) sont considérés. Il n'y a pas de paroi à proximité de la couche de mélange.

Certains progrès dans notre compréhension de l'instabilité de ces couches de cisaillement nous per-

FIG. 1. — Schéma de l'écoulement.

mettent de déterminer les grandes lignes de son évolution lorsqu'on se limite aux écoulements bi-dimensionnels. Il est certain que pour des nombres de Reynolds suffisants des mouvements tridimensionnels se produisent et qu'ils sont la cause d'une hiérarchie de petites échelles. Se limiter à un écoulement bi-dimensionnel c'est exclure (pour l'instant) cette hiérarchie. A deux dimensions, donc, quoique des structures fines apparaissent, (ce sont des sortes de couches visqueuses

internes), la caractéristique la plus frappante de l'écoulement est la tendance qu'à la vorticit (le tourbillon) se concentrer l'intrieur d'un nombre dcroissant de rgions fines [1]. La circulation Γ autour de chacune de ces rgions augmente donc systmatiquement et cette circulation (divise par la vitesse l'infini) est une mesure de la taille de ces tourbillons — en gros de leur « rayon » —. En mouvement plan, donc, une couche de cisaillement grandit (en fonction du temps, ou s'il y a une vitesse moyenne, dans la direction aval) et son taux de croissance est li au taux de coalescence des distributions spatiales de tourbillon.

Bien entendu, si une force externe ou une circonstance comme la baroclinicit (c'est--dire la cration de tourbillon par des forces de pression sur un fluide dont la densit n'est pas homogne) s'oppose cette volution de la vorticit, la croissance ralentit ou mme s'arrte totalement parce que le tourbillon ne se concentre pas [2]. C'est exactement ce qui se passe quand la couche de cisaillement a un gradient stable de densit dans un champ de pesanteur.

Nous associons donc la croissance latrale d'une couche instable en deux dimensions et l'entranement de fluide de part et d'autre de la couche ce phnomne de concentration de vorticit. Notez que c'est la coalescence qui cause la croissance et non pas la croissance de la couche qui force les tourbillons grossir.

Illustrons brivement ce qui vient d'tre dit : d'abord la figure 2 montre l'volution dans le temps des lignes de densit constante pour une onde instable (de Kelvin-Helmholtz) de faible amplitude initiale d'aprs un calcul numrique [3] qui par sa contrainte spatiale empche la croissance d'ondes de longueurs diffrentes.

FIG. 2. — Evolution des contours isopycniques pour une seule onde en fonction du temps $\tau = U_0 t/\delta$. a) $\tau = 0$, b) 7,31, c) 14,61, d) 21,92, e) 29,22, f) 35,36, $Re = U_0 \delta/\nu = 100$, $J_0 = \left[g \frac{d\rho/dz}{\rho} / (dU/dz)^2 \right]_{min.init.} = 0,07$, $\alpha = k\delta = 0,43$, $Pr = \nu/\kappa = 0,72$ (k est le nombre d'onde, ν la viscosit cinmatique et κ la diffusivit, voir figure 1 pour la dfinition des autres symboles).

La figure 3 montre la seconde phase de l'instabilit, une interaction qui consiste en une concentration par coalescence ou appariement de deux ondes (le quotient de longueurs est de deux un). Ces deux phases de l'instabilit sont inviscides, mme quand le nombre de Reynolds est trs faible. La raison en est, trs brivement, que la redistribution spatiale de la vorticit est de un champ de vitesse dont les proprits convectives ne dpendent pratiquement chaque instant que

FIG. 3. — Evolution des contours isopycniques avec coalescence en fonction du temps τ ; $Re = 50$, $\alpha = 0,215$ et $0,43$, $J_0 = 0,07$.

de caractéristiques assez globales de la distribution des tourbillons. La figure 4 illustre ce fait, en montrant comment l'amplitude de l'onde (amplitude des lignes de courant qui passe par les points d'arrêt) évolue en fonction du temps pour des nombres de Reynolds différents.

FIG. 4. — Evolution de l'amplitude de l'onde en fonction du temps τ pour différentes valeurs du nombre de Reynolds. $\circ$ $Re = 100$, $\square$ — 50, $\triangle$ — 25, $\alpha = 0,2$, $J_0 = 0,03$. λ est la longueur d'onde.

3. Les écoulements turbulents. — D'autre part, si nous examinons un écoulement turbulent réel, c'est-à-dire, à un nombre de Reynolds élevé et bien entendu où se produisent des structures à trois dimensions (comme celui de Brown et Roshko, [4]), nous sommes frappés par la similarité du comportement et de la structure des gros tourbillons trouvés dans ces écoulements et de ceux dont nous venons de parler. En effet, ces structures sont bien bi-dimensionnelles d'après Brown et Roshko et d'après Reballo [5]. Elles ont la même forme et s'apparient aussi. Brown et Roshko indiquent que la fréquence de passage de ces structures à une section donnée décroît systématiquement quand croît la distance aval, donc leur nombre décroît et il semble bien que cette disparition soit due à une coalescence puisque les structures tourbillonnaires grossissent aussi systématiquement. On ne voit pas les appariements sur les photos fournies dans l'article mais les auteurs ont tracé leur trajectoire d'une manière qui supporte bien leur conclusion qu'il y a coalescence.

4. Comparaisons quantitatives. — Un autre point tout à fait remarquable, est que le taux de croissance de la couche, (définie par le taux d'entraînement moyen ou optiquement par l'enveloppe des gros tourbillons) est le même pour les écoulements où le nombre de Reynolds est suffisamment bas pour qu'on ne voit pas de structures secondaires à trois dimensions et pour ceux où ces structures secondaires sont évidentes. On peut donc, il nous semble, considérer l'exemple à nombre de Reynolds faible comme une transition aléatoire plutôt qu'une vraie turbulence, c'est-à-dire un

phénomène à deux dimensions qui est une fonction aléatoire du temps, mais qui n'en a pas moins une évolution équivalente à celle que nos calculs décrivent. Mais si cet écoulement et celui dans lequel les structures à trois dimensions apparaissent ont le même taux d'entraînement, la même croissance, c'est donc, que ces caractéristiques n'ont rien à voir ou très peu à voir avec les caractéristiques tri-dimensionnelles de l'écoulement pleinement turbulent, c'est-à-dire que la dynamique des gros tourbillons dans des écoulements turbulents de ce genre et l'entraînement ne sont affectés ni par le mélange, ni par l'existence de la hiérarchie d'échelles inférieures. Il y a d'autres sources de support empirique pour cette suggestion. Par exemple, une couche turbulente stratifiée cesse de croître quand son nombre de Richardson global :

$$\overline{Ri} = g \frac{\Delta \rho}{\rho} 2 \delta / (\Delta U)^2 \simeq 0,35, \quad (\Delta U = 2 U_0).$$

C'est ce qu'a observé Thorpe [6] dans une couche de cisaillement stratifiée et Hopfinger [7] dans une couche de mélange stratifiée établie par un écoulement uniforme et un jet pariétal.

FIG. 5. — Variation du coefficient d'entraînement E_r pour un écoulement turbulent (E_r proportionnel à la croissance de la couche stratifiée par rapport à la croissance sans stratification) en fonction du nombre de Richardson global. $\circ$ — J_0 très faible, $\triangle$ et $\square$ J_0 plus grand — — Thorpe (1971).

L'écoulement de Thorpe se développait dans le temps comme l'écoulement calculé par les méthodes numériques. Mais son instabilité initiale était relativement faible, ce qui implique d'une part que la turbulence avait peu de temps pour se développer avant que la couche se stabilise, et d'autre part que le phénomène de coalescence des gros tourbillons était soit absent, soit très limité. Donc, il est permis de s'en méfier un peu et de suggérer qu'il n'est pas étonnant qu'il se soit

comporté comme le calcul numérique. Celui d'Hopfinger, par contre, débutait à un nombre de Richardson très faible (stabilité faible) et comportait donc des petites échelles développées dès le début, et une évolution systématique de l'épaisseur de la couche qui a du être associée à une coalescence importante. Il est donc instructif que ces deux écoulements se soient stabilisés pour la même valeur du critère $\overline{Ri}$. Si l'arrêt de la croissance est lié directement et seulement aux forces d'Archimède qui s'exercent sur les grands tourbillons bi-dimensionnels, on devrait mettre cette stabilisation en évidence par un calcul qui, comme notre calcul numérique ne permet que l'existence de ces tourbillons. C'est précisément ce qui se passe : si l'on calcule le nombre de Richardson global que l'on obtiendrait pour une couche constituée par ces tourbillons après qu'ils aient cessé de grandir, on obtient la valeur 0,35. On recoupe donc la suggestion que les grosses structures semblent ignorer l'existence des petites.

5. Le mécanisme de relaminarisation. — Faisons deux parenthèses à propos de ces mesures et de ces calculs. La première est que d'après les calculs, la croissance (et son arrêt), l'instabilité, et la production d'énergie cinétique de fluctuations sont toutes trois étroitement liées. Quand un tourbillon cesse de croître à cause des forces d'Archimède, le mécanisme de production d'énergie cinétique s'annule et la production devient même négative. L'amplitude du tourbillon décroît en dépit du fait qu'une partie de l'énergie potentielle accumulée par l'onde est contributive au mouvement. Ce ne sont donc pas les déplacements verticaux qui sont d'abord impossibles, mais bien les rapports de phase entre les fluctuations verticales et horizontales propres à renouveler l'énergie des fluctuations. A cet égard, les mesures d'Hopfinger ne sont malheureusement pas concluantes, car au nombre de Richardson global critique, les mesures de tensions de

Reynolds sont extrêmement délicates et il est facile qu'elles soient contaminées par transport de turbulence de la zone de parois vers la zone de mélange libre. On doit se limiter à dire jusqu'à présent que le coefficient de corrélation des tensions de Reynolds décroît fortement alors que le nombre de Richardson global augmente.

La seconde parenthèse intéressante est que, en couche de mélange libre stratifiée, une fois que la couche a cessé de croître, la turbulence s'amortit de sorte que finalement l'écoulement doit être quasi-laminaire. Le critère de stabilité initiale (c'est-à-dire infinitésimal) devrait donc être satisfait si l'écoulement continue à être stable. La figure 6 montre la distribution mesurée du nombre de Richardson local dans ce cas avec une valeur minimum qui se situe à peu près à 0,25, c'est-à-dire la valeur critique initiale.

6. Discussion. — Revenons à notre hypothèse. Il est peut-être opportun de noter que les deux résultats, un que l'instabilité des gros tourbillons est inviscide, deux, qu'elle ne semble pas dépendre de la présence d'autres échelles expliqueraient aisément un résultat à la fois très ancien et assez mystérieux, que les grosses structures de la turbulence sont indépendantes de la valeur du nombre de Reynolds. Il faut remarquer, aussi, que notre hypothèse, à savoir que les gros tourbillons qui se développent durant la phase de transition, demeurent partie inhérente et très importante de la turbulence pleinement développée, que leur dynamique est la même dans les deux cas, et que la turbulence, c'est-à-dire les échelles tri-dimensionnelles, sont issues de ces grosses structures sans pour cela modifier leur évolution, cette hypothèse se heurte à des vues opposées.

Moore et Saffmann [8], dans un article estiment que, au contraire, c'est le mélange dû aux petites échelles qui, en diluant la valeur du tourbillon local, cause la destruction et le regroupement des centres de vorticités. Leur modèle basé sur l'existence conditionnelle de solutions stationnaires pour des distributions finies de tourbillons soumises à une déformation n'est certainement pas compatible avec notre hypothèse.

7. Suggestions pour recherches futures. — Il est probable que quelques analyses judicieuses, et surtout quelques bonnes études expérimentales permettront de trancher la question.

Du côté analytique, il semble qu'une condition nécessaire à notre hypothèse est que toute instabilité latérale (à un écoulement de base ou à une distribution tourbillonnaire telle que celles que nous avons montrées) ait soit un temps de croissance caractéristique beaucoup plus élevé que le temps d'évolution propre des gros tourbillons, soit une échelle spatiale trop petite pour en influencer le développement.

Du point de vue expérimental, il faudrait multiplier les études qui comparent la structure des gros tourbillons dans des écoulements turbulents libres à grands nombres de Reynolds avec celle des tourbillons en

FIG. 6. — Distribution du nombre de Richardson local lorsque l'entraînement de l'écoulement turbulent a cessé. ($\eta = z/\delta$), — courbe calculée avec $\Delta U = \Delta U_m e^{-0,693\eta/2}$ et

$$\Delta T = \Delta T_m (1 - (0,398 \eta)^{3/2})^2.$$

Notons que suivant figure 1 $\Delta\rho/\rho = -\Delta T$, $\Delta T_m/T = -\Delta\rho_0/\rho_0$, $\Delta U_m = 2 U_0$ et $\eta = (z + \delta)/\delta$.

transition bi-dimensionnelle. Par exemple la bi-dimensionnalité des gros tourbillons en régime turbulent n'est pas encore généralement admise. Celle-ci peut être établie (ou infirmée) plus fermement avec des mesures de corrélation latérale pour les fréquences (étroitement filtrées) qui correspondent au passage des gros tourbillons. On pourrait aussi étudier (ce qui est déjà un peu plus délicat) les corrélations latérales des vitesses latérales que l'on devrait trouver courtes. La correspondance entre l'étude expérimentale et les prédictions numériques (en fonction du temps) pour les grosses

structures pourrait se faire à l'aide d'une couche de mélange où la différence de vitesse entre les deux couches serait une petite fraction de la vitesse moyenne.

Finalement nous pouvons indiquer brièvement l'intérêt que présente l'hypothèse que nous avons avancée. Si la dynamique des gros tourbillons est quasi-déterministe et peut-être calculée sans faire intervenir les petites structures, elle servira naturellement de point de départ à l'étude de celles-ci. Ce sont justement ces gros tourbillons dont l'étude statistique s'est avérée particulièrement évasive.

Bibliographie

- [1] WINANT, C. D. et BROWAND, F. K., *J. Fluid Mech.* **63** (1974) 237.
- [2] CORCOS, G. M. et SHERMAN, F. S., *J. Fluid Mech.* (à paraître 1976).
- [3] PATNAIK, P. C., SHERMAN, F. S. et CORCOS, G. M., *J. Fluid Mech.* (à paraître 1976).
- [4] BROWN, G. L. et ROSHKO, A., *J. Fluid Mech.* **64** (1974) 975.
- [5] REBOLLO, M. R., Rapport de Caltech (1973), *Analytical and experimental investigation of a turbulent mixing layer of different gases in a pressure gradient.*
- [6] THORPE, S. A., *J. Fluid Mech.* **46** (1971) 299.
- [7] HOPFINGER, E. J., *Proceedings Int. Symp. on Stratified Flows*, Novosibirsk, 1972.
- [8] MOORE, D. W. et SAFFMAN, P. G., *J. Fluid Mech.* **69** (1975) 465.