Chapitre D

Réflexion Quasi-Critique d'Ondes Internes

La réflexion quasi-critique d'ondes internes sur un fond marin incliné est l'un des éléments essentiels pour expliquer les processus de mélange et les échanges entre les zones près des fonds marins et l'intérieur de l'océan. Les précédentes descriptions théoriques de ce processus de réflexion ont été élaborées en terme d'ondes linéaires et stationnaires. Ces restrictions ont conduit notamment a la prédiction -non réaliste !- que l'amplitude de l'onde réfléchie est infinie lorsque l'angle de la pente est critique.

En tenant compte des effets transitoires, des effets visqueux, ainsi que des effets non linéaires, nous expliquons comment résoudre ce "mystère" ou plus exactement cette singularité. Notre solution analytique est en accord très satisfaisant avec les visualisations expérimentales. L'instabilité convective résultante est non seulement responsable de la transition vers la turbulence près de la pente, mais est vraisemblablement reliée aussi aux profils de température en escalier dans les lacs et aux "nepheloid layers" dans les océans.

D.1 Le Mystère de l'angle critique

Les mesures récentes des phénomènes de mélange à l'intérieur de l'océan [1] ont confirmé plusieurs décennies de mesures quasi-phénoménologiques et déductions théoriques. D'autres mesures [2], cette fois près des bords et des structures topographiques, ont montré notamment que l'essentiel du mélange vertical n'a pas lieu à l'intérieur de l'océan, mais près des bords. Ces résultats ont donc révélé le rôle potentiel de la *réflexion des ondes internes* sur les processus de mélange.

Contrairement aux ondes sonores ou lumineuses, qui suivent les lois de Descartes, les ondes internes se réfléchissent de telle sorte que l'angle par rapport à la gravité est conservé [3]. Cette loi de réflexion très particulière est la cause non seulement de propriétés tout à fait étonnantes, telle que les attracteurs d'ondes internes [4], mais est aussi à l'origine de la concentration de l'énergie dans un faisceau très étroit après la réflexion. Dans le cas quasi-critique, le résultat est encore plus dramatique puisque l'onde réfléchie est collée à la pente (cf. Fig. D.1).

Près d'une grande montagne sous-marine de l'océan pacifique, Eriksen [5] a récemment mis en évidence la signature de la réflexion des ondes internes : il y a un clair désaccord avec le modèle quasi-universel de Garett et Munk dans une bande de fréquence centrée sur celle pour laquelle l'inclinaison du rayon coïncide avec celle du fond marin. Plusieurs études expérimentales [6, 7, 8] et numériques [9] ont donc été consacrées à une meilleure compréhension de cette réflexion des ondes internes.

Cependant, l'absence d'une compréhension théorique suffisante, même en ce qui concerne les aspects linéaires, a fortement ralenti les progrès. La figure D.1 montre, par exemple,

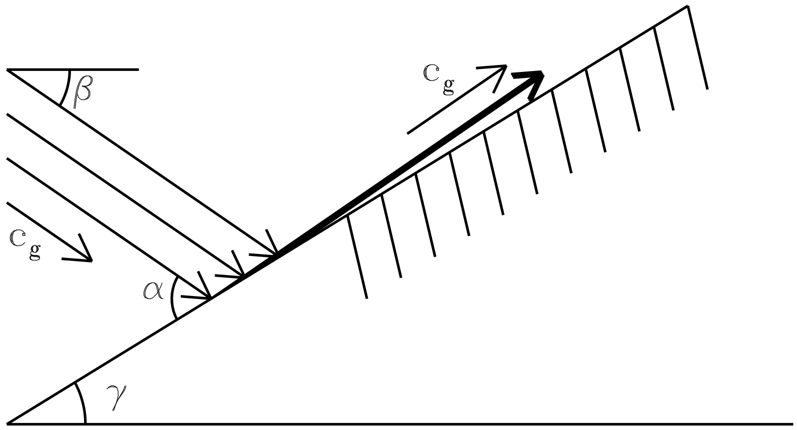

FIG. D.1 - *Représentation schématique du processus de réflexion lorsque l'onde interne incidente satisfait à la condition critique $\gamma \approx \beta$. La vitesse de groupe de l'onde réfléchie est alors très faiblement inclinée par rapport à la pente. Les vitesses de groupe incidente et réfléchie sont notées $\mathbf{c}_g$. Dans ce cas précis, la loi de la réflexion conduit, par conséquent, à une concentration de la densité d'énergie en un faisceau très étroit.*

le cas *stationnaire* pour lequel les faisceaux incident et réfléchi se combinent pour former l'ensemble de la structure de l'onde. On suppose donc que l'onde incidente a été appliquée dans le passé lointain et que la structure a eu un temps infini pour se développer. C'est une hypothèse importante et pourtant irréaliste, comme on peut le voir en considérant le cas critique, pour lequel β, l'angle entre la vitesse de groupe et l'horizontale, est égal à γ, l'angle entre l'horizontale et la pente. Mais si β est égal à γ, la vitesse de groupe de l'onde réfléchie s'annule, si bien qu'il faudrait attendre un temps infini pour établir ces singularités. Il est par conséquent crucial de comprendre le problème aux valeurs initiales dans le cas quasi-critique (i.e. $\beta \approx \gamma$).

D.2 La Solution non linéaire

Pour analyser ce problème, nous considérons un fluide de Boussinesq bidimensionnel, incompressible et non visqueux [10], avec une fréquence de Brunt-Väisälä N constante. Un paquet d'ondes internes incident, créé de manière soudaine à $t = 0$, entre en collision avec un plan incliné. Nous avons développé une approximation réductive, consistant à considérer que la limite $|\beta - \gamma|$ tend vers 0 alors que l'amplitude maximale de la fonction de courant $\psi_{\max}$ est proportionnelle à $|\beta - \gamma|^{3/2}$. Nous utilisons également une méthode de raccordement asymptotique entre la région "extérieure", où l'on observe principalement l'onde incidente, et la couche limite près de la pente, ou région "intérieure", dans laquelle la perturbation reste essentiellement confinée.

La présence des termes quadratiques dans l'équation du mouvement est à l'origine de la création d'une seconde harmonique, excitée dans la couche limite où les termes advectifs deviennent importants. Pour $\beta + \gamma < \pi/3$, la vitesse de groupe de cette deuxième harmonique

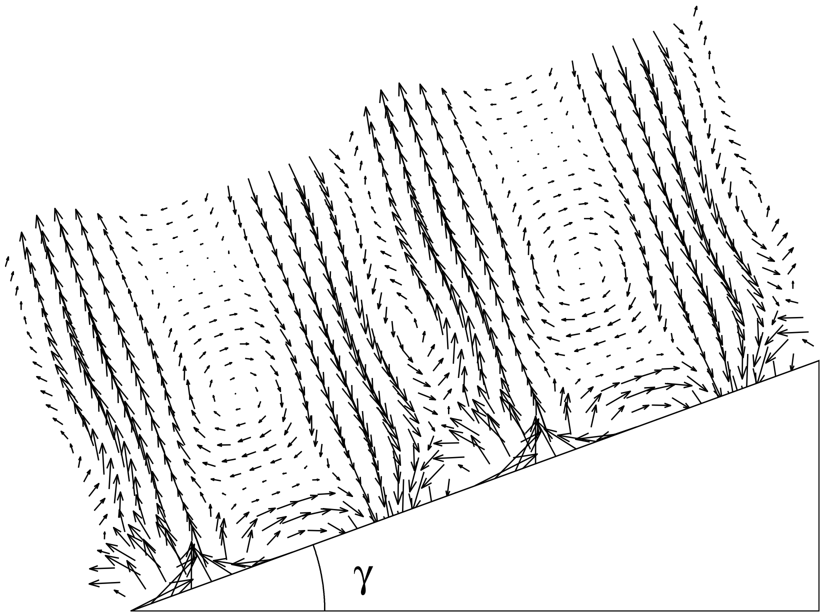

FIG. D.2 - *Représentation sous forme de "vecteurs vitesses" de la fonction de courant pour* $N \sin\beta \; t = 3$ *dans le cas critique* $\gamma = 20°$ *(*$\varepsilon = 0.3$*). Il y a deux paires de tourbillons contra-rotatifs juste à côté de la pente. Les tourbillons qui tournent dans le sens des aiguilles d'une montre sont plus lents et plus fins que ceux qui tournent dans le sens rétrograde. L'asymétrie est une conséquence directe des termes anharmoniques.*

est non nulle, alors que si $\beta + \gamma > \pi/3$, cette seconde harmonique est évanescente sur une échelle beaucoup plus grande que l'épaisseur de la couche limite. Par conséquent, dans les deux cas, la seconde harmonique n'est pas prisonnière de la couche limite et la région intérieure influence directement la région extérieure par la radiation de la seconde harmonique.

Un aspect très particulier de la théorie faiblement non linéaire est que la description réduite finale est une équation linéaire (i.e. qu'à l'ordre où intervient la condition de compatibilité, toutes les contributions résonantes non linéaires s'annulent). Cependant, il est important de noter que les champs font intervenir explicitement les secondes harmoniques produites par la non linéarité : si aux temps initiaux la fonction de courant est un réseau régulier de tourbillons contra-rotatifs, la non linéarité est directement responsable d'une brisure de symétrie pour laquelle les tourbillons voisins diffèrent en taille et en puissance (cf. Fig. D.2).

Les Figures D.3 montrent les modifications des lignes d'isodensité : le résultat expérimental (Fig. a) et la solution analytique (Fig. b) sont en très bon accord. Loin de la pente, la perturbation est très faible et l'on distingue essentiellement la stratification initiale. Plus près de la pente, la perturbation induit un repliement des lignes d'isodensité, et cela produit une région d'instabilité statique. Le champ de densité est donc instable bien avant que l'on atteigne la solution stationnaire identifiée dans le cas purement linéaire par Phillips [3] pour t tendant vers l'infini.

Dans le cas exactement critique, $\beta = \gamma$, une solution explicite du problème aux valeurs initiales montre que la perturbation du champ de densité et la composante de la vitesse le

EXPERIENCE

THEORIE

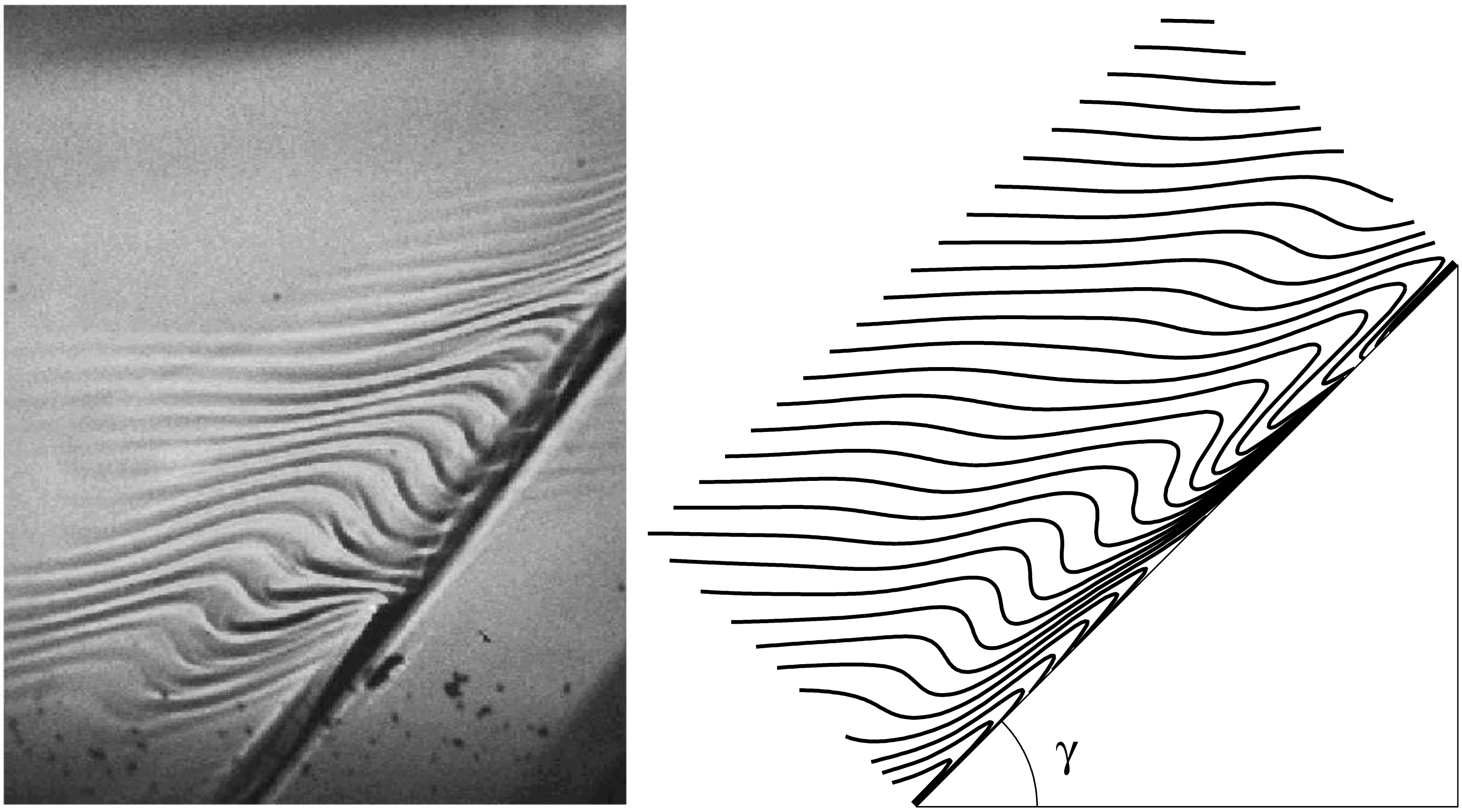

FIG. D.3 - Champ de densité. *La figure (a) présente une photo en ombroscopie montrant la réflexion d'une onde interne quasi-critique sur une pente inclinée à $\gamma = 45°$. Les ondes internes, créées par un batteur oscillant, se propagent dans le fluide, stratifié linéairement à l'aide de sel ($N \simeq 1.25$ rad/sec). La photo est produite à l'aide d'un projecteur de diapositives comme source de lumière ; la lumière met en évidence les perturbations de densité et produit les lignes ondulées, mettant notamment en valeur le repliement des lignes d'isodensité. La figure (b) présente au contraire le champ de densité théorique pour $N \sin\beta\ t = 30$ dans le cas quasi-critique $\beta = 38°$; $\gamma = 45°$; $\varepsilon = 0.45$.*

long de la pente croissent toutes les deux linéairement avec le temps, alors que la distance sur laquelle se concentre les perturbations se réduit en $1/t$. Au fur et à mesure de cette réduction, la stratification est renversée et la condition de Miles-Howard pour les fluides stratifiées est violée.

La transition vers la turbulence, qui détruit finalement les déformations laminaires de la figure D.3, est responsable du mélange près des bords. A l'intérieur de l'océan, le déferlement des ondes internes est au contraire produit par l'instabilité de cisaillement [11]. Mais ici, quel que soit l'angle de la pente, un profil de stratification statiquement instable par retournement apparaît avant que la condition de stabilité de Miles-Howard ne soit violée. On peut donc en déduire que la première instabilité est convective et qu'elle apparaît d'abord près de la pente continentale.

L'instabilité convective produit des tourbillons turbulents au niveau des bords et le mélange qui en résulte crée des langues intrusives de fluide qui se propagent vers l'intérieur, comme on peut le voir dans de nombreuses expériences [8]. Ce mécanisme est vraisemblablement à l'origine des profils de température en escalier que l'on a découvert près des pentes très inclinées de certains lacs [12]. Près des bords océaniques, ce mécanisme d'intrusion serait à l'origine du transport vers l'intérieur de l'océan de fines particules. La réflexion des ondes internes près de l'angle critique a aussi été invoquée pour expliquer la formation de couches de sédiments (appelées nepheloid layers) près des côtes continentales [13], ce qui suggère en définitive que le processus de réflexion que nous avons étudié joue un rôle important dans le transport de sédiments.

L'ensemble du travail est présenté dans l'article (Dauxois & Young, à paraître dans *Journal of Fluid Mechanics* (1999)) et reproduit à la suite. Nous y présentons de manière précise les motivations, la méthode mathématique et l'ensemble des conséquences. Dans une lettre moins précise mais plus pédagogique, nous avons également présenté ces résultats en comparaison avec une petite expérience modèle (Dauxois, McPhee & Young, soumis (1999)).

Références

[1] J. R. Ledwell, A. J. Watson & C. S. Law, Evidence for slow mixing across the pycnocline from an open ocean tracer release experiment, *Nature* **364**, 701-703 (1993).

[2] K. L. Polzin, J. M. Toole, J. R. Ledwell & R. W. Schmitt, Spatial variability of turbulent mixing in the abyssal ocean, *Science* **76**, 93-96 (1997).

[3] O. M. Phillips, *The Dynamics of the Upper Ocean*, Cambridge University Press (1966).

[4] L. R. M. Maas, D. Benielli, J. Sommeria & F.-P. A. Lam, Observation of an internal wave attractor in a confined stably stratified fluid, *Nature* **388**, 557-561 (1997).

[5] C. C. Eriksen, Internal wave reflection and mixing at Fieberling Guyot, *Journal of Geophysical Research* **103**, 2977-2994 (1998).

[6] D. Cacchione & C. Wunsch, Experimental study of internal waves over a slope, *Journal of Fluid Mechanics* **66**, 223-239 (1974).

[7] S. A. Thorpe, On the reflection of a strain of finite-amplitude internal waves from a uniform slope, *Journal of Fluid Mechanics.* **178**, 279-302 (1987).

[8] I. P. D. De Silva, J. Imberger, & G. N. Ivey, Localized mixing due to a breaking internal wave ray at a sloping bed, *Journal of Fluid Mechanics.* **350**, 1-27 (1997).

[9] D. N. Slinn & J. J. Riley, Internal wave reflection from sloping boundaries, soumis au *Journal of Fluid Mechanics* (1998).

[10] T. Dauxois & W. R. Young, Near-critical reflection of internal waves, à paraître dans *Journal of Fluid Mechanics* (1999).

[11] M. H. Alford & R. Pinkel, Observations of overturning in the thermocline : the context of ocean mixing, soumis au Journal of Physical Oceanography (1998).

[12] D. R. Caldwell, J.M. Brubaker, & V.T. Neal, Thermal microstructure on a lake slope, *Limnology Oceanography* **23**, 372 (1978).

[13] S. A. Thorpe & M. White, A deep intermediate nepheloid layer, *Deep Sea Research.* **35**, 1665-1671 (1988).