



LICENCE 3

FORMATION INTERUNIVERSITAIRE DE PHYSIQUE

NOTES DE COURS D'HYDRODYNAMIQUE (2016-2017)

Marc Rabaud

Laboratoire FAST, bât. 502, 91405 Orsay cedex
rabaud@fast.u-psud.fr



*"Dompter la vague avec une planche", Jean-Michel Courty et Édouard Kierlik, Pour la Science
466 - Août 2016.*

Table des matières

1	Notion de milieu continu	11
1.1	Qu'est-ce qu'un fluide ?	11
1.2	Notion d'échelle mésoscopique	12
1.3	Notion de « particule fluide »	12
1.4	Vitesse d'une particule fluide	13
1.4.1	Quelques techniques de mesure de vitesse (vélocimétrie)	13
1.5	Trajectoire de particules, lignes d'émission, de courant et de temps	13
1.5.1	Trajectoire de particule (<i>particle path</i>)	14
1.5.2	Ligne d'émission (<i>streakline</i>)	14
1.5.3	Ligne de courant (<i>streamline</i>)	14
1.5.4	Ligne de temps (<i>timeline</i>)	15
1.5.5	Changement de référentiel	15
1.6	Fonction de courant	16
1.6.1	Ecoulement plan incompressible en coordonnées cartésiennes ou polaires planes	16
1.6.2	Ecoulement axisymétrique - Fonction de Stokes -	16
1.7	Dérivée locale et dérivée particulière	17
1.8	Description eulérienne et description lagrangienne des champs	18
2	Analyse dimensionnelle et similitude	19
2.1	Théorème π ou de Buckingham	19
2.2	Exemple de la traînée d'une sphère	21
2.3	Période des oscillations d'un pendule pesant	24
2.4	« Démonstration » du théorème de Pythagore	24
2.5	Questions et remarques	25
2.6	Notion de similitude	25
2.6.1	Similitude pour une maquette de navire	25
2.6.2	Pourquoi les enfants marchent-ils facilement pieds-nus sur les gravillons ? . .	25
2.6.3	Pourquoi un animal de 50 m de haut ne peut-il exister sur Terre ?	25
2.6.4	Pourquoi les animaux sautent-ils tous à peu près à la même hauteur ?	26
2.6.5	Pourquoi les sociétés de fourmis n'ont-elles pas inventé le feu ?	27
3	Le théorème du transport	29
3.1	Notion de volume de contrôle	29
3.2	Théorème de Leibnitz	29
3.3	Théorème du transport d'une fonction scalaire	30
3.4	Conservation de la masse	30

3.4.1	Démonstration	31
3.4.2	Cas particulier d'un fluide incompressible.	31
3.5	Théorème du transport d'une fonction vectorielle	31
3.6	Application au transport de la quantité de mouvement	32
3.7	Application à la traînée d'un cylindre	33
3.8	Transport de l'énergie	35
4	Le tenseur des contraintes	37
4.1	Notion de tenseur cartésien de rang 2	37
4.2	Le tenseur des contraintes $[\sigma]$ (<i>stress tensor</i>)	38
4.3	Symétries du tenseur des contraintes	38
4.4	Calcul de la contrainte dans une direction quelconque $\vec{\sigma}(\vec{n})$	39
4.5	Le tenseur des contraintes visqueuses $[\sigma']$	40
4.6	Principe fondamental de la dynamique et divergence de $[\sigma']$	40
5	Fluides parfaits : équations d'Euler et de Bernoulli	43
5.1	Equation d'Euler	43
5.2	Equation de Bernoulli	44
5.3	Généralisation de l'équation de Bernoulli	46
5.3.1	Cas d'un fluide barotrope	46
5.3.2	Cas d'un écoulement instationnaire mais irrotationnel	46
5.3.3	Effet Coanda	47
5.4	Quelques applications de l'équation de Bernoulli	47
5.4.1	Anémomètre à tube de Pitot	47
5.4.2	Effet Venturi et débitmètre de Venturi	48
5.4.3	Expérience d'Evangelista Torricelli (1644)	49
5.4.4	Amplification des vagues par le vent	50
5.4.5	Jet incident sur une plaque	51
5.5	Conservation de la circulation (théorème de Kelvin)	51
5.5.1	Effet Magnus	52
5.5.2	Portance d'une aile	53
5.6	Paradoxe de d'Alembert	53
6	La tension de surface	55
6.1	Origine microscopique	56
6.2	La loi de Laplace	58
6.3	Angle de mouillage macroscopique	60
6.3.1	Loi d'équilibre d'Young-Dupré	61
6.3.2	Hystérésis de l'angle de contact	62
6.4	Effet de la gravité et longueur capillaire	62
6.5	La mesure de la tension superficielle	63
6.5.1	La loi de Jurin	63
6.5.2	Lame de Wilhelmy et anneau de Noüy	64
6.5.3	Méthode de la goutte pendante	65
6.5.4	Méthode de la goutte tournante	66
6.6	Effet de la température sur la tension de surface (effet Marangoni)	66
6.7	Les tensioactifs	66

6.7.1	Pourquoi met-on du savon pour se laver les mains ?	66
6.7.2	Comment expliquer la stabilité des membranes de savon contrairement aux membranes d'eau ?	67
6.8	Dynamique de quelques écoulements contrôlés par la tension de surface	67
7	Les ondes de surface	69
7.1	Rappels sur les vitesses de phase et de groupe	70
7.2	Les ondes linéaires en eau profonde	70
7.2.1	Relation de dispersion des ondes entre deux fluides	71
7.2.2	Application aux ondes à la surface de l'eau	73
7.2.3	Paquet d'onde généré par un caillou jeté dans l'eau	75
7.2.4	Ondes en amont et en aval d'un obstacle	77
7.2.5	Le sillage en « V » ou sillage de Kelvin	77
7.2.6	Traînée de vague et vitesse limite de coque	80
7.2.7	Trajectoire des particules et lignes de courant sous la vague	82
7.2.8	Energie transportée par la houle	85
7.2.9	Atténuation des ondes de surface	86
7.3	Les ondes gravito-capillaires en eau peu profonde	87
7.3.1	Relation de dispersion en hauteur d'eau finie	87
7.3.2	Cas des ondes longues	88
7.4	Les ondes non-linéaires	90
7.4.1	Le soliton de Russel	91
7.4.2	Ressaut hydraulique	91
7.4.3	Mascaret	92
7.4.4	Tsunami	93
8	Les fluides stratifiés	95
8.1	La fréquence de Brunt-Väisälä	95
8.2	Réalisation expérimentale d'un liquide stratifié	97
8.3	Relation de dispersion des ondes de gravité	97
8.3.1	Structure des ondes internes	98
8.3.2	Ondes océanes	99
8.3.3	Réflexion des ondes internes	99
8.4	Ondes atmosphériques	100
8.5	Pour en savoir plus :	100
9	La viscosité	103
9.1	Tenseur des déformations $[\epsilon]$ (<i>strain tensor</i>)	103
9.2	Tenseur des taux de déformation ou tenseur des gradients de vitesse $[G]$	104
9.2.1	Décomposition d'un tenseur	104
9.2.2	Partie symétrique de $[G]$ ou tenseur $[e]$ des déformations pures	105
9.2.3	Partie antisymétrique de $[G]$ ou tenseur $[\omega]$ des rotations pures	105
9.3	Equation constitutive des fluides newtoniens	107
9.4	Divergence du tenseur des contraintes visqueuses	108
9.5	Equation de Navier-Stokes pour un fluide newtonien	108
9.6	Signification physique de la viscosité	109
9.7	Mesure de la viscosité	111

9.7.1	Quelques viscosimètres simples	111
9.7.2	Quelques exemples de rhéomètre	111
10	L'équation de Navier-Stokes	115
10.1	Adimensionnement de l'équation de Navier-Stokes	115
10.1.1	Quelques valeurs de nombres de Reynolds	117
10.1.2	Quelques autres nombres sans dimension	118
10.2	Les conditions aux limites cinématiques et dynamiques	118
10.2.1	Les conditions cinématiques	118
10.2.2	Les conditions dynamiques	121
10.2.3	Tableau récapitulatif des conditions aux limites	123
10.3	Solutions exactes de l'équation de Navier-Stokes : les écoulements parallèles	123
10.3.1	Écoulement de Couette plan	124
10.3.2	Écoulement de Couette circulaire	124
10.3.3	Écoulement de Poiseuille plan	125
10.3.4	Écoulement de Poiseuille en conduite circulaire	126
10.3.5	Solutions instationnaires	126
10.4	Solutions de Navier-Stokes à très faible nombre de Reynolds (écoulements de Stokes)	128
10.4.1	L'équation de Stokes	128
10.4.2	Écoulement autour d'une sphère : force de Stokes	129
10.4.3	Application à la sédimentation	133
10.4.4	La réversibilité et la vie aux faibles nombres de Reynolds	133
10.5	Solutions de Navier-Stokes pour les écoulements quasi-parallèles (équations de lubri- fication)	134
10.5.1	Calcul d'un palier lubrifié	136
10.5.2	Force d'adhérence sur un disque	137
11	La couche limite	141
11.1	Introduction	141
11.2	Couche limite laminaire sur une plaque plane	142
11.2.1	Les équations de Prandtl (1904)	142
11.2.2	Profil de vitesse de Blasius (1907)	143
11.2.3	Calcul de la contrainte pariétale et du coefficient de traînée	145
11.2.4	Définitions de l'épaisseur d'une couche limite	146
11.3	Décollement de la couche limite sur une paroi courbée	147
11.4	Equation de Falkner-Skan (1930)	148
11.5	Couche limite thermique laminaire	150
11.6	Couche limite turbulente	150
12	Dynamique de la vortacité	151
12.1	Equation de la vortacité (ou équation d'Helmholtz)	151
12.2	Quelques exemples de vortacité localisée	153
12.3	Rappels sur la circulation et le théorème de Kelvin	155
12.3.1	Quelques conséquences du théorème de Kelvin pour un fluide parfait	155
12.4	Décomposition de Helmholtz et loi de Biot et Savart	156

13 La portance sur une aile	159
13.0.1 Etude du décollage	161
13.0.2 Utilisation de la polaire Eiffel	162
13.0.3 Cas d'un voilier	164
13.1 Nage et vol animal	165
13.1.1 Les oiseaux	165
13.1.2 Les poissons	165
14 Ecoulements potentiels et potentiel complexe des vitesses	169
14.1 Potentiel scalaire des vitesses Φ	169
14.2 Fonction de courant Ψ	170
14.3 Les fonctions Ψ et Φ de quelques écoulements simples	170
14.4 Potentiel complexe des vitesses $f(z) = \Phi + i\Psi$	171
14.5 Vitesse complexe $w(z) = df/dz$	172
14.6 Circulation complexe $C(z)$	172
14.7 Force complexe $\vec{F}(z)$	173
14.8 Moment d'une force \vec{M}	174
14.9 La transformation conforme	174
14.9.1 La transformation de Joukowski	175
14.9.2 La transformation de Schwarz-Christoffel	175
14.9.3 Théorème de Kelvin	176
15 Les fluides en rotation	179
15.1 Changement de référentiel	180
15.2 Equation de Navier-Stokes dans un référentiel tournant	180
15.3 Equation de la vorticité dans un référentiel tournant	181
15.4 Nombre de Rossby et nombre d'Ekman	181
15.5 Ecoulements géostrophiques	182
15.5.1 Théorème de Taylor-Proudman	184
15.5.2 Les colonnes de Taylor	184
15.6 Couches limites et recirculations	184
15.6.1 Couche d'Ekman	184
15.6.2 Ecoulement de Kármán au-dessus d'un disque tournant infini	186
15.6.3 Mise en rotation (spin-up) et arrêt de la rotation (spin-down)	186
15.6.4 Couche de Stewartson	188
15.6.5 Ecoulement secondaire dans les méandres d'une rivière	188
15.6.6 Recirculation de Dean	189
15.6.7 Vorticité potentielle dans les fluides en rotation. Théorème d'Ertel (1942)	189
15.7 Ondes inertielles	189
15.7.1 Etude qualitative	189
15.7.2 Cas d'une onde plane	189
15.7.3 Ondes inertielles axisymétriques (d'après Batchelor [4] p. 559)	190
15.7.4 Ondes de Rossby entre deux plans non parallèles (d'après Tritton [50] p. 232)	192

16 Les instabilités	193
16.1 Quelques instabilités mécaniques	194
16.1.1 L'instabilité d'une bille dans un anneau tournant	194
16.1.2 L'instabilité de l'anneau tournant au bout d'un fil	195
16.1.3 L'instabilité de flambage	195
16.2 Instabilité de l'écoulement de Poiseuille en tube	195
16.3 Instabilités gravitaire : l'instabilité de Rayleigh-Taylor	196
16.4 Instabilités de cisaillement : l'instabilité de Kelvin-Helmholtz	198
16.4.1 Description physique	199
16.4.2 Equation de Rayleigh pour un profil continu de vitesse	200
16.4.3 Equation de Orr-Sommerfeld pour un profil continu de vitesse	201
16.4.4 Analyse de stabilité pour un profil de vitesse discontinu	201
16.4.5 Cas d'un profil de vitesse continu	203
16.4.6 Cas du vent sur la mer	204
16.4.7 Analyse spatiale de stabilité	204
16.5 Instabilité paramétrique : l'instabilité de Faraday	204
16.5.1 Introduction	204
16.5.2 Analyse des perturbations	205
16.5.3 Equation de Mathieu (1868)	206
16.5.4 Effet de la dissipation	207
16.6 Instabilités visqueuses : l'instabilité de Saffman-Taylor	208
16.6.1 Loi de Darcy	208
16.6.2 Description qualitative de l'instabilité	210
16.6.3 Analyse linéaire de l'instabilité	211
16.6.4 Evolution non-linéaire de l'instabilité	213
16.7 Instabilités centrifuges : l'instabilité de Taylor-Couette	215
16.7.1 Critère inviscide de Rayleigh	215
16.7.2 Autres instabilités centrifuges :	216
16.8 Instabilités de convection thermique : 1) convection de Rayleigh-Bénard	218
16.9 Instabilités de convection thermique : 2) Instabilité de Bénard-Marangoni.	218
16.10 Théorème de Squire	219
16.11 Instabilité convective ou instabilité absolue ?	219
16.12 Autres instabilités	220
17 Introduction à la turbulence	223
17.1 Introduction	223
17.1.1 Exemples d'écoulement turbulent	223
17.2 Description statistique de la turbulence	224
17.2.1 Valeurs moyennes et fluctuations	225
17.2.2 Equations de la turbulence	226
17.2.3 Le tenseur de Reynolds	226
17.2.4 L'apport de la simulation numérique	228
17.2.5 Mesures des vitesses et des fonctions de corrélation	228
17.2.6 Notion de densité de probabilité (PDF)	228
17.2.7 L'hypothèse de Taylor	229
17.3 La couche limite turbulente	229
17.4 La turbulence stationnaire, homogène et isotrope (TSHI)	229

17.4.1 Spectre de la turbulence	230
17.4.2 Quelques définitions :	230
17.4.3 Evidence de la cascade d'énergie.	231
17.4.4 Spectre de Kolmogorov :	232
17.5 Conclusion	233
18 Personnages marquants	235
19 Lectures conseillées	241
Références	243
20 Formulaire	245
20.1 Opérateurs différentiels	245
20.2 Conservation de la masse et équation de Navier–Stokes	248

Chapitre 1

Notion de milieu continu

Marc Rabaud, version du 22 janvier 2016

Sommaire

1.1	Qu'est-ce qu'un fluide ?	11
1.2	Notion d'échelle mésoscopique	12
1.3	Notion de « particule fluide »	12
1.4	Vitesse d'une particule fluide	13
1.4.1	Quelques techniques de mesure de vitesse (vélocimétrie)	13
1.5	Trajectoire de particules, lignes d'émission, de courant et de temps	13
1.5.1	Trajectoire de particule (<i>particle path</i>)	14
1.5.2	Ligne d'émission (<i>streakline</i>)	14
1.5.3	Ligne de courant (<i>streamline</i>)	14
1.5.4	Ligne de temps (<i>timeline</i>)	15
1.5.5	Changement de référentiel	15
1.6	Fonction de courant	16
1.6.1	Écoulement plan incompressible en coordonnées cartésiennes ou polaires planes	16
1.6.2	Écoulement axisymétrique - Fonction de Stokes -	16
1.7	Dérivée locale et dérivée particulaire	17
1.8	Description eulérienne et description lagrangienne des champs	18

1.1 Qu'est-ce qu'un fluide ?

Un milieu continu est un milieu dont les propriétés et les champs associés sont définis en tout point, continus et dérivables. On distingue deux types de milieux continus : les solides et les fluides. Un solide est rigide (indéformable, élastique ou plastique) et même si les molécules vibrent, elles gardent les mêmes voisins. Il n'y a pas d'écoulement sous contrainte. Pour un liquide ou un gaz au contraire, sous l'action d'une contrainte donnée la déformation se poursuit indéfiniment. La mécanique des fluides s'intéresse à ces déformations infinies, ou plutôt aux vitesses de déplacement appelées *taux de déformations* qui caractérisent le champ de vitesse sous écoulement. D'autre part nous appellerons fluide indifféremment un gaz ou un liquide, la seule chose importante pour la mécanique des fluides étant de savoir si la masse volumique le long d'une trajectoire fluide reste constante ou non.

1.2 Notion d'échelle mésoscopique

On peut définir trois échelles de longueur ou de temps pour un milieu fluide ; l'échelle microscopique, l'échelle macroscopique et entre les deux une échelle intermédiaire que l'on nomme *échelle mésoscopique*.

Echelle microscopique λ

C'est l'échelle des molécules de fluides (libre parcours moyen λ ou temps moyen entre collision τ). Sur cette échelle les particules ont des trajectoires balistiques (mouvement brownien) avec une vitesse microscopique moyenne donnée par la température.

Echelle mésoscopique δ

C'est une échelle de taille supérieure à quelques dizaines de libre parcours moyen. A cette échelle on peut déjà effectuer une moyenne spatiale sur un volume, moyenne relativement significative et peu fluctuante car il y aura déjà quelques milliers de particules, et définir une vitesse moyenne sur ce volume. Ce volume mésoscopique porte le nom de *particule fluide*. A l'équilibre thermodynamique, la distribution de vitesse brownienne est isotrope et l'on trouve une vitesse moyenne ou *vitesse fluide* nulle. Hors équilibre, par exemple avec une pression inhomogène, il existe un écoulement et donc une vitesse non nulle de la particule fluide.

Echelle macroscopique L

C'est l'échelle de variation des champs de vecteurs (vitesse \vec{v} , accélération \vec{a} , ...) ou scalaire (pression P , masse volumique ρ , température T , ...). Si cette échelle est suffisamment grande devant l'échelle mésoscopique, on peut faire de la *Physique du milieu continu*, c'est-à-dire supposer que les grandeurs sont définies en tout point \vec{r} et tout temps t , on écrira par exemple $\vec{v}(\vec{r}, t)$ ou $\rho(\vec{r}, t)$.

On supposera donc toujours ici que $\lambda \ll \delta \ll L$.

Etablir les équations de la mécanique des fluides (équation de Navier-Stokes) à partir des propriétés microscopiques et de la thermodynamique hors équilibre (équation de Boltzmann) est une tâche ardue qui suppose de prendre des moyennes sur ces différentes échelles. Dans certaines hypothèses la démonstration a été faite par Chapman et Enskog pour un gaz monoatomique ¹.

1.3 Notion de « particule fluide »

On nomme « particule fluide » une petite masse de fluide de taille mésoscopique δ . On suppose sa taille suffisamment faible, $\delta \ll L$, pour que l'on puisse considérer que son volume tend vers zéro (tout en restant suffisamment volumineuse pour que les valeurs locales restent statistiquement définies $\delta \gg \lambda$) et donc que l'on peut définir les dérivées des champs en tout point. Pour les fluides denses, et les échelles macroscopiques usuelles cela ne pose pas trop de problème. On peut alors faire de la *Mécanique des milieux continus*. Citons quelques cas délicats où il faut utiliser la mécanique statistique hors équilibre : gaz dilué comme dans les nuages interstellaires ($\lambda \approx 10^4$ km et $\tau \approx 5$ jours), nanofluidique, ondes de choc, rentrée d'une navette spatiale dans l'atmosphère ($\lambda >$ taille de la navette).

Nota : Par définition une particule fluide conserve sa masse, mais pas forcément son volume si le fluide est compressible.

1. S. Chapman et T. G. Cowling, The Mathematical Theory of Nonuniform Gases. Cambridge University Press, 1960

1.4 Vitesse d'une particule fluide

La vitesse d'une particule fluide est la moyenne sur son volume mésoscopique de la vitesse de chacune des molécules présentes à cet instant dans le volume. Notons que ce ne sont pas toujours les mêmes molécules qui constituent la *particule fluide*, certaines rentrent, d'autres sortent (ce phénomène caractérise la diffusion moléculaire).

Le mouvement d'une particule fluide peut toujours se décomposer en un mouvement de translation (donné par la vitesse \vec{v}), de rotation (donné par un vecteur rotation instantané $\vec{\omega}$ appelé en mécanique des fluides vorticité) et de déformation (donné par le tenseur des gradients de vitesse $[\frac{\partial v_i}{\partial x_j}]$). Nous reverrons ce point dans le chapitre 3.

1.4.1 Quelques techniques de mesure de vitesse (vélocimétrie)

Voici quelques exemples des techniques classiques de mesure des vitesses dans un fluide.

- Mesure de forces ou de couples et étalonnage. Robuste, simple mais peu précis et perturbant l'écoulement.
- Suivi de particules (*particle tracking*) par exemple un ballon atmosphérique, une tâche de colorant, ... C'est une mesure dite lagrangienne car mesurée en suivant un objet à différents instants et donc à différentes positions et non pas en un point fixe.
- Anémométrie à fil chaud. On mesure le refroidissement d'un fil mince parcouru par un courant électrique. Permet d'atteindre 10^5 mesures par seconde.
- Anémométrie laser (LDV : *Laser Doppler Velocimetry*). Basée sur la détection de la lumière émise par une particule traversant l'intersection de deux faisceaux lasers. Mesure non perturbative d'une composante de la vitesse en un point. Nécessite un fluide transparent.
- Anémométrie Doppler ultrasonore. Basé sur le décalage Doppler d'une impulsion acoustique réfléchi par une particule. Permet la mesure des vitesses longitudinales sur toute une ligne de visée.
- Vélocimétrie par image de particules (PIV : *Particle Image Velocimetry*). Basé sur la corrélation entre des portions d'images successives où de petites particules solides transportées par le fluide sont rendues visibles par un fort éclairage (par exemple un plan laser). Cette technique permet d'obtenir par calcul informatique un champ de vitesse sur un maillage du plan des images, où plus précisément les deux composantes de la vitesse contenues dans le plan de l'image.

Les figures 1.1 et 1.2 présentent les vecteurs vitesse projetés dans un plan sur un maillage régulier. Les données pouvant venir de simulations numériques ou de mesures expérimentales.

1.5 Trajectoire de particules, lignes d'émission, de courant et de temps

De nombreuses techniques expérimentales sont utilisées pour comprendre la structure d'un écoulement. Elles conduisent à introduire les notions de trajectoire de particules, de ligne d'émission, de ligne de courant ou de ligne de temps. Les trois premières sont équivalentes *pour un écoulement stationnaire* ($\partial/\partial t = 0$). Ce n'est que pour un écoulement *instationnaire* que ces notions sont différentes.

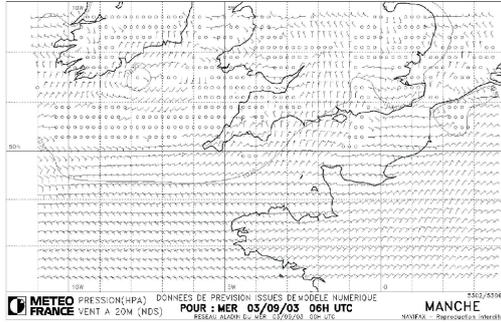


FIGURE 1.1 – Carte météorologique de prévision des vents.

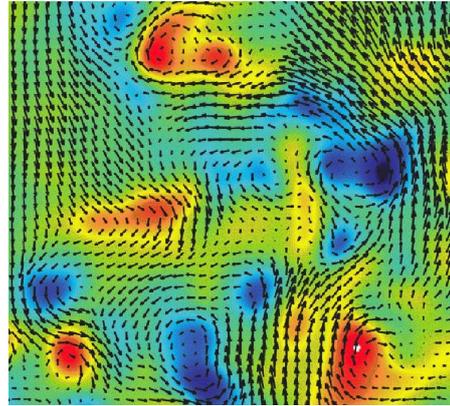


FIGURE 1.2 – Champ de vitesse turbulent mesuré par PIV.

1.5.1 Trajectoire de particule (*particle path*)

C'est l'ensemble des points occupés par une particule fluide au cours du temps. Mathématiquement on peut écrire : $\overrightarrow{OM} = \vec{r} = f(\vec{r}_0, t)$ où \vec{r}_0 est la position de la particule à l'instant initiale. C'est donc ce que l'on appelle un suivi *lagrangien* (suivre le déplacement d'un objet donné au cours du temps). Par définition la tangente à la trajectoire est parallèle au vecteur vitesse qu'avait la particule à l'instant où elle passait en ce point. Une façon classique d'obtenir la trajectoire de traceurs est de prendre une photo en pause longue tout en éclairant de façon continu.

1.5.2 Ligne d'émission (*streakline*)

Elles sont facile à réaliser expérimentalement en prenant une photographie à un instant t d'un filet de colorant émis en continu depuis un certain temps à partir d'un point source fixe. Attention le vecteur vitesse n'a aucune raison d'être tangent à cette courbe pour un écoulement instationnaire.

1.5.3 Ligne de courant (*streamline*)

Ligne théorique qu'il est difficile d'observer expérimentalement mais que l'on peut calculer à l'issue d'une simulation. C'est la courbe qui, à un instant donné, est tangente en tout point au vecteur vitesse en ce point. Cela suppose donc de connaître le champ de vitesse en tout point. C'est la ligne de champ classique d'un champ de vecteur à un instant donné (champ électrique par exemple). En coordonnées cartésiennes la ligne de courant est donnée par l'équation $dx/u = dy/v = dz/w$ si $\vec{v} = (u, v, w)$.

- Deux lignes de champ ne se croisent qu'en des points de stagnation (aussi appelés points cols) où la vitesse est nulle.
- On peut aussi définir des surfaces de courant et des tubes de courant. Pour un fluide incompressible, le débit volumique $Q_v = \int \vec{v} \cdot d\vec{S}$ se conserve le long d'un tube de champ. Est-ce que le débit massique $Q_m = \int \rho \vec{v} \cdot d\vec{S}$ est obligatoirement conservé ? On pourra chercher un contre-exemple.

Exercice : dessiner les lignes de courants, lignes d'émission et trajectoires de particules pour un écoulement homogène mais qui change de direction de 90° à un instant donné.

1.5.4 Ligne de temps (*timeline*)

Position à un instant t d'une ligne marquée dans le fluide à un instant initial et transportée (on dit advectée ou convectée) ensuite par l'écoulement. Elles sont assez faciles à réaliser expérimentalement et donnent une idée de la composante du vecteur vitesse normale (perpendiculaire) à la ligne.

1.5.5 Changement de référentiel

Un écoulement stationnaire dans un certain référentiel peut ne pas l'être dans un autre. De ce fait la transformation de ces différentes lignes n'est pas évidente comme l'illustre la série de figures suivantes :

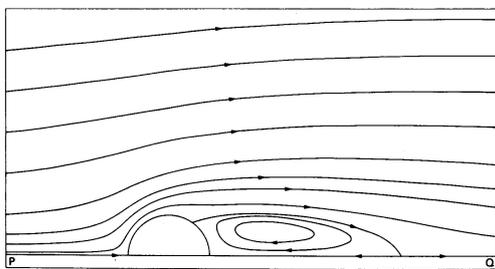


FIGURE 1.3 – Ecoulement stationnaire autour d'un cylindre fixe pour un nombre de Reynolds de 40. Visualisation par lignes d'émission qui sont aussi dans ce cas des lignes de courant et des trajectoires de particules. D'après Réf. [50] p. 76.

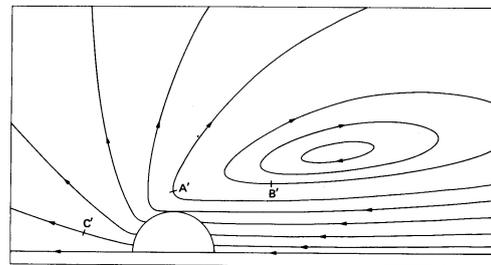


FIGURE 1.4 – Ligne de courant autour d'un cylindre en mouvement de droite à gauche au même nombre de Reynolds dans un référentiel où le fluide est initialement au repos. D'après Réf. [50] p. 76.

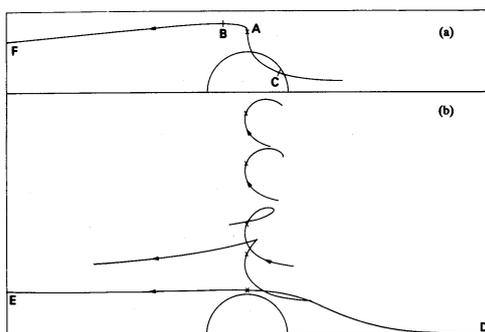


FIGURE 1.5 – Trajectoires de particules dans le référentiel où le fluide est au repos et où le cylindre se déplace de droite à gauche. D'après Réf. [50] p. 78.

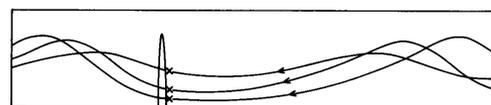


FIGURE 1.6 – Trajectoire de particules piégées dans les tourbillons de recirculation dans le référentiel où le fluide est au repos (noter l'échelle transverse dilatée). D'après Réf. [50] p. 79.

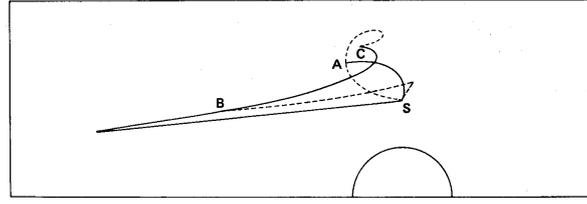


FIGURE 1.7 – Lignes d'émission dans le référentiel où le fluide est au repos. D'après Réf. [50] p. 79.

1.6 Fonction de courant

Pour un écoulement incompressible nous verrons que l'hypothèse de conservation de la masse conduit à l'équation $\text{div } \vec{v} = 0$ (voir chapitre 3 page 29) et on peut donc écrire que $\vec{v} = \text{rot } \vec{A}$ (comme on le fait pour le champ électromagnétique $\vec{B} = \text{rot } \vec{A}$). Le vecteur \vec{A} est appelé le potentiel vecteur du champ de vitesse \vec{v} et \vec{v} satisfait alors obligatoirement la condition d'incompressibilité. Noter que \vec{A} est défini à une jauge près et que $\vec{A}' = \vec{A} + \vec{\nabla} C$ est aussi solution. Cette transformation est en général peu utile (on transforme un champ de vecteur en un autre champ vectoriel moins intuitif) sauf si l'écoulement est 2C2D, c'est-à-dire s'il n'a que deux composantes (2C) de vitesse non nulles et qu'elles ne dépendent que deux dimensions d'espace (2D). En effet comme nous allons le détailler ci-dessous la connaissance du champ de vitesse se ramène alors à la connaissance d'un scalaire, la *fonction de courant* ψ .

1.6.1 Ecoulement plan incompressible en coordonnées cartésiennes ou polaires planes

Supposons un écoulement plan d'un fluide incompressible, ou plus précisément un écoulement 2C2D : $\vec{v} = (u(x, y), v(x, y), 0)$, c'est-à-dire sans composante selon Oz . Alors on peut écrire :

$$\vec{v} = \text{rot} \left(\psi \vec{k} \right), \quad (1.1)$$

soit $u = \frac{\partial \psi}{\partial y}$ et $v = -\frac{\partial \psi}{\partial x}$. La variable scalaire ψ est appelé la fonction de courant car elle garde une valeur constante sur une ligne de courant ($\vec{\nabla}(\psi) \cdot \vec{v} = 0$).

Nota : Le débit par unité de longueur transverse est constant entre deux lignes de courant et vaut $Q_v = \int_A^B \vec{u} \cdot d\vec{s} = \int_A^B \left(\frac{\partial \psi}{\partial y} \vec{e}_x - \frac{\partial \psi}{\partial x} \vec{e}_y \right) \cdot (d\vec{l} \wedge \vec{e}_z) = \int_A^B d\psi = \psi_B - \psi_A$.

1.6.2 Ecoulement axisymétrique - Fonction de Stokes -

Dans le cas d'un écoulement incompressible 2C2D axisymétrique (sans composante orthoradiale) on doit utiliser une autre définition de la fonction de courant, la *fonction de Stokes*.

— En coordonnées cylindriques : $\vec{v} = (u_r(r, z), 0, u_z(r, z))$ et l'on peut écrire :

$$\vec{v} = \text{rot} \left(-\frac{\psi(r, z)}{r} \vec{e}_\theta \right). \quad (1.2)$$

— En coordonnées sphériques : $\vec{v} = (u_r(r, \theta), u_\theta(r, \theta), 0)$ et l'on peut écrire :

$$\vec{v} = \text{rot} \left(\frac{\psi(r, \theta)}{r \sin \theta} \vec{e}_\phi \right). \quad (1.3)$$

Là encore, connaître ψ suffit pour connaître le champ vectoriel de vitesse \vec{v} .

Remarque : Pour un écoulement compressible instationnaire ou 3D3C, il n'existe pas de fonction de courant.

Exercice : Vérifier que la fonction ψ est bien constante sur une ligne de courant ($d\psi = 0$) dans les trois systèmes de coordonnées.

1.7 Dérivée locale et dérivée particulière

En mécanique des fluides on peut s'intéresser à des variations temporelles locale (en un point fixe) mais aussi à des variations "particulaires", c'est-à-dire en suivant les particules fluides. Il apparaît alors deux contributions, la variation au cours du temps de la fonction en un point coïncidant fixe d'une part et la variation dues au fait que le point explore des lieux différents de l'espace.

Prenons un exemple. Lors d'un trajet en voiture vous mesurez l'évolution de la température extérieure. Il fait par exemple 15° à Paris à 8 heures du matin et 35° à Marseille à 16 heures. Dans la voiture vous connaissez donc la variation de la fonction T au cours du temps, $\frac{dT}{dt}$, mais en différents points d'espace au cours du temps. Vous ne connaissez pas séparément $\frac{\partial T}{\partial t}$ ou $\frac{\partial T}{\partial x}$.

Soit T une fonction scalaire de plusieurs variables $T(\vec{r}, t)$. On peut écrire :

$$dT = \frac{\partial T}{\partial t} dt + \frac{\partial T}{\partial x} dx + \frac{\partial T}{\partial y} dy + \frac{\partial T}{\partial z} dz.$$

Soit :

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial T}{\partial x} u + \frac{\partial T}{\partial y} v + \frac{\partial T}{\partial z} w,$$

avec $u = dx/dt$, $v = dy/dt$ et $w = dz/dt$.

Traditionnellement en mécanique des fluides on note cette dérivée totale $\frac{DT}{Dt} = \frac{dT}{dt}$ pour bien attirer l'attention sur le fait que cette dérivée totale n'est vraiment pas une dérivée partielle ! Sous forme vectorielle on a donc :

$$\boxed{\frac{DT}{Dt} = \frac{\partial T}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla}(T)}.$$

On a le même calcul pour une fonction vectorielle. Chacune de ses composantes est un scalaire ayant une dérivée particulier donnée par l'équation précédente. D'une façon symbolique on peut alors écrire pour tout vecteur \vec{A} sa dérivée particulier :

$$\frac{D\vec{A}}{Dt} = \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla})\vec{A}$$

ou encore sous forme d'opérateur :

$$\frac{D \cdot}{Dt} = \frac{\partial \cdot}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \cdot$$

Par exemple l'accélération d'une particule fluide (dérivée particulier car en suivant la particule) est donnée par :

$$\boxed{\frac{D\vec{v}}{Dt} = \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla})\vec{v}}. \quad (1.4)$$

Le premier terme du membre de droite est le terme d'accélération locale (en un point fixe), le second, parfois appelé dérivée convective, l'accélération due aux variations spatiales du champ de vitesse à un instant donné. Attention à la concision de la notation, ce deuxième terme résume en fait 9 termes de la forme $v_i \frac{\partial v_j}{\partial x_i}$. Nous utiliserons ces notions dans les prochains modules, mais nous pouvons déjà annoncer qu'une grande partie des difficultés de la mécanique des fluides vient de ce second terme car il est non-linéaire : si la vitesse est doublée, ce terme est multiplié par 4.

1.8 Description eulérienne et description lagrangienne des champs

On dit qu'un champ est décrit de façon eulérienne si on connaît sa valeur en tout point d'espace et de temps indépendamment : e.g. le champ de température $T(\vec{r}, t)$ ou le champ de vitesse $\vec{v}(\vec{r}, t)$. Le même champ est décrit de façon lagrangienne si l'on connaît la position de chaque particule fluide $\vec{r}(t)$ au cours du temps et le champ comme fonction de ces deux variables $\vec{r}(t)$ et t : e.g. $T(\vec{r}(t), t)$ et $\vec{v}(\vec{r}(t), t)$. Cette deuxième représentation est plus complexe, mais plus physique quand il faut par exemple exprimer le principe fondamental de la dynamique.

Chapitre 2

Analyse dimensionnelle et similitude

Marc Rabaud, version du 22 janvier 2016

Sommaire

2.1	Théorème π ou de Buckingham	19
2.2	Exemple de la traînée d'une sphère	21
2.3	Période des oscillations d'un pendule pesant	24
2.4	« Démonstration » du théorème de Pythagore	24
2.5	Questions et remarques	25
2.6	Notion de similitude	25
2.6.1	Similitude pour une maquette de navire	25
2.6.2	Pourquoi les enfants marchent-ils facilement pieds-nus sur les gravillons ?	25
2.6.3	Pourquoi un animal de 50 m de haut ne peut-il exister sur Terre ?	25
2.6.4	Pourquoi les animaux sautent-ils tous à peu près à la même hauteur ?	26
2.6.5	Pourquoi les sociétés de fourmis n'ont-elles pas inventé le feu ?	27

Les mathématiciens et les physiciens théoriciens résolvent des équations adimensionnées dont les paramètres et les coefficients sont des nombres réels ou complexes. Pourtant concrètement le physicien cherche des relations entre des quantités qui ont une dimension ; des forces, des énergies, des viscosités, des tailles ou des masses volumiques par exemple. Ces dimensions sont toutes exprimables dans une base de dimensions, par exemple le Système International (SI), ou simplement masse, longueur et temps dans la plupart des applications en mécanique. Ce choix n'est pas unique, on peut par exemple préférer un système construit avec une force, une énergie, etc. Nous savons qu'une équation, pour avoir un sens, doit être « homogène en dimension ». Mais on peut aller un peu plus loin, et prédire à partir d'une hypothèse réaliste sur les paramètres pertinents la dépendance d'une quantité en fonction des autres variables et d'un certain nombre de « nombres sans dimension » dont la mécanique des fluides est si friande.

Présentons maintenant plus formellement la méthode de l'analyse dimensionnelle avant d'étudier un exemple au § 2.2 page 21.

2.1 Théorème π ou de Buckingham

Traduit de l'article de Bernard Castaing [8], pages 62-64.

Il semble que l'analyse dimensionnelle ait été utilisée au moins depuis Galilée. Elle est utilisée depuis longtemps pour résoudre des problèmes de mécanique des fluides, et c'est maintenant un outil courant en physique. [...]

L'idée de base est bien connue. Imaginons qu'une expérience ait été réalisée avec des conditions aux limites particulières et que tout ait été exprimé dans le Système International (SI ou MKSA). Pour l'exprimer en CGS nous multiplions simplement les nombres représentant les longueurs par 10^2 , les masses par 10^3 , les densités par 10^{-3} . Mais imaginons que nous oublions de le faire et changions simplement le nom des unités. Notre résultat serait celui d'un nouveau problème où les longueurs seraient 10^2 fois plus petites, les masses 10^3 fois plus petites et les densités 10^3 fois trop grandes. En résolvant notre problème, nous avons donc résolu toute une classe de problèmes équivalents. En réalité ce n'est peut-être pas très utile car peu de liquides ont des densités 10^3 fois supérieures à celle de l'eau par exemple ! Certaines quantités doivent être maintenues constantes (la vitesse de la lumière par exemple) si elles ont quelques importances.

Formalisons cela en utilisant les travaux de Edgar BUCKINGHAM (Phys. Rev., **14**, 345 (1914)). Soit y_1, \dots, y_n les paramètres (conditions aux limites, quantités importantes) et y la quantité inconnue. Nous recherchons une relation mathématique :

$$y = f(y_1, \dots, y_n).$$

Soit A_1, \dots, A_m les m dimensions *indépendantes* (M pour la masse, T pour le temps, ...). Nous verrons que le nombre de dimensions indépendantes n'est pas déterminé de façon évidente mais supposons qu'il le soit. Alors les dimensions des y_i s'expriment en fonction des A_j :

$$[y_i] = A_1^{\alpha_{1i}}, \dots, A_m^{\alpha_{mi}}.$$

L'expression :

$$y_1^{x_1} y_2^{x_2} \dots y_n^{x_n}$$

sera sans dimension si les m équations :

$$\sum_{i=1}^n \alpha_{ji} x_i = 0$$

sont satisfaites. Nous pouvons alors former $n - m$ quantités sans dimensions « indépendantes » : π_1, \dots, π_{n-m} . Prenons ces quantités comme nouveaux paramètres, et appelons y'_1, \dots, y'_m les paramètres restants. Ces y'_i ont des dimensions indépendantes et il existe des exposants β_i tels que :

$$[y] = [y'_1]^{\beta_1} \dots [y'_m]^{\beta_m}.$$

Alors l'expression

$$\pi = y y_1'^{-\beta_1} \dots y_m'^{-\beta_m}$$

est sans dimension et est une fonction de tous les paramètres :

$$\pi = h(y'_1 \dots y'_m, \pi_1, \dots, \pi_{n-m}).$$

Ni π , ni les valeurs de π_i ne dépendent du système d'unité. Nous pouvons donc choisir ces unités pour que tous les $y'_i = 1$ et :

$$\pi = h(1 \dots 1, \pi_1, \dots, \pi_{n-m}) = g(\pi_1, \dots, \pi_{n-m}).$$

Ceci est le théorème de Buckingham : une quantité inconnue sans dimension peut uniquement dépendre des nombres sans dimension formés à partir des paramètres. Le cas le plus intéressant correspond au cas où on ne peut former aucun paramètre sans dimension. Alors la fonction g est une constante g_0 et le problème est entièrement résolu à cette constante multiplicative près :

$$y = g_0 y_1^{\beta_1} \cdots y_m^{\beta_m}.$$

[...]

On peut choisir autant de dimensions indépendantes que l'on veut. Cela introduit simplement des facteurs de conversion qui agissent comme de nouveaux paramètres. Cela n'a pas d'intérêt sauf si l'on sait que ces facteurs ne peuvent pas intervenir dans le problème. Par exemple, on considère habituellement que le temps et une longueur ont des dimensions différentes. Pourtant, à cause de la théorie de la relativité, c'est artificiel et cela introduit un « facteur de conversion » qui est la vitesse de la lumière. En mécanique classique, nous savons que ce paramètre ne va pas intervenir, ce qui donne tout son intérêt à distinguer le temps et l'espace.

• **Attention**, l'analyse dimensionnelle est un outil extrêmement puissant, mais aussi très dangereux ! Si l'on oublie ou si l'on se trompe sur le choix des variables physiques à considérer le résultat devient faux. Le « sens physique » doit permettre de sélectionner les variables indépendantes pertinentes.

2.2 Exemple de la traînée d'une sphère

Appliquons maintenant ce théorème sur un premier exemple concret. On cherche à calculer la force de traînée d'une sphère dans un liquide visqueux. On recherche une solution stationnaire F_D du problème. De quoi peut-elle dépendre ? Certainement du rayon R de la sphère, de la vitesse U de déplacement de l'obstacle par rapport au liquide et de la viscosité ν du liquide (cette propriété sera décrite dans le module 9) quantité qui différencie par exemple le mouvement dans l'eau du mouvement dans du miel. L'analyse dimensionnelle nous donne :

- dimension de R , une longueur. Ce que l'on note $[R] = L$.
- $[U] = L/T$ où T est un temps.
- $[\nu] = L^2/T$.
- $[F_D] = ML/T^2$ où M est une masse.

Comme il n'y a pas de masse dans les trois premières variables on ne peut pas avoir d'équation du type $F_D = f(R, U, \nu)$. Il y a forcément une autre variable contenant une unité de masse qui intervient dans le problème. Peut-être la masse volumique ρ du fluide. Attention si l'on met ici autre chose comme la masse volumique de la sphère, ou sa masse, ... on peut trouver des résultats justes au niveau des dimensions mais incorrects au point de vue de la physique. L'intuition physique a donc beaucoup d'importance à ce niveau. Formellement on peut tout à fait mettre ici la masse de l'expérimentateur, ou même celle de sa belle-mère, mais ce n'est pas forcément pertinent !

Supposons donc que nous écrivions que $F_D = f(R, U, \nu, \rho)$ nous aurons donc à satisfaire l'équation aux dimensions $[F_D] = [R]^\alpha [U]^\beta [\nu]^\gamma [\rho]^\delta$ soit $ML/T^2 = L^\alpha (L/T)^\beta (L^2/T)^\gamma (M/L^3)^\delta$. Ce qui nous donne un système de 3 équations et 4 inconnues, avec par exemple comme solution $\delta = 1$, $\gamma = 2 - \alpha$, $\beta = \alpha$ avec α libre. On peut donc écrire

$$F_D = R^\alpha U^\alpha \nu^{2-\alpha} \rho F(Re)$$

où $Re = \frac{U 2R}{\nu} = \frac{UD}{\nu}$ est appelé le nombre de Reynolds et c'est le seul nombre sans dimension que l'on peut fabriquer avec les variables R, U, ν, ρ (vérifiez-le). Pour $\alpha = 2$ on peut écrire une forme équivalente plus simple :

$$F_D = \rho U^2 R^2 F'(Re).$$

On définit souvent le coefficient de traînée (sans dimension), C_D parfois aussi appelé C_x en français par :

$$C_D = \frac{F_D}{\frac{1}{2}\rho U^2 A},$$

où $A = \pi R^2$ est l'aire de la section de l'obstacle.

Notre analyse dimensionnelle nous prédit que $C_D = f(Re)$. C'est en effet ce que l'on observe expérimentalement (figure 2.1). A faible nombre de Reynolds on démontrera (§10.4.2) le résultat exact $C_D = 24/Re$. Ceci montre que la force de traînée F_D augmente d'abord comme la vitesse à faible Re puis comme le carré de la vitesse lorsque $C_D \approx cste$, sauf au moment du décrochement appelé crise de traînée pour $Re \approx 400\,000$.

Lorsque le Reynolds n'est pas très petit devant l'unité, Oseen a calculé le terme correcteur (valable si $Re \leq 5$) : $C_D = \frac{24}{Re}(1 + \frac{3}{16}Re)$.

Il existe ensuite des formules empiriques approchées qui donnent d'assez bon résultats jusqu'à la crise de traînée ($Re \leq 400\,000$) par exemple la relation de White :

$$C_D = \frac{24}{Re} + \frac{6}{1 + \sqrt{Re}} + 0,4.$$

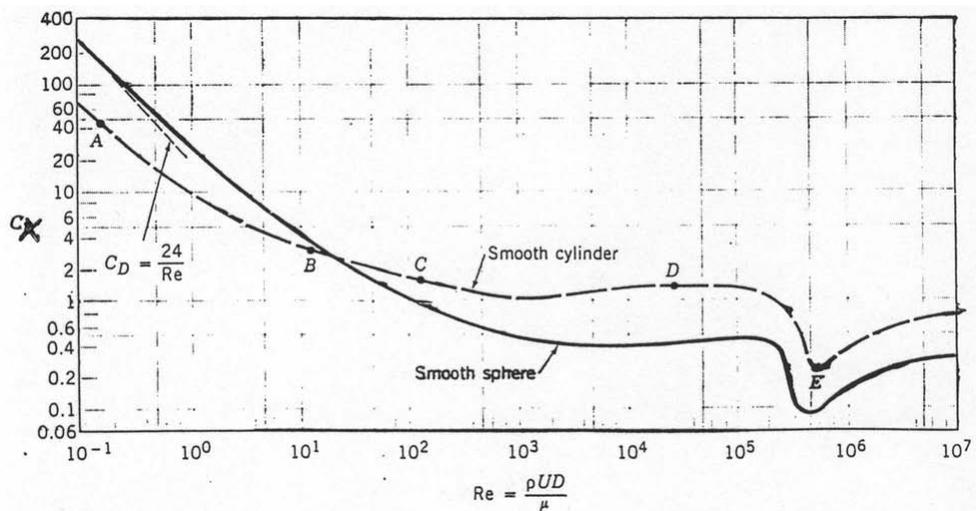


FIGURE 2.1 – Evolution de la traînée adimensionnée d'une sphère ou d'un cylindre par unité de longueur en fonction du nombre de Reynolds. Noter les échelles logarithmiques. D'après Réf. [2] page 441.

• **Applications :**

- Calculer la traînée sur une balle de tennis à 200 km/h. $R = 33$ mm, $\nu_{air} = 15 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$, $\rho_{air} = 1,29 \text{ Kg/m}^3$. Comparer au poids de la balle ($M = 50$ g).

Notons que si la sphère n'est pas lisse (cas d'une balle de golf par exemple, du duvet de la balle de tennis) il apparaît au moins une nouvelle variable sans dimension (par exemple le rapport rugosité/rayon comme sur la figure 2.2).

De même s'il existe plus d'une dimension (un ellipsoïde de révolution plutôt que sphère par exemple) alors l'analyse dimensionnelle prédit l'existence d'au moins un autre nombre sans dimension, par exemple le rapport grand axe sur petit axe a/b si on a affaire à une ellipsoïde de révolution. Ensuite le problème peut aussi dépendre de l'angle α entre l'axe de l'ellipsoïde et l'écoulement. Alors on aura $C_D = f(Re, a/b, \alpha)$.

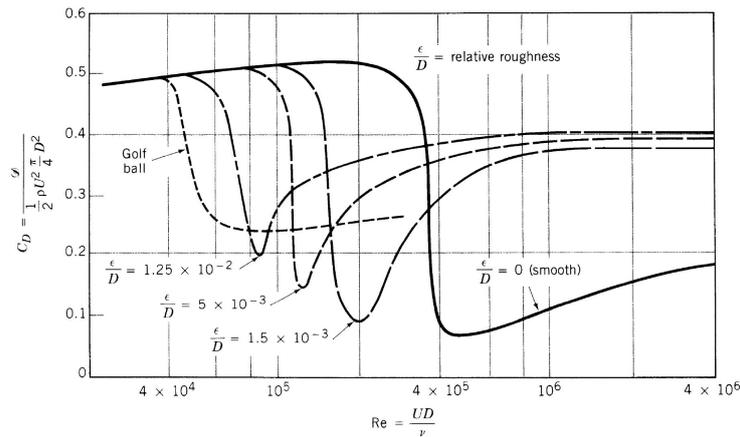


FIGURE 2.2 – Effet de la rugosité sur la crise de traînée d'une sphère. D'après Réf. [2].

- Calculer le fardage (force de traînée) dû au mât de 20 mètres de haut d'un voilier dans un vent de 30 Nœuds (≈ 60 km/h) si $R = 10$ cm (le C_D d'un cylindre est environ le double de celui d'une sphère dans cette gamme de nombre de Reynolds).
- Calcul de la traînée sur une plaque plane infiniment mince. Pour une plaque mince de largeur b et de longueur l (dans le sens de l'écoulement) on pose $C_D = \frac{D}{\frac{1}{2}\rho U^2 A} = f(Re, b/l)$, où $A = b \times l$ et $Re = Ul/\nu$. On suppose que $b \ll l$. Pour $Re < 10^5$ on trouve expérimentalement $C_D = 1,33 Re^{-1/2}$ et pour $Re > 10^6$ on trouve $C_D^{1/2} \log(Re C_D) \approx 0,242$ ([7] p. 307). Calculer la force de traînée sur la quille d'un monocoque de type *60 pieds open*. On prendra $b = 3$ m, $l = 0,5$ m, $U = 10$ Nœuds, $\rho = 10^3$ kg/m³ et $\nu = 10^{-6}$ m²/s. On trouve alors $C_D \approx 3,7 \cdot 10^{-3}$ et $F_D = 73$ N. On trouverait certainement nettement plus en tenant compte de l'incidence non nulle de la quille.
- En ces temps de records... En athlétisme et particulièrement pour un 100 mètres il paraît que l'on ne peut espérer battre un record du monde par temps froid. Ceci est sans doute dû à l'augmentation de la force de traînée avec une baisse de température. En effet de 30°C à 10°C, la masse volumique de l'air ρ_{air} augmente d'environ 10 % ce qui augmente d'autant la force de traînée $F_D = \frac{1}{2}\rho U^2 A C_D$.
- Toujours en athlétisme la plupart des records ne sont validés que si le vent favorable est inférieur à 2 m/s. Regardons l'effet sur la force de traînée d'un vent favorable de 2 m/s. Un coureur de 100 m a une vitesse de l'ordre de 100 m / 10 s = 10 m/s. Il a donc selon qu'il y a du vent ou pas une vitesse relative de 8 ou 10 m/s. Comme la force de traînée $F_D = \frac{1}{2}\rho U^2 A C_D$ varie comme le carré de la vitesse apparente, la force de traînée avec un vent dans le dos de 2 m/s est près de 40% plus faible que sans vent. C'est donc un énorme avantage.

2.3 Période des oscillations d'un pendule pesant

Soit un pendule constitué d'une masse ponctuelle m pouvant osciller librement sous l'action de la gravité au bout d'une tige de longueur l . On recherche une expression pour la période T des oscillations.

1. Si l'on suppose que $T = f(l)$ uniquement, l'analyse dimensionnelle nous montre que c'est impossible.
2. Si l'on suppose que $T = f(l, g)$ l'analyse dimensionnelle prédit que $T \propto \sqrt{l/g}$ ce qui n'est pas mal du tout sachant que le résultat exact pour de petites oscillations est $T = 2\pi \sqrt{l/g}$!
3. Si l'on suppose que $T = f(l, g, a)$ où a est l'amplitude horizontale des oscillations on trouve $T = \sqrt{l/g} F(a/l)$.
4. Si l'on suppose que $T = f(l, g, m)$ on trouve que T ne peut pas dépendre de m sans dépendre d'autres variables faisant intervenir la dimension d'une masse.
5. Enfin si l'on suppose que $T = f(l, g, m, \eta, a)$ où η est la viscosité de l'air, on voit apparaître d'autres nombres sans dimension possibles.

2.4 « Démonstration » du théorème de Pythagore

(D'après [51] page 17.)

Soit un triangle ABC rectangle et appelons B le sommet dont l'angle est le plus petit, et AH la hauteur passant par A et coupant BC en H . Soit a la longueur du segment BC , b la longueur de AC et c celle de AB . La surface du triangle ABC est donc la somme de la surface du triangle ACH et celle du triangle AHB : $S_{ABC} = S_{ACH} + S_{AHB}$. De plus appelons α le plus petit angle du triangle, ici l'angle \widehat{ABC} . Nous retrouvons ce même angle pour \widehat{CAH} . Nous supposons enfin que tout triangle rectangle est parfaitement défini par la connaissance de son hypoténuse et par la valeur de son plus petit angle. Pour respecter l'analyse dimensionnelle, la surface de tout triangle rectangle est alors égale au carré de son hypoténuse multiplié par une fonction de ce plus petit angle. Nous avons donc $S_{ABC} = a^2 f(\alpha)$, mais aussi $S_{ACH} = b^2 f(\alpha)$ et $S_{AHB} = c^2 f(\alpha)$. Comme $S_{ABC} = S_{ACH} + S_{AHB}$, il vient : $a^2 f(\alpha) = b^2 f(\alpha) + c^2 f(\alpha)$ soit $a^2 = b^2 + c^2$ puisque $f(\alpha)$ est une constante non nulle ! Nous avons démontré le théorème de Pythagore grâce à l'analyse dimensionnelle !

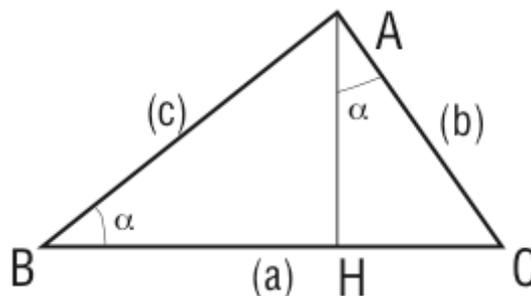


FIGURE 2.3 – Démonstration du théorème de Pythagore.

2.5 Questions et remarques

– Pourquoi est-ce toujours une loi de puissance qui apparaît entre les variables dans le théorème Π ? Parce que toute fonction peut s'exprimer localement comme la somme d'une série de termes en loi de puissance des différentes variables (développement limité) et que chaque terme doit alors satisfaire l'analyse dimensionnelle.

– Combien doit-on choisir de dimensions indépendantes ? Généralement on en choisit 4 dans le Système International (SI anciennement MKSA, pour mètre, kilogramme, seconde et ampère). Mais c'est un choix relativement arbitraire. Deux dimensions sont indépendantes tant qu'il n'existe pas, dans le problème considéré, de lien physique entre ces deux dimensions. Par exemple masse et énergie ne sont plus des dimensions indépendantes en physique des particules puisque $E = mc^2$ (surtout si l'on fait $c = 1$!). Par contre chaleur et travail peuvent être deux dimensions indépendantes si dans le problème considéré il n'y a pas transformation entre les deux types d'énergie.

2.6 Notion de similitude

On dit que deux problèmes sont similaires s'ils sont gouvernés par les mêmes nombres sans dimension. Par exemple s'ils ont le même rapport d'aspect (même rapport de taille). Alors résoudre l'un des problèmes, c'est aussi résoudre l'autre. Prenons quelques exemples.

2.6.1 Similitude pour une maquette de navire

Le sillage d'un bateau et en particulier la traînée que l'eau exerce sur la coque peut être décomposée en plusieurs termes, en particulier la traînée de forme — caractérisé par le coefficient $C_D = f(Re)$ — et la traînée de vague — caractérisée par un coefficient $C_{vague} = f(Fr)$ où $Fr = \frac{U}{\sqrt{gL}}$ est le nombre de Froude. La traînée de vague correspond à l'énergie transportée à l'infini par les ondes de surface. Pour faire une maquette en similitude, il conviendrait de choisir une échelle de réduction de toutes les dimensions géométriques et d'avoir le même nombre de Reynolds et le même nombre de Froude pour bien respecter la part relative de traînée de forme et de traînée de vague. Mais on vérifie aisément que c'est impossible, en tout cas en conservant l'eau comme fluide porteur et sans modifier \vec{g} ! Lorsque l'on fait des essais de traction sur maquette en bassin d'essais de carène il convient de travailler soit en « similitude de Reynolds » soit en « similitude de Froude ».

2.6.2 Pourquoi les enfants marchent-ils facilement pieds-nus sur les gravillons ?

Si on suppose les enfants et les adultes homothétiques, leur poids est proportionnel à leur volume L^3 alors que la surface des pieds est proportionnelle à L^2 . En conséquence la pression exercée par les gravillons sur la plante des pieds est proportionnelle à L . Plus on est grand, plus ça fait mal !

2.6.3 Pourquoi un animal de 50 m de haut ne peut-il exister sur Terre ?

Là aussi si on fait croître de façon homothétique (sans changer la forme) la taille d'un animal, son poids augmente comme L^3 alors que la section de ses fémurs par exemple croît comme L^2 . La contrainte de compression sur chaque fémur augmente donc comme L . S'il existe une contrainte maximale avant rupture de l'os, il existe une taille maximum pour cette espèce d'animaux.

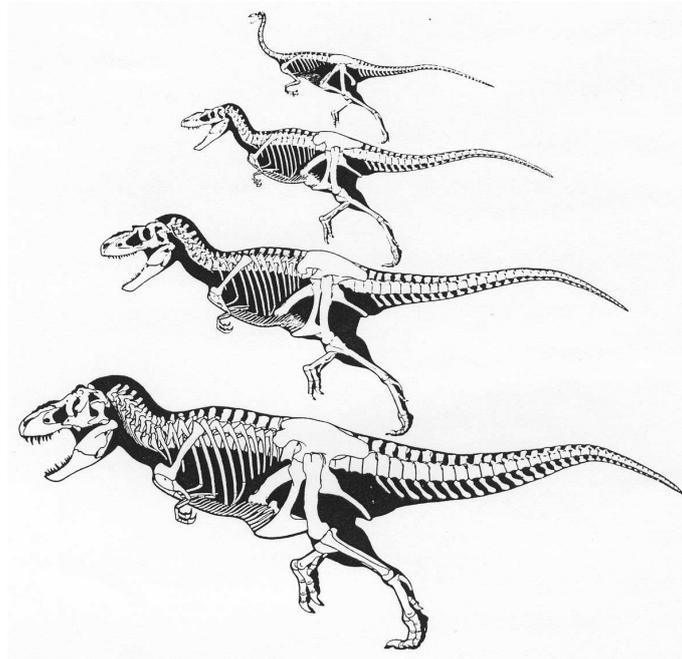


FIGURE 2.4 – Comparaison des tailles et donc des rapports d’aspect des squelettes de théropodes. Du plus petit au plus grand, un ornithomimus (165 kg), deux tyrannosaures (750 kg et 2500 kg) et un tyrannosaure rex (6000 kg). D’après [37] p. 126.

En l’occurrence, un fémur de mammouth n’est pas homothétique à un fémur de héron, et la figure 2.4 montre que les os de théropodes (dinosaures sans doute ancêtres des oiseaux) ne sont pas homothétiques lorsque l’on passe du plus petit (160 kg) au plus gros (6000 kg).

2.6.4 Pourquoi les animaux sautent-ils tous à peu près à la même hauteur ?

(D’après [49] p. 53 et [37] p. 209). Tous les animaux sautent de l’ordre de 1 mètre, et même si c’est 2m45 pour le champion Sotomayor ce n’est pas 10 mètres ni 10 centimètres. L’ordre de grandeur est donc le mètre. Et ceci est aussi vrai pour une puce qui saute de l’ordre de 400 fois sa hauteur. Pourquoi ?

Le poids varie comme L^3 et l’énergie mécanique à fournir pour atteindre une hauteur h est $E = mgh \sim L^3h$. Or la force que peut développer un muscle, ici les cuisses, est au premier ordre proportionnel à sa section (L^2) alors que le travail W qu’il peut fournir est le produit de la force par le déplacement (ici la contraction du muscle proportionnel à sa longueur L), soit $W \sim L^2 \times L = L^3$. L’égalité $E = W$ conduit à une hauteur h de saut indépendante au premier ordre de la taille de l’animal L !

Au deuxième ordre, les puces sautent plutôt de l’ordre de 20 cm et les léopards de 2m50. On peut penser au frottement de l’air pour diminuer les performances des puces, mais le calcul montre que cela conduit seulement à une diminution de 10 %. Par contre l’accélération que peuvent supporter les animaux est peut-être en cause. En effet les animaux sauteurs comme les félins ont une poussée très longue (pattes arrières qui se déplient). Si les animaux sautent à la même hauteur h , ils ont la même vitesse de décollage V donné par $\frac{1}{2}mV^2 = mgh$. D’autre part la durée de la poussée est de

l'ordre de $\tau = L/V$. Leur accélération est donc $a \sim V/\tau \sim V^2/L \sim h/L$. En sautant à la même hauteur, les animaux ne subissent pas du tout la même accélération, les plus petits sont soumis à la plus forte accélération. On trouve pour une puce une accélération de l'ordre de $300g$ ce qui doit poser d'important problème aux structures internes !

2.6.5 Pourquoi les sociétés de fourmis n'ont-elles pas inventé le feu ?

On peut montrer que la combustion à l'air libre met en jeu des processus de diffusion de l'oxygène qui font que la taille minimum d'une flamme est de l'ordre de 2 à 3 millimètres (c'est d'ailleurs visible au moment où une allumette s'éteint, la taille de la flamme ne diminue pas continuellement jusqu'à zéro). Et une fourmi ne peut pas s'approcher suffisamment d'une flamme si gigantesque à son échelle pour l'alimenter sans se brûler gravement. C'est peut-être pour cela qu'elles n'ont pas « inventé » le feu ! Plus sérieusement c'est pour le même genre de raison qu'une goutte d'eau est mortelle pour une fourmi et qu'elles ne se lavent qu'à sec en se frottant les pattes avec de la poussière. Un fois mouillées elles ne peuvent pas vaincre la tension de surface et sortir de la goutte comme on peut le voir dans le film *Microcosmos* de Francis Perrin.

Chapitre 3

Le théorème du transport

Marc Rabaud, version du 22 janvier 2016

Sommaire

3.1	Notion de volume de contrôle	29
3.2	Théorème de Leibnitz	29
3.3	Théorème du transport d'une fonction scalaire	30
3.4	Conservation de la masse	30
3.4.1	Démonstration	31
3.4.2	Cas particulier d'un fluide incompressible.	31
3.5	Théorème du transport d'une fonction vectorielle	31
3.6	Application au transport de la quantité de mouvement	32
3.7	Application à la traînée d'un cylindre	33
3.8	Transport de l'énergie	35

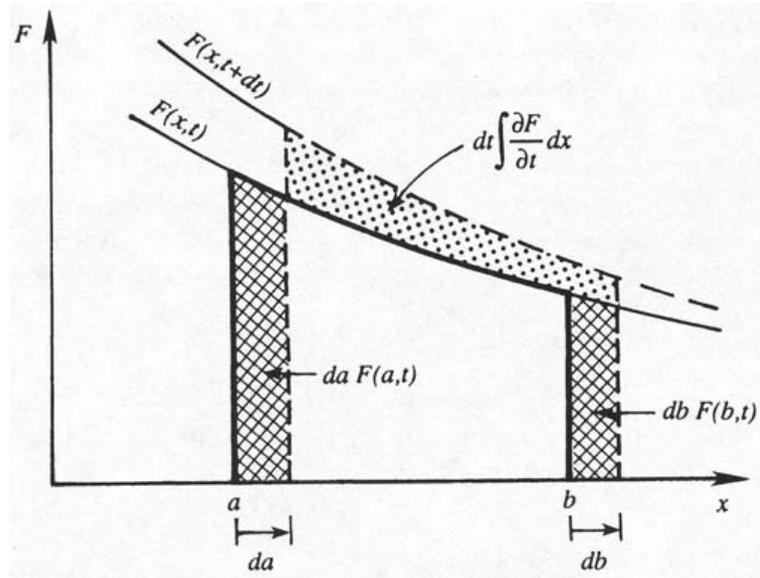
Nous allons maintenant présenter quelques théorèmes très puissants et donc utiles pour la mécanique des fluides. Ils sont basés sur les notions de volume de contrôle et de surface de contrôle et permettent d'écrire des équations de bilan, par exemple pour la masse, la quantité de mouvement ou l'énergie, sans avoir à connaître les équations locales de la mécanique des fluides.

3.1 Notion de volume de contrôle

Un *volume de contrôle* (VC) est un volume imaginaire limité par une *surface de contrôle* (SC). Le volume de contrôle peut être un volume fixe dans le référentiel du laboratoire, un volume toujours constitué des mêmes particules fluides, ou un volume ayant un déplacement arbitraire. On parle alors respectivement de *volume fixe*, *volume matériel* ou de *volume mobile*. Dans le cas d'un volume fixe, la vitesse de la surface de contrôle est nulle en tout point ($\vec{V}(\vec{r}, t) = \vec{0}$ si $\vec{r} \in SC$). Pour un volume matériel, la vitesse de la surface est égale en tout point à la vitesse locale du fluide ($\vec{V}(\vec{r}, t) = \vec{v}(\vec{r}, t)$ si $\vec{r} \in SC$).

3.2 Théorème de Leibnitz

Dans de nombreux cas on doit dériver une intégrale d'une fonction de plusieurs variables, dont les bornes dépendent de la variable de dérivation. Dans le cas d'une fonction scalaire dépendant d'une

FIGURE 3.1 – Evolution de l'intégrale en x de la fonction f entre t et $t + dt$

variable de temps et une d'espace on peut par exemple démontrer l'équation 3.1 :

Théorème de Leibnitz :

$$\frac{d}{dt} \int_{a(t)}^{b(t)} f(x, t) dx = \int_{a(t)}^{b(t)} \frac{\partial f}{\partial t} dx + f[b(t), t] \frac{db(t)}{dt} - f[a(t), t] \frac{da(t)}{dt} \quad (3.1)$$

On peut se convaincre de la validité de cette relation en observant la figure 3.1.

3.3 Théorème du transport d'une fonction scalaire

On peut ensuite généraliser à trois dimensions d'espace pour une fonction scalaire f (démonstration dans la référence [7] p. 78 à 86 par exemple) :

$$\frac{d}{dt} \iiint_{VC(t)} f(\vec{r}, t) d\tau = \iiint_{VC(t)} \frac{\partial f}{\partial t} d\tau + \iint_{SC(t)} f(\vec{r}, t) \vec{V}(\vec{r}, t) \cdot \vec{dS}.$$

$\vec{V}(\vec{r}, t)$ est alors la vitesse de déplacement de la surface de contrôle au point considéré. Par exemple si le volume est fixe ce deuxième terme est nul.

En appliquant le théorème de Green-Ostrogradsky, le deuxième terme se transforme en une intégrale de volume et l'on obtient finalement le *Théorème du transport de Reynolds* :

$$\boxed{\frac{d}{dt} \iiint_{VC(t)} f(\vec{r}, t) d\tau = \iiint_{VC(t)} \left[\frac{\partial f}{\partial t} + \text{div} (f \vec{V}) \right] d\tau.} \quad (3.2)$$

3.4 Conservation de la masse

Grâce au théorème du transport nous allons montrer que la conservation de la masse conduit très rapidement à une équation locale appelée *équation de continuité* qui s'écrit :

$$\boxed{\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{v}) = 0}. \quad (3.3)$$

Cette équation a la forme classique d'une loi de conservation. On peut introduire par exemple la quantité de mouvement par unité de volume (ou flux de masse) $\vec{j} = \rho \vec{v}$ et faire un parallèle avec la conservation de la charge électrique en électromagnétisme.

3.4.1 Démonstration

La masse dans un volume de contrôle s'écrit : $M_{VC(t)} = \int_{VC(t)} \rho(\vec{r}, t) d\tau$, où ρ est la masse volumique. Si VC est un volume de contrôle matériel emporté par l'écoulement, alors $\vec{V} = \vec{v}$ et s'il y a conservation de la masse (pas de réaction nucléaire par exemple) alors : $dM_{VC}/dt = 0$. Le théorème du transport de Reynolds nous donne alors pour $f = \rho$:

$$\frac{dM_{VC}}{dt} = \frac{d}{dt} \iiint_{VC(t)} \rho(\vec{r}, t) d\tau = \iiint_{VC(t)} \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{v}) \right] d\tau = 0.$$

On doit donc avoir pour tout VC matériel la relation suivante qui caractérise localement la conservation de la masse (écriture locale) :

$$\boxed{\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{v}) = 0}. \quad (3.4)$$

En développant le terme de divergence, $\operatorname{div}(\rho \vec{v}) = \rho \operatorname{div}(\vec{v}) + \vec{v} \cdot \vec{\nabla}(\rho)$ on peut écrire la forme particulière de la conservation de la masse :

$$\boxed{\frac{D\rho}{Dt} + \rho \operatorname{div}(\vec{v}) = 0}. \quad (3.5)$$

3.4.2 Cas particulier d'un fluide incompressible.

Pour un fluide incompressible, une particule fluide conserve son volume au cours de son mouvement et donc sa masse volumique. On a donc $D\rho/Dt = 0$. En conséquence, *pour un fluide incompressible*, la conservation de la masse s'écrit simplement :

$$\boxed{\operatorname{div}(\vec{v}) = 0}. \quad (3.6)$$

C'est en particulier vrai pour un fluide inhomogène en masse volumique, comme par exemple un fluide stratifié en densité. Le terme $\partial\rho/\partial t$ n'est pas forcément nul en un point mais $D\rho/Dt$ l'est.

Dans la suite nous traiterons essentiellement les cas des fluides incompressibles qui satisfont donc l'équation 3.6.

3.5 Théorème du transport d'une fonction vectorielle

Si la fonction du théorème du transport n'est plus scalaire mais vectorielle, on peut appliquer le théorème pour chacune de ses composantes et l'on trouve finalement :

$$\frac{d}{dt} \iiint_{VC(t)} \vec{A}(\vec{r}, t) d\tau = \iiint_{VC(t)} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} d\tau + \oint_{SC(t)} \vec{A}(\vec{r}, t) \left[\vec{V}(\vec{r}, t) \cdot \vec{d}\vec{S} \right].$$

Cela dit, le dernier terme n'est plus un scalaire et l'on ne peut donc plus utiliser directement le théorème de Green-Ostrogradsky. Nous verrons plus tard (§ 4.6) qu'il est possible de s'en sortir à condition de définir la notion de divergence d'un tenseur.

3.6 Application au transport de la quantité de mouvement

La quantité de mouvement par unité de volume s'écrit $\rho\vec{v}$. Le théorème du transport d'une quantité vectorielle sur un volume *matériel* nous permet d'écrire

$$\frac{d}{dt} \iiint_{VC(t)} \rho\vec{v} d\tau = \iiint_{VC(t)} \frac{\partial \rho\vec{v}}{\partial t} d\tau + \oint_{SC(t)} \rho\vec{v} [\vec{v} \cdot \vec{d}\vec{S}].$$

Le principe fondamental de la dynamique, appliqué à ce volume de contrôle matériel nous permet d'écrire :

$$\sum \text{forces appliquées} = \vec{F} = \frac{d\vec{P}}{dt},$$

où $\vec{P} = \int_{VC(t)} \rho\vec{v} d\tau$ est la quantité de mouvement totale du volume de contrôle. Si nous projetons cette équation vectorielle sur l'axe x_i ,

$$F_i = \frac{d}{dt} \iiint_{VC(t)} \rho v_i d\tau = \iiint_{VC(t)} \frac{\partial \rho v_i}{\partial t} d\tau + \oint_{SC(t)} \rho v_i [\vec{v} \cdot \vec{d}\vec{S}]$$

et nous pouvons appliquer le théorème de Green-Ostrogradsky pour chaque composante :

$$F_i = \iiint_{VC(t)} \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} v_i + \rho \frac{\partial v_i}{\partial t} + \text{div} (v_i \rho \vec{v}) \right) d\tau.$$

Mais $\text{div} (v_i \rho \vec{v}) = v_i \text{div} (\rho \vec{v}) + \rho \vec{v} \cdot \vec{\nabla} (v_i)$. En utilisant de plus la conservation de la masse (Eq. 3.4), il vient :

$$F_i = \iiint_{VC(t)} \left(\rho \frac{\partial v_i}{\partial t} + \rho \vec{v} \cdot \vec{\nabla} (v_i) \right) d\tau.$$

Soit pour le vecteur \vec{F} :

$$\vec{F}(t) = \iiint_{VC(t)} \rho \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} \right) d\tau.$$

L'opérateur $(\vec{v} \cdot \vec{\nabla})$ est le même que celui qui a été introduit dans l'équation 1.4 pour la dérivée particulaire. Finalement en faisant apparaître l'accélération particulaire, la somme des forces appliquées à un volume de contrôle matériel s'écrit :

$$\boxed{\vec{F}(t) = \iiint_{VC(t)} \rho \frac{D\vec{v}}{Dt} d\tau.} \quad (3.7)$$

Cette équation est vraie même si le fluide est compressible (ρ variable), du moment qu'il y a conservation de la masse.

3.7 Application à la traînée d'un cylindre

A titre d'exercice nous pouvons utiliser cette équation de transport de la quantité de mouvement pour calculer la force de traînée (drag en anglais) \vec{D} sur un cylindre infini dans un écoulement homogène dont la vitesse en amont est U_∞ (cf. [30] p. 86). Nous supposons l'écoulement stationnaire, incompressible et bidimensionnel (2C2D). Nous prendrons un volume de contrôle matériel (se déplaçant avec le fluide, $\vec{V} = \vec{v}$) limité par la surface du cylindre et un parallélépipède (PQRS) situé assez loin de l'obstacle (figure 3.2). En particulier nous supposons qu'en aval (sur QR) la pression est revenue à sa valeur en amont P_∞ (ce qui suppose que les effets dissipatifs en l'absence d'obstacle sont faibles).

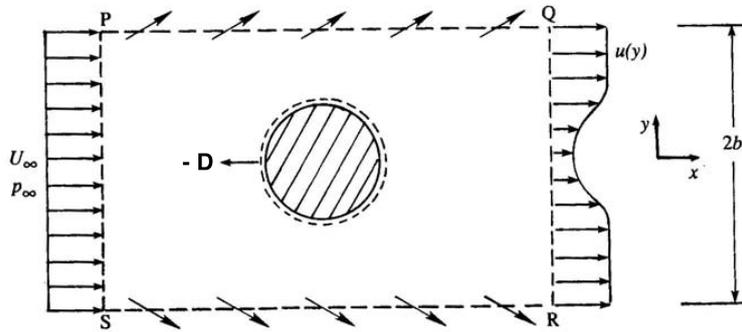


FIGURE 3.2 – Volume de contrôle (PQRS + cylindre) autour d'un obstacle cylindrique

Le principe fondamental de la dynamique appliqué au volume de contrôle nous dit que :

$$\sum \vec{F}_{\text{appliquées}} = \frac{d\vec{P}}{dt} = \frac{d}{dt} \iiint_{VC} \rho \vec{v} d\tau.$$

Comme forces appliquées sur le fluide à la surface de contrôle nous avons les forces de pression, mais elles s'annulent entre l'amont et l'aval et le haut et le bas si la pression vaut partout P_∞ , et la force appliquée par le cylindre sur le fluide qui vaut $-\vec{D}$.

Le théorème du transport nous donne :

$$-\vec{D} = \frac{d\vec{P}}{dt} = \iiint_{VC} \frac{\partial(\rho \vec{v})}{\partial t} d\tau + \oint_{SC} \rho \vec{v} (\vec{v} \cdot d\vec{S}).$$

Le premier terme du membre de droite est nul car l'écoulement est stationnaire. Projetons sur l'axe des x .

$$-D = \iint_P^Q \rho v_x (\vec{v} \cdot d\vec{S}) + \iint_Q^R \rho v_x (\vec{v} \cdot d\vec{S}) + \iint_R^S \rho v_x (\vec{v} \cdot d\vec{S}) + \iint_S^P \rho v_x (\vec{v} \cdot d\vec{S}) + \iint_{\text{cylindre}} \rho v_x (\vec{v} \cdot d\vec{S}).$$

La contribution correspondant à la surface du cylindre est nulle car le produit $\vec{v} \cdot d\vec{S}$ y est nul, le cylindre étant supposé imperméable.

Dans la suite nous noterons L un élément de longueur fixe dans la direction transverse Oz .

Sur SP, $v_x = U_\infty$, sur QR, $v_x = U(y)$. Donc :

- $\iint_S^P \rho v_x (\vec{v} \cdot \vec{dS}) = -2\rho b L U_\infty^2$. Le signe moins venant de la convention d'orientation sortante.
- $\iint_Q^R \rho v_x (\vec{v} \cdot \vec{dS}) = \rho L \int_{-b}^{+b} U^2(y) dy$.

Par contre sur PQ et RS il existe une vitesse transverse $v_y \neq 0$ mais la vitesse longitudinale est proche de U_∞ si on est assez loin du cylindre. On en déduit :

• $\iint_P^Q \rho U_\infty (\vec{v} \cdot \vec{dS}) = U_\infty \iint_P^Q \rho (\vec{v} \cdot \vec{dS}) = U_\infty \dot{m}_{PQ}$ où \dot{m}_{PQ} est le débit massique (masse s'échappant par seconde) à travers la surface PQ.

• $\iint_R^S \rho U_\infty (\vec{v} \cdot \vec{dS}) = U_\infty \iint_R^S \rho (\vec{v} \cdot \vec{dS}) = U_\infty \dot{m}_{RS}$ où \dot{m}_{RS} est le débit massique à travers la surface RS.

Les quantités \dot{m}_{PQ} et \dot{m}_{RS} ne sont pas connues mais par contre la conservation de la masse permet d'écrire :

$$\dot{m}_{PQ} + \dot{m}_{QR} + \dot{m}_{RS} + \dot{m}_{SQ} = 0,$$

Soit

$$\dot{m}_{PQ} + \dot{m}_{RS} = -\dot{m}_{PS} - \dot{m}_{QR} = L \int_{-b}^b \rho [U_\infty - U(y)] dy.$$

Soit finalement :

$$-D = -2bL\rho U_\infty^2 + L\rho \int_{-b}^{+b} U^2(y) dy + U_\infty \left(L \int_{-b}^b \rho [U_\infty - U(y)] dy \right),$$

et donc :

$$D = \rho L \int_{-b}^b U(y) [U_\infty - U(y)] dy. \quad (3.8)$$

Cette relation permet de calculer la traînée sur un obstacle par une simple mesure expérimentale du profil transverse de vitesse loin en aval, par exemple avec un simple tube de Pitot (voir § 5.4.1 page 47) ou un fil chaud donc sans avoir à instrumenter l'obstacle.

Effet de blocage : On suppose maintenant que l'expérience est faite dans une soufflerie un peu trop étroite. Les surfaces PQ et RS sont donc maintenant les parois de la soufflerie (pas de vitesse normale). La vitesse tangentielle sur ces parois vaut toujours U_∞ . Montrer que si l'on peut négliger la perte de pression amont/aval dans la soufflerie, on a alors [45] :

$$D = \rho L \int_{-b}^b [U_\infty^2 - U^2(y)] dy. \quad (3.9)$$

Pour éviter cet effet de blocage (mauvaise estimation de D à cause des survitesses de part et d'autre de l'objet) on considère en pratique qu'une soufflerie doit avoir une largeur supérieure à 10 fois le diamètre de l'obstacle.

3.8 Transport de l'énergie

Considérons un volume de contrôle de fluide. Si on note \dot{W} le travail des forces agissant sur ce volume ou sur la surface de contrôle de ce volume, par unité de temps (c'est donc une puissance) et \dot{Q} l'échange de chaleur correspondant par unité de temps, la thermodynamique nous dit que :

$$\frac{dU}{dt} = \dot{W} + \dot{Q}$$

où U est l'énergie interne du volume de fluide considéré,

$$U = \iiint_{VC(t)} e \, d\tau,$$

où e est la densité d'énergie, somme de l'énergie potentielle par unité de volume (par exemple $\rho g z$ pour l'énergie potentielle de gravité) et de l'énergie cinétique par unité de volume $\frac{1}{2}\rho v^2$. Le bilan macroscopique d'énergie s'écrit alors comme la variation locale de densité d'énergie plus le flux d'énergie à travers la surface de contrôle :

$$\begin{aligned} \dot{W} + \dot{Q} &= \frac{d}{dt} \iiint_{VC(t)} e(\vec{r}, t) \, d\tau = \iiint_{VC(t)} \frac{\partial e}{\partial t} \, d\tau + \oiint_{SC(t)} e(\vec{r}, t) \vec{V}(\vec{r}, t) \cdot \vec{dS} \\ &= \iiint_{VC(t)} \left(\frac{\partial e}{\partial t} + \text{div}(e\vec{v}) \right) \, d\tau. \end{aligned}$$

L'expression détaillée du transport de l'énergie et notamment sa dissipation par la viscosité du fluide sera détaillée dans la section 9.6 page 109.

Chapitre 4

Le tenseur des contraintes

Marc Rabaud, version du 22 janvier 2016

Sommaire

4.1	Notion de tenseur cartésien de rang 2	37
4.2	Le tenseur des contraintes $[\sigma]$ (<i>stress tensor</i>)	38
4.3	Symétries du tenseur des contraintes	38
4.4	Calcul de la contrainte dans une direction quelconque $\vec{\sigma}(\vec{n})$	39
4.5	Le tenseur des contraintes visqueuses $[\sigma']$	40
4.6	Principe fondamental de la dynamique et divergence de $[\sigma']$	40

4.1 Notion de tenseur cartésien de rang 2

Nous nous limiterons dans ce cours aux tenseurs cartésiens (décrits dans une base orthonormée fixe) sinon tout est bien plus compliqué !

Pour décrire les variations spatiales d'une fonction scalaire on doit calculer le vecteur gradient. De même pour décrire les variations spatiales d'une fonction vectorielle on peut calculer un *tenseur* particulier, le tenseur gradient, qui fait apparaître les composantes des vecteurs gradient de chacune de ses composantes.

On définit ainsi par exemple le tenseur des gradients de vitesse $[G]$ par

$$[G] = \begin{bmatrix} \frac{\partial v_x}{\partial x} & \frac{\partial v_x}{\partial y} & \frac{\partial v_x}{\partial z} \\ \frac{\partial v_y}{\partial x} & \frac{\partial v_y}{\partial y} & \frac{\partial v_y}{\partial z} \\ \frac{\partial v_z}{\partial x} & \frac{\partial v_z}{\partial y} & \frac{\partial v_z}{\partial z} \end{bmatrix} = [G_{ij}] = \left[\frac{\partial v_i}{\partial x_j} \right].$$

Ainsi chaque ligne de la matrice est constituée des composantes de $\vec{\nabla}(v_i)$.

Pour l'opérateur gradient d'un scalaire on a la relation : $dP = \vec{\nabla} P \cdot \vec{dl}$.

Pour le tenseur gradient on a la relation :

$$\vec{dv} = [G] \cdot \vec{dl}.$$

En effet

$$\{\vec{dv}\}_i = \{[G] \cdot \vec{dl}\}_i = \frac{\partial v_i}{\partial x} dx + \frac{\partial v_i}{\partial y} dy + \frac{\partial v_i}{\partial z} dz = \vec{\nabla}(v_i) \cdot \vec{dl} = dv_i.$$

Nous avons ici, avec $[G]$, un exemple de tenseur de rang 2 (il faut 2 indices pour énumérer les coefficients). Un tenseur de rang 1 correspond à un vecteur tandis qu'un tenseur de rang 0 est un scalaire. On peut aussi définir des tenseurs de rangs plus élevés (exemple pour décrire les variations spatiales d'un tenseur de rang 2).

4.2 Le tenseur des contraintes $[\sigma]$ (*stress tensor*)

On appelle *contrainte* la force de contact $\vec{\sigma}(\vec{n})$ qui s'applique sur une surface unité de normale \vec{n} (figure 4.2). Si \vec{n} est le vecteur unitaire, dirigé selon la normale sortante de cette surface (dans la direction du milieu qui applique la force de contact), la force s'exerçant sur une surface dS s'écrit :

$$\vec{df} = \vec{\sigma}(\vec{n})dS.$$

C'est la force de contact appliquée par le milieu supérieur (là où pointe \vec{n}) sur le milieu inférieur (là d'où sort \vec{n}) sur la surface $\vec{dS} = dS\vec{n}$.

Par exemple si on regarde les contraintes s'exerçant sur une des faces de surface unité d'un cube (figure 4.1), on a :

$$\vec{\sigma}(\vec{e}_i) = \sigma_{1i}\vec{e}_1 + \sigma_{2i}\vec{e}_2 + \sigma_{3i}\vec{e}_3.$$

Par exemple $\vec{\sigma}(\vec{e}_2)$ est un vecteur ayant trois composantes : σ_{22} représente la contrainte normale et σ_{12} et σ_{32} les deux composantes tangentielles.

Pour connaître l'état des contraintes sur n'importe quelle surface \vec{dS} , nous allons voir qu'il suffit de connaître $\vec{\sigma}(\vec{e}_1)$, $\vec{\sigma}(\vec{e}_2)$ et $\vec{\sigma}(\vec{e}_3)$. On construit donc le tenseur des contraintes :

$$[\sigma] = [\sigma_{ij}] = \begin{bmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} & \sigma_{13} \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} & \sigma_{23} \\ \sigma_{31} & \sigma_{32} & \sigma_{33} \end{bmatrix}.$$

Par convention dans σ_{ij} , l'indice i est le numéro de ligne du tenseur et la direction de la composante de la contrainte considérée et j est le numéro de colonne et la direction de la normale sortante.

4.3 Symétries du tenseur des contraintes

Deux propriétés de symétrie sont importantes pour écrire les contraintes et le tenseur des contraintes :

- Le principe de l'action et de la réaction nous permet d'écrire :

$$\vec{\sigma}(\vec{n}) = -\vec{\sigma}(-\vec{n}).$$

En effet la somme des forces appliquées à une surface de masse nulle est forcément nulle.

En conséquence, pour connaître les contraintes appliquées sur un volume cubique infiniment petit il suffit de connaître les contraintes $\vec{\sigma}(\vec{n})$ sur trois faces contiguës et donc de connaître $[\sigma]$. Sur deux faces opposées les contraintes sont égales et opposées au premier ordre.

- Le tenseur des contraintes est un tenseur symétrique : $\sigma_{ij} = \sigma_{ji}$.

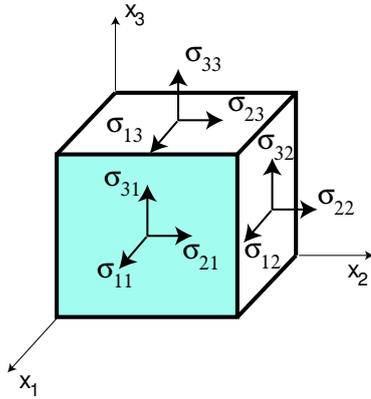


FIGURE 4.1 – Convention d'écriture des 9 termes du tenseur des contraintes.

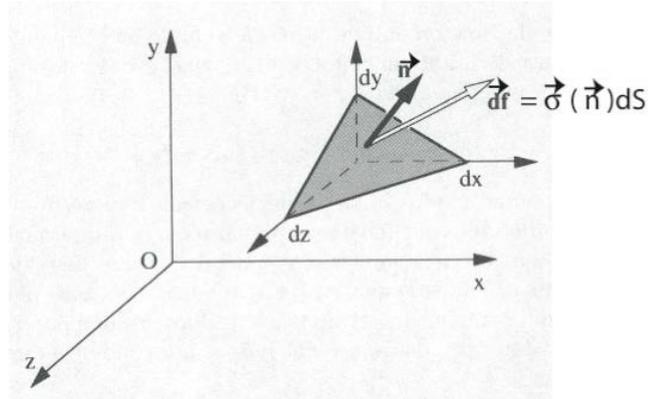


FIGURE 4.2 – Contrainte $\vec{\sigma}(\vec{n})$ dans une direction quelconque : $\vec{\sigma}(\vec{n}) = [\sigma] \cdot \vec{n}$.

En effet regardons les couples de rotation qui s'exercent sur un cube vis-à-vis de l'axe Oz par exemple :

$$d\Gamma_{Oz} = \|\vec{r} \wedge d\vec{f}\| = \sigma_{yx} dS_x dx - \sigma_{xy} dS_y dy = (\sigma_{yx} - \sigma_{xy}) d\tau.$$

Or le théorème du moment cinétique nous permet d'écrire $\Gamma_{Oz} = dI \frac{d^2\theta}{dt^2} \propto \rho d\tau r^2 \frac{d^2\theta}{dt^2}$.

Donc $(\sigma_{yx} - \sigma_{xy}) \propto \rho r^2 \frac{d^2\theta}{dt^2}$. Lorsque $r \rightarrow 0$ on doit donc avoir $\sigma_{yx} = \sigma_{xy}$ pour ne pas avoir une accélération angulaire infinie.

Le même raisonnement pour les autres axes de rotation montrent que le tenseur des contraintes est un tenseur symétrique :

$$\boxed{\sigma_{ij} = \sigma_{ji}}. \tag{4.1}$$

Note : Il existe des matériaux élastiques où ce tenseur n'est pas forcément symétrique. Voir par exemple la théorie des frères Cosserat (1909) récemment réutilisée (Merkel et al., *Experimental Evidence of Rotational Elastic Waves in Granular Photonic Crystals*, Phys. Rev. Letters **107**, 225502 (2011)).

4.4 Calcul de la contrainte dans une direction quelconque $\vec{\sigma}(\vec{n})$

Connaissant le tenseur des contraintes $[\sigma]$ on peut connaître dans un milieu continu la contrainte s'exerçant sur n'importe quelle surface de normale \vec{n} . En effet on a la relation (figure 4.2) :

$$\vec{\sigma}(\vec{n}) = [\sigma] \cdot \vec{n} = \sigma_{ij} n_j. \tag{4.2}$$

Nous avons ici utilisé la *convention de sommation d'Einstein* : dès que des indices apparaissent deux fois dans une expression, le signe \sum sur cet indice n'est pas écrit pour simplifier mais il est implicite. Par exemple $a_{ii} \equiv \sum_{i=1}^3 a_{ii}$ et $\delta_{ii} = 3$, où δ_{ij} est le symbole de Kronecker qui vaut 1 si $i = j$ et 0 sinon.

On peut vérifier la propriété (4.2) en faisant par exemple $\vec{n} = \vec{e}_i$ ou bien faire la démonstration complète d'équilibre des forces sur un tétraèdre (cube coupé par la face \vec{n} , voir Ref. [7] p. 108 ou [29] p. 127).

Exercice : Démontrer la propriété précédente à 2 dimensions.

4.5 Le tenseur des contraintes visqueuses $[\sigma']$

Considérons le cas d'un fluide au repos, c'est-à-dire en l'absence d'écoulement (hydrostatique). Dans le cadre de la thermodynamique à l'équilibre il y a isotropie des contraintes d'une part et uniquement des contraintes normales d'autre part (pas de contraintes tangentielles). On appelle « pression » le scalaire p tel que $\vec{df} = -p \vec{dS}$. Sans écoulement on peut donc écrire $\sigma_{ij} = -p \delta_{ij}$.

$$[\sigma] = \begin{bmatrix} -p & 0 & 0 \\ 0 & -p & 0 \\ 0 & 0 & -p \end{bmatrix} = -p[I]$$

où $[I]$ est le tenseur identité aussi appelé tenseur de Kroneker $[\delta]$ car $[I] = [\delta_{ij}]$.

On notera que, quelque soit le vecteur \vec{n} , on a alors $\vec{\sigma}(\vec{n}) = [\sigma] \cdot \vec{n} = -p[I] \cdot \vec{n} = -p\vec{n}$. Les contraintes sont donc normales aux surfaces et isotropes dans un fluide au repos (équilibre thermodynamique).

Dans le cas où il existe un écoulement (hors équilibre) on définit le tenseur des contraintes visqueuses $[\sigma']$ par la relation :

$$[\sigma] = -p[I] + [\sigma'].$$

$[\sigma']$ est évidemment le tenseur nul s'il n'y a pas d'écoulement, ou plus généralement s'il n'existe pas d'autres forces que les forces de pression (ce sera le cas des fluides parfaits qui sont supposés sans viscosité). Ce tenseur $[\sigma']$ caractérise les forces d'origine visqueuse qui apparaissent sous écoulement.

Notons que $[\sigma]$ ou $[\sigma']$ ne décrivent que les forces de contact (ou de surface, forces à courtes portées) et pas des forces de volumes (forces à longues portées) comme la gravité par exemple dont il faudra tenir compte par ailleurs.

4.6 Principe fondamental de la dynamique et divergence de $[\sigma']$

Nous avons démontré (équation 3.7) que pour un volume de contrôle matériel on a la relation :

$$\sum \vec{F} = \iiint_{VC} \rho \frac{D\vec{v}}{Dt} d\tau.$$

Nous allons maintenant décomposer les forces appliquées en forces de volume $\sum \vec{F}_{VC}$ et en forces de surface $\sum \vec{F}_{SC}$. Soit : $\sum \vec{F} = \sum \vec{F}_{VC} + \sum \vec{F}_{SC}$. Pour les forces volumiques nous introduirons les forces par unité de masse (donc homogènes à des accélérations) que nous noterons \vec{g} car souvent ce sera l'accélération de la gravité, mais en principe le terme \vec{g} pourra représenter n'importe quelle force de volume (force magnétique, électrostatique, force de Laplace, pseudo-forces d'inertie, etc).

$$\sum \vec{F}_{VC} = \iiint_{VC} \rho \vec{g} d\tau.$$

Pour les forces de surface nous avons par définition :

$$\sum \vec{F}_{SC} = \oint_{SC} \vec{\sigma}(\vec{n}) dS = \oint_{SC} [\sigma] \cdot \vec{n} dS = \oint_{SC} [\sigma] \cdot \vec{dS}.$$

Or $\vec{\sigma}(\vec{n}) = [\sigma] \cdot \vec{n} = \sigma_{ij} n_j$, donc si on projette l'équation précédente sur l'axe des i , il vient :

$$\left\{ \oint_{SC} [\sigma] \cdot \vec{dS} \right\}_i = \oint_{SC} \vec{L}_i \cdot \vec{dS} = \iiint_{VC} \text{div}(\vec{L}_i) d\tau = \iiint_{VC} \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} d\tau.$$

Car c'est le flux d'un vecteur \vec{L}_i de composantes $\vec{L}_i = (\sigma_{i1}, \sigma_{i2}, \sigma_{i3})$ (L pour "ligne" car ses composantes sont les coefficients d'une ligne du tenseur des contraintes) à travers la surface $d\vec{S}$.

Donc si on regroupe les forces de volume et les forces de surface, on a pour la composante i :

$$\sum F_i = \iiint_{VC} [\rho g_i + \text{div}(\vec{L}_i)] d\tau.$$

Ce que l'on peut encore écrire sous une forme compacte vectorielle :

$$\sum \vec{F} = \iiint_{VC(t)} [\rho \vec{g} + \overrightarrow{\text{div}}[\sigma]] d\tau,$$

à condition de définir un nouvel opérateur, la divergence d'un tenseur, qui est un *vecteur* (attention !) dont chaque composante est la divergence du vecteur ligne correspondant : $\{\overrightarrow{\text{div}}[\sigma]\}_i = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j}$.

En introduisant l'expression $[\sigma] = -p[I] + [\sigma']$ on en déduit que

$$\{\overrightarrow{\text{div}}[\sigma]\}_i = -\frac{\partial(p\delta_{ij})}{\partial x_j} + \frac{\partial \sigma'_{ij}}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \sigma'_{ij}}{\partial x_j}$$

soit

$$\overrightarrow{\text{div}}[\sigma] = -\vec{\nabla}(p) + \overrightarrow{\text{div}}[\sigma'].$$

Finalement en rassemblant tous les termes :

$$\sum \vec{F} = \iiint_{VC} \rho \frac{D\vec{v}}{Dt} d\tau = \iiint_{VC} [-\vec{\nabla}(p) + \rho \vec{g} + \overrightarrow{\text{div}}[\sigma']] d\tau,$$

quel que soit le volume de contrôle matériel et donc au niveau local :

$$\boxed{\rho \frac{D\vec{v}}{Dt} = -\vec{\nabla}(p) + \rho \vec{g} + \overrightarrow{\text{div}}[\sigma']}. \quad (4.3)$$

Cette équation est la forme locale du Principe Fondamental de la Dynamique (PFD). Elle est exacte pour tous les fluides, compressible ou incompressible, visqueux ou non visqueux du moment qu'ils conservent leur masse. L'étape suivante est d'exprimer la *relation constitutive*, c'est-à-dire la relation entre le tenseur des contraintes visqueuses $[\sigma']$ et le tenseur des gradients de vitesse $[G]$. Nous établirons cette relation dans le chapitre 9 pour un fluide dit "newtonien". L'équation obtenue portera alors le nom d'équation de Navier-Stokes.

Dans le chapitre 5 nous allons étudier le cas idéal où l'on néglige les contraintes visqueuses ($[\sigma'] = 0$). On a alors l'équation de la dynamique suivante qui porte le nom d'équation d'Euler :

$$\boxed{\rho \frac{D\vec{v}}{Dt} = \rho \left[\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla})\vec{v} \right] = -\vec{\nabla}(p) + \rho \vec{g}}. \quad (4.4)$$

Cette équation est appelée équation d'Euler du nom du mathématicien suisse du 18^{ème} siècle qui l'a établie. Cette équation gouverne l'écoulement des fluides sans viscosité que l'on appelle *les fluides parfaits* par opposition aux fluides réels qui sont visqueux.

Chapitre 5

Fluides parfaits : équations d'Euler et de Bernoulli

Marc Rabaud, version du 22 janvier 2016

Sommaire

5.1	Equation d'Euler	43
5.2	Equation de Bernoulli	44
5.3	Généralisation de l'équation de Bernoulli	46
5.3.1	Cas d'un fluide barotrope	46
5.3.2	Cas d'un écoulement instationnaire mais irrotationnel	46
5.3.3	Effet Coanda	47
5.4	Quelques applications de l'équation de Bernoulli	47
5.4.1	Anémomètre à tube de Pitot	47
5.4.2	Effet Venturi et débitmètre de Venturi	48
5.4.3	Expérience d'Evangelista Torricelli (1644)	49
5.4.4	Amplification des vagues par le vent	50
5.4.5	Jet incident sur une plaque	51
5.5	Conservation de la circulation (théorème de Kelvin)	51
5.5.1	Effet Magnus	52
5.5.2	Portance d'une aile	53
5.6	Paradoxe de d'Alembert	53

5.1 Equation d'Euler

Si dans l'équation 4.3, forme locale du Principe Fondamental de la Dynamique,

$$\rho \frac{D\vec{v}}{Dt} = -\vec{\nabla}p + \rho\vec{g} + \vec{\text{div}}[\sigma'],$$

on néglige les contraintes de surface (autres que la pression) exercées sur le volume de contrôle, alors $\vec{\text{div}}[\sigma'] = \vec{0}$ et l'on obtient l'équation d'Euler, établie par Leonhard EULER (figure 5.1) en 1755 :

$$\boxed{\rho \frac{D\vec{v}}{Dt} = -\vec{\nabla}p + \rho\vec{g}}. \quad (5.1)$$

Cette équation est utilisée pour les fluides dits « parfaits », c'est-à-dire pour ceux où l'on peut négliger les effets de la viscosité. Ceci est parfois justifiable loin des parois et si le nombre de Reynolds (que nous définirons au §10.1) de l'écoulement est élevé. L'équation est utilisable même pour des fluides compressibles.

Le problème est bien posé si l'on connaît de plus les conditions aux limites sur \vec{v} (pas de vitesse normale sur les parois) et sur p et si l'on écrit la conservation de la masse, $\frac{\partial\rho}{\partial t} + \text{div}(\rho\vec{v}) = 0$.



FIGURE 5.1 – Portrait de Leonhard EULER (1707-1783)

On peut facilement montrer que les écoulements des fluides parfaits sont réversibles en temps. En effet la transformation de $\vec{v}(x, y, z)$ en $-\vec{v}(x, y, z)$ et de t en $-t$ laisse l'équation 5.1 invariante. La source d'irréversibilité c'est la dissipation d'énergie par la viscosité, source qui n'existe donc pas pour ces fluides idéalisés. De façon étonnante nous verrons dans le §10.4.1 que l'autre limite des écoulements dominés par les forces visqueuses conduit aussi à des écoulements réversibles.

5.2 Equation de Bernoulli

Un fluide parfait n'ayant par définition pas de viscosité, il ne peut pas dissiper d'énergie. On peut donc à partir de l'équation d'Euler trouver une équation de conservation de l'énergie, appelée équation de Bernoulli.

Démonstration : Voyons d'abord la démonstration classique de cette équation, nous verrons ensuite des généralisations possibles. On suppose donc :

1. un fluide de masse volumique constante ($\rho = Cste$)
2. un écoulement stationnaire ($\frac{\partial}{\partial t} = 0$)
3. que les forces volumiques dérivent d'un potentiel : $\vec{g} = -\vec{\nabla}(\Phi_g)$. Dans le cas de la force de gravité $\Phi_g = gz$ avec l'axe z dirigé vers le haut.

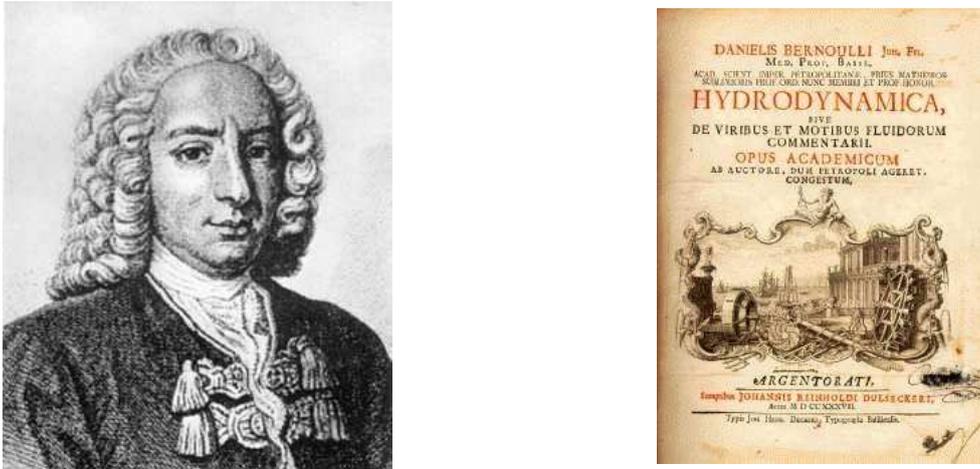


FIGURE 5.2 – Portrait de Daniel Bernoulli (1700-1782) et première page de son traité *Hydrodynamica* publié en 1738. Daniel Bernoulli faisait partie d'une famille de huit mathématiciens éminents (biographie détaillée sur le site <http://www.bibmath.net/bios/index.php3>).

Alors l'équation d'Euler (Eq. 5.1) peut s'écrire :

$$\rho(\vec{v} \cdot \vec{\nabla})\vec{v} = -\vec{\nabla}(p + \rho gz)$$

Nous pouvons alors utiliser une relation du formulaire pour transformer partiellement le membre de gauche en un gradient. On a en effet l'identité :

$$\vec{\nabla}(\vec{A} \cdot \vec{B}) = \vec{A} \wedge \vec{\text{rot}} \vec{B} + \vec{B} \wedge \vec{\text{rot}} \vec{A} + (\vec{B} \cdot \vec{\nabla})\vec{A} + (\vec{A} \cdot \vec{\nabla})\vec{B}$$

Si on l'écrit pour le vecteur $\vec{A} = \vec{B} = \vec{v}$ on obtient :

$$(\vec{v} \cdot \vec{\nabla})\vec{v} = \vec{\nabla}\left(\frac{1}{2}v^2\right) - \vec{v} \wedge \vec{\text{rot}} \vec{v}.$$

L'équation d'Euler s'écrit alors :

$$\vec{\nabla}\left(\frac{p}{\rho} + gz + \frac{1}{2}v^2\right) = \vec{v} \wedge \vec{\text{rot}} \vec{v}. \quad (5.2)$$

Nous allons montrer que la quantité $C = \frac{p}{\rho} + gz + \frac{1}{2}v^2$, appelée parfois la « charge », reste constante sur une ligne de courant.

Par définition du gradient nous avons :

$$dC = \vec{\nabla}(C) \cdot \vec{dl} = (\vec{v} \wedge \vec{\text{rot}} \vec{v}) \cdot \vec{dl}.$$

Donc si \vec{dl} est colinéaire à \vec{v} , ce qui est le cas le long d'une ligne de courant, le terme de droite est nul et $dC = 0$. Ceci prouve bien que $C = C_{ste}$ sur une ligne de courant (il n'y a pas de « perte de charge »). Toutefois cette constante peut être différente pour chaque ligne de courant.

Sur une ligne de courant l'équation de Bernoulli (figure 5.2) s'écrit alors :

$$p + \rho gz + \frac{1}{2}\rho v^2 = C_{ste}. \quad (5.3)$$

Le même raisonnement permet de montrer que C est aussi une constante sur une ligne de vorticité (on appelle *vorticité* la quantité $\vec{\omega} = \text{rot } \vec{v}$).

Si l'écoulement est irrotationnel (aussi appelé écoulement potentiel) dans un certain domaine d'espace, c'est-à-dire si $\text{rot } \vec{v} = \vec{0}$ alors la constante C est la même sur toutes les lignes de courant traversant dans ce domaine.

- Le terme p est appelé *pression statique* (ou locale).
- Le terme $\rho g h$ est appelé *pression hydrostatique*.
- Le terme $\frac{1}{2}\rho v^2$ est appelé *pression dynamique*.
- $p + \rho g z + \frac{1}{2}\rho v^2$ est appelé *pression totale* ou pression de stagnation ou encore pression d'arrêt. En effet la charge étant constante sur une ligne de courant, cette pression totale est aussi la pression que l'on mesure en un point où la vitesse est nulle.

5.3 Généralisation de l'équation de Bernoulli

5.3.1 Cas d'un fluide barotrope

Si le fluide est compressible, mais que la masse volumique ρ en un point de l'écoulement ne dépend que de la pression p et pas de la température par exemple, les isobares sont aussi des isostères (iso masse volumique). On dit alors que le fluide est *barotrope* (cas d'une transformation isotherme ou adiabatique pour un gaz parfait par exemple). Dans ce cas le terme $\frac{\vec{\nabla}(p)}{\rho}$ peut se mettre sous la forme d'un gradient :

$$\frac{\vec{\nabla}(p)}{\rho} = \vec{\nabla} \left(\int \frac{dp}{\rho(p)} \right).$$

En effet par définition du gradient on a : $\vec{\nabla} \left(\int \frac{dp}{\rho(p)} \right) \cdot \vec{dl} = d \left(\int \frac{dp}{\rho(p)} \right) = \frac{dp}{\rho(p)} = \frac{\vec{\nabla} p}{\rho(p)} \cdot \vec{dl}$. Si de plus l'écoulement est stationnaire et si les forces volumiques dérivent d'un potentiel, la charge peut se mettre sous la forme : $C = \int \frac{dp}{\rho(p)} + gz + \frac{1}{2}v^2$.

5.3.2 Cas d'un écoulement instationnaire mais irrotationnel

Si l'écoulement est instationnaire, incompressible et que les forces volumiques dérivent d'un potentiel, l'équation d'Euler peut se mettre sous la forme :

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{\nabla} \left(\frac{p}{\rho} + gz + \frac{1}{2}v^2 \right) = \vec{v} \wedge \text{rot } \vec{v}.$$

Si l'écoulement est *irrotationnel* ($\text{rot } \vec{v} = \vec{0}$), \vec{v} dérive d'un potentiel (d'où le nom d'écoulement potentiel aussi utilisé) et l'on peut écrire $\vec{v} = \vec{\nabla}(\Phi)$ et donc $\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = \vec{\nabla} \frac{\partial \Phi}{\partial t}$. On peut alors généraliser l'équation de Bernoulli à chaque instant par :

$$C(t) = \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{p}{\rho} + gz + \frac{1}{2}v^2.$$

La charge $C(t)$ ne dépend pas de la position mais uniquement du temps. A chaque instant $C = Cste$ dans toute la zone irrotationnelle. On peut d'ailleurs faire disparaître cette constante en redéfinissant le potentiel de vitesse comme $\Phi' = \Phi - \int_0^t C(t)dt$. En effet ces deux potentiels ont le même gradient.

5.3.3 Effet Coanda

Réécrivons l'équation d'Euler pour un écoulement stationnaire en négligeant les effets de gravité :

$$\rho \frac{D\vec{v}}{Dt} = \rho(\vec{v} \cdot \vec{\nabla})\vec{v} = -\vec{\nabla}(p).$$

Si les lignes de courant sont courbées on peut utiliser le référentiel tangent et l'on note \vec{n} le vecteur unitaire dirigé vers le centre de courbure de la trajectoire au point considéré et \vec{t} le vecteur tangent. L'accélération s'écrit alors comme la somme d'une accélération tangente $\frac{dv}{dt}$ (dérivée du module de la vitesse) et d'une accélération centripète $\frac{v^2}{R}$ (R est le rayon de courbure local de la trajectoire) :

$$\frac{D\vec{v}}{Dt} = \frac{dv}{dt}\vec{t} + \frac{v^2}{R}\vec{n}.$$

L'équilibre de la force centrifuge par la composante radiale du gradient de pression s'écrit donc :

$$\rho \frac{v^2}{R} = \frac{\partial p}{\partial r}.$$

C'est ce que l'on appelle l'effet « Coanda ». La pression augmente lorsque on s'éloigne du centre de courbure des lignes de courant. On peut utiliser cette relation pour expliquer la figure 5.3 où une balle légère est maintenue par une force dirigée vers le jet courbé. Cette force est aussi très nettement mesurable si l'on approche le dos d'une cuillère d'un filet d'eau sous un robinet. Cet effet Coanda n'est pas sans relation avec l'effet de portance sur une aile décrits aux §5.5.1 et 5.5.2.



FIGURE 5.3 – Effet Coanda

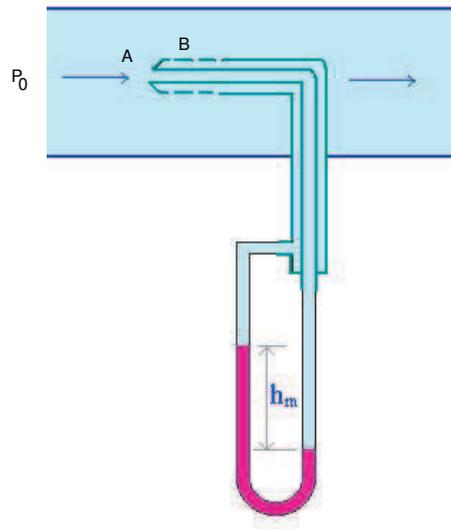


FIGURE 5.4 – Anémomètre à tube de Pitot

5.4 Quelques applications de l'équation de Bernoulli

5.4.1 Anémomètre à tube de Pitot

Cet appareil, inventé par Henri PITOT en 1732 et toujours utilisé aujourd'hui notamment dans l'aviation, permet à peu de frais de mesurer la vitesse moyenne d'un écoulement stationnaire ou variant lentement (figure 5.4).

Supposons un écoulement uniforme de vitesse U_∞ et à la pression P_∞ loin de l'obstacle pour un fluide de masse volumique ρ . Le tube de Pitot étant profilé il perturbe peu l'écoulement. Une fois les niveaux des liquides équilibrés dans le manomètre à tube (on peut aussi utiliser d'autres types de manomètres) il n'y a plus d'écoulement à l'intérieur du tube et les lois de l'hydrostatique s'appliquent $P_A - P_B = (\rho_m - \rho) g h_m$ où ρ_m est la masse volumique du liquide manométrique ($\rho_m > \rho$).

Sur la ligne de courant venant de l'infini et passant par le point de stagnation A on a $U_A = 0$ soit :

$$P_\infty + \frac{1}{2}\rho U_\infty^2 = P_A$$

Cette même ligne de courant après A se prolonge le long du tube et passe au point B, donc on a aussi :

$$P_B + \frac{1}{2}\rho U_B^2 = P_A = P_\infty + \frac{1}{2}\rho U_\infty^2.$$

On supposera que la vitesse en B est déjà revenue à sa valeur à l'infini, $U_B = U_\infty$, alors cette équation nous montre que la pression en B est aussi égale à la pression P_∞ (on a négligé les effets de gravité dans Bernoulli).

La différence entre la pression de stagnation mesurée en A et la pression à la paroi mesurée en B est donc proportionnelle au carré de la vitesse : $\Delta P = P_A - P_B = \frac{1}{2}\rho U_\infty^2$, soit finalement :

$$U_\infty = \sqrt{\frac{2\Delta P}{\rho}} = \sqrt{2\left(\frac{\rho_m}{\rho} - 1\right)gh_m}.$$

Le tube de Pitot fonctionne également si le fluide n'est pas vraiment parfait à condition d'avoir un écoulement rapide (nombre de Reynolds élevé) pour que l'épaisseur de la couche limite soit encore faible au voisinage du point B. Nous verrons dans le chapitre 11 que dans ce cas le gradient de pression transverse à la couche limite est négligeable et que l'on peut bien confondre P_B et P_∞ .

Les tubes de Pitot sont encore couramment utilisés (on en a beaucoup parlé dans la presse suite à l'accident du vol Rio-Paris en 2009). Ils mesurent bien la pression en statique, par contre ils ont une mauvaise réponse temporelle à cause du comportement de filtre passe-bas de l'écoulement dans les petits trous ou les petits tubes.

5.4.2 Effet Venturi et débitmètre de Venturi

Considérons une conduite dont la section est localement et progressivement diminuée (figure 5.5). Une mesure de la chute de pression entre l'entrée du tube et l'endroit où la section est la plus faible va permettre, à condition de connaître les sections, de calculer le débit passant dans la conduite, et ceci sans pièce mobile. L'effet Venturi a été étudié par Giovanni Battista Venturi à la fin du 18^e.

En régime stationnaire $p + \frac{1}{2}\rho U^2$ est constant sur les lignes de courant si on néglige la gravité. Donc si on suppose de plus que la vitesse est uniforme dans toute section de la conduite (ce qui est réaliste pour un fluide parfait), on a, en appelant respectivement A, B et C, les trois points de mesure :

$$P_A + \frac{1}{2}\rho U_A^2 = P_B + \frac{1}{2}\rho U_B^2 = P_C + \frac{1}{2}\rho U_C^2$$

Comme de plus on conserve le débit volumique $Q = Q_A = Q_B = Q_C$ soit $U_A S_A = U_B S_B = U_C S_C$, et donc on peut relier la différence de pression entre A et B à la vitesse et donc au débit Q :

$$P_A - P_B = \frac{1}{2}\rho(U_B^2 - U_A^2) = \frac{1}{2}\rho U_A^2 \left[\left(\frac{S_A}{S_B}\right)^2 - 1 \right]$$

soit

$$Q = S_A \sqrt{\frac{2(P_A - P_B)}{\rho} \left(\frac{S_B^2}{S_A^2 - S_B^2} \right)}.$$

La mesure de $P_A - P_B$ et la connaissance de S_A , S_B , et de la masse volumique ρ du fluide en écoulement permettent de déterminer le débit.

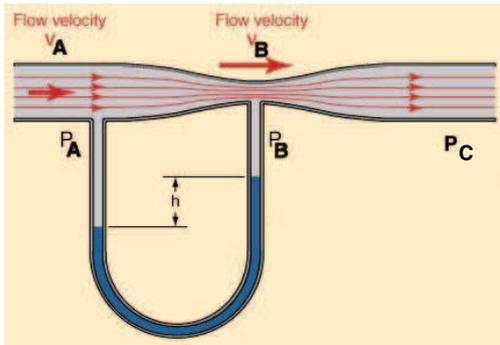


FIGURE 5.5 – Débitmètre de Venturi

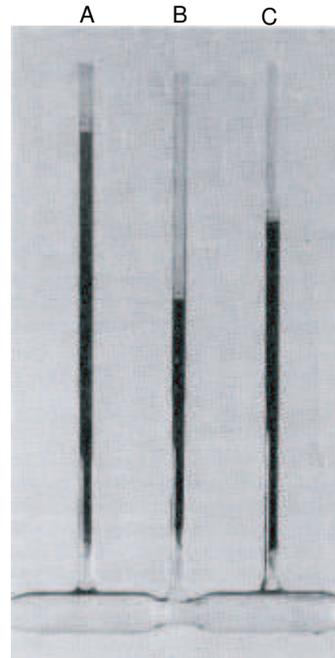


FIGURE 5.6 – Démonstration de l'effet Venturi. D'après [50] p. 120. $P_A > P_C > P_B$.

Parfois la pression P_B est tellement faible au niveau de la contraction que l'on y observe des bulles de cavitation (dégagement de vapeur au sein du liquide si P_B devient inférieur à la pression de vapeur saturante du liquide).

Cet effet Venturi, et plus précisément la dépression générée au point B (figure 5.5), est aussi utilisé dans les *trompes à eau* pour abaisser la pression d'un gaz, ou pour projeter de la peinture avec un aérographe.

Exercice : Refaire l'étude du débitmètre de Venturi pour un fluide compressible.

Notons que sur la figure 5.6, la pression en C est plus faible que la pression en A, ce qui ne devrait pas être le cas pour un fluide parfait. Ceci est due aux pertes de charges dans le rétrécissement, pertes de charge qui n'existent que parce que le fluide réel n'est pas parfait et qu'il y a dissipation d'énergie. Une autre cause possible est que le rétrécissement est un peu trop brusque et qu'il se forme un jet en sortie (l'écoulement n'est alors plus homogène dans la section en C).

L'*artériosclérose* est une maladie où le diamètre des artères est localement diminué par des dépôts de graisse. L'effet Venturi explique en partie l'évolution grave de cette maladie.

5.4.3 Expérience d'Evangelista Torricelli (1644)

L'expérience de Torricelli consiste à vider un récipient par un petit trou situé à la profondeur h sous la surface du liquide (figure 5.7). Si le récipient est large comparé à la taille du trou on peut

négliger le caractère instationnaire de l'écoulement (h diminue doucement) et sur une ligne de courant reliant un point de la surface à un point dans le trou on a : $P_{atm} + \rho gh + 0 = P_{atm} + 0 + \frac{1}{2}\rho U^2$ soit :

$$U = \sqrt{2gh}.$$

Une clepsydre (récipient rempli d'eau utilisé il y a bien longtemps pour mesurer les durées) est basée sur ce principe. Elle se vide de plus en plus lentement lorsque h diminue, contrairement à un sablier dont le sable s'écoule lui à vitesse constante.

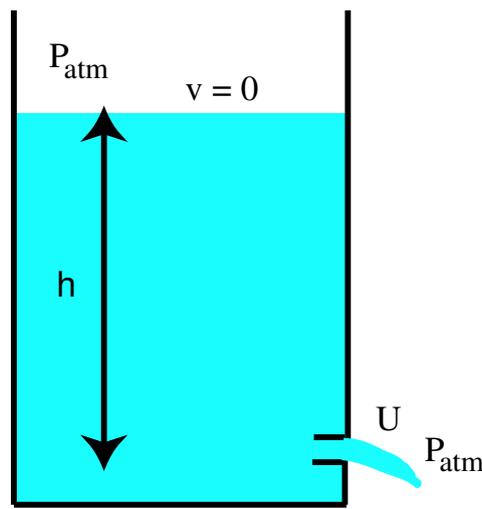
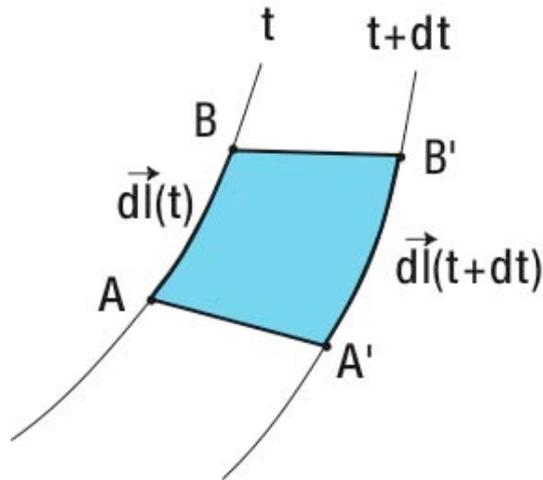


FIGURE 5.7 – Expérience de Torricelli

Exercice : En appliquant la conservation du débit, trouver l'équation régissant $h(t)$ pour un récipient cylindrique de section S et pour un trou de section s . Montrer en particulier que le temps de vidange vaut $\frac{S}{s} \sqrt{\frac{2h_0}{g}}$, où h_0 est la hauteur initiale de remplissage au-dessus du trou. Quelle doit-être la forme du récipient $S(h)$ pour que l'écoulement se fasse à vitesse constante ?

5.4.4 Amplification des vagues par le vent

L'apparition des vagues sous l'action du vent peut se comprendre comme une instabilité (l'instabilité de Kelvin-Helmholtz, voir § 16.4 page 198) dont le mécanisme déstabilisant s'explique par l'équation de Bernoulli. En effet si on considère une interface air-eau légèrement déformée et que l'on décrit les lignes de courant dans le référentiel qui se déplace avec les vagues (afin de pouvoir appliquer l'équation de Bernoulli stationnaire), le vent est accéléré au-dessus des crêtes, la pression y est donc plus faible. De même la vitesse du vent décroît au niveau des creux, la pression y est plus forte. Le même raisonnement peut être fait dans l'eau qui se propage dans l'autre direction. En conséquence l'amplitude de toute déformation initiale de l'interface croît au cours du temps. Ce sont les forces de gravité et de tension de surface qui vont limiter l'amplitude des vagues mais surtout expliquer l'existence d'un seuil en vitesse pour cette instabilité, c'est-à-dire une vitesse du vent minimale pour que en principe les premières rides puissent apparaître. On sait depuis Kelvin que la réalité est plus complexe car le seuil trouvé ne correspond pas à la réalité. La turbulence de l'air est un paramètre important à prendre en compte.

FIGURE 5.8 – Schéma du déplacement pendant dt de l'élément du contour \vec{dl} .

5.4.5 Jet incident sur une plaque

Exercice : Calculer la force appliquée par un jet d'eau (bidimensionnel et horizontal), d'épaisseur h rencontrant une plaque plane inclinée d'un angle α vis-à-vis de la verticale. Montrer que la force par unité de largeur perpendiculaire à la plaque F_{\perp} vaut :

$$F_{\perp} = \rho U^2 h \cos \alpha.$$

Que vaut la force tangentielle F_{\parallel} ?

5.5 Conservation de la circulation (théorème de Kelvin)

La circulation du vecteur vitesse sur un contour C_m fermé matériel, c'est-à-dire emporté par l'écoulement, s'écrit : $\Gamma = \oint_{C_m} \vec{v} \cdot \vec{dl}$. Par application du théorème de Stokes, on peut aussi l'écrire : $\Gamma = \iint_S \vec{\text{rot}} \vec{v} \cdot \vec{dS} = \iint_S \vec{\omega} \cdot \vec{dS}$, où S est n'importe quelle surface portée par ce contour matériel.

Nous allons étudier l'évolution de cette circulation le long d'un contour matériel emporté par l'écoulement. En utilisant le théorème de Leibnitz (Equ. 3.1) et en s'inspirant du théorème du transport on peut écrire :

$$\frac{D\Gamma}{Dt} = \oint_{C_m} \frac{D\vec{v}}{Dt} \cdot \vec{dl} + \oint_{C_m} \vec{v} \cdot \frac{D\vec{dl}}{Dt}.$$

Dans le premier terme du membre de droite se trouve l'accélération particulière des particules fluides sur un contour fixe tandis que dans le deuxième terme apparaît le déplacement du contour.

Pour le deuxième terme, dessinons un petit élément \vec{dl} aux instants t et $t + dt$ (figure 5.8). On a $\vec{dl}(t + dt) = \vec{dl}(t) + \vec{v}_B dt - \vec{v}_A dt$. Or $\vec{v}_B = \vec{v}_A + \vec{dv}$, soit finalement $\frac{D\vec{dl}}{Dt} = \vec{dv}$.

On peut donc écrire $\vec{v} \cdot \frac{D\vec{dl}}{Dt} = \vec{v} \cdot \vec{dv} = \frac{1}{2}d(v^2)$. L'intégrale sur un contour fermé de ce terme est nulle.

Pour le premier terme en utilisant l'équation d'Euler on a $\frac{D\vec{v}}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p + \vec{g}$.

Si la masse volumique est constante (ou si le fluide est barotrope), la circulation du gradient de pression est nulle. Si de plus les forces de volume dérivent d'un potentiel, la dérivée particulière de la circulation s'écrit :

$$\frac{D\Gamma}{Dt} = 0.$$

Enoncé du théorème de Kelvin (1869) : Sous la condition de satisfaire les conditions suivantes :

- fluide parfait ($\nu = 0$)
- forces de volume dérivant d'un potentiel
- densité constante (ou alors fluide barotrope),

la circulation du vecteur vitesse autour de n'importe quelle boucle fermée et entraînée par le fluide est une quantité qui se conserve au cours du mouvement. Ce que l'on peut écrire :

$$\boxed{\frac{D\Gamma}{Dt} = 0}.$$

Une conséquence du théorème de Kelvin : la persistance de l'irrotationnalité. Si dans un domaine de l'espace simplement connexe l'écoulement est irrotationnel, la circulation autour de n'importe quel contour contenu dans ce domaine sera nulle. Cette propriété est conservée par advection par l'écoulement. Une zone irrotationnelle restera donc irrotationnelle. **Il n'y a que dans les couches limites visqueuses que peut naître de la vorticité.** Ceci est cohérent avec le fait que pour faire tourner sur elles-même des particules fluides et donc leur donner de la vorticité il faut l'action des contraintes visqueuses.

5.5.1 Effet Magnus

Le nom d'effet Magnus vient du nom du physicien allemand Heinrich Gustav Magnus (1802-1870) qui a décrit ce phénomène. Robins avait en fait mis en évidence ce phénomène près d'un siècle plus tôt (1742). Dans de nombreux sports on « lifte » ou on « brosse » les balles, c'est-à-dire qu'on leur donne une rotation sur elles-mêmes qui a pour effet de courber leur trajectoire. Là encore cet effet peut être décrit par le théorème de Bernoulli.

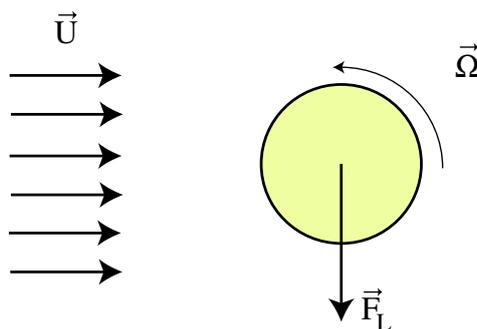


FIGURE 5.9 – Exemple de portance acquise par effet Magnus d'une balle tournant sur elle-même.

Prenons une balle tournant sur elle-même avec une vitesse angulaire $\vec{\Omega}$ (figure 5.9). Dans le référentiel du centre de masse de cette balle il existe un écoulement d'air de gauche à droite d'intensité \vec{U} . A cause de l'existence de couches limites au voisinage de la balle (zones où la viscosité du fluide se fait sentir, voir § 11 page 141) et de la condition de non-glissement du fluide au voisinage de la

surface de la balle (§ 10.2.1 page 118) le fluide va aller plus vite que \vec{U} juste au-dessous de la balle (les vitesses s'ajoutent) et légèrement moins vite juste au-dessus (les vitesses se soustraient). La relation de Bernoulli nous dit alors que la pression va être un peu plus forte au-dessus qu'au-dessous de la balle avec pour conséquence une force dirigée ici de haut en bas (cas d'une balle liftée) appelée portance (*lift* en anglais) \vec{F}_L . Ici nous avons une portance négative qui fait plonger la balle.

On peut montrer que $\vec{F}_L \propto \rho \vec{U} \wedge \vec{\Omega}$. Une autre façon de décrire les choses est que, comme nous le verrons dans l'étude de la portance sur une aile d'avion, il existe une portance parce qu'apparaît une circulation du vecteur vitesse $\Gamma = \oint \vec{v} \cdot \vec{dl}$ autour de l'objet.

Une autre application classique de l'effet Magnus est la propulsion par cylindres tournants imaginée par Anton FLETTNER et pour la première fois utilisée sur le Baden Baden en 1926. L'idée a ensuite été perfectionnée pour l'Alcyone, bateau de J.-Y. COUSTEAU. Dans ce cas la dissymétrie de l'écoulement est contrôlée par aspiration asymétrique des couches limites plutôt que par la rotation du cylindre.

5.5.2 Portance d'une aile

Les deux figures suivantes (figures 5.10 et 5.11) représentent respectivement l'écoulement et les forces locales agissant sur une voile mince ou sur une aile portante sous faible incidence. L'équation de Bernoulli permet d'évaluer assez simplement la portance sur une telle aile (pour plus de détail, voir le chapitre 13).

Si on compare deux lignes de courant passant respectivement juste au-dessous (zone 1) et juste au-dessus (zone 2) d'une aile de longueur L et d'envergure a , on peut écrire :

$$P_\infty + \frac{1}{2}\rho U_\infty^2 = P_1 + \frac{1}{2}\rho U_1^2$$

et

$$P_\infty + \frac{1}{2}\rho U_\infty^2 = P_2 + \frac{1}{2}\rho U_2^2$$

soit :

$$P_1 - P_2 = \frac{1}{2}\rho(U_2^2 - U_1^2) = \frac{1}{2}\rho(U_2 - U_1)(U_2 + U_1).$$

Au premier ordre on peut écrire $U_2 + U_1 \approx 2U_\infty$ et la portance F_L peut s'écrire :

$$F_L \approx \int_0^L a (P_1 - P_2) dl \approx a\rho U_\infty \left[\int_0^L (U_2 - U_1) dl \right] = -a\rho U_\infty \Gamma$$

où Γ est la circulation autour de l'aile calculée dans le sens trigonométrique. Ce calcul n'est qu'une estimation mais le résultat trouvé est exact comme nous le verrons au chapitre 13 page 159.

Notons que dans ce type d'approche, basée sur l'équation d'Euler et la conservation de l'énergie, il n'existe pas de force de traînée puisqu'il n'y a pas de viscosité (voir § 5.6). En effet sans viscosité il n'existe pas de vorticité, ni de couche limite, ni de décollement de couche limite, un phénomène pourtant capital pour expliquer la traînée et l'éventuel décrochage d'une aile.

5.6 Paradoxe de d'Alembert

On nomme paradoxe de d'Alembert le fait que dans le cadre de l'équation d'Euler il n'existe pas de force de traînée sur un obstacle (force dans le sens de l'écoulement appliqué par le fluide sur l'obstacle) pour un écoulement stationnaire, bien qu'on puisse calculer une portance. Les forces de

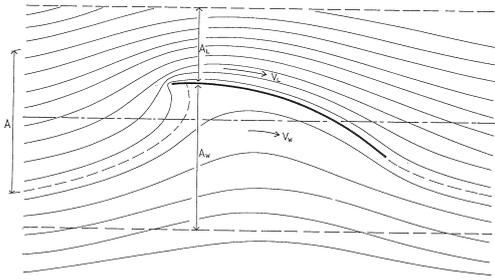


FIGURE 5.10 – Portance sur une aile en incidence. La portance exercée par l'air sur l'aile est égale et opposée à l'action de l'aile déviant l'air vers le bas.

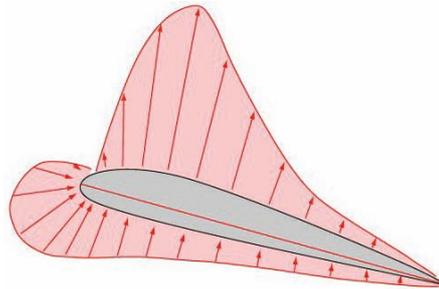


FIGURE 5.11 – Répartition réelle de pression autour d'une aile.

traînée existent pourtant bien dans la réalité, mais elles sont dues à l'existence de couches limites (éventuellement décollées) qui changent la distribution de pression autour de l'obstacle par rapport au cas du fluide parfait.

Dans le cas d'une aile, le flux de quantité de mouvement est défléchi ce qui donne une portance, par contre il n'y a pas de perte de quantité de mouvement horizontale ce qui correspondrait à une force de traînée et donc à une dissipation d'énergie.

Notons toutefois qu'il existe une force de traînée en régime instationnaire, qui correspond à la nécessaire variation de l'énergie cinétique des particules fluides. Cette force est appelée la force de *masse ajoutée*. Par exemple pour une sphère accélérée on trouve $\vec{D} = -\frac{1}{2}\rho V_0 \frac{d\vec{V}(t)}{dt}$, où V_0 est le volume de la sphère.

Même en régime stationnaire il peut quand même exister une traînée en fluide parfait en présence d'ondes (sonores, de surface ou autres). En effet ces ondes peuvent rayonner de l'énergie vers l'infini. C'est le cas de la traînée de vague ressentie par un obstacle se déplaçant à la surface de l'eau (voir § 7.2.6 page 80).

Exercice : On considère un obstacle symétrique admettant des lignes de courant symétriques. En déduire que, dans le cadre de l'équation d'Euler stationnaire, la pression présente la même symétrie et que donc la traînée est nulle. On peut généraliser cette démonstration à des corps non-symétriques et ainsi démontrer le paradoxe de D'Alembert (voir [38] page 240 ou [4] page 404).

Chapitre 6

La tension de surface

Marc Rabaud, version du 6 février 2016

Sommaire

6.1	Origine microscopique	56
6.2	La loi de Laplace	58
6.3	Angle de mouillage macroscopique	60
6.3.1	Loi d'équilibre d'Young-Dupré	61
6.3.2	Hystérésis de l'angle de contact	62
6.4	Effet de la gravité et longueur capillaire	62
6.5	La mesure de la tension superficielle	63
6.5.1	La loi de Jurin	63
6.5.2	Lame de Wilhelmy et anneau de Noüy	64
6.5.3	Méthode de la goutte pendante	65
6.5.4	Méthode de la goutte tournante	66
6.6	Effet de la température sur la tension de surface (effet Marangoni)	66
6.7	Les tensioactifs	66
6.7.1	Pourquoi met-on du savon pour se laver les mains?	66
6.7.2	Comment expliquer la stabilité des membranes de savon contrairement aux membranes d'eau?	67
6.8	Dynamique de quelques écoulements contrôlés par la tension de surface	67

Lorsque des corps en contact sont immiscibles, cela signifie qu'il existe à leur interface des forces qui empêchent les molécules de chacune des phases (solide, liquide ou gazeuse) de se mélanger sous l'action de l'agitation thermique. Ces forces sont appelés des forces interfaciales, ou de tension superficielle ou aussi des forces capillaires dans le cas des liquides. Au contraire, dans le cas des corps miscibles ces forces sont nulles ou du moins insuffisantes pour empêcher le mélange à temps long : c'est le cas des gaz qui sont toujours miscibles ou de deux liquides si leur mélange est possible.

Aux petites échelles ces forces de tension aux interfaces ne peuvent souvent plus être négligées devant les autres forces, la gravité par exemple. Ce sont elles par exemple qui expliquent comment les araignées d'eau marchent sur l'eau (figure 6.1) ou pourquoi nos cheveux sont collés entre eux en sortant de l'eau (figure 6.2).



FIGURE 6.1 – Un gerris posé à la surface d'un étang.



FIGURE 6.2 – Effet des forces capillaires sur un pinceau sec, immergé ou mouillé. (D'après [53], p. 12).

6.1 Origine microscopique

Les phénomènes de tension de surface, aussi appelés phénomènes capillaires ou interfaciaux trouvent leur origine dans les forces intermoléculaires attractives qui existent dans toute phase condensée de la matière. Une molécule loin de toute surface a de nombreuses voisines (entre 6 et 10 premières voisines) donc une forte énergie d'interaction. Par contre une molécule en surface a moitié moins de voisines de son espèce, donc moitié moins d'énergie d'interaction (figure 6.3). Tout se passe comme s'il avait fallu casser un certain nombre de liaisons, ce qui a un coût en énergie. L'énergie E_S pour fabriquer une surface S est égale à ce coût par molécule multiplié par le nombre de molécules en surface (lui-même proportionnel à la surface S). On peut donc écrire :

$$E_S = \gamma S. \quad (6.1)$$

Le coefficient de proportionnalité γ s'appelle la tension de surface ou tension interfaciale. C'est une énergie par unité de surface (grandeur intensive) mais, comme nous le verrons, ce coefficient peut aussi être interprété comme une force par unité de longueur. La tension de surface s'exprime en J/m^2 ou en N/m .

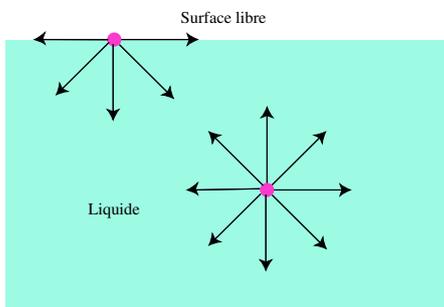


FIGURE 6.3 – Différence entre les forces d'interaction entre molécules à la surface et au sein d'un liquide.



FIGURE 6.4 – Effet des forces capillaires sur le whisky du capitaine Haddock dans *On a marché sur la lune*.

$\gamma_{air-eau}$	72 mN/m
γ_{Hg-air}	490 mN/m
$\gamma_{éthanol-air}$	22 mN/m
$\gamma_{éthanol-huilesilicone}$	0,7 mN/m

TABLE 6.1 – Quelques valeurs de tension interfaciale à 20°C

Le cas de l'eau : l'eau très pure a une tension de surface relativement forte (environ 72 mN/m) comparativement à d'autres liquides usuels à cause de son caractère polaire et des liaisons hydrogènes. Mais c'est en réalité une valeur asymptotique car, dès que l'eau est en contact avec l'atmosphère, de nombreuses particules vont se déposer progressivement à la surface et en quelques minutes ou heures la tension de surface vaut plutôt de l'ordre de 50 mN/m. C'est aussi l'ordre de grandeur de la tension de surface que l'on mesure pour l'eau du robinet.

Afin de minimiser son énergie E_S , un fluide va avoir tendance à minimiser sa surface et donc à prendre une forme sphérique en l'absence d'autres contraintes comme la gravité (figure 6.4 ou les vidéos https://www.youtube.com/watch?v=TLbhrMCM4_0 et https://www.youtube.com/watch?v=bKk_7NIKY3Y prises dans la Station Spatiale Internationale).

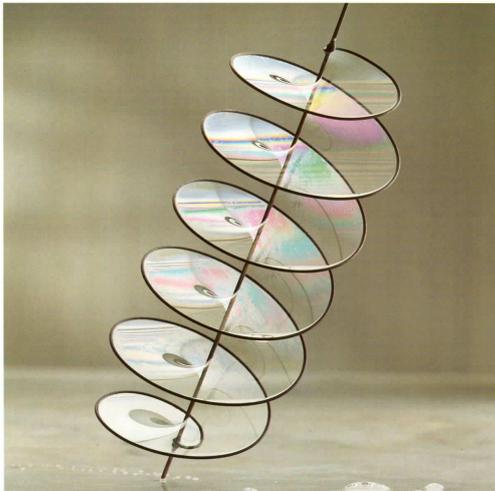


FIGURE 6.5 – Exemple de surface minimale portée par une hélice et son axe [53].



FIGURE 6.6 – La caténoïde, surface minimale portée par deux anneaux [53].

La figure 6.7 illustre le fait qu'il existe une force qui tend à minimiser la surface de la membrane de savon et qui conduit à une surface dont l'aire est minimale. En tirant avec une force f sur la ficelle centrale on fournit un travail $dW = f dl = \gamma dS$ et l'on peut donc augmenter la surface. Cette action est réversible.

Une mince membrane de savon (pour laquelle on peut négliger l'effet de la gravité) portée par un contour va réaliser une *surface minimale*, c'est-à-dire une surface portée par un contour dont l'aire est la plus faible possible (figures 6.5 et 6.6).

La surface d'un liquide est donc un lieu de contrainte. Tout segment \vec{dl} dans le plan de cette

surface est soumise à deux forces égales et opposées si la surface est à l'équilibre, **dirigées elle aussi dans le plan de la membrane**, et perpendiculairement à l'élément de longueur considéré :

$$\boxed{\vec{df} = \pm \gamma (\vec{n} \wedge \vec{dl})} \quad (6.2)$$

où \vec{n} représente la normale à la surface. Une description détaillée au niveau microscopique de pourquoi cette force est parallèle à la surface est donnée dans la Ref. [36]. On peut facilement rompre cet équilibre en diminuant localement la tension de surface, par exemple si le liquide est de l'eau en touchant la surface avec du savon ce qui a pour effet de diminuer localement la tension de surface (voir § 6.7). L'équilibre est alors rompu et le fluide en surface se déplace brutalement radialement vers la zone de plus forte tension de surface.

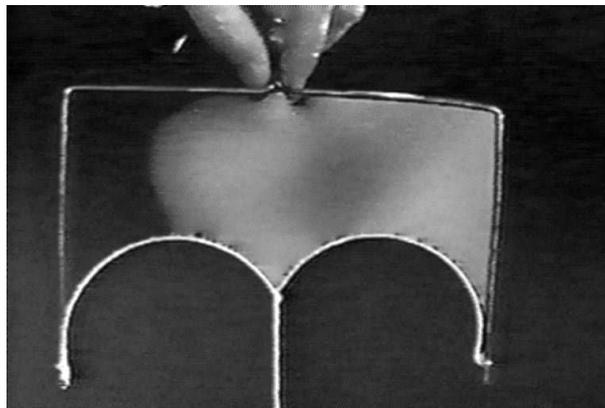


FIGURE 6.7 – Démonstration de l'existence des forces capillaires. Les deux bouts de la ficelle sont en forme d'arcs de cercle. Pourquoi ?

Exercice : On s'intéresse à l'ouverture rapide d'un trou dans une membrane de savon horizontale sous l'action de la tension de surface. En supposant que toute la masse se retrouve dans un bourrelet montrer qu'après un transitoire ce bourrelet avance ensuite à vitesse constante dite de Taylor-Culick que l'on calculera. Ref. : Culick, F.E.C. 1960 Comment on a ruptured soap film. J. Appl. Phys. 31 1128-1129.

6.2 La loi de Laplace

Si une surface est courbée, les contraintes de traction existant sur la surface ont une composante non nulle dans la direction normale à la surface et orientée vers le centre de courbure, c'est-à-dire du côté concave de la surface. A l'équilibre, cette force normale est compensée par une pression plus forte du côté intérieur que du côté extérieur. Prenons l'exemple d'une goutte sphérique que nous allons couper en deux par la pensée (figure 6.8). La force dirigée vers le haut due à la surpression à l'intérieur de la goutte, $\Delta P \pi R^2$, doit être égale à la somme des forces de tension de surface sur l'équateur $\gamma 2\pi R$. Soit pour une goutte sphérique :

$$\Delta p = p_{int} - p_{ext} = 2 \frac{\gamma}{R}.$$

Dans le cas général on montre que la loi de Laplace, formulée pour la première fois en 1806 par Pierre-Simon de Laplace, s'écrit en chaque point d'une surface courbée :

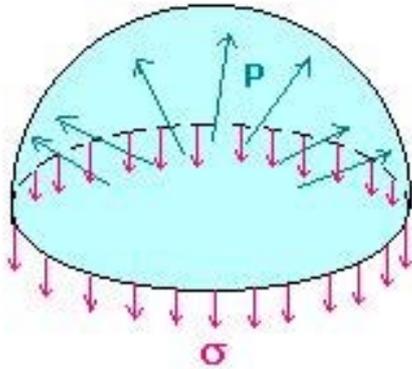


FIGURE 6.8 – Illustration de l’effet de la surpression de Laplace Δp sur une goutte coupée en deux par la pensée.

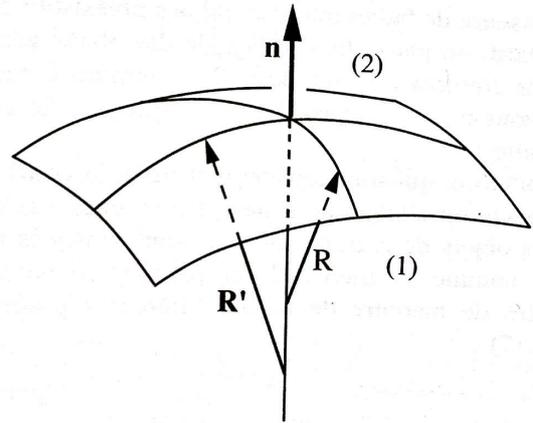


FIGURE 6.9 – Notion de rayon de courbure, d’après [29] p. 46.

$$p_i - p_j = \gamma \left[\frac{1}{R'} + \frac{1}{R''} \right]. \tag{6.3}$$

où R' et R'' sont les deux rayons de courbure de la surface en ce point, comptés positivement lorsque leur centre de courbure se trouve du côté i . En effet, pour tout point d’une surface lisse, on peut définir la normale et donc des plans contenant cette normale. Chacun de ces plans coupe la surface selon une courbe dont on peut déterminer le centre de courbure et le rayon de courbure (figure 6.9).

Démonstration : La figure 6.10 représente le plan Oxy contenant la normale \vec{n} et un vecteur tangent \vec{t} en un point M de l’interface entre deux fluides. Dans ce plan l’élément de surface a pour longueur ds . O est le centre de courbure. La force de tension superficielle en M vaut par élément de longueur dz dans la direction transverse : $\vec{F}(s) = \gamma dz \vec{t}$. A l’équilibre cette force à le même module en $s + ds$ mais pas la même direction :

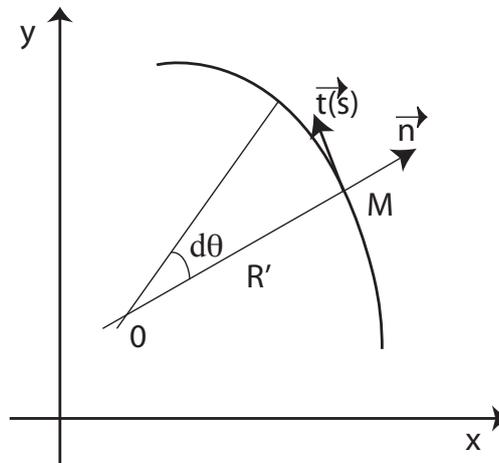
$$\vec{F}(s + ds) = \vec{F}(s) + \gamma dz \frac{d\vec{t}}{dt}.$$

Or $\frac{d\vec{t}}{d\theta} = -\vec{n}$ et $ds = R' d\theta$, où $R' = OM$ est le rayon de courbure en M . Donc $\frac{d\vec{F}}{ds} = -\gamma dz \frac{ds}{R'} \vec{n}$. S’il existe aussi un rayon de courbure R'' dans le plan perpendiculaire à Oxy et contenant \vec{n} , il existe une deuxième contribution à la force normale $\frac{d\vec{F}}{ds} = -\gamma dz \frac{ds}{R''} \vec{n}$. A l’équilibre cette force est compensée par une force de surpression $\Delta p(dz ds) \vec{n}$ ce qui donne finalement l’équation 6.3.

Pour une courbe $y = f(x)$, la courbure (inverse du rayon de courbure) qui caractérise la rotation du vecteur tangent lorsqu’on se déplace sur la courbe est donnée par la relation :

$$C' = 1/R' = \frac{y''}{(1 + y'^2)^{3/2}}.$$

Les deux rayons R' et R'' doivent être mesurés dans deux plans perpendiculaires [4]. On montre que la somme de ces rayons de courbure, appelée **courbure géométrique** ou **courbure moyenne** $C = C' + C'' = (1/R' + 1/R'')$ est indépendante du choix des deux plans perpendiculaires, c’est un invariant de la surface.

FIGURE 6.10 – Plan perpendiculaire à l'interface c'est-à-dire contenant \vec{n} .

Notons qu'une surface peut avoir une courbure nulle, c'est le cas d'un point-selle (aussi appelé point-col). En effet les rayons de courbure sont des quantités algébriques, comptées positives si le centre de courbure est situé du côté identifié par la lettre i . Dans le cas du point-selle les pressions de chaque côté de la surface sont égales. Les figures 6.5 et 6.6 sont des exemples de surface de courbure nulle en tout point et donc de surface minimale.

En conséquence de la loi de Laplace, plus une goutte est petite plus le fluide à l'intérieur est à une pression élevée. Les petites bulles sont donc bien sphériques et peu déformables. Attention, pour les bulles de savon, la tension de surface agit des deux côtés des membranes (il y a en effet deux interfaces eau-gaz). Il apparaît donc un facteur 2 dans la relation de Laplace : $\Delta P = 4\gamma/R$. Cette surpression dans les petites bulles a de nombreuses conséquences, par exemple pour l'initiation de la cavitation ou de l'ébullition ou pour la formation de brouillards.

6.3 Angle de mouillage macroscopique

Dans de nombreuses situations, trois phases, solide-liquide-gaz par exemple, sont présentes et leur frontière est une ligne nommée **ligne triple**. Si la ligne triple est stable, les trois forces interfaciales doivent s'équilibrer.

Prenons le cas d'une goutte liquide posée sur un substrat et notons θ l'angle de contact mesuré dans la phase liquide (figures 6.11 et 6.12). La goutte peut s'étaler plus ou moins sur le support, on dit qu'on est en situation **mouillante** si θ est faible, en situation de **mouillage partiel**, ou encore en situation **non mouillante** si θ est élevé ($90^\circ < \theta < 180^\circ$).

Un exemple historique de mouillage total est l'expérience de Benjamin Franklin qui en 1750 versa une cuillère d'huile d'olive sur un étang dans les environs de Londres. Il observa une disparition des rides créées par le vent sur une surface importante de l'étang et Lord Rayleigh put, 100 ans plus tard, déduire de cette expérience une estimation très raisonnable de la dimension typique des molécules.

L'angle θ est appelé l'angle de mouillage apparent ou angle macroscopique. En effet il n'est pas forcément défini au niveau microscopique (il peut par exemple exister un film précurseur [16] dont l'épaisseur de l'ordre de quelques molécules est contrôlé par la pression de disjonction).

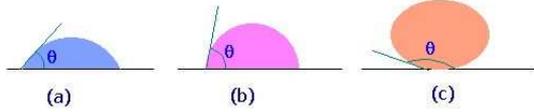


FIGURE 6.11 – Liquide partiellement mouillant une paroi et de moins en moins mouillant de (a) à (c).

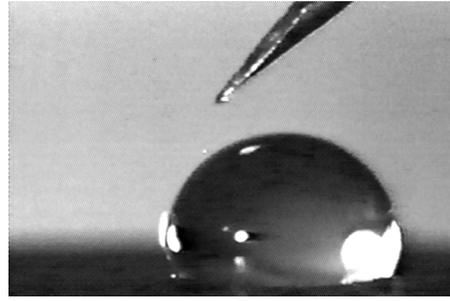


FIGURE 6.12 – Goutte d’eau sur une surface cirée.

6.3.1 Loi d’équilibre d’Young-Dupré

Pour une goutte posée sur une surface solide indéformable, l’équilibre des forces sur une longueur dl de la ligne triple de contact et dans le plan tangent à la surface s’écrit (figure 6.13) :

$$\sum df = \gamma_{SL} dl + \gamma_{LG} \cos \theta dl - \gamma_{GS} dl = 0,$$

Où γ_{ij} est la tension de surface entre la phase i et j . Soit :

$$\boxed{\gamma_{SL} + \gamma_{LG} \cos \theta = \gamma_{GS}.} \tag{6.4}$$

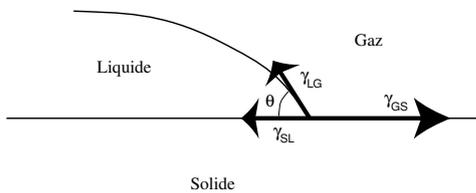


FIGURE 6.13 – Equilibre des forces de tension de surface au niveau de la ligne triple pour une goutte posée sur une surface solide (relation d’Young-Dupré).

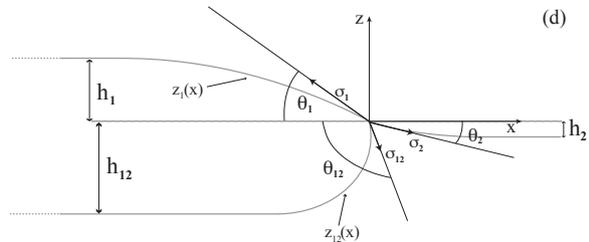


FIGURE 6.14 – Même condition d’équilibre pour une goutte posée sur un autre liquide.

C’est la loi d’Young-Dupré. La référence [36] présente en détail les subtilités au niveau microscopique de l’équilibre des forces au niveau de la ligne triple.

Comme

$$\cos \theta = \frac{\gamma_{SG} - \gamma_{LS}}{\gamma_{LG}},$$

l’angle θ n’est pas défini si $\frac{\gamma_{SG} - \gamma_{LS}}{\gamma_{LG}} < -1$, on parle alors de **non mouillage** ($\theta = 180^\circ$), ou si $\frac{\gamma_{SG} - \gamma_{LS}}{\gamma_{LG}} > 1$ et l’on parle alors de **mouillage total** ($\theta = 0^\circ$). Dans le premier cas $\gamma_{LS} > \gamma_{SG} + \gamma_{LG}$ et le système préfère minimiser l’aire de contact liquide-solide qui coûte trop en énergie. C’est ce que l’on essaye de réaliser sur des vêtements imperméables en les enduisant de produit déperlant ou dans le fond des poêles en utilisant des revêtements anti-adhésifs. Dans le second cas $\gamma_{SG} > \gamma_{SL} + \gamma_{LG}$ le contact solide-gaz coûte beaucoup d’énergie et c’est le liquide qui va séparer les deux phases. C’est ce

que l'on appelle le **mouillage total**. C'est par exemple le cas d'une goutte d'huile sur du verre propre. On peut aussi introduire le paramètre d'étalement S qui, s'il est positif, prédit l'étalement du liquide :

$$S = \gamma_{SG} - \gamma_{SL} - \gamma_{LG}.$$

Note : La composante transverse appliquée par l'interface gaz-liquide $\gamma_{LG} \sin \theta$ sur la surface solide (figure 6.13) est en général équilibrée par la rigidité de ce solide mais on peut parfois observer une légère déformation pour des gels très souples. Dans le cas où l'on a deux liquides et un gaz, par exemple une lentille d'huile à la surface de l'eau, il faut alors aussi écrire l'équilibre des forces verticales (figure 6.14).

6.3.2 Hystérésis de l'angle de contact

L'angle de contact dépend grandement de la propriété des surfaces et en général du mouvement présent ou passé de la goutte. S'il est mesuré pendant le mouvement de la goutte on parle d'angle de contact dynamique. Il augmente avec la vitesse d'avancée et pour les faibles angles de mouillage on peut montrer qu'il augmente comme la racine cubique de la vitesse. L'hystérésis de l'angle de contact au repos est particulièrement visible pour une goutte de pluie accrochée sur un pare-brise de voiture. Le fait que la goutte ne glisse pas malgré la pente impose que l'angle au bord le plus haut de la goutte soit plus faible que sur le bord du bas. Cette différence d'angle est liée à l'existence de rugosités, d'impuretés physiques ou chimiques sur la surface.

6.4 Effet de la gravité et longueur capillaire

Si l'on observe une grosse goutte posée sur une surface horizontale, elle n'a pas une forme sphérique, elle est aplatie. Il existe un compromis entre la gravité qui tend à abaisser le centre de gravité de la goutte et la tension de surface qui tend à rendre la goutte sphérique (figure 6.15). Ce compromis est caractérisé par un nombre sans dimension, le nombre de Bond (non, pas en l'honneur de James, mais d'un autre anglais, Wilfrid Noel Bond). Ce nombre est le rapport entre l'énergie potentielle de gravité d'une goutte supposée sphérique de rayon R et son énergie de surface :

$$Bo = \frac{\rho g}{\gamma} R^2.$$

Ce nombre de Bond peut aussi s'écrire comme le rapport de deux longueurs $Bo = (R/l_c)^2$. La longueur l_c est appelée *longueur capillaire* :

$$l_c = \sqrt{\frac{\gamma}{\rho g}}. \quad (6.5)$$

Pour $Bo = 1$ les effets de gravité et de tension de surface sont comparables. Si $R \gg l_c$ les effets de gravité dominent, si $R \ll l_c$ ce sont les effets superficiels.

- Pour de l'eau dans l'air par exemple on trouve $l_c \approx 3$ mm. On retrouve cette taille caractéristique en regardant la déformation de la surface de l'eau au bord d'un verre de rayon R (figure 6.16). Loin du bord la surface est horizontale car on peut négliger la force capillaire ($R \gg l_c$) mais près de la paroi verticale la tension de surface fait monter l'eau qui mouille partiellement le verre ($\theta < 90^\circ$).

- On retrouve aussi cette longueur capillaire $l_c \approx 3$ mm dans la taille typique des gouttes d'eau (figure 6.17), ou des premières rides observées sur l'eau lorsque le vent se lève (voir chapitre 7 page 69).

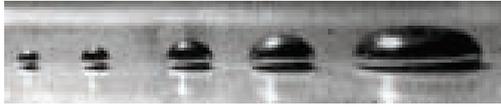


FIGURE 6.15 – Déformation sous l'effet de la gravité de gouttes de mercure de taille croissante. D'après [29] p. 37.

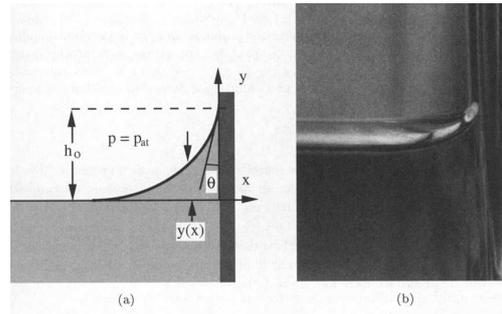


FIGURE 6.16 – Ménisque sur le bord d'un verre d'eau. D'après [29] p. 39.

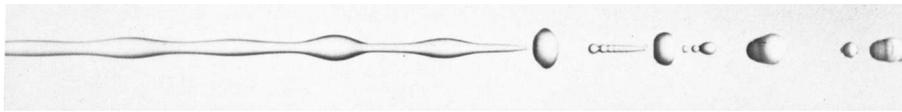


FIGURE 6.17 – Instabilité de Plateau-Rayleigh d'un jet d'eau tombant (ici de gauche à droite) dans le champ de gravité et qui se fractionne en gouttes.

6.5 La mesure de la tension superficielle

Il existe de nombreuses méthodes pour mesurer la tension de surface, basées sur la mesure d'une force ou d'une forme.

6.5.1 La loi de Jurin

Si on plonge un tube fin (on parle de tube « capillaire », c'est-à-dire dont le diamètre intérieur est de l'ordre de grandeur du diamètre d'un cheveu) dans un liquide, à l'équilibre la surface du liquide dans le tube n'est pas au même niveau qu'à l'extérieur (figures 6.18 et 6.19). C'est l'illustration classique des forces capillaires, autre nom des forces de tension interfaciale.

Le calcul de la hauteur h d'ascension capillaire se fait en calculant la dépression Δp qui existe au-dessous du ménisque : $\Delta p = 2\gamma/r$ où r est le rayon de courbure de la calotte sphérique que forme le ménisque. Si R est le rayon du tube et θ l'angle de mouillage on a $R = r \cos \theta$ et donc $\Delta p = 2\gamma \cos \theta / R$ (car $r < l_c$). Cette dépression tire la colonne de fluide vers le haut et à l'équilibre on a donc $\Delta p = \rho gh$. Finalement

$$h = \frac{2\gamma \cos \theta}{\rho g} \frac{1}{R}.$$

A.N. Avec de l'eau, si $R = 0,1$ mm, on trouve $h = 14$ cm. La mesure de h est donc une mesure de la tension de surface si on connaît l'angle de mouillage θ et le diamètre du capillaire.

L'ascension capillaire est limitée pour l'eau à environ 10 mètres, ce qui correspond à un tube de rayon de l'ordre d'un micromètre. En effet, au-delà de cette hauteur, la pression sous le ménisque deviendrait inférieure à la pression de vapeur saturante et le liquide s'évaporerait. Ce phénomène limitant intervient dans la montée de la sève dans les arbres et est, en partie, la cause de leur taille maximale de l'ordre de quelques dizaines de mètres.

Exercice : Si on fait l'expérience non pas dans un tube, mais entre deux plaques de verre au contact d'un côté mais légèrement espacées de l'autre (figure 6.20) quelle sera la forme de la surface



FIGURE 6.18 – Illustration de la loi de Jurin ([53], p. 13). Plus le tube est fin plus le liquide monte haut.

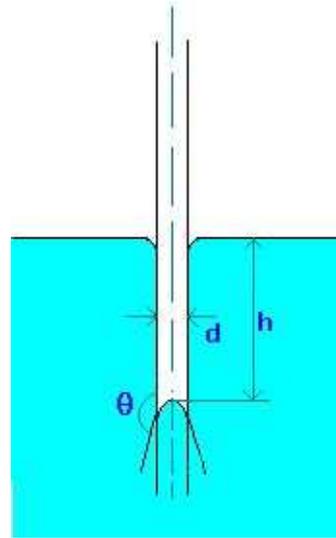


FIGURE 6.19 – Cas d'un liquide non mouillant comme le mercure montrant une ascension négative.

libre ?

6.5.2 Lamme de Wilhelmy et anneau de Noüy

Les tensiomètres de Wilhelmy et de Noüy sont basés sur la mesure de la force d'arrachement qu'il faut exercer sur une lame ou un anneau de platine pour la sortir lentement du liquide. Juste avant que le film liquide qui tire l'objet vers le bas ne casse, la balance mesure une force (de l'ordre du centième de Newton) proportionnelle à la tension de surface (figures 6.21 et 6.22) : $\gamma = F/(p \cos \theta)$ si p est le périmètre de la lame. On peut aussi mesurer par cette méthode des forces interfaciales entre deux liquides.

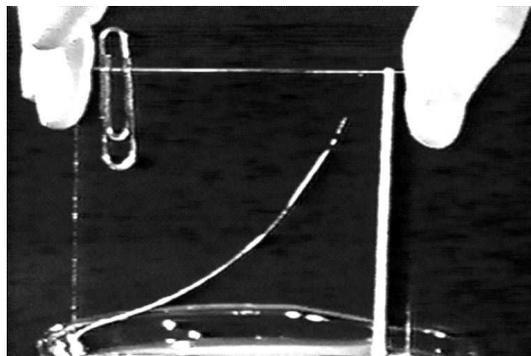


FIGURE 6.20 – Ascension capillaire dans le diédre formé par deux plaques de verre séparées d'un côté de l'épaisseur d'un trombone.

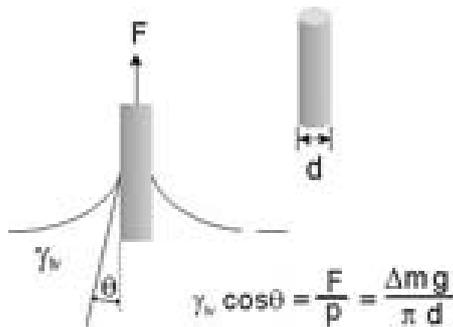


FIGURE 6.21 – Mesure de la tension de surface par la méthode de la lame de Wilhelmy.

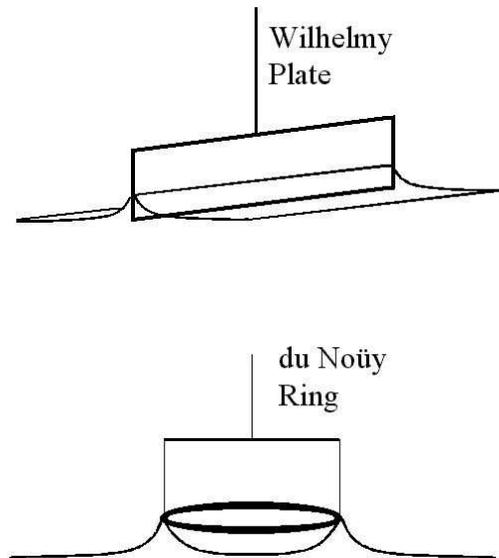


FIGURE 6.22 – Méthode de la lame de Wilhelmy et de l'anneau de Noüy.

6.5.3 Méthode de la goutte pendante

Juste avant qu'une goutte ne se détache d'un robinet, son poids est équilibré par la tension de surface (loi de Tate). La mesure du volume de la goutte ou de son poids est donc aussi une mesure précise de la tension de surface (figures 6.23 et 6.24) et cette méthode porte le nom de stalagmométrie. Là aussi, la méthode permet de mesurer la tension de surface entre deux liquides.

On peut aussi mesurer le profil complet de la goutte et le comparer au résultat de l'intégration d'une équation intégral-différentielle dont le seul paramètre est la longueur capillaire. Pour cela on écrit dans chaque plan horizontal l'équilibre des forces entre le poids de la goutte sous ce plan, les forces de pressions de Laplace à l'interface et la tension interfaciale ([16] p. 59).

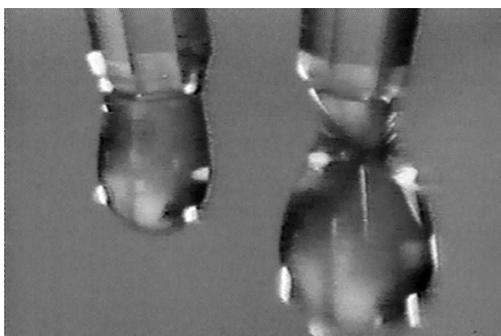


FIGURE 6.23 – Une goutte d'alcool (à gauche) et une goutte d'eau (à droite) toutes les deux sur le point de se détacher.



FIGURE 6.24 – Détachement d'une goutte pendante ([53], p. 8).

6.5.4 Méthode de la goutte tournante

Cette méthode est utilisée pour mesurer les faibles tensions de surface. Voir TD n°4.

6.6 Effet de la température sur la tension de surface (effet Marangoni)

La tension de surface est en général une fonction décroissante de la température, en effet elle s'anule au point critique (liquide et vapeur ne font plus qu'un, ils sont alors en quelque sorte miscibles). Cette variation qui porte le nom d'effet Marangoni explique les deux expériences suivantes (figures 6.25 et 6.26). Les endroits chauds, de plus faible tension de surface, sont des zones de divergence de l'écoulement de surface et conduisent donc à l'amincissement de la couche fluide, alors qu'une zone froide, de forte tension interfaciale, est une zone de convergence et donc d'épaississement.

C'est aussi un effet important pour la mise en mouvement d'un liquide avec surface libre chauffé par le bas (convection de Bénard-Marangoni (voir § 16.9 page 218)).

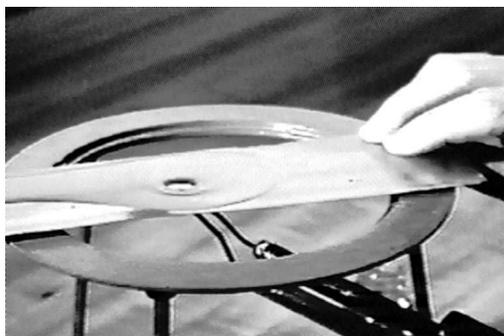


FIGURE 6.25 – Effet d'un point chaud fixe sous une couche mince de liquide.



FIGURE 6.26 – Effet d'un point froid se déplaçant sous une couche mince de liquide.

6.7 Les tensioactifs

Les tensioactifs sont très utilisés dans l'industrie pour fabriquer et stabiliser les mousses, ou pour contrôler l'étalement des liquides.

6.7.1 Pourquoi met-on du savon pour se laver les mains ?

Le savon est un tensioactif pour l'eau, c'est-à-dire un corps dont la présence diminue la tension de surface du liquide. Le plus souvent il s'agit de molécules amphiphiles, c'est-à-dire des molécules dont une extrémité préfère être entourée de molécules d'eau et l'autre refuse au contraire cette proximité. Ces molécules se mettent de préférence aux interfaces et elles sont donc très efficaces, même en faible quantité, pour diminuer la tension de surface (figure 6.27). En réalité il existe toujours un équilibre thermodynamique entre les molécules adsorbées en surface et des molécules présentes dans le liquide (voir Réf. [6] chap. 16). C'est cette diminution de la tension de surface qui rend l'eau savonneuse plus « mouillante » (l'angle θ est plus faible) et donc plus efficace pour détacher et dégraisser.

Dans un premier temps, plus on augmente la quantité de tensioactif plus la tension de surface diminue, jusqu'à un certain point appelé la concentration micellaire critique (c.m.c.) où les molécules amphiphiles isolées déjà présentes à l'intérieur du liquide atteignent une concentration maximale et

commencent à se regrouper sous forme de globules appelés *micelles*. A partir de la c.m.c., la tension de surface ne décroît plus et les molécules rajoutées augmentent seulement la taille et le nombre de micelles (figure 6.28).

6.7.2 Comment expliquer la stabilité des membranes de savon contrairement aux membranes d'eau ?

Une membrane de savon est en réalité une membrane d'eau avec des molécules de tensioactif sur ses deux surfaces. Si une membrane de savon est rapidement déformée et donc étirée localement, la concentration surfacique de savon dans la partie étirée sera plus faible, la tension de surface locale y devient plus élevée qu'ailleurs et il apparaît donc une force de rappel qui tend à lutter contre la déformation initiale. Cet effet élastique, qui n'existe pas pour une membrane d'eau pure, explique la stabilité et la relative longévité des bulles de savon.

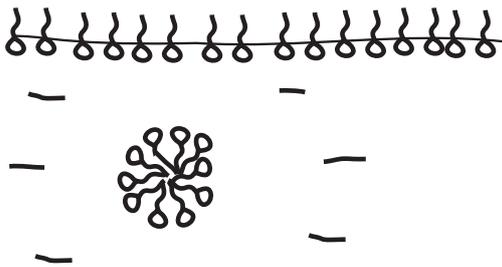


FIGURE 6.27 – Localisation des molécules amphiphiles : à la surface de l'eau ou dans des micelles.

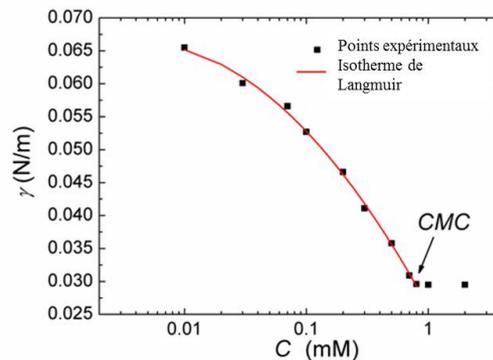


FIGURE 6.28 – Evolution de la tension de surface en fonction de la concentration C en tensioactif C12 dans de l'eau (Thèse E. Rio).

6.8 Dynamique de quelques écoulements contrôlés par la tension de surface

1. **Imbibition d'un milieu poreux ou d'un tube capillaire.** Pour un tube horizontal ou vertical trouver la cinétique d'invasion par le liquide mouillant pour un fluide parfait et pour un fluide très visqueux (lois de Washburn [16] p.130).
2. **Dynamique d'étalement d'une goutte de liquide mouillant une surface solide.** On trouve des lois en $t^{1/8}$ et $t^{1/10}$ selon la taille de la goutte (lois de Tanner [16] p. 149).
3. **Evaporation d'une goutte de café.** Une goutte en forme de calotte sphérique et contenant des particules en suspension est posée sur une table. En supposant un flux d'évaporation constant, montrer que dans le référentiel de la ligne triple il existe un écoulement dans la goutte. En déduire pourquoi il reste une auréole sur la table de la cuisine [Deegan *et al.* (1997), *Capillary flow as the cause of ring stains from dried liquid drops*, Nature, **389** (6653), 827-828].

4. **Divergence de la dissipation visqueuse au voisinage de la ligne triple d'une goutte qui avance.** Dessiner le profil de vitesse du fluide dans le référentiel où la ligne triple est immobile. Calculer les cisaillements au voisinage de la ligne triple (on peut supposer l'angle de contact petit) et en déduire la dissipation d'énergie. Montrer qu'il existe une divergence de cette dissipation à la ligne triple. Comment résoudre ce problème ([16] p. 142)?

Pour en savoir plus :

- *Gouttes, bulles, perles et ondes*, P.-G. de Gennes, F. Brochard-Wyart, D. Quéré, Belin (2006). Réf. [16].
- *Why is surface tension a force parallel to the interface ?*, A. Marchand, J. H. Weijs, J. H. Snoeijer, and B. Andreotti, *American Journal of Physics*, 79(10) :999–1008, 2011. Réf. [36].
- *Liquides. Solutions, dispersions, émulsions, gels*, B. Cabane et S. Hénon, Belin (2003). Réf. [6].
- *Les mousses : structure et dynamique*, I. Cantat *et al.*, Belin (2010).
- *1805-2005 deux siècles de découvertes sur la capillarité*, Y. Pomeau, séminaire disponible en vidéo sur <http://savoirs.ens.fr/expose.php?id=194>
- *Surface Tension in Fluid Mechanics*, Lloyd Trefethen, National Committee for Fluid Mechanics Films, <http://web.mit.edu/hml/ncfmf.html>

Chapitre 7

Les ondes de surface

Marc Rabaud, version du 22 janvier 2016

Sommaire

7.1	Rappels sur les vitesses de phase et de groupe	70
7.2	Les ondes linéaires en eau profonde	70
7.2.1	Relation de dispersion des ondes entre deux fluides	71
7.2.2	Application aux ondes à la surface de l'eau	73
7.2.3	Paquet d'onde généré par un caillou jeté dans l'eau	75
7.2.4	Ondes en amont et en aval d'un obstacle	77
7.2.5	Le sillage en « V » ou sillage de Kelvin	77
7.2.6	Traînée de vague et vitesse limite de coque	80
7.2.7	Trajectoire des particules et lignes de courant sous la vague	82
7.2.8	Energie transportée par la houle	85
7.2.9	Atténuation des ondes de surface	86
7.3	Les ondes gravito-capillaires en eau peu profonde	87
7.3.1	Relation de dispersion en hauteur d'eau finie	87
7.3.2	Cas des ondes longues	88
7.4	Les ondes non-linéaires	90
7.4.1	Le soliton de Russel	91
7.4.2	Ressaut hydraulique	91
7.4.3	Mascaret	92
7.4.4	Tsunami	93

Nous allons ici nous intéresser aux ondes se propageant à l'interface entre deux liquides ou entre un liquide et un gaz, propagation causée par deux forces de rappel : la gravité et la tension de surface entre les deux fluides. Nous étudierons tout d'abord le cas des ondes en eau profonde puis le cas des ondes en eau peu profonde.

Comme toute déformation périodique ou localisée peut se décomposer en série de Fourier, nous étudierons d'abord le comportement d'onde plane monochromatique. La déformation de l'interface s'écrit alors $\zeta(x, t) = \zeta_0 \cos(kx - \omega t)$. Le nombre d'onde est $k = 2\pi/\lambda$ où λ est la longueur d'onde. L'amplitude de l'onde est ζ_0 . La vitesse de phase est donnée par $v_\varphi = \omega/k$ et la vitesse de groupe par $v_g = \partial\omega/\partial k$.

Pour une bonne introduction sur les ondes, lire le premier chapitre de la Ref. [39].

7.1 Rappels sur les vitesses de phase et de groupe

On considère tout d'abord une onde plane monochromatique qui s'écrit :

$$\zeta(x, t) = \Re [A_0 \exp i(k_0 x - \omega(k_0)t)],$$

où \Re exprime la partie réelle. Son spectre est une fonction de Dirac $A_0 \delta(k - k_0)$, sa vitesse de phase $v_\varphi = \omega(k_0)/k_0$. En effet c'est la vitesse à laquelle il faut que x augmente pour que la phase de l'onde, $\varphi(x, t) = k_0 x - \omega(k_0)t = k_0(x - \frac{\omega(k_0)}{k_0}t)$, reste constante.

Si maintenant on est en présence d'un *paquet d'onde*, l'onde s'écrit :

$$\zeta(x, t) = \Re \int_0^\infty A(k) \exp i(kx - \omega(k)t) dk.$$

Si le paquet d'onde est étroit (dans l'espace de Fourier) autour de k_0 , on peut écrire $k = k_0 + \delta k$ soit :

$$\zeta(x, t) = \Re \int_0^\infty A(k_0 + \delta k) \exp i(k_0 x - \omega(k_0)t) \exp i(\delta k x - \delta \omega t) dk.$$

Où $\delta \omega = \omega(k_0 + \delta k) - \omega(k_0) \approx \frac{\partial \omega}{\partial k} \delta k = v_g \delta k$.

A l'instant initial $t = 0$ on a :

$$\zeta(x, 0) = \Re \exp i(k_0 x) F(x)$$

avec

$$F(x) = \int_0^\infty A(k_0 + \delta k) \exp i(\delta k x) dk.$$

C'est donc un paquet d'onde avec une porteuse k_0 et une enveloppe $F(x)$.

Pour $t \neq 0$:

$$\zeta(x, t) = \Re \exp i [k_0(x - v_\varphi t)] F(x - v_g t)$$

avec

$$F(x - v_g t) = \int_0^\infty A(k_0 + \delta k) \exp i [\delta k(x - v_g t)] dk.$$

L'enveloppe du paquet d'onde se propage bien sans changer de forme avec la vitesse de groupe v_g alors que la porteuse se propage à v_φ (voir figure 7.1).

Nota : on peut généraliser à des ondes tridimensionnelles où $\vec{k} = (k, l, m)$. Dans ce cas la vitesse de phase s'écrit $\vec{v}_\varphi = (\omega/k^2)\vec{k}$ (elle est par définition colinéaire au vecteur d'onde) et la vitesse de groupe $\vec{v}_g = (\partial\omega/\partial k, \partial\omega/\partial l, \partial\omega/\partial m)$. Ces deux vitesses ne sont pas forcément colinéaires si la relation de dispersion n'est pas isotrope et même elles peuvent être perpendiculaires entre elles si la relation de dispersion ne dépend pas du module de \vec{k} comme nous le verrons pour les ondes internes (chap. 8 page 95) ou les ondes inertielles (§ 15.7.3 page 190).

7.2 Les ondes linéaires en eau profonde

Nous considérerons ici uniquement le cas des ondes linéaires, c'est-à-dire d'amplitude faible devant la longueur d'onde : $\zeta_0 \ll \lambda$ ou $\zeta_0 k \ll 1$.

On note 1 le fluide inférieur et 2 le fluide supérieur et Oz l'axe vertical (figure 7.2).

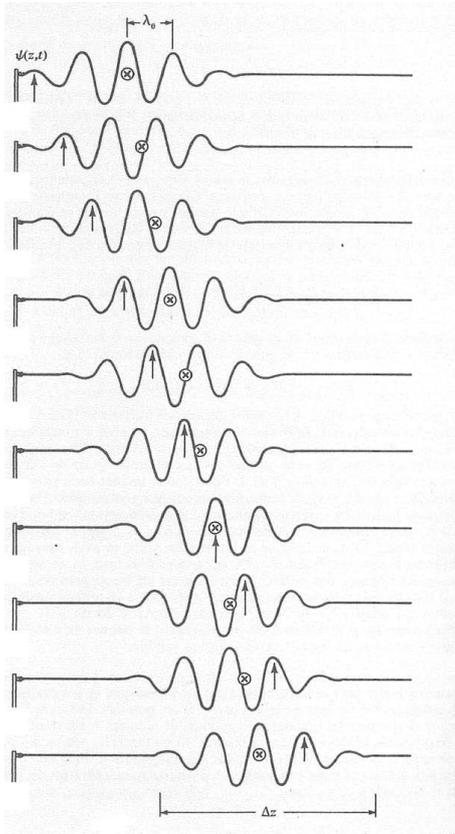


FIGURE 7.1 – Evolution d'un paquet d'onde dont la vitesse de phase est le double de la vitesse de groupe (cas des ondes de gravité). La croix marque le milieu du paquet d'onde qui se déplace à la vitesse de groupe, la flèche suit un maximum local de l'onde et se déplace à la vitesse de phase (cours Berkeley III, p. 294).

7.2.1 Relation de dispersion des ondes entre deux fluides

On supposera les fluides incompressibles et surtout l'écoulement irrotationnel. En effet si on considère un fluide immobile (donc forcément irrotationnel) avant l'arrivée des vagues, il doit rester irrotationnel, au moins à court terme et loin des parois (la vorticité est éventuellement présente sur le fond ou à l'interface si les fluides sont visqueux). En négligeant l'effet de la viscosité, nous étudierons la propagation des ondes sans att nuation¹.

Si l'écoulement dans chaque fluide est irrotationnel, $\vec{\text{rot}} \vec{v}_i = \vec{0}$ (avec $i = 1, 2$) et l'on peut écrire $\vec{v}_i = \vec{\nabla} \Phi_i$, le champ de vitesse dérive d'un potentiel. Si de plus l'écoulement est incompressible,

1. Un fluide parfait ne peut donc pas satisfaire les relations de Kramer-Krönig entre dissipation et dispersion.

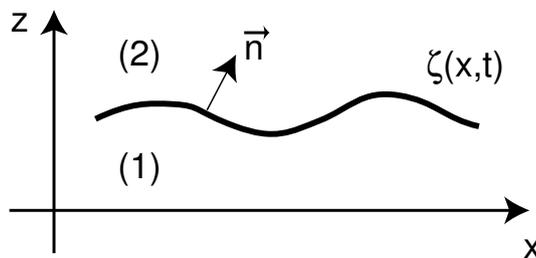


FIGURE 7.2 – Schéma de l'interface entre deux fluides superposés.

$\text{div } \vec{v}_i = 0$ et donc $\Delta \Phi_i = 0$. Le potentiel des vitesses satisfait l'équation de Laplace.

En recherchant des solutions périodiques propagatives dans la direction des x croissants on peut écrire : $\Phi_i = f_i(z) \exp i(kx - \omega t)$. Les ondes étant supposées linéaires, nous pouvons utiliser la notation complexe sans problème en prenant à la fin des calculs la partie réelle du résultat.

L'équation de Laplace impose que :

$$f_i'' - k^2 f_i = 0,$$

soit

$$f_i(z) = A_i \exp(kz) + B_i \exp(-kz).$$

Dans le cas de milieux infinis au-dessus et au-dessous de l'interface, la condition de non divergence de f_i pour $z \rightarrow \pm\infty$ donne $A_2 = B_1 = 0$. (Le cas d'une profondeur finie sera traité au paragraphe 7.3.)

L'équation d'Euler doit être satisfait pour chaque fluide :

$$\frac{\partial \vec{v}_i}{\partial t} + (\vec{v}_i \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}_i = -\frac{1}{\rho_i} \vec{\nabla} p_i + \vec{g}.$$

Le terme convectif non-linéaire peut-être négligé si $(\vec{v}_i \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}_i \ll \frac{\partial \vec{v}_i}{\partial t}$. On peut estimer l'ordre de grandeur de ces deux termes car $v_i \sim \zeta_0/T$, la condition devenant $k \zeta_0/T \ll 1/T$ soit $\zeta_0 k \ll 1$ ce qui correspond bien a notre choix d'ondes de faible amplitude.

L'équation devient

$$\frac{\partial}{\partial t} \vec{\nabla} \Phi_i + \frac{1}{\rho_i} \vec{\nabla} p_i - \vec{g} = 0,$$

soit :

$$\vec{\nabla} \left(\frac{\partial \Phi_i}{\partial t} + \frac{p_i}{\rho_i} + gz \right) = 0,$$

et finalement :

$$p_i = -\rho_i \frac{\partial \Phi_i}{\partial t} - \rho_i gz + C_i.$$

Ceci correspond à l'équation de Bernoulli instationnaire (§ 5.3.2) dans laquelle on néglige le terme en v^2 à cause de l'hypothèse de faible amplitude.

La surface plane devant être solution, on a $C_1 = C_2 = P_{atm}$. En particulier à l'interface nous avons :

$$p_1 - p_2 = \rho_2 \frac{\partial \Phi_2}{\partial t} - \rho_1 \frac{\partial \Phi_1}{\partial t} - (\rho_1 - \rho_2) g \zeta. \quad (7.1)$$

Conditions aux limites : elles sont de deux sortes, cinématiques (égalité des vitesses transverses à l'interface) et dynamiques (égalité des contraintes normales). Pour la première, comme l'amplitude de la déformation est faible, il suffit que : $v_{z1} = v_{z2}$ soit :

$$\frac{\partial \Phi_1}{\partial z} \Big|_{z=\zeta} = \frac{\partial \Phi_2}{\partial z} \Big|_{z=\zeta} = \frac{\partial \zeta}{\partial t}. \quad (7.2)$$

(La relation exacte, valable quelque soit l'amplitude de la déformation, sera donnée par l'équation 10.4 page 120.) Cette condition nous donne ici la relation : $k A_1 = -k B_2 = -i\omega \zeta_0$. Ceci nous permet d'exprimer les constantes d'intégration A_1 et B_2 en fonction de l'amplitude de l'onde :

$$\begin{cases} \Phi_1 = -i \frac{\omega}{k} \zeta_0 \exp(kz) \exp i(kx - \omega t) \\ \Phi_2 = i \frac{\omega}{k} \zeta_0 \exp(-kz) \exp i(kx - \omega t) \end{cases} \quad (7.3)$$

La condition dynamique nous dit que la différence de pression sur une interface courbée est donnée par la loi de Laplace (§ 6.2) :

$$p_{int} - p_{ext} = \gamma \left[\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right],$$

où γ est la tension de surface. Ici pour des ondes planes (invariantes en y) nous avons un seul rayon de courbure et la courbure étant faible : $p_1 - p_2 \approx -\gamma \frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2}$, soit :

$$p_1 - p_2 = \gamma k^2 \zeta \quad (7.4)$$

En rassemblant ces trois résultats (équations 7.1, 7.3 et 7.4) on obtient finalement *la relation de dispersion des ondes planes linéaires en eau profonde* :

$$\boxed{\omega^2 = \frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_1 + \rho_2} gk + \frac{\gamma}{\rho_1 + \rho_2} k^3}. \quad (7.5)$$

Notons que si $\rho_1 < \rho_2$ la pulsation est complexe, c'est-à-dire que l'on est en présence d'une instabilité. C'est l'instabilité de Rayleigh-Taylor qui sera décrite plus loin (§ 16.3 page 196). L'équation précédente peut aussi s'écrire :

$$\omega^2 = \frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_1 + \rho_2} gk \left[1 + \left(\frac{k}{k_c} \right)^2 \right]. \quad (7.6)$$

Avec

$$k_c = \sqrt{(\rho_1 - \rho_2)g/\gamma}. \quad (7.7)$$

Ce nombre d'onde de coupure k_c , appelé nombre d'onde capillaire, sépare le régime des ondes capillaires (petites longueurs d'onde – ou grands k – contrôlées par la tension de surface) de celui des ondes de gravité (grandes longueurs d'onde – ou petit k – gouvernées par la gravité). La relation de dispersion $\omega(k)$ n'étant pas linéaire, les ondes interfaciales sont dispersives ($v_\varphi \neq v_g$).

7.2.2 Application aux ondes à la surface de l'eau

Dans le cas des ondes à la surface de l'eau, les densités des deux fluides (air et eau) étant dans un rapport 1000 environ, on peut négliger ρ_2 devant ρ_1 et la relation de dispersion (Eq. 7.5) s'écrit :

$$\omega^2 = gk \left[1 + \left(\frac{k}{k_c} \right)^2 \right]. \quad (7.8)$$

Dans le cas air/eau $\lambda_c = 2\pi l_c = 2\pi/k_c \approx 17$ mm.

L'évolution de la vitesse de phase et de la vitesse de groupe avec le nombre d'onde est représenté sur la figure 7.3.

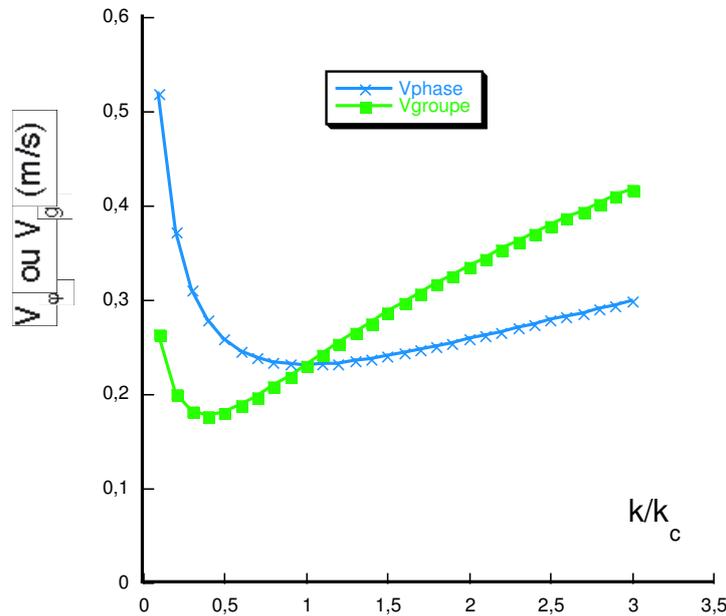


FIGURE 7.3 – Evolution de la vitesse de phase v_φ (\times) et de la vitesse de groupe v_g (\square) en fonction du nombre d'onde adimensionné k/k_c . Pour $k/k_c < 1$ ce sont des ondes de gravité ($v_g < v_\varphi$), et pour $k/k_c > 1$ ce sont des ondes capillaires ($v_g > v_\varphi$).

Limite des ondes de gravité :

Si $k \ll k_c$ ($\lambda \gg 17$ mm) on est dans le domaine des ondes de gravité et la relation de dispersion se simplifie :

$$\omega^2 = gk.$$

La vitesse de phase s'écrit alors $v_\varphi = \sqrt{g/k} = g/\omega$ et $v_g = \frac{1}{2}v_\varphi$.

La figure 7.1 représente l'évolution d'un paquet d'ondes de gravité. Des ondes naissent à l'arrière du paquet d'ondes et meurent à l'avant.

Limite dans le domaine des ondes capillaires :

Si $k \gg k_c$ ($\lambda \ll 17$ mm) on est dans le domaine des ondes capillaire et la relation de dispersion s'écrit :

$$\omega^2 = gk^3/k_c^2 = \frac{\gamma}{\rho}k^3.$$

La vitesse de phase s'écrit alors $v_\varphi = \sqrt{\gamma k/\rho}$ et $v_g = \frac{3}{2}v_\varphi$. En pratique ces ondes ne sont pas longtemps observables car elles sont fortement dissipées par la viscosité (§ 7.2.9 page 86).

Exercices :

- Montrer que les vitesses de phase et de groupe sont égales si $k = k_c$.

- Montrer que les ondes de surface ne peuvent pas se propager en dessous d'une certaine vitesse. Calculer ce minimum de la vitesse de phase. Montrer qu'il vaut 23 cm/s pour de l'eau pure.
- Calculer la vitesse de groupe minimale. Que vaut alors k/k_c ?

7.2.3 Paquet d'onde généré par un caillou jeté dans l'eau

En jetant un caillou dans l'eau on injecte brutalement de l'énergie en un point et à un instant donné. Une grande partie de cette énergie est rayonnée sous forme d'ondes interfaciales radiales. Rapidement ces ondes circulaires perdent de l'amplitude (en $r^{-1/2}$ car elles augmentent leur périmètre) même en l'absence de dissipation et l'on arrive ensuite dans un régime d'ondes linéaires pratiquement planes.

Si le caillou de taille L est gros comparé à la longueur capillaire, les ondes de taille L sont des ondes de gravité. Elles voyagent avec une vitesse de groupe égale à la moitié de leur vitesse de phase. Le front externe du paquet d'onde va donc moins vite que les ondes individuelles. Les ondes meurent en arrivant sur ce front avant. A l'arrière du paquet d'onde (plus vers le centre) on retrouve les ondes les plus lentes correspondant à la vitesse de groupe minimale. Ces ondes ont une vitesse de phase légèrement plus grande que leur vitesse de groupe, elles semblent donc naître sur le front arrière. Voir figures 7.4a et 7.5a. Au final on retrouve les plus grandes longueurs d'ondes à l'avant du paquet d'onde.

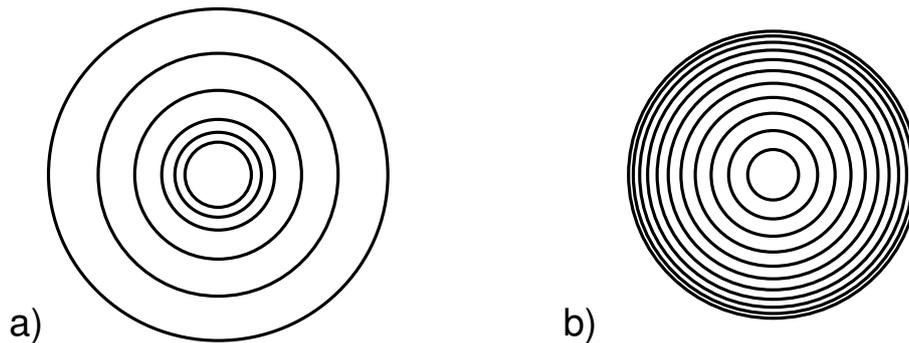


FIGURE 7.4 – Schémas vus de dessus des ronds dans l'eau créés par un gros caillou jeté dans l'eau (a) et par une goutte de pluie tombant sur une surface d'eau (b).

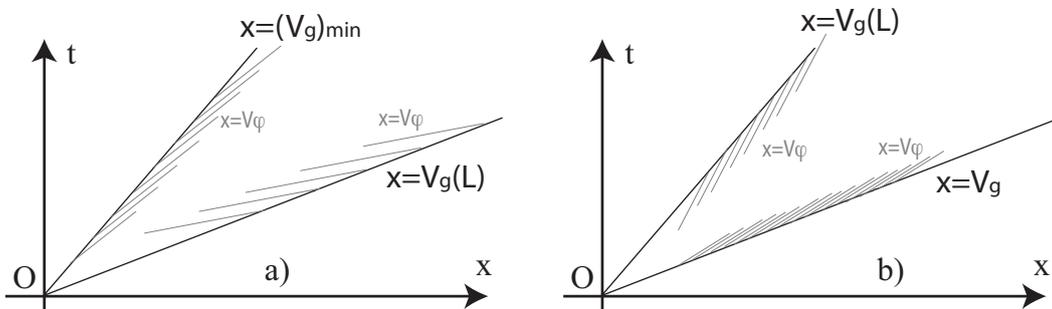


FIGURE 7.5 – Diagrammes spatio-temporels esquissant l'évolution d'un paquet d'onde dans le plan (r, t) (a) pour un gros caillou dans l'eau ($v_\phi > v_g$) et (b) pour une goutte dans l'eau ($v_\phi < v_g$).

Si maintenant on jette un tout petit caillou de taille $L < \lambda_c$ (ou si l'on regarde tomber des gouttes de pluie), toutes les ondes émises sont des ondes capillaires. Les ondes les plus lentes correspondent à des ondes capillaires de longueur d'onde L et elles ont donc une vitesse de phase inférieure à la vitesse de groupe. Elles se font donc rattraper par le front arrière et y meurent. Devant, il n'y a en principe pas de limite à la vitesse de phase et de très petites longueurs d'onde devraient se propager très loin en avant (avec une vitesse de groupe supérieure à la vitesse de phase). Toutefois ces petites longueurs d'onde sont aussi très vite atténuées par la viscosité (voir § 7.2.9) et ne sont pas visibles en pratique. Voir figures 7.4b et 7.5b.

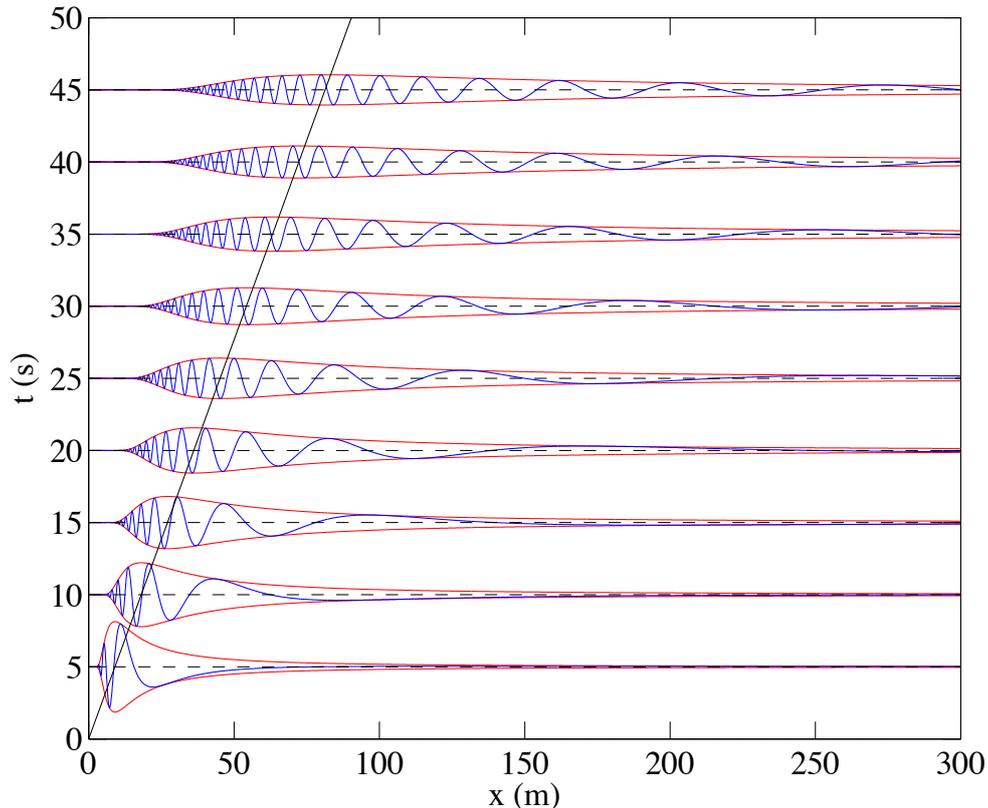


FIGURE 7.6 – Solution gravitaire à une dimension pour une perturbation initiale lorentzienne de taille 1 m ($L(x) = 1/(1 + x^2)$). La vitesse de groupe, ici 5.4 m/s, est indiquée par le trait noir. La longueur d'onde locale au maximum d'amplitude est de l'ordre de la taille de la perturbation, seule longueur du problème.

Le calcul complet des ondes de gravité générées par une impulsion initiale de taille L est un très joli problème connu sous le nom de problème de Cauchy-Poisson (Lamb § 240, Havelock 1908, p. 406, Lighthill p. 248-253). Même avec une perturbation localisée qui contient toutes les longueurs d'ondes, les plus grandes longueurs d'ondes ne sont pas visibles car, se propageant très vite, leur amplitude est atténuée par étirement à la surface de l'eau par le gradient de vitesse de groupe (figure 7.6). Même pour une perturbation localisée, qui contient un maximum d'énergie dans les grandes longueurs d'ondes, on observe finalement un paquet d'onde où le nombre d'onde dominant correspondant à la

taille L de l'objet ($k_L \sim 2\pi/L$). Ce paquet d'onde voyage à la vitesse de groupe de ce nombre d'onde k_L .

7.2.4 Ondes en amont et en aval d'un obstacle

Supposons que l'on place verticalement un bâton dans une rivière s'écoulant à la vitesse U . Pour cet obstacle l'écoulement est indépendant du temps, et l'on observera une déformation stationnaire de l'interface. Pour les ondes se propageant dans le sens du courant, cela veut dire que $v_\varphi = -U$. Si on se reporte à la figure 7.3, on voit que si $U > U_{min}$ il existe deux longueurs d'onde possibles, une longueur d'onde dans le domaine capillaire $\lambda_1 < \lambda_c$ et une dans le domaine des ondes de gravité $\lambda_2 > \lambda_c$. En observant un bâton dans l'eau (figure 7.7) on peut voir en effet des ondes capillaires immobiles en amont (car leur vitesse de groupe $v_g > v_\varphi = -U$) mais amorties par la viscosité assez rapidement et les ondes de gravité immobiles en aval de l'obstacle (car $v_g < v_\varphi = -U$).

La forme complète des ondes capillaires stationnaires en amont d'un obstacle ponctuel a été étudiée par Poncelet (1831) puis par Kelvin et Helmholtz [14].



FIGURE 7.7 – Photographie montrant les ondes fixes autour d'un bâton immobile dans un ruisseau. Les petites longueurs d'onde sont en amont (à droite) et les plus grandes en aval (à gauche).

7.2.5 Le sillage en « V » ou sillage de Kelvin

Rappelons d'abord ce qui se passe pour des ondes non dispersives comme les ondes sonores. Pour cela considérons un avion supersonique qui se déplace à vitesse constante U . Lorsque qu'il était au point M (figure 7.8a) il a émis des ondes sphériques qui se propagent à la célérité c (constante, quelque soit le nombre d'onde pour un milieu non dispersif comme l'air en première approximation). Ces ondes ont atteint le point H tel que $MH = c \Delta t$ alors que l'avion a parcouru pendant ce temps là la distance $MO = U \Delta t$ (avec $U > c$). Les ondes émises par tous les points M pendant Δt sont donc toutes arrivées sur le bord du cône dont l'angle θ est donné par la relation : $\sin \theta = MH/MO = c/U$. On appelle nombre de Mach le rapport $Ma = U/c$, et donc $\sin \theta = 1/Ma$. L'onde de choc correspond à l'accumulation des ondes de pression sur ce cône et n'existe que si $Ma > 1$.

Revenons maintenant aux ondes de surface générées par un objet ponctuel se déplaçant à la vitesse U . Nous ne considérerons ici que des ondes de gravité. Le milieu étant dispersif, il faut raisonner d'abord pour chaque nombre d'onde k (figure 7.8b). Cette fois-ci, pour des ondes de gravité $v_g = \frac{1}{2}v_\varphi$,

l'énergie de l'onde émise en M n'est pas arrivée en H mais en H' (avec $MH' = \frac{1}{2}MH$). Toutes les ondes de nombre d'onde k émises pendant Δt sont arrivées sur le bord du triangle d'angle au sommet $\alpha(k)$. On a la relation :

$$\tan(\theta - \alpha) = H'H/HO = \frac{1}{2}MH/HO = \frac{1}{2} \tan \theta.$$

En développant il vient :

$$\tan \alpha(k) = \frac{\tan \theta}{2 + \tan^2 \theta},$$

avec $\sin \theta(k) = v_\varphi(k)/U$.

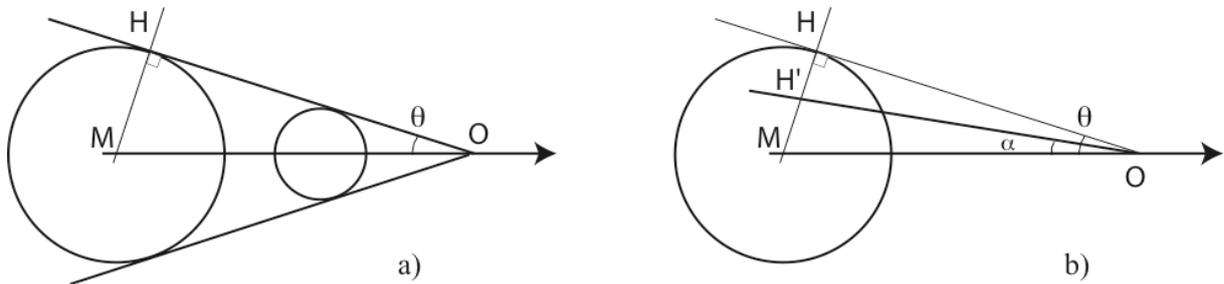


FIGURE 7.8 – Construction du cône de Mach (a) et du sillage de Kelvin (b)

Si on laisse maintenant varier le nombre d'onde k , leur vitesse de phase $v_\varphi(k)$ et donc l'angle $\theta(k)$ vont varier aussi. En étudiant la variation de la fonction $\alpha(k)$ on voit qu'elle possède un maximum lorsque θ varie entre 0 et $\pi/2$ (figure 7.9). Ce maximum correspond à $\tan \theta_0 = \sqrt{2}$ et donc $\tan \alpha_0 = \sqrt{2}/4$. Au-delà de cet angle maximum $\alpha_0 = \arcsin(1/3) \approx 19,47^\circ$ aucune onde n'est observée. En-deçà de cet angle il existe deux longueurs d'onde différentes pour le même angle. On a accumulation d'énergie lorsque $d\alpha/dk = 0$, et donc un maximum d'amplitude au voisinage du dièdre d'angle α_0^2 .

Les vagues qui sont observées au maximum d'amplitude sont des ondes d'une longueur d'onde particulière k_0 dont les crêtes font un angle $\theta_0 = 54,73^\circ$ avec l'axe du navire (en effet leur vitesse de phase est dirigée selon MH). Elles font donc en angle $\theta_0 - \alpha_0 = 35,26^\circ$ avec le bord du sillage. C'est ce sillage d'angle constant qui est aussi observé derrière des canards sur une mare (figure 7.10b et c), du moment qu'ils se déplacent en ligne droite et à une vitesse supérieure à la vitesse minimum d'apparition des ondes de surface. Dans le cas des navires de grandes longueurs ou de forme assez rectangulaire comme une péniche, on peut observer deux sillages de Kelvin bien distincts : celui de l'étrave et celui de la poupe.

Notons que dans ces problèmes de sillage d'avion ou de bateau, l'écoulement est stationnaire dans le référentiel de l'obstacle, on s'intéresse donc aux solutions stationnaires dans ce référentiel. Il faut donc que la vitesse du bateau projetée dans la direction de propagation \vec{k} des ondes soit égal à la vitesse de phase, ce qui peut s'écrire $U \sin(\theta) = v_\varphi$ ou encore $\vec{U} \cdot \vec{k} = \omega$. Cela correspond à une fréquence Doppler $\omega' = \omega - \vec{U} \cdot \vec{k}$ nulle dans le référentiel de l'obstacle.

Pour le nombre d'onde des vagues divergentes du sillage en V nous avons la relation : $\sin \theta_0 = v_\varphi(k_0)/U$, soit comme $v_\varphi = \sqrt{g/k} : k_0 = \frac{g}{U^2 \sin^2 \theta} = \frac{3}{2} \frac{g}{U^2}$. Cette relation permet de mesurer la vitesse d'un bateau sur une simple photo si on possède l'échelle. De même on peut mesurer la vitesse

2. Ce problème est assez similaire au maximum de déviation des rayons lumineux dans une goutte d'eau qui explique les couleurs de l'arc-en-ciel.

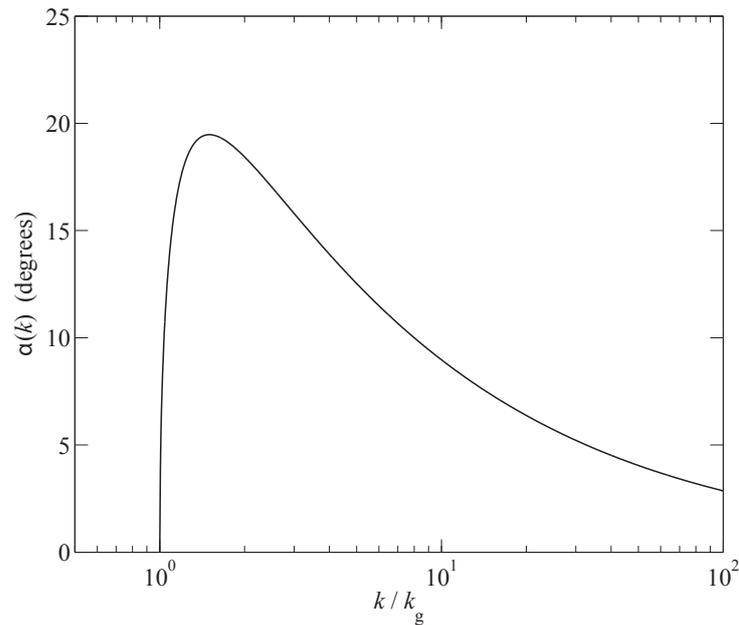


FIGURE 7.9 – Evolution de l’angle de radiation α sur lequel se trouve l’énergie en fonction du nombre d’onde k/k_g , où $k_g = g/U^2$ est le plus petit nombre d’onde se propageant à la vitesse du bateau et dans la direction du mouvement.

d’un bateau en mesurant la période $T_0 = \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{2\pi}{g} U$ des ondes arrivant sur la plage ou les berges. Ces ondes sont très étudiées actuellement car elles sont une source importante d’érosion des berges des rivières et des canaux. Ce phénomène porte le joli nom de *batillage*.

Démonstration géométrique du sillage de Kelvin

Voici une deuxième démonstration inspirée du livre de Whitham [52]. Puisque pour toutes les longueurs d’onde, la droite MH fait en angle droit avec la droite HO (figure 7.8b) lorsque k et donc θ varie le point H décrit un demi-cercle de diamètre MO (figure 7.10a). Le point H’ situé au milieu de MH décrit donc lui un demi-cercle de diamètre MI. L’énergie ne peut donc pas atteindre de point situé à l’extérieur de la droite issue de O et qui tangente le cercle de diamètre MI. Le sinus de l’angle maximum α_0 est donc donné par $\sin \alpha_0 = \frac{MI/2}{3MI/2} = 1/3$, soit $\alpha_0 = 19,47^\circ$.

Les « trompettes de Kelvin »

En plus de l’angle du maximum de déviation des vagues dans le sillage on peut chercher qu’elle est la forme des crêtes des vagues qui suivent le bateau. Pour cela supposons que le bateau soit en O à l’instant t mais était en M à l’instant 0 (figure 7.8b). Si Ox est l’axe de déplacement du bateau on a $M = (-Ut, 0)$. Le point H’ à donc pour coordonnées $H' = (-Ut + v_g t \cos \varphi, v_g t \sin \varphi)$ où φ est l’angle entre la direction de propagation de l’onde de nombre d’onde k issue de M et l’axe du déplacement du bateau. La condition de stationnarité des ondes vis-à-vis du bateau impose $U \cos \varphi = v_\varphi$. Si l’on pose $v_g = r v_\varphi$ pour traiter à la fois le cas des ondes de gravité ($r = 1/2$) et les ondes capillaires ($r = 3/2$) et en écrivant $X = Ut$, il vient :

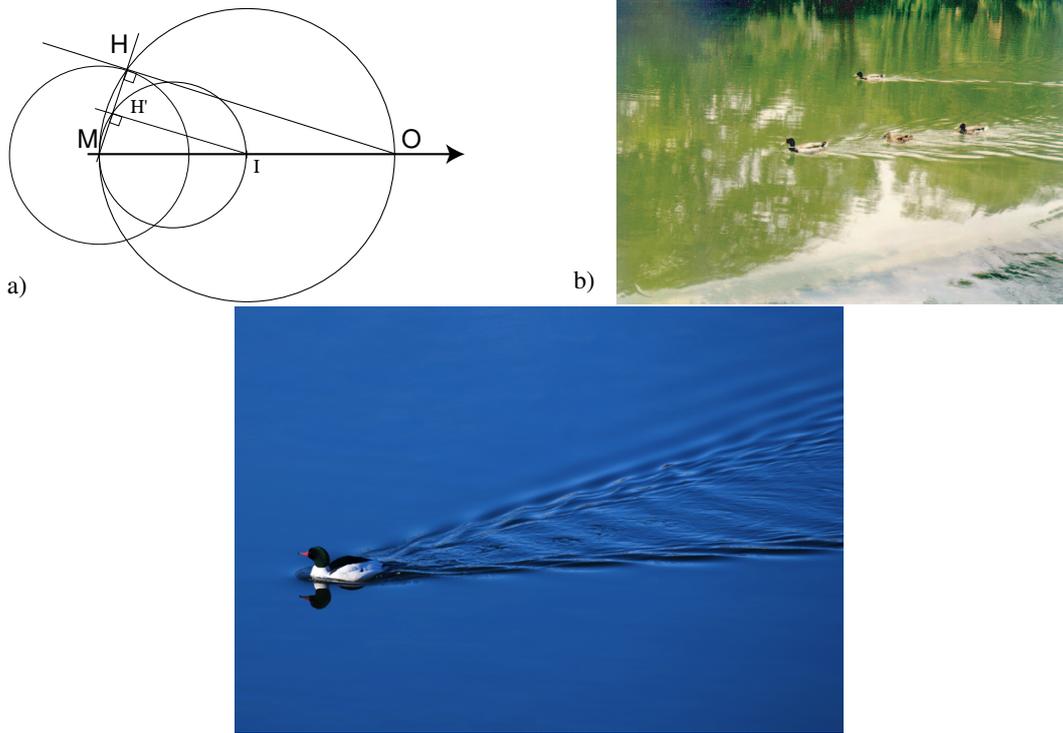


FIGURE 7.10 – Construction géométrique du sillage de Kelvin (a) et exemples du sillage de canards (b,c).

$$\begin{cases} x = -X(1 - r \cos^2 \varphi) \\ y = Xr \cos \varphi \sin \varphi \end{cases} \quad (7.9)$$

Nous devons maintenant écrire que lorsque X ou l'angle φ varient légèrement le point H' varie de (dx, dy) (on différencie les équations précédentes à $r = \text{Cste}$) et que cette variation conduit à un déplacement \vec{dl} qui doit être perpendiculaire au vecteur d'onde pour rester sur une crête soit : $dx \cos \varphi + dy \sin \varphi = 0$.

On obtient alors l'équation qui lie X et φ :

$$X = X_0 (\cos \varphi)^{\left(\frac{r}{1-r}\right)}.$$

Ce qui donne en reportant dans l'équation paramétrique précédentes :

$$\begin{cases} x = -X_0 (\cos \varphi)^{\left(\frac{r}{1-r}\right)} (1 - r \cos^2 \varphi) \\ y = X_0 (\cos \varphi)^{\left(\frac{r}{1-r}\right)} r \cos \varphi \sin \varphi \end{cases} \quad (7.10)$$

Ces courbes sont tracées sur la figure 7.11.

7.2.6 Traînée de vague et vitesse limite de coque

Les ondes de surface émissent par l'obstacle en mouvement dans un fluide au repos transporte de l'énergie loin de l'obstacle. On dit qu'elles rayonnent de l'énergie à l'infini. Cette énergie est fournie

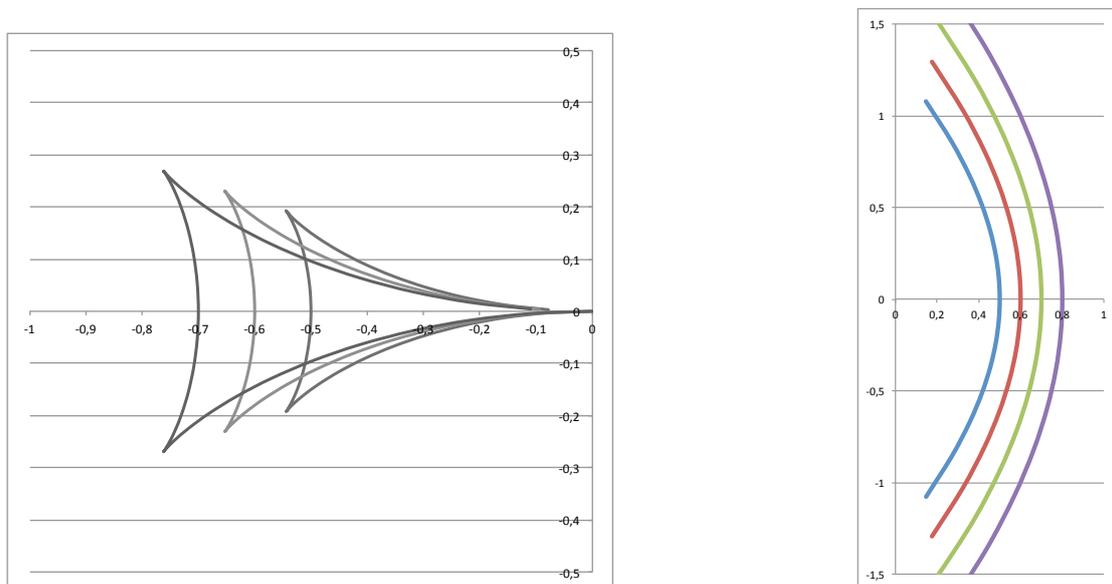


FIGURE 7.11 – Forme en trompette des ondes de gravité ($r = 1/2$) derrière l'obstacle (a) et des ondes capillaires ($r = 3/2$) devant l'obstacle (b). Noter que les échelles des deux figures sont très différentes.

par le travail d'une force que l'on appelle la traînée de vague et qui existe donc même si l'on considère le fluide comme parfait. Pour un bateau rapide cette force peut être une composante importante de la force de traînée totale.

Si l'on regarde maintenant les ondes se propageant dans l'axe du navire qui se déplace à sa vitesse U , elles ont pour vitesse de phase, $v_\varphi = U$ et donc une longueur d'onde $\lambda = \frac{2\pi}{g}U^2$. Les ondes générées par l'étrave sont visibles le long de la coque. Lorsque ces ondes sont en phase avec celles émises par la poupe, c'est-à-dire lorsque $L = n\lambda$ où L est la longueur du navire à la flottaison, on observe un maximum d'énergie rayonné par le sillage de vague et donc un maximum de la traînée de vague. Ces vitesses particulières de résonance sont en général évitées par les navires de transport.

Cas particulier des petits bateaux ou des navires rapides : Lorsque la longueur d'onde de la vague d'étrave est de l'ordre de la longueur de coque L , il apparaît une très forte augmentation de la traînée de vague, en effet au-delà de cette vitesse le bateau se retrouve cabré sur sa vague d'étrave. C'est ce que l'on appelle la vitesse limite de coque $U_{max} = \sqrt{\frac{gL}{2\pi}}$. Les navires les plus longs peuvent donc aller plus vite avant d'atteindre leur vitesse limite de coque et c'est pour cela que la longueur de la coque des voiliers est souvent limitée en régate. Les navires légers et à la propulsion puissante peuvent toutefois de nos jours dépasser cette vitesse limite en partant au « planing ». On dit aussi qu'ils « déjaugent » (voir figure 7.12b). La transition apparaît lorsque le nombre de Froude de coque $Fr = U/\sqrt{gL}$ est de l'ordre de 0.4. Les longueurs d'onde théoriques derrière le bateau ou aux bords du triangle de Kelvin sont respectivement $2\pi Fr^2 L$ et $\frac{4}{3}\pi Fr^2 L$. Pour un bateau rapide ($Fr > 1$) ces longueurs d'onde seraient très supérieures à la longueur de la coque, mais la coque n'est pas efficace pour générer de telles vagues (voir problème de Cauchy-Poisson, Fig. 7.6). En conséquence, toutes les longueurs d'onde utiles pour la construction géométrique de sillage ne sont pas présentes et on observe une structure tronquée du sillage de Kelvin avec un angle qui décroît avec la vitesse du bateau.

Des sillages similaires en "V" peuvent aussi exister dans les fluides stratifiés : dans l'atmo-

sphère (figure 7.13) ou dans certains fjords (http://culturesciencesphysique.ens-lyon.fr/XML/db/csphysique/metadata/LOM_CSP_Phenomene-eaux-mortes.xml).

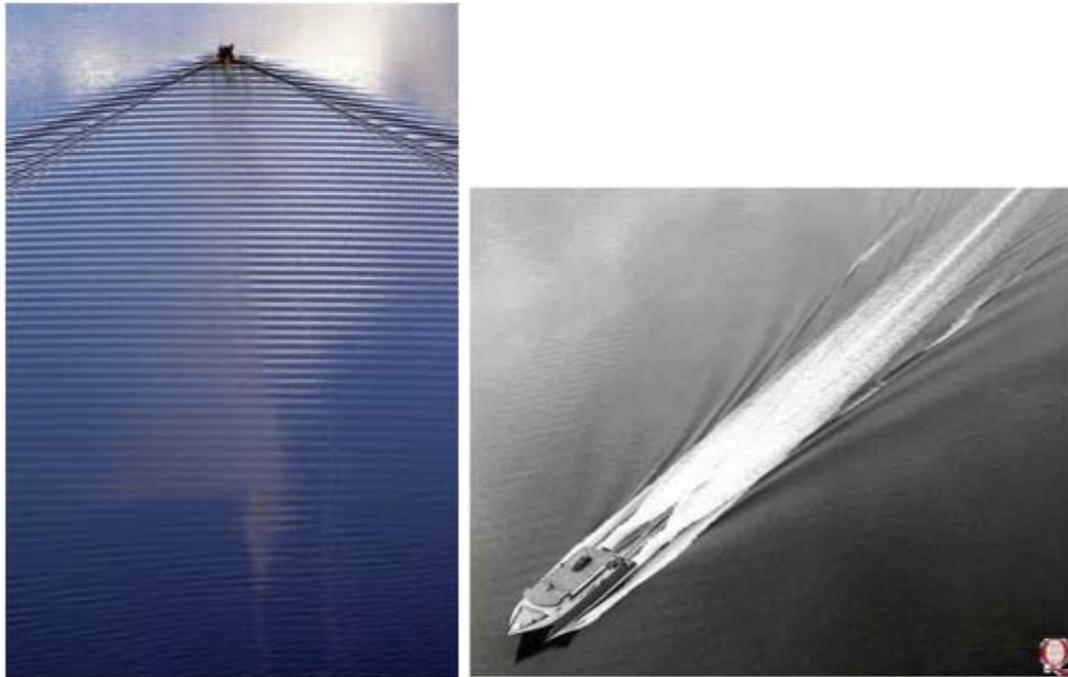


FIGURE 7.12 – Différence des formes de sillage entre (a) un petit bateau de pêche proche de sa vitesse limite de coque (nombre de Froude de l'ordre de 0.5) et (b) un navire très rapide (nombre de Froude grand devant 1).

7.2.7 Trajectoire des particules et lignes de courant sous la vague

Si l'eau est assez profonde et si l'amplitude de la vague reste faible, le déplacement vertical d'un flotteur lors du passage de la vague est accompagné d'un mouvement de va-et-vient horizontal de même amplitude. Le flotteur décrit alors des cercles, dans le sens des aiguilles d'une montre pour une onde se déplaçant devant nous de gauche à droite (figure 7.14). On peut d'ailleurs ressentir ce mouvement circulaire en se laissant flotter au large dans les vagues. Notons que même si, au sommet de la vague, il existe une vitesse de l'eau dans le sens du déplacement de l'onde, cette vitesse du fluide est en général très inférieure à la vitesse de l'onde. De plus, moyenné sur une période, le déplacement de la particule fluide est nul³. Ce mouvement circulaire de l'eau existe aussi sous la surface, mais avec une amplitude qui décroît rapidement avec z (exponentiellement) et il n'est déjà pratiquement plus mesurable à une profondeur comparable à la longueur d'onde de la vague. Un plongeur qui s'enfonce sous la surface est ainsi rapidement à l'abri de la houle si la profondeur de l'eau est suffisamment grande.

Pour trouver les trajectoires des particules fluides pendant une période, il faut intégrer en temps la vitesse de la particule en suivant son mouvement. D'après l'équation 7.3, $\Phi = \frac{\omega}{k} \zeta_0 e^{kz} \sin(kx - \omega t)$, soit :

3. Ces mouvements des particules d'eau, dans un sens en haut de la vague et en sens contraire dans le creux de la vague (voir figure 7.14), jouent un rôle dans le chavirage des embarcations prises dans de grosses vagues.

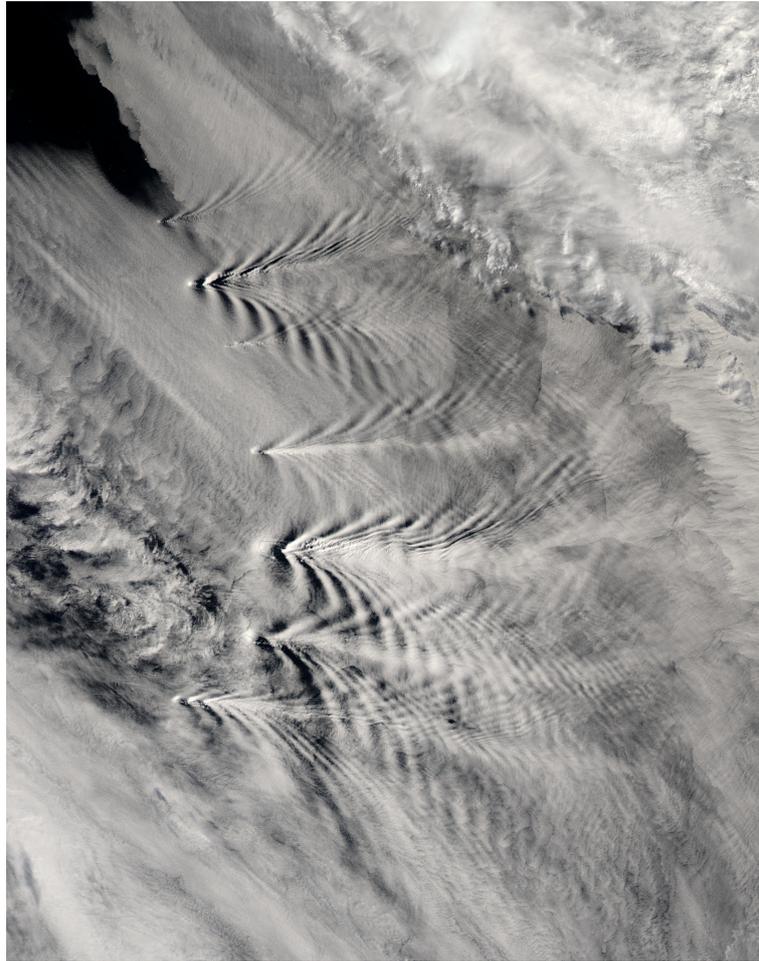


FIGURE 7.13 – Sillages de Kelvin dans l’atmosphère. Ondes observées dans la couche nuageuse en aval des îles Sandwich du Sud (Cliché Nasa, <http://earthobservatory.nasa.gov/IOTD/view.php?id=4174>).

$$\begin{cases} v_x = \omega \zeta_0 e^{kz} \cos(kx - \omega t) \\ v_z = \omega \zeta_0 e^{kz} \sin(kx - \omega t) \end{cases} \quad (7.11)$$

On remarque tout d’abord que le module du vecteur vitesse vaut $|\vec{v}| = \omega \zeta_0 e^{kz}$. Il est indépendant du temps et de la position x et s’amortit exponentiellement avec la profondeur. Dans la limite des très faibles amplitudes ($\zeta_0 k \ll 1$) les trajectoires sont des cercles de rayon $\zeta_0 e^{kz}$. Si l’amplitude n’est pas petite, l’intégration lagrangienne du mouvement des particules fluides (que l’on peut résoudre par approximations successives) fait apparaître une lente dérive, appelée « dérive de Stokes » dans le sens de propagation de l’onde (voir TD n°1). Les trajectoires ont alors une forme de cycloïde, la vitesse moyenne de dérive vaut $k^2 \zeta_0^2 v_\varphi e^{2kz}$ (voir Ref. [30] page 232). Une façon de comprendre ce résultat est que sur l’orbite circulaire (au premier ordre) une particule en haut est soumise à une vitesse plus grande qu’en bas de la trajectoire du fait de l’atténuation exponentielle avec la profondeur du champ de vitesse, et en moyenne il apparaît donc une dérive lente.

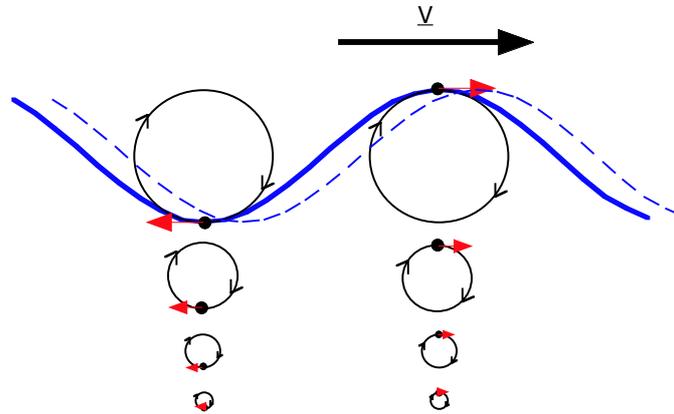


FIGURE 7.14 – Schéma montrant dans un plan vertical le mouvement circulaire de l'eau lors du passage de gauche à droite d'une vague. Noter que par soucis de visibilité l'amplitude de l'onde a été exagérée et n'est plus petite devant la longueur d'onde comme elle le devrait. Ici est représentée la position de la surface à deux instants successifs. Les cercles noirs représentent les trajectoires suivies par les points noirs lorsque l'onde avance d'une longueur d'onde. Les flèches représentent leur vitesse à l'instant initial. Noter la diminution importante du mouvement circulaire de l'eau lorsqu'on s'enfonce sous la surface.

Mais revenons au cas des très faibles amplitudes. Pour tracer les lignes de courant à un instant donné il faut calculer la fonction de courant Ψ . Or $\vec{v} = \vec{\nabla}(\Phi) = \text{rot}(\Psi\vec{e}_y)$, d'où l'équation du champ scalaire $\Psi(x, z) = \Psi_0 - \frac{\omega}{k}\zeta_0 e^{kz} \cos(kx - \omega t)$. Les lignes de champ ont donc pour équation $z = z_0 - \frac{1}{k} \ln |\cos(kx - \omega t)|$. Les isopotentiels $\Phi = \text{Cste}$ seront elles perpendiculaires en tout point aux lignes de courant. Les figures 7.15 et 7.16 permettent d'avoir une idée des lignes de courant à un instant donné sous la surface.

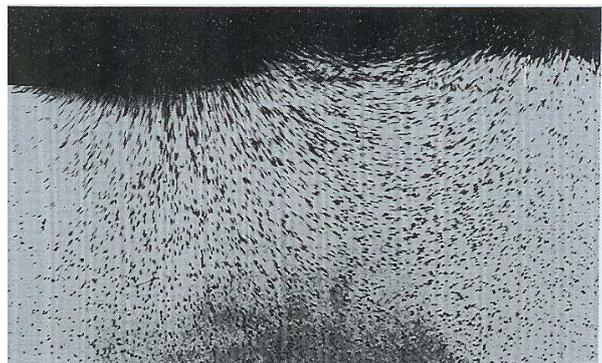


FIGURE 7.15 – Lignes de courant sous la surface obtenues par photographie en pose courte de particules en suspension. Ces lignes sont solutions de l'équation $z = z_0 - \frac{1}{k} \ln |\cos(kx - \omega t)|$.

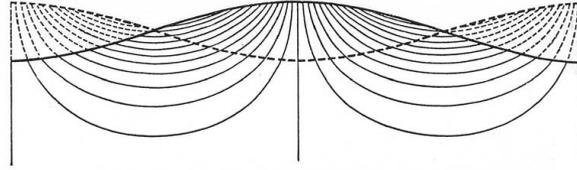


FIGURE 7.16 – Isopotentiels de vitesse représentés à deux instants en opposition de phase pour des ondes en eau profonde (d'après [31] page 366).

7.2.8 Energie transportée par la houle

Les vagues transportent de l'énergie, il n'y a qu'à voir l'effet dévastateur d'une tempête en bord de mer. Cette énergie est transportée sous forme d'énergie cinétique et d'énergie potentielle.

Energie cinétique

La densité locale d'énergie cinétique (énergie cinétique par unité de volume) s'écrit $e_c = \frac{1}{2}\rho v^2$. Or nous avons vu que le module de la vitesse ne dépend ni de x ni du temps : $v^2 = \zeta_0^2 \omega^2 \exp 2kz$. L'énergie cinétique intégrée dans la profondeur par unité d'aire A de la surface s'écrit donc :

$$\frac{E_c}{A} = \int_{-\infty}^0 e_c dz = \frac{1}{4} \rho \zeta_0^2 \frac{\omega^2}{k}.$$

Or ω et k sont reliés par la relation de dispersion (Eq. 7.8) et donc :

$$\frac{E_c}{A} = \frac{1}{4} \rho \zeta_0^2 g \left[1 + \left(\frac{k}{k_c} \right)^2 \right].$$

Energie potentielle de gravité

En prenant comme référence des énergies potentielles de gravité l'état de repos $z = 0$, une particule à l'altitude z possède une densité d'énergie potentielle $e_p = \rho g z$. Il existe donc une énergie potentielle moyenne par unité d'aire :

$$\frac{E_p}{A} = \frac{1}{\lambda} \int_0^\lambda \int_0^{\zeta(x,t)} \rho g z dx dz = \frac{1}{2} \rho g \frac{1}{\lambda} \int_0^\lambda \zeta^2(x,t) dx = \frac{1}{4} \rho g \zeta_0^2.$$

Energie potentielle capillaire

En présence de tension de surface, il existe un autre terme dans l'énergie potentielle : l'énergie élastique due à l'augmentation de surface.

$$E_\gamma/A = \gamma (S_{surface}/A - 1) = \gamma \left((1/\lambda) \int_0^\lambda dl - 1 \right).$$

Or l'abscisse curviligne le long de l'interface est donné par $dl^2 = dx^2 + dz^2 = dx^2 (1 + \zeta_0^2 k^2 \sin^2 kx)$ soit $dl = dx (1 + \frac{1}{2} \zeta_0^2 k^2 \sin^2 kx)$. Donc $E_\gamma/A = \frac{1}{4} \gamma \zeta_0^2 k^2$.

L'énergie élastique moyenne par unité de surface s'écrit donc en introduisant le nombre d'onde de coupure k_c :

$$\frac{E_\gamma}{A} = \frac{1}{4} \rho g \zeta_0^2 \left(\frac{k}{k_c} \right)^2.$$

Energie totale

Finalement, comme pour un pendule simple, il y a en moyenne autant d'énergie potentielle totale (gravité et capillaire) que d'énergie cinétique. L'énergie totale $E = E_p + E_c + E_\gamma$ s'écrit par unité de surface :

$$\boxed{\frac{E}{A} = \frac{1}{2} \rho \zeta_0^2 g [1 + (k/k_c)^2]} \quad (7.12)$$

L'énergie par unité de surface est proportionnelle au carré de l'amplitude des vagues.

Exercice : Calculer l'énergie transportée par une houle de 2 mètres d'amplitude et de 200 m de longueur d'onde par mètre carré.

Flux d'énergie

Comme la pression et la vitesse horizontale du fluide sont en phase sous la vague, une colonne de fluide exerce un travail sur le fluide de la colonne de fluide situé du côté de la direction de propagation, d'où un flux d'énergie : $\dot{W} = \int_{-\infty}^{\zeta} p u dz = v_g E$. L'énergie se propage donc bien à la vitesse de groupe.

7.2.9 Atténuation des ondes de surface

Jusqu'ici nous avons considéré que le fluide était parfait. Si l'on suppose que ces solutions sont toujours valables même en présence d'une faible viscosité du fluide on peut estimer la dissipation d'énergie et donc l'atténuation des ondes.

Le taux de dissipation de l'énergie par unité de volume et de temps (§ 9.6) vaut :

$$\epsilon = -\eta/2 \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right)$$

(avec une sommation implicite sur tout les indices redoublés). En écrivant que l'évolution de la densité d'énergie $\frac{\partial e}{\partial t} = -\epsilon$ on en déduit l'amortissement temporel des ondes :

$$\zeta(t) = \zeta_0 \exp(-2\nu k^2 t).$$

La durée caractéristique d'amortissement $\tau = \frac{1}{2\nu k^2} = \frac{\lambda^2}{8\pi^2\nu}$. On peut aussi décrire cette évolution de l'amplitude en introduisant une partie imaginaire dans la pulsation ω . On passe du temps d'amortissement τ à la distance d'amortissement L en écrivant que $L = v_g \tau$. On a finalement :

$$\tau/T = \frac{\omega}{4\pi\nu k^2}$$

et

$$L/\lambda = (v_g/v_\varphi)(\tau/T).$$

λ (m)	L (m)	τ
1 mm	12 mm	0,01 s
1 cm	30 cm	1 s
1 m	23 km	3,5 heures
10 m	7500 km	14 jours
100 m	60 fois le tour de la Terre !	4 ans !

TABLE 7.1 – Evolution de la longueur caractéristique d’amortissement L et du temps d’amortissement τ en fonction de la longueur d’onde.

Dans le cas de l’interface eau/air en profondeur infini, les valeurs des longueurs et des temps d’amortissement sont donnés dans la table 7.1.

Ce tableau donne l’évolution de la longueur caractéristique d’amortissement et du temps d’amortissement en fonction de la longueur d’ondes des vagues. Il montre que les ondes capillaires s’amortissent très vite et que seules persistent les vagues de grandes longueurs d’onde lorsque le vent se calme. En réalité l’évolution du spectre des vagues est due d’une part à la dispersion, d’autre part à l’atténuation sélective des longueurs d’onde et enfin à des transferts non-linéaires entre modes. Le spectre mesuré en mer est souvent décrit par le spectre de Pierson-Moskowitz :

$$S(\omega) = \alpha \frac{g^2}{w^5} \exp \left[-\beta \left(\frac{g}{U\omega} \right)^4 \right].$$

Le calcul de l’atténuation présenté ici n’est justifiable que si l’atténuation est faible, c’est-à-dire si τ est grand devant la période des ondes et donc si L est grand devant la longueur d’onde. Pour l’eau l’approximation n’est plus valable pour des longueurs d’onde inférieures à 100 μm . Lorsque la dissipation visqueuse est importante il faut refaire le calcul complet en décomposant le champ de vitesse en une partie irrotationnelle et une partie rotationnelle⁴.

Enfin pour de grandes longueurs d’ondes, si l’amplitude n’est pas très petites il peut y avoir une dissipation supplémentaire lorsque l’écoulement généré par le vent devient turbulent, ou lorsque les vagues déferlent. La compression de la dissipation des vagues est encore un problème ouvert en océanographie.

7.3 Les ondes gravito-capillaires en eau peu profonde

7.3.1 Relation de dispersion en hauteur d’eau finie

En présence d’un fond en $z = -h$ où la vitesse normale du fluide 1 doit s’annuler, et en supposant un milieu 2 toujours infini, on peut reprendre l’analyse du § 7.2.1 et l’on trouve une nouvelle relation de dispersion en eau peu profonde.

$$\omega^2 = \frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_1 + \rho_2 \tanh(hk)} gk \tanh(hk) \left[1 + \left(\frac{k}{k_c} \right)^2 \right]. \quad (7.13)$$

4. P. H. LeBlond and F. Mainardi. The viscous damping of capillary-gravity waves. *Acta Mechanica*, **68** :203–222, 1987.

Avec toujours le même nombre d'onde de coupure $k_c = \sqrt{(\rho_1 - \rho_2)g/\gamma}$. Cette relation ne diffère significativement de l'équation 7.6 que si $\lambda > h$.

Exercice : Montrer que dans le cas air/eau il existe une hauteur d'eau optimale pour que les ondes ne soit presque pas dispersives. C'est cette épaisseur $h = \sqrt{3\gamma/(\rho g)} \approx 4,8$ mm qui est choisie dans les « cuves à ondes » utilisées en enseignement pour illustrer le comportement ondulatoire de la lumière.

La figure 7.17 montre les fonctions de courant en présence d'un fond. Notez que la vitesse près de la paroi est parallèle au fond. Les trajectoires des particules en eau peu profondes sont des ellipses horizontales de plus en plus aplaties en s'approchant du fond (figure 7.18).

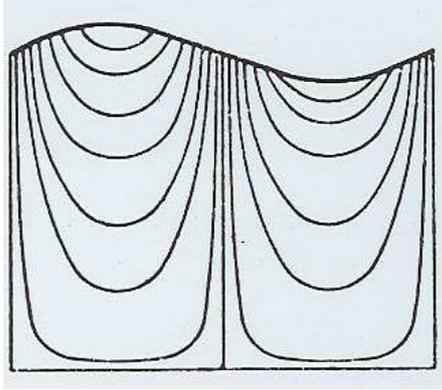


FIGURE 7.17 – Fonction de courant Ψ à un instant donné pour des ondes en eau peu profonde. D'après [46] page 180.

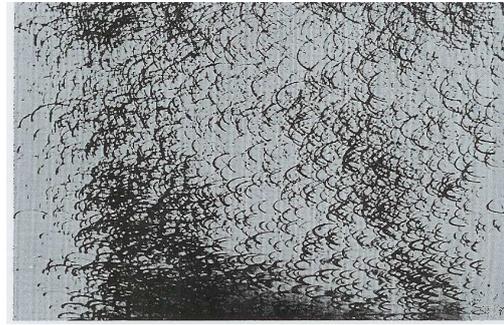


FIGURE 7.18 – Trajectoires des particules sous la vague en eau peu profonde, obtenues par une photo en pose longue. La forme elliptique de ces trajectoires est plus visible près du fond.

7.3.2 Cas des ondes longues

Dans le cas des ondes de gravité de longueur d'onde grande devant la profondeur d'eau ($\lambda \gg h$) la relation de dispersion se simplifie et devient

$$\omega = \sqrt{gh}k.$$

La vitesse de phase et de groupe sont alors égales et constantes, $v_\varphi = v_g = \sqrt{gh} = \text{Cste}$. Ces ondes ne sont plus dispersives. Sous ces ondes le mouvement des particules fluides est simplement un mouvement horizontal oscillant de pulsation ω .

Ondes de marée

La marée est aussi une onde. Certes une onde de très grande longueur et de relativement faible amplitude, mais qui se déplace comme une vague à la surface de la Terre. Par exemple, lorsque la marée est haute à Brest, elle est encore basse dans le Pas-de-Calais et l'onde de marée mettra quelques heures à remonter la Manche avant de poursuivre sa route vers la mer du Nord. Si la Terre était composée entièrement de liquide, l'onde de marée présenterait deux longueurs d'ondes autour de la Terre et en ferait le tour en vingt-quatre heures. Mais à l'échelle de cette gigantesque longueur d'onde les océans sont peu profonds et la vitesse de propagation de l'onde de marée est limitée par

la profondeurs des mers. Si l'on regarde une carte de l'avancée de l'onde de marée dans la Manche (figure 7.19), on peut constater que cette onde va moins vite dans les endroits les moins profonds. On peut estimer sa vitesse de phase $v_\varphi \simeq 100$ km/h et sa longueur d'onde $\lambda \simeq 1000$ km, valeurs qui sont en bon accord avec une profondeur moyenne de la Manche d'environ 100 mètres. Par contre, si l'on faisait un calcul sur la base d'une propagation en eau profonde, c'est-à-dire en négligeant la présence du fond sous-marin, on trouverait une vitesse de phase peu réaliste de 4500 km/h pour l'onde de marée !

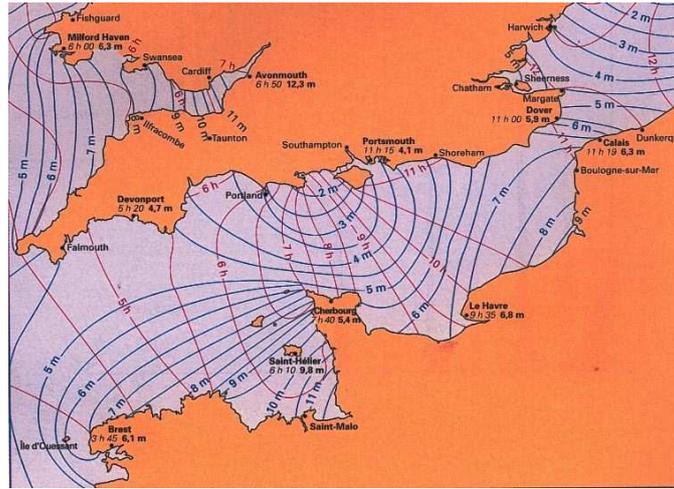


FIGURE 7.19 – Onde de marée remontant la Manche, montrant les isophases (en rouge) et les isoamplitudes (en bleu).

Energie des ondes en eau peu profonde

L'énergie des ondes est conservée. On a donc exactement la même expression pour l'énergie par unité de surface, que l'on soit en eaux profondes ou en eaux peu profondes (Eq. 7.12).

Le raidissement des ondes près de la plage (shoaling)

Lorsqu'une onde de gravité se déplace sur un fond qui remonte graduellement, l'onde ralentit car $v_\varphi = \sqrt{gh}$. Comme elle conserve sa pulsation, c'est la longueur d'onde qui va diminuer. Et comme l'onde va aussi conserver son énergie, c'est l'amplitude des ondes va augmenter. Pour trouver ces variations, il nous faut écrire que l'énergie par longueur d'onde est conservée (Eq. 7.12) et donc $\zeta_0^2 \lambda = \text{Cste}$ et que la pulsation de l'onde est aussi conservée⁵, soit $h/\lambda^2 = \text{Cste}$. Par conséquent près d'une plage la longueur d'onde diminue avec la hauteur d'eau locale comme $\lambda \sim h^{1/2}$ et l'amplitude augmente comme $\zeta \sim h^{-1/4}$. Près de la plage l'approximation linéaire ($\zeta_0 k < 1$) ne sera donc plus vérifiée et l'onde voit sa forme évoluer et finalement l'onde déferlera.

5. En présence de courant il peut y avoir une modification de la fréquence des vagues par effet Doppler. La fréquence apparente est alors $\omega - \vec{k} \cdot \vec{U}$ où U est la vitesse du courant.

Réfraction et diffraction

La vitesse de phase des ondes diminue lorsque la profondeur d'eau diminue. Les crêtes de vagues au-dessus de profondeurs d'eau différentes vont donc aller à des vitesses différentes et les plans de phase vont donc tourner. C'est cette *réfraction* des ondes que l'on peut observer près d'une plage, les vagues tournent progressivement pour que leur vecteur d'onde soit perpendiculaire à la plage. On peut aussi observer de la *diffraction* lorsqu'une onde pénètre par la petite ouverture d'un port ou fait le tour d'une petite île (figure 7.20).

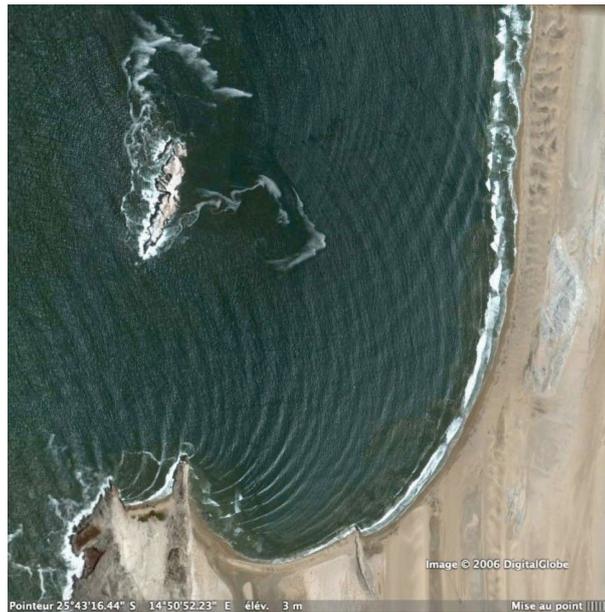


FIGURE 7.20 – Réfraction (dans la baie) et diffraction des vagues (derrière l'île), vu par satellite au large de la Namibie.

7.4 Les ondes non-linéaires

Lorsque l'amplitude des ondes n'est pas petite devant la longueur d'onde, l'analyse que nous avons développée n'est plus valable. Une première solution est de développer aux ordres suivants en fonction du petit paramètre $\epsilon = \zeta_0/\lambda$.

Stokes a montré qu'à l'ordre suivant il existe un écoulement moyen généré dans la direction de propagation des ondes. Les trajectoires des particules ne sont plus fermées, c'est ce qu'on appelle la dérive de Stokes (cf § 7.2.7 page 82).

Dans le cas des ondes de gravité (tension de surface négligée), l'ordre 0 (houle sinusoïdale) du développement en ϵ porte le nom de houle d'Airy (1845). L'ordre 1 porte le nom de houle de Stokes, l'ordre 2 de houle de Rayleigh, etc. Stokes a montré en 1847 qu'après quelques ordres apparaît lorsque $\epsilon = 14\%$ une singularité à 120° au sommet des vagues.

Il existe aussi des solutions non irrotationnelles, comme la houle trochoïdale (ou cycloïdale) de Gerster (1802).

En eau peu profonde, il existe d'autres modèles de houle, dites houles cnoïdales (qui ressemblent

à la forme de ces fonctions elliptiques) dont la limite pour une période infinie est le soliton étudié par S. Russel à partir de 1834, solution de l'équation de Korteweg et De Vries (KdV, 1895).

7.4.1 Le soliton de Russel

La découverte de ce qui devait ensuite s'appeler un « soliton » date de 1834. Cette année-là, un jeune écossais, Scott RUSSEL, écrivait :

« Je ne puis donner une idée plus nette du phénomène qu'en décrivant les circonstances dans lesquelles il m'apparut pour la première fois. J'observais le mouvement d'un bateau que deux chevaux tiraient rapidement dans un canal étroit, lorsque ce bateau vint à s'arrêter tout à coup : mais il n'en fut pas de même de la masse d'eau qu'il avait mise en mouvement dans le canal; elle s'accumula autour de la proue dans un état de violente agitation, puis, laissant tout à coup le bateau en arrière, se mit à cheminer en avant avec une grande vitesse sous la forme d'une seule grande ondulation, dont la surface était arrondie, lisse et parfaitement déterminée. Cette onde continua sa marche dans le canal sans que sa forme et sa vitesse parussent s'altérer en rien. Je la suivis à cheval et la retrouvai cheminant encore avec une vitesse de 8 à 9 milles à l'heure et conservant sa forme initiale (environ 30 pieds de longueur sur 1 pied à 1 1/2 pied de hauteur). La hauteur de l'onde diminuait graduellement, et après l'avoir suivie pendant un mille ou deux, je la perdis dans les sinuosités du canal. »

Il y a quelques années l'expérience initiale de Russel a été réalisée à nouveau dans le même canal par des élèves d'une école écossaise (<http://www.ma.hw.ac.uk/solitons/press.html>). Il est à noter que ces canaux écossais sont assez particuliers car ils ont une profondeur faible, de l'ordre du mètre. Russel a étudié la forme et la vitesse de déplacement de ces ondes pendant plus de dix ans, y compris en construisant un canal d'étude au fond de son jardin. Malheureusement pour lui, ce n'est que plus récemment que ces ondes solitaires, qui peuvent se propager sur de très grandes distances sans changer de forme ni s'atténuer, ont été redécouvertes. Les solitons sont maintenant très utilisés, en particulier en télécommunication pour transmettre de l'information sur de grandes distances dans les fibres optiques transatlantiques (il s'agit alors d'ondes électromagnétiques).

L'onde solitaire a pour forme :

$$\zeta = h + \frac{A}{\cosh^2\left(\frac{x-ct}{\Delta}\right)}$$

où l'amplitude est reliée à la largeur du soliton par $A = \frac{4}{3} \frac{h^3}{\Delta^2}$ (figure 7.21). Cette onde se déplace à la célérité $c = \sqrt{g(h+A)}$.

Exercice : Vérifier que cette onde est solution exacte de l'équation non-linéaire de KdV (Korteweg-de Vries) :

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + c_0 \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{3c_0}{2h} \zeta \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{c_0 h^2}{6} \frac{\partial^3 \zeta}{\partial x^3} = 0.$$

Le troisième terme est le terme non linéaire, le quatrième représente la dispersion. Que vaut c_0 ?

Pour l'établissement de cette équation de KdV, on pourra consulter la référence [43]. Pour cette forme particulière, la dispersion des ondes de gravité est compensée exactement par un terme de focalisation (de dispersion négative) d'origine non-linéaire.

7.4.2 Ressaut hydraulique

Le ressaut hydraulique est un phénomène très courant que l'on peut observer tous les jours dans l'évier d'une cuisine. Le filet d'eau qui tombe du robinet se brise au fond de l'évier en une nappe d'eau



FIGURE 7.21 – Forme du soliton solution de l'équation de KdV.

circulaire, d'abord mince près du point d'impact du jet, puis qui s'épaissit brutalement à une certaine distance de ce point, y formant ce que l'on nomme le ressaut circulaire. Près du centre l'écoulement du liquide est rapide et mince (U_1 et h_1), alors qu'à l'extérieur il est plus lent et plus épais ($U_2 < U_1$ et $h_2 > h_1$). Ici comme l'eau se déplace, la vitesse des ondes par rapport au fond est la somme de la vitesse des ondes par rapport à l'eau et de la vitesse de l'eau par rapport au fond. Etudions d'abord la région centrale. Comme cette zone est mince, les ondes sont assez lentes car en eau peu profonde, et elles n'arrivent donc pas à remonter le fort courant. L'eau les emporte vers l'aval. Le nombre de Froude $Fr_1 = \frac{U_1}{\sqrt{gh_1}}$ est grand devant 1, on parle d'écoulement torrentiel. Par contre, à l'extérieur du ressaut, par conservation du débit et compte tenu de la symétrie circulaire, la vitesse de l'eau devient plus faible et les ondes venues de l'extérieur vont pouvoir remonter le courant en direction du centre. Le nombre de Froude $Fr_2 = \frac{U_2}{\sqrt{gh_2}}$ est petit devant 1, on parle d'écoulement fluvial. Les ondes vont être bloquées sur le cercle où la vitesse des vagues est exactement égale et opposée à la vitesse du courant, c'est-à-dire pour $Fr_c = 1$, ce qui protège le centre de tout épaissement. L'accumulation de ces vagues sur ce rayon critique forme un ressaut circulaire correspondant à un changement brutal d'épaisseur. Sa forme exacte dépend du nombre de Reynolds et donc de la viscosité du fluide.

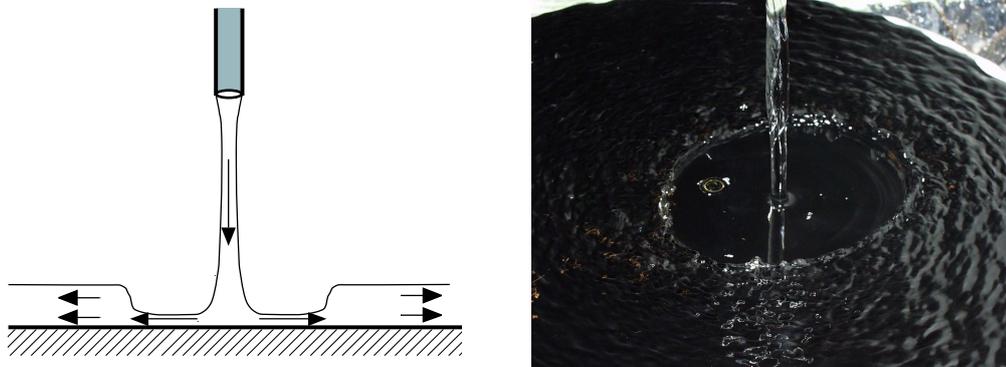


FIGURE 7.22 – Un ressaut hydraulique circulaire tel qu'on peut l'observer au fond d'un évier à fond plat. Un cercle limite une zone centrale mince et lisse d'une zone externe plus épaisse et agitée.

7.4.3 Mascaret

Un mascaret est l'équivalent d'un ressaut hydraulique, mais il se déplace. On peut en observer qui remonte le courant de certains estuaires lors des grandes marées montantes (figure 7.23). Comme pour le ressaut, le changement d'épaisseur est brutal. En effet, pour des profondeurs d'eau plus faibles et donc des vitesses de l'eau élevées (ici en amont du mascaret), les ondes de surface ne peuvent pas

remonter le fleuve alors qu'en aval du ressaut, où la profondeur est plus grande, elles le peuvent. Là encore, les ondes s'accroissent et produisent un changement brusque d'épaisseur. On peut les observer sous la forme d'une ou plusieurs vagues solitaires déferlantes. Certains fleuves sont ou ont été célèbres pour leur mascaret. Le mascaret de la Seine a disparu en 1963 suite à des travaux d'aménagement du fleuve. Avant cette date, il remontait jusqu'à Rouen. Dangereux pour la navigation, les mascarets sont par contre très recherchés par les surfeurs, qui peuvent ainsi surfer pendant plusieurs kilomètres la même vague ! Il reste deux mascarets visibles en France, l'un à l'embouchure de la Dordogne près de Saint-Pardon, l'autre plus petit autour du Mont-Saint-Michel, et d'autres bien plus impressionnants au Canada, en Chine ou au Brésil.

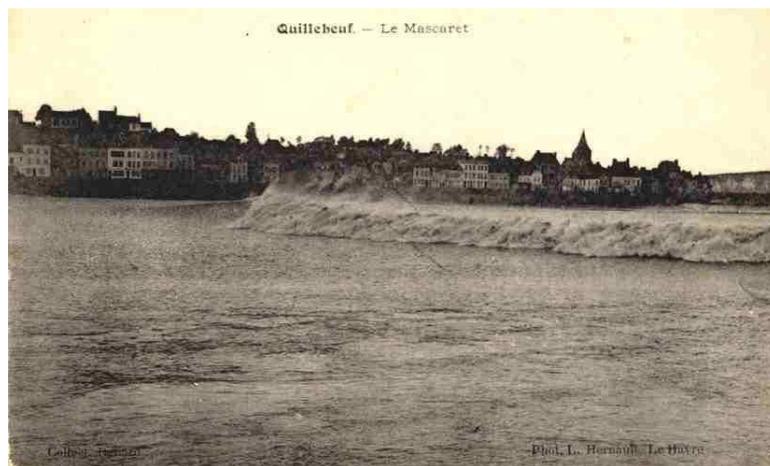


FIGURE 7.23 – Carte postale du mascaret sur la Seine à Quillebeuf (Seine-Maritime) vers 1930. Lors des grandes marées, la vague déferlante remontait le fleuve avec le flot (marée montante).

7.4.4 Tsunami

On nomme maintenant *tsunami* ce qui auparavant s'appelait *lame de fond* ou *raz-de-marée*, bien que n'ayant aucun rapport avec la marée. Ce nom d'origine japonaise désigne les vagues engendrées par un glissement de terrain, une éruption volcanique ou un séisme sous-marin. Ces vagues de grande longueur d'onde au large peuvent voyager à grande vitesse sur de très grandes distances et déferlent puissamment en arrivant sur la côte. La longueur d'onde des tsunamis est de l'ordre de la taille de la zone de séisme, et elle peut donc dépasser la centaine de kilomètres. En comparaison, tous les océans peuvent être considérés comme peu profonds et la vitesse de déplacement d'un tsunami est donc seulement fonction de la profondeur de l'eau. En mer, les tsunamis se propagent sur de grandes distances avec une vitesse de plusieurs centaines de kilomètres par heure mais, étant de grande longueur d'onde et de faible amplitude au large, ils ne sont alors pas dangereux. En arrivant sur la côte, à cause de la diminution de la profondeur, les tsunamis ralentissent et voient leur amplitude grandir énormément : elle peut passer d'une amplitude à peine notable au large, de l'ordre de 10 centimètres, à quelques mètres en arrivant à la côte. Ils causent alors de très importants dommages. Pour des raisons d'activités volcanique et sismique, les tsunamis sont surtout observés sur les côtes du Pacifique. En France, le 16 octobre 1979, des glissements de terrain sous-marins, sans doute liés aux travaux d'agrandissement sur la mer de l'aéroport de Nice, causèrent deux tsunamis qui noyèrent douze personnes et détruisirent des centaines de bateaux dans le port. La mer se retira d'abord brutalement, puis revint sous la forme

de deux vagues de trois mètres de haut qui frappèrent cinquante kilomètres de la côte.

Pour en savoir plus :

- [14] O. Darrigol. *Worlds of Flow : A History of Hydrodynamics from the Bernoullis to Prandtl*. Oxford University, 2005.
- [30] P.K. Kundu, *Fluid Mechanics*, Academic Press, 1990. Chap. 7, pp184-247.
- [34] J. Lighthill, *Waves in fluids*, Cambridge University Press, 1978.
- [52] G. Whitham , *Linear and nonlinear waves*, John Wiley and sons, 1974.
- [23] M. Peyrard et T. Dauxois. *Physique des Solitons*, Collections "Savoirs Actuels, EDP Sciences-CNRS Editions (2004).
- [43] M. Rieutord. *Une introduction à la dynamique des fluides*, Masson (1997).

Sur le web :

- *Waves in Fluids*, A.E. Bryson, National Committee for Fluid Mechanics Films, <http://web.mit.edu/hml/ncfmf.html>
- Cours de l'IFREMER : http://www.ifremer.fr/lpo/cours/vagues_ondes/index.html
- <http://www.ocean.washington.edu/research/gfd/hydraulics.html>
- sur les eaux mortes http://culturesciencesphysique.ens-lyon.fr/XML/db/csphysique/metadata/LOM_CSP_Phenomene-eaux-mortes.xml
- Sur le mascaret de la Seine <http://www.univ-lehavre.fr/cybernat/pages/mascaret.htm>
- Sur les solitons : <http://www.ma.hw.ac.uk/solitons/press.html>
- Pour voir différents types d'ondes : <http://www.kettering.edu/physics/drussell/Demos/waves/wavemotion.html>.

Chapitre 8

Les fluides stratifiés

Marc Rabaud, version du 22 janvier 2016

Sommaire

8.1	La fréquence de Brunt-Väisälä	95
8.2	Réalisation expérimentale d'un liquide stratifié	97
8.3	Relation de dispersion des ondes de gravité	97
8.3.1	Structure des ondes internes	98
8.3.2	Ondes océanes	99
8.3.3	Réflexion des ondes internes	99
8.4	Ondes atmosphériques	100
8.5	Pour en savoir plus :	100

De même que des ondes peuvent se propager à l'interface de deux fluides de densités différentes (voir chapitre 7 page 69) nous allons voir que l'on peut aussi observer des ondes se propageant à l'intérieur d'un fluide de densité continûment variable (figure 8.1).

8.1 La fréquence de Brunt-Väisälä

Imaginons un ballon gonflé à l'hélium et convenablement lesté. Il est possible de le faire flotter « entre deux eaux » dans une pièce fermée et chauffée. En effet l'air chaud étant moins dense se retrouve près du plafond et si le ballon a un poids apparent légèrement négatif au niveau du sol, il pourra avoir un poids apparent positif au niveau du plafond. Cette situation correspond donc à une stratification stable de l'air dans la pièce. Si le ballon de volume V et de masse m se stabilise à l'altitude z_0 , il a un poids apparent nul, qui s'écrit simplement si on suppose que le ballon est petit devant l'échelle de variation de la masse volumique $(m - \rho(z_0)V)\vec{g} = \vec{0}$, soit $m = \rho(z_0)V$.

Si maintenant on écarte légèrement le ballon de son altitude d'équilibre, il va revenir en oscillant avec une fréquence caractéristique N que l'on appelle la fréquence de Brunt-Väisälä. Calculons cette fréquence. Pour cela supposons que le ballon soit déplacé d'une petite distance $\delta z = z - z_0$ vers le haut et nous négligerons pour l'instant la compressibilité de ce ballon. Ecrivons la variation de masse volumique de l'air au premier ordre avec l'altitude (axe Oz dirigé vers le haut : $\rho(z) = \rho(z_0) + \frac{\partial \rho}{\partial z} \delta z$, avec $\frac{\partial \rho}{\partial z} < 0$). Alors il est soumis à un poids apparent $[m - \rho(z)V]\vec{g} = -\frac{\partial \rho}{\partial z} \delta z V \vec{g}$ et le principe



FIGURE 8.1 – Ondes internes dans le détroit de Gibraltar entre l’eau relativement douce de l’Atlantique (à gauche) et l’eau plus salée de la Méditerranée (à droite) (cliché ESA).

fondamental de la dynamique s’écrit :

$$m \frac{d^2 \delta z}{dt^2} = \frac{\partial \rho}{\partial z} V g \delta z$$

soit

$$\frac{d^2 \delta z}{dt^2} + N^2 \delta z = 0,$$

avec $N^2 = -\frac{\partial \rho}{\partial z} \frac{V g}{\rho(z_0)} = -\frac{\partial \rho}{\partial z} \frac{g}{\rho(z_0)}$. On a donc un mouvement oscillatoire à la pulsation $\omega = N$, à condition que N soit réel, ce qui est le cas si la masse volumique du fluide décroît avec l’altitude (stratification stable, $\frac{d\rho}{dz} < 0$). On a finalement une fréquence propre des petites oscillations $f = N/2\pi$, ou plus généralement une pulsation locale (elle peut dépendre de z) :

$$N(z) = \sqrt{-\frac{g}{\rho(z)} \frac{\partial \rho}{\partial z}}.$$

Cette fréquence dite de Brunt-Väisälä est importante pour décrire la dynamique de l’atmosphère et des océans. David Brunt et Vilho Väisälä étaient d’ailleurs deux météorologues respectivement gallois et finlandais. Cette fréquence est le paramètre clé de la dynamique des ondes dites internes, ondes se propageant sur de grandes distances dans les océans. Ce calcul de N effectué pour un objet ponctuel est très simplifié car il ne tient pas compte du fait que le fluide est un milieu continu et que l’on ne peut déplacer une particule fluide sans modifier le champ de pression et créer un écoulement autour de l’objet. Nous reprendrons donc le calcul dans la section §8.3. La suite de ce chapitre est rédigé sous la forme d’un exercice.

8.2 Réalisation expérimentale d'un liquide stratifié

En pratique on peut réaliser un liquide stratifié stable (ρ augmentant avec la profondeur) en mélangeant par exemple de l'eau pure ($\rho_1 = 998 \text{ kg/m}^3$ à 20°C) avec de l'eau très salée ($\rho_2 \leq 1300 \text{ kg/m}^3$). Une technique classique est de disposer de trois réservoirs de même volume V , le premier plein d'eau pure, le deuxième d'eau fortement salée et le troisième vide dans lequel on réalise le fluide stratifié. Le système est schématisé sur la figure 8.2. Une pompe de débit Q pompe l'eau pure de la première cuve dans la seconde. La seconde cuve, qui est brassée en permanence pour y maintenir une masse volumique homogène (mais qui va diminuer au cours du temps) se déverse elle avec le même débit Q dans le troisième réservoir. L'arrivée de fluide dans cette dernière cuve se faisant en surface (par exemple avec un tuyau muni d'un flotteur) en limitant au maximum les turbulences (débit Q faible).

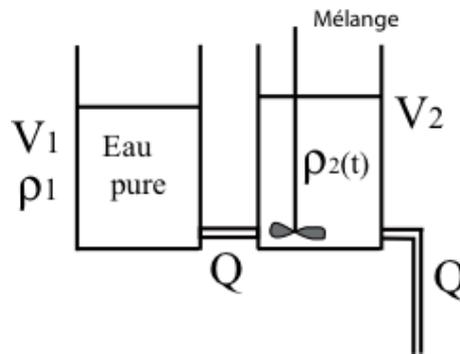


FIGURE 8.2 – Schéma du montage des deux premiers réservoirs. Le deuxième est brassé en permanence de tel façon que la masse volumique $\rho_2(t)$ y soit homogène.

Exercice : a) En écrivant le bilan de masse dans le réservoir 2, trouver l'évolution de $\rho_2(t)$. Que vaut $\rho_2(t_1)$ à l'instant t_1 où le récipient 1 est vide ?

Le troisième récipient (non représenté) est un cylindre de section S initialement vide. Il est alimenté en permanence au niveau de sa surface libre grâce à un système de flotteur qui en plus limite les turbulences et donc le mélange entre les strates. A l'instant t le liquide issu du réservoir 2 arrive à la surface du réservoir 3, à une altitude $z(t)$.

b) Que vaut à l'instant t_1 la stratification $\rho(z)$? En particulier, quelles sont les valeurs de la masse volumique au fond ($z = 0$) et en surface ($z = h = V_1/S = 1 \text{ m}$) de ce réservoir. Calculer la fréquence $N(z)$ au fond et en surface. En pratique en utilisant des débits légèrement différents entre les cuves on peut réaliser une stratification où N est pratiquement constant.

8.3 Relation de dispersion des ondes de gravité

On considère un liquide incompressible stratifié stable, c'est-à-dire dont la masse volumique au repos ρ décroît avec l'altitude z .

Quel doit être le profil de $\rho(z)$ pour que N soit constant dans tout le fluide. En mer, si on mesure $N \approx 10^{-2} \text{ rad/s}$, qu'elle est l'échelle typique des variations de ρ ?

Dans un réservoir contenant un fluide stratifié tel que $N = \text{Cste}$ on fait osciller sinusoïdalement un cylindre horizontal de diamètre d avec une faible amplitude A . On recherche à quelles conditions des ondes planes propagatives de vecteur d'onde $\vec{k} = (k_x, k_y, k_z)$ peuvent se propager dans un tel milieu incompressible. Pour cela on pose :

$$\begin{cases} \vec{u} &= \vec{U} \exp i(k_x x + k_y y + k_z z - \omega t), \\ p &= P \exp i(k_x x + k_y y + k_z z - \omega t) \\ \Delta\rho &= \Gamma \exp i(k_x x + k_y y + k_z z - \omega t) \end{cases}$$

où p est l'écart à la pression hydrostatique, et $\Delta\rho$ l'écart à la distribution initiale de densité. Les quantités \vec{U} , P et Γ sont supposées petites.

a) On néglige la diffusion moléculaire, on a donc $D\rho/Dt = 0$. Montrer qu'on a alors la relation :

$$\frac{\partial\Delta\rho}{\partial t} + w \frac{\partial\rho_0}{\partial z} = 0.$$

b) Montrer que la conservation de la masse impose $\vec{u} \cdot \vec{k} = 0$ et en déduire que les ondes sont des ondes transverses.

c) Ecrire l'équation de Navier-Stokes en négligeant la dissipation visqueuse. En éliminant les variables \vec{U} , P et Γ montrer que la relation de dispersion s'écrit :

$$\omega = N \sqrt{\frac{k^2 - k_z^2}{k^2}} = N |\sin \theta|.$$

d) Montrer que les ondes internes de gravité correspondent à une polarisation rectiligne. C'est une des différences avec les ondes inertielles dans les fluides en rotation (§ 15.7 page 189) où la force de Coriolis impose une polarisation circulaire anticyclonique.

8.3.1 Structure des ondes internes

On supposera que $k_y = 0$ (toujours possible par rotation des axes) et on introduira θ , angle du vecteur d'onde \vec{k} avec la verticale.

a) Comme $\omega = N |\sin \theta|$, la pulsation ne dépend donc que de N et de θ et pas du module de k . En déduire que pour une pulsation donnée il existe quatre directions de \vec{k} possibles à une certaine condition sur ω que l'on précisera.

b) Pour un de ces nombres d'onde (par exemple pour $0 < \theta < \pi/2$), décrire le mouvement des plans équiphases et en déduire la direction et le module de la vitesse de phase \vec{v}_φ . Décrire cet angle θ dans les images des figures 8.3 et 8.4.

c) Calculer la vitesse de groupe de ces ondes définie par $\vec{v}_g = (\frac{\partial\omega}{\partial k_x}, \frac{\partial\omega}{\partial k_y}, \frac{\partial\omega}{\partial k_z})$. Montrer que $\vec{v}_g \cdot \vec{v}_\varphi = 0$. Montrer que $\vec{v}_\varphi + \vec{v}_g$ est toujours un vecteur horizontal.

d) Que vaut \vec{v}_g lorsque $\omega \rightarrow N$? Que se passe-t-il alors? Représenter la structure spatiale originale des vecteurs \vec{k} , \vec{u} , \vec{v}_φ et \vec{v}_g si $0 < \theta < \pi/2$ et si $\pi/2 < \theta < \pi$. En particulier que vaut l'angle β entre \vec{v}_g et l'axe vertical si $0 < \theta < \pi/2$ et si $\pi/2 < \theta < \pi$? Que se passe-t-il dans le cas des très faibles pulsations ω ?

e) Lorsque la pulsation ω est fixée, quel paramètre de l'expérience peut sélectionner la longueur d'onde et la largeur du paquet d'onde?

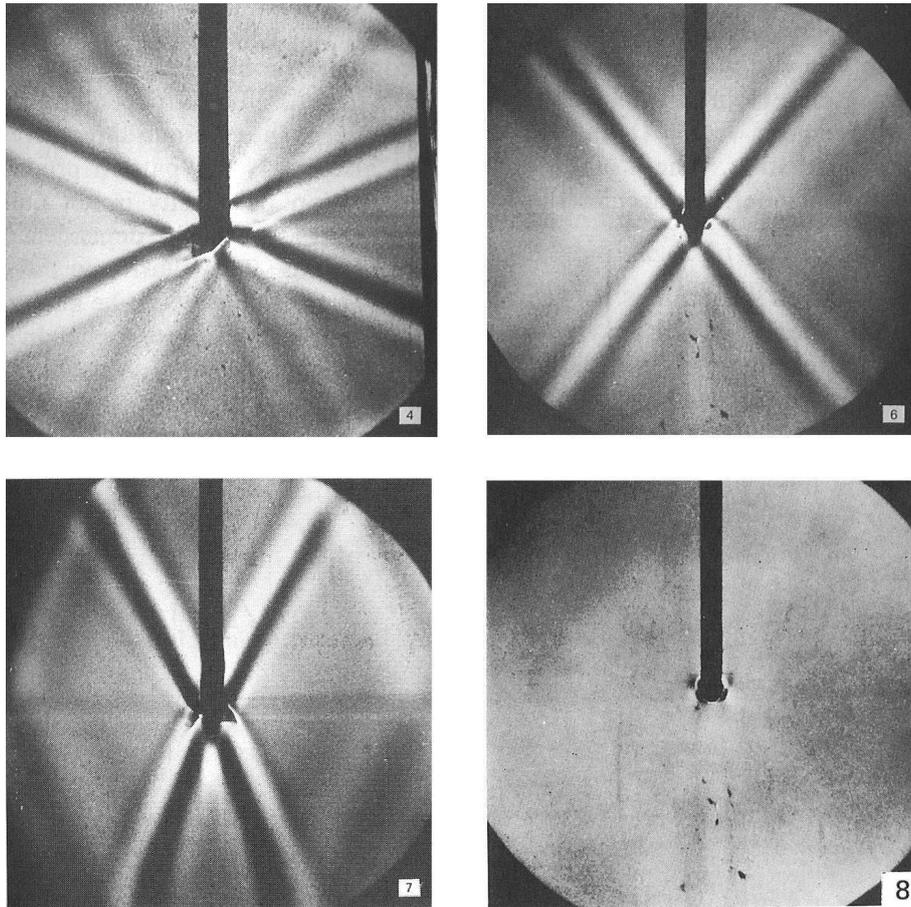


FIGURE 8.3 – Images obtenues par la technique de Schlieren (mesure des variations d'indice optique), mettant en évidence les écarts au gradient de densité linéaire $\rho(z)$. La tige verticale noire maintient un cylindre horizontal, non visible, en oscillation verticale de faible amplitude à la fréquence ω . (4) $\omega/N = 0,419$, (6) $\omega/N = 0,699$, (7) $\omega/N = 0,900$, (8) $\omega/N = 1,11$. D'après [52] p. 424.

8.3.2 Ondes océanes

L'océan est un milieu stratifié à cause de gradients verticaux de température et de salinité. On observe que la fréquence de Brunt-Väisälä locale présente un maximum $N \sim 0.01$ rad/s aux environs de $[-100, -500]$ mètres (niveau de la thermocline) (figure 8.5). Montrer que l'existence de ce maximum conduit à un changement de direction de la vitesse de groupe. En déduire l'effet de cette couche thermocline.

Quels sont les mécanismes qui peuvent atténuer les ondes internes ?

8.3.3 Réflexion des ondes internes

Lors d'une réflexion sur une paroi, une onde garde toujours sa pulsation. La relation de dispersion particulière des ondes internes impose donc que $|\sin \theta| = Cste$. Décrire la réflexion des ondes sur des surfaces horizontales et verticales. Que peut-il se passer pour certaines surfaces inclinées ? Le nombre d'onde réfléchi est-il toujours conservé ?

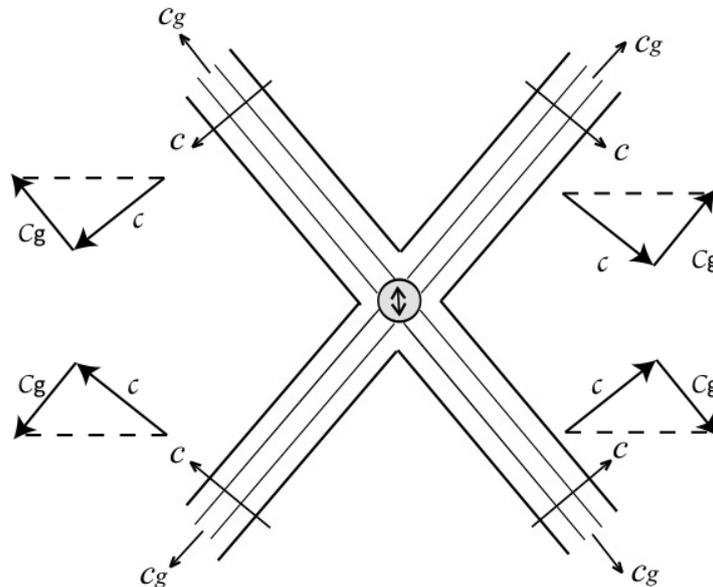


FIGURE 8.4 – Schéma montrant les directions où des ondes sont observées pour une oscillation à fréquence imposée. Noter les directions des vitesses de phase et des vitesses de groupe dans chaque faisceau.

8.4 Ondes atmosphériques

Aussi appelées ondes aval ou ondes orographiques ou *lee waves* en anglais, elles sont observées en aval (sous le vent) des montagnes. Dans l'atmosphère il faut refaire le calcul de la fréquence car la masse volumique dépend de la pression et de la température. Il faudra tenir compte de la transformation adiabatique de l'air pour calculer N . Voir un bel exemple d'onde orographique sur la figure 7.13 page 83.

Exercice : Refaire le calcul de la fréquence de Brunt-Väisälä en tenant compte de la compressibilité du gaz. On supposera que le gaz satisfait à la loi des gaz parfaits et que les transformations sont adiabatiques (voir paragraphe ?? page ??). Montrer en particulier que :

$$N(z) = \sqrt{\frac{g}{T(z)} \left(-\frac{\partial T}{\partial z} - \frac{g}{c_p} \right)}.$$

et qu'il faut donc un certain écart au profil correspondant à une atmosphère adiabatique pour avoir une atmosphère stable.

8.5 Pour en savoir plus :

Joli développement et propagation de ces ondes internes sur la page <http://www.phys.ocean.dal.ca/programs/doubdiff/pics/iw1.mpeg>.

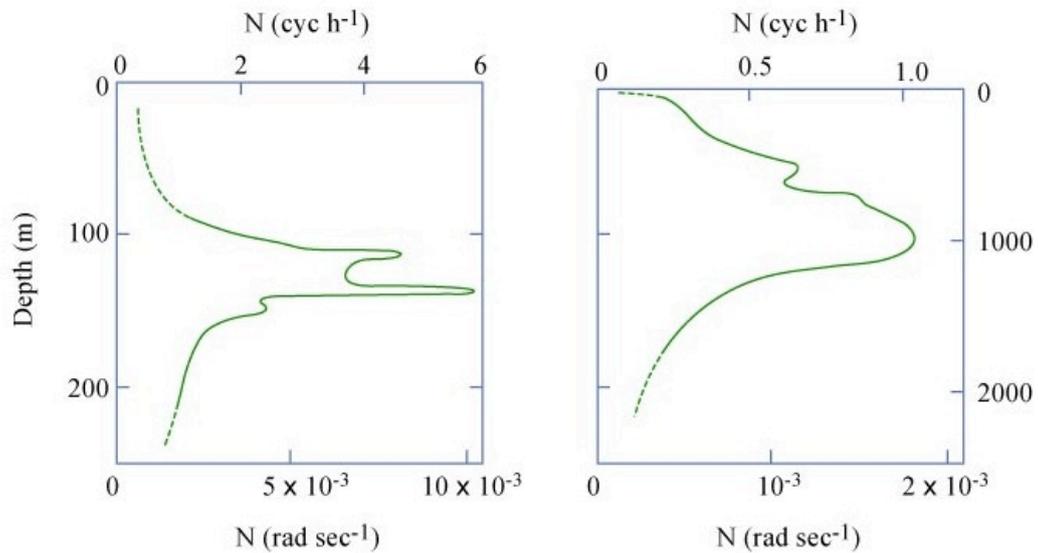


FIGURE 8.5 – Variation de la fréquence locale de Brunt-Väisälä $N(z)$ dans l'océan en fonction de la profondeur. A gauche dans les premiers 200 mètres (zone de la thermocline), à droite à plus grande profondeur. D'après Phillips (Phillips, O. M. (1977), *The Dynamics of the Upper Ocean*, Cambridge University Press).

Stratified Flow, R.R. Long, National Committee for Fluid Mechanics Films, <http://web.mit.edu/hml/ncfmf.html>.

Et aussi les références [50] page 184, [30] et [34] p. 285.

Chapitre 9

La viscosité

Marc Rabaud, version du 10 mars 2016

Sommaire

9.1	Tenseur des déformations $[\epsilon]$ (<i>strain tensor</i>)	103
9.2	Tenseur des taux de déformation ou tenseur des gradients de vitesse $[G]$	104
9.2.1	Décomposition d'un tenseur	104
9.2.2	Partie symétrique de $[G]$ ou tenseur $[e]$ des déformations pures	105
9.2.3	Partie antisymétrique de $[G]$ ou tenseur $[\omega]$ des rotations pures	105
9.3	Equation constitutive des fluides newtoniens	107
9.4	Divergence du tenseur des contraintes visqueuses	108
9.5	Equation de Navier-Stokes pour un fluide newtonien	108
9.6	Signification physique de la viscosité	109
9.7	Mesure de la viscosité	111
9.7.1	Quelques viscosimètres simples	111
9.7.2	Quelques exemples de rhéomètre	111

Un fluide parfait n'a pas de viscosité, c'est-à-dire que deux veines de fluides vont pouvoir s'écouler côte à côte à des vitesses différentes sans interagir. Pour un fluide réel, à cause de l'agitation moléculaire d'origine thermique, il existe des collisions entre les molécules des deux veines et donc des échanges progressifs de quantité de mouvement. La viscosité est le coefficient qui mesure cette diffusion de la quantité de mouvement.

9.1 Tenseur des déformations $[\epsilon]$ (*strain tensor*)

Lorsqu'on tire avec une force constante sur une barre de métal, elle commence par s'allonger. Ensuite la longueur de la barre reste constante (sauf en cas de fluage) et l'on peut alors définir l'allongement relatif d'un vecteur initial \overrightarrow{AB} aligné avec l'axe de traction par la quantité :

$$\vec{\epsilon}(\overrightarrow{AB}) = \frac{\overrightarrow{A'B'} - \overrightarrow{AB}}{\|\overrightarrow{AB}\|}.$$

A cette déformation longitudinale s'ajoutent des déformations transverses à la direction d'élongation. Si maintenant la contrainte a lieu dans une direction quelconque, on peut connaître la déformation d'un volume élémentaire si on connaît les 9 coefficients ϵ_{ij} et donc le *tenseur des déformations* $[\epsilon]$ (appelé *strain tensor* en anglais). Le tenseur des déformations est la réponse du solide à une contrainte appliquée. Dans le cadre de la théorie de l'élasticité linéaire [20] il y a proportionnalité entre le tenseur des déformations $[\epsilon]$ et le tenseur des contraintes $[\sigma]$, c'est-à-dire qu'il existe un tenseur de rang 4 tel que :

$$\epsilon_{ij} = A_{ijkl} \sigma_{kl}.$$

Heureusement si le matériau est isotrope et parce que le tenseur des contraintes est symétrique il est possible de ramener les $9 \times 9 = 81$ coefficients du tenseur $[A]$ à seulement deux coefficients : le module d'Young, E , (s'exprime en GPa par exemple) qui caractérise la raideur du matériau et le coefficient de Poisson, μ , (sans dimension $0 < \mu < \frac{1}{2}$) qui caractérise sa diminution de volume sous compression uniaxiale.

9.2 Tenseur des taux de déformation ou tenseur des gradients de vitesse $[G]$

Dans le cas d'un fluide soumis à une contrainte constante, la déformation se poursuit indéfiniment, contrairement au cas du solide. Par contre, la « vitesse de déformation » va être une fonction de l'intensité de la contrainte. On nomme cette vitesse de déformation, le *taux de déformation*. La encore, on peut définir un tenseur des taux de déformation (rate of strain tensor) $[\dot{\epsilon}]$, dérivé par rapport au temps du tenseur des déformations, qui n'est rien d'autre qu'un tenseur que nous avons déjà rencontré au chapitre 4, le *tenseur des gradients de vitesse* : $[\dot{\epsilon}] = [G] = \left[\frac{\partial v_i}{\partial x_j} \right]$.

$$[\dot{\epsilon}] = \frac{\partial}{\partial t} [\epsilon] = [G].$$

Le tenseur $[G]$ décrit la variation spatiale du vecteur vitesse au voisinage d'un point. En effet la différence de vitesse entre un point \vec{r} et un point $\vec{r} + \vec{dr}$ s'écrit :

$$\vec{v}(\vec{r} + \vec{dr}) - \vec{v}(\vec{r}) = \vec{dv} = [G] \cdot \vec{dr},$$

car

$$dv_i = \sum_{j=1}^3 \frac{\partial v_i}{\partial x_j} dx_j = \vec{\nabla} (v_i) \cdot \vec{dr}. \quad (9.1)$$

La dimension des coefficients $G_{ij} = \frac{\partial v_i}{\partial x_j}$ est l'inverse d'un temps (par exemple des s^{-1}).

9.2.1 Décomposition d'un tenseur

Tout tenseur peut être décomposé en la somme d'un tenseur symétrique et d'un tenseur antisymétrique. Pour le tenseur des gradients de vitesse, il suffit d'écrire :

$$[G] = [e] + [w] \quad (9.2)$$

avec

$$e_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) \quad (9.3)$$

et

$$\omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} - \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right). \quad (9.4)$$

Le tenseur $[e]$ est par construction symétrique ($e_{ij} = e_{ji}$) et $[\omega]$ est antisymétrique ($\omega_{ij} = -\omega_{ji}$). On peut aussi écrire :

$$[e] = \frac{1}{2} ([G] + {}^t[G])$$

et

$$[w] = \frac{1}{2} ([G] - {}^t[G]).$$

9.2.2 Partie symétrique de $[G]$ ou tenseur $[e]$ des déformations pures

Le tenseur $[e]$ (Equ. 9.3) étant symétrique est caractérisé par 6 coefficients indépendants.

Notons déjà que $\text{trace}[e] = \text{trace}[G] = \frac{\partial v_i}{\partial x_i} = \text{div}(\vec{v})$. Pour un fluide incompressible on a donc, $\text{trace}[e] = 0$.

Le tenseur $[e]$ étant symétrique dans une base orthonormée il est en chaque point diagonalisable. Dans la base orthonormée construite localement sur ses vecteurs propres il s'écrit donc :

$$[e] = \begin{bmatrix} a & 0 & 0 \\ 0 & b & 0 \\ 0 & 0 & c \end{bmatrix}.$$

Il n'y a maintenant plus que trois coefficients (les valeurs propres) mais cette base locale est définie par trois autres coefficients (par exemple les trois angles d'Euler), ce qui redonne bien les 6 coefficients de départ. Si l'écoulement est incompressible, $a + b + c = 0$. Il y a donc de façon générique soit une direction contractante ($a < 0$) et 2 directions dilatantes (b et $c > 0$), soit l'inverse (figure 9.1).

Un tel écoulement qui n'induit pas de rotation de la particule fluide, est dit de *déformation pure*.

En conclusion, les termes symétriques du tenseur des gradients de vitesse $[G]$ correspondent à des déformations pures.

• **Exercices à deux dimensions :**

— Etudier les déformations d'un carré pendant dt (figure 9.2a) si $[G] = \begin{bmatrix} a & 0 \\ 0 & b \end{bmatrix}$.

— De même étudier les déformations d'un carré pendant dt si $[G] = \begin{bmatrix} 0 & a \\ a & 0 \end{bmatrix}$.

9.2.3 Partie antisymétrique de $[G]$ ou tenseur $[\omega]$ des rotations pures

La partie antisymétrique de $[G]$ s'écrit : $\omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} - \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right)$. Ce tenseur est caractérisé par trois coefficients,

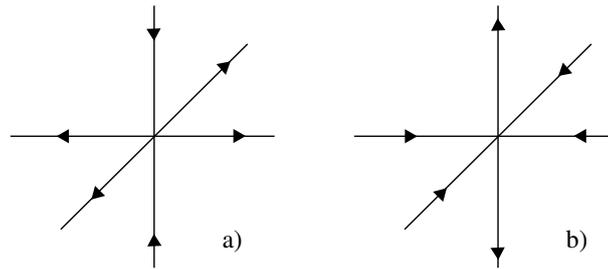


FIGURE 9.1 – Les deux cas génériques d’une déformation pure d’un écoulement incompressible 3D dans sa base orthonormée locale des vecteurs propres. a) une direction contractante (ici verticale) et les deux autres dilatantes, b) une direction dilatante (ici verticale) et les deux autres contractantes.

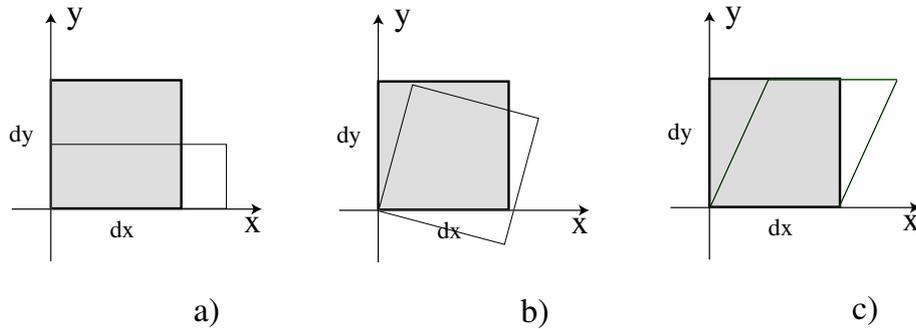


FIGURE 9.2 – Trois exemples de transformation d’une particule fluide dans un écoulement bidimensionnel. Retrouver le tenseur 2×2 correspondant à chacun des cas.

$$[\omega] = \begin{bmatrix} 0 & \omega_{12} & \omega_{13} \\ -\omega_{12} & 0 & \omega_{23} \\ -\omega_{13} & -\omega_{23} & 0 \end{bmatrix}. \quad (9.5)$$

Construisons le **vecteur** $\vec{\omega} = \{w_k\}$ ayant pour composantes $w_k = -\epsilon_{ijk} \omega_{ij}$ où ϵ_{ijk} (symbole de Levi-Civita) vaut 0, -1 ou +1 selon que deux des indices sont égaux, qu’ils sont dans le sens indirect ou qu’ils sont dans le sens direct. Donc

$$\begin{cases} \omega_1 = -\omega_{23} + \omega_{32} = \frac{\partial v_3}{\partial x_2} - \frac{\partial v_2}{\partial x_3} \\ \omega_2 = \omega_{13} - \omega_{31} = \frac{\partial v_1}{\partial x_3} - \frac{\partial v_3}{\partial x_1} \\ \omega_3 = \omega_{21} - \omega_{12} = \frac{\partial v_2}{\partial x_1} - \frac{\partial v_1}{\partial x_2} \end{cases}.$$

On constate donc que $\vec{\omega} = \text{rot}(\vec{v})$. Ce vecteur $\vec{\omega}$ s’appelle le vecteur **vorticité** de l’écoulement, il caractérise la rotation locale des particules fluides. C’est un vecteur très important pour l’étude de la dynamique des tourbillons (voir chapitre 12).

Si on récapitule, on a donc $\vec{d}\vec{v} = [G] \cdot \vec{d}\vec{l} = [e] \cdot \vec{d}\vec{l} + [\omega] \cdot \vec{d}\vec{l}$. En utilisant l’équation 9.5, on a :

$$[\omega] \cdot \vec{dl} = \frac{1}{2} (\vec{\omega} \wedge \vec{dl}).$$

Donc si $[e] = 0$, on a $\vec{dv} = \frac{1}{2} \vec{\omega} \wedge \vec{dl}$, ce qui correspond à une *rotation locale pure* de vecteur rotation instantanée $\frac{1}{2} \vec{\omega} = \frac{1}{2} \text{rot } \vec{v}$. Il est important de noter qu'une rotation pure ne déforme pas la particule fluide et il n'y a donc pas de mouvements relatifs du fluide à l'intérieur. En conséquence la rotation pure ne dissipera pas d'énergie. Rappelons qu'un mouvement quelconque d'une particule fluide est la somme d'une translation pure ($\vec{dv} = \vec{0}$), d'une rotation pure ($\vec{dv} = \frac{1}{2} \vec{\omega} \wedge \vec{dl}$) et d'une déformation pure ($\vec{dv} = [e] \cdot \vec{dl}$). Seule la déformation pure dissipera de l'énergie. On peut facilement illustrer ce résultat en faisant tourner côte-à-côte un œuf dur et un œuf cru. Le second est beaucoup plus difficile à mettre en rotation. Pourquoi ?

• **Exercices à deux dimensions :**

- Etudier les déformations d'un carré pendant dt (figure 9.2b) si $[G] = \begin{bmatrix} 0 & a \\ -a & 0 \end{bmatrix}$.
- Etude d'un cisaillement simple (qui n'est pas une déformation pure), l'écoulement de Couette plan : $[G] = \begin{bmatrix} 0 & a \\ 0 & 0 \end{bmatrix}$. Tracer le profil de vitesse de cet écoulement, calculer sa vorticité et son taux de déformation. Application à la déformation d'un carré pendant dt (figure 9.2c).
- A quelle condition deux lignes de courant se croisent-elles à angle droit ?

9.3 Equation constitutive des fluides newtoniens

Nous avons vu au chapitre 5 que le seul terme qui va dissiper de l'énergie dans l'écriture du principe fondamental de la dynamique (équation 4.3 page 41) est le terme qui fait intervenir le tenseur des contraintes visqueuses $\vec{\text{div}}[\sigma']$. Or ni la translation globale de la particule fluide, ni sa rotation en bloc ne déforme la particule fluide (pas de mouvement relatif à l'intérieur). Seules les déformations pures dissipent de l'énergie, et donc le tenseur des contraintes visqueuses ne peut dépendre que de la partie symétrique du tenseur des déformations. Ce que l'on écrit :

$$[\sigma'] = f([e]).$$

On appelle **fluides newtoniens** les fluides pour lesquels le tenseur des contraintes visqueuses dépend **uniquement** et **linéairement** des valeurs **instantanées** des déformations. Soit :

$$\sigma'_{ij} = A_{ijkl} e_{kl},$$

où nous utilisons la convention d'Einstein (sommation implicite de tous les indices redoublés). $[A]$ est alors un tenseur de rang 4. Si le milieu est isotrope (invariant dans les directions 1, 2 et 3), on peut montrer de façon générale [20] qu'un tel tenseur, au lieu d'avoir 81 coefficients indépendants, n'en a que trois, A , A' et B et s'écrit :

$$A_{ijkl} = A \delta_{ik} \delta_{jl} + A' \delta_{il} \delta_{jk} + B \delta_{ij} \delta_{kl}.$$

δ_{ij} est l'indice de Kronecker (il vaut zéro si $i \neq j$ et 1 si $i = j$). Comme de plus le tenseur des contraintes visqueuses est symétrique, ($\sigma'_{ij} = \sigma'_{ji}$) on en déduit $A = A'$.

$$\sigma'_{ij} = A(\delta_{ik} \delta_{jl} e_{kl} + \delta_{il} \delta_{jk} e_{kl}) + B \delta_{ij} \delta_{kl} e_{kl} = A(e_{ij} + e_{ji}) + B \delta_{ij} e_{ll} = 2A e_{ij} + B \delta_{ij} e_{ll},$$

car le tenseur $[e]$ est symétrique. On pose en général $A = \eta$ et $B = \zeta - \frac{2}{3}\eta$. La constante η (éta) est appelée la viscosité de cisaillement et ζ (zéta) la viscosité de volume. Alors :

$$\sigma'_{ij} = 2\eta(e_{ij} - \frac{1}{3}\delta_{ij}e_{ll}) + \zeta\delta_{ij}e_{ll}. \quad (9.6)$$

Le premier terme est de trace nulle (en effet $\delta_{ll} = 3$), le deuxième terme fait apparaître la trace du tenseur $[e]$ qui caractérise la compressibilité de l'écoulement.

9.4 Divergence du tenseur des contraintes visqueuses

Repartons maintenant de la relation 9.6. La composante i du vecteur divergence du tenseur des contraintes visqueuses s'écrit (voir §4.6) :

$$\left\{ \overrightarrow{\text{div}} [\sigma'_{ij}] \right\}_i = \frac{\partial \sigma'_{ij}}{\partial x_j} = 2\eta \frac{\partial e_{ij}}{\partial x_j} + \left(\zeta - \frac{2}{3}\eta \right) \delta_{ij} \frac{\partial e_{ll}}{\partial x_j}.$$

Or $e_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right)$, donc :

$$\left\{ \overrightarrow{\text{div}} [\sigma'_{ij}] \right\}_i = \eta \frac{\partial^2 v_i}{\partial x_j \partial x_j} + \eta \frac{\partial^2 v_j}{\partial x_j \partial x_i} + \left(\zeta - \frac{2}{3}\eta \right) \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\partial v_l}{\partial x_l} \right).$$

$$\left\{ \overrightarrow{\text{div}} [\sigma'_{ij}] \right\}_i = \eta \frac{\partial^2 v_i}{\partial x_j^2} + \left(\zeta + \frac{1}{3}\eta \right) \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\partial v_l}{\partial x_l} \right).$$

$$\left\{ \overrightarrow{\text{div}} [\sigma'_{ij}] \right\}_i = \eta \nabla^2 v_i + \left(\zeta + \frac{1}{3}\eta \right) \frac{\partial}{\partial x_i} [\text{div}(\vec{v})].$$

Soit vectoriellement :

$$\boxed{\overrightarrow{\text{div}} [\sigma'] = \eta \vec{\nabla}^2(\vec{v}) + \left(\zeta + \frac{1}{3}\eta \right) \vec{\nabla} [\text{div}(\vec{v})]}. \quad (9.7)$$

9.5 Equation de Navier-Stokes pour un fluide newtonien

A partir du Principe Fondamental de la Dynamique nous avons trouvé (Eq. 4.3) :

$$\rho \left[\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} \right] = -\vec{\nabla}(p) + \rho \vec{g} + \overrightarrow{\text{div}} [\sigma']$$

De l'équation 9.7 on déduit directement l'équation de Navier-Stokes pour un fluide newtonien compressible :

$$\boxed{\rho \left[\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} \right] = -\vec{\nabla} p + \rho \vec{g} + \eta \vec{\nabla}^2 \vec{v} + \left(\zeta + \frac{1}{3}\eta \right) \vec{\nabla} [\text{div}(\vec{v})]}. \quad (9.8)$$

La viscosité η est appelé la viscosité de cisaillement ou aussi la viscosité dynamique (elle est parfois notée μ) et s'exprime en Pa.s. La viscosité de volume ζ est en général faible, elle intervient par exemple dans l'atténuation du son dans un fluide.

Comme pour un fluide incompressible on a $\text{trace}[e] = e_{ll} = \text{div}(\vec{v}) = 0$, l'équation 9.6 donne finalement $[\sigma'] = 2\eta[e]$, soit l'expression finale des contraintes visqueuses pour un fluide newtonien incompressible :

$$\sigma'_{ij} = 2\eta e_{ij} = \eta \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right). \quad (9.9)$$

et l'équation de Navier-Stokes d'un fluide newtonien **incompressible** :

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p + \vec{g} + \nu \vec{\nabla}^2 \vec{v}. \quad (9.10)$$

On appelle viscosité cinématique (unité classique, le $m^2 s^{-1}$) la quantité $\nu = \frac{\eta}{\rho}$. Comme la viscosité dynamique η , c'est pour un fluide newtonien une propriété du fluide et pas de l'écoulement. La viscosité cinématique caractérise la viscosité de cisaillement par unité de masse contrairement à η qui est la viscosité de cisaillement par unité de volume.

9.6 Signification physique de la viscosité

Le coefficient de viscosité correspond au coefficient de diffusion de la quantité de mouvement. C'est grâce à la viscosité que le mouvement d'une couche de fluide peut induire des mouvements dans les couches voisines (voir films du DVD [24] et les exemples du §10.3.5).

Le coefficient de viscosité caractérise aussi la dissipation d'énergie. Montrons que la puissance dissipée par frottement interne n'existe que si la particule fluide est déformée et que la puissance dissipée par unité de volume noté ici ϵ s'écrit :

$$\epsilon = -2\eta e_{ij} e_{ij} = -\frac{\eta}{2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right), \quad (9.11)$$

avec une sommation implicite sur tous les indices redoublés (notations tensorielles) :

$$e_{ij} e_{ij} = e_{11}^2 + e_{12}^2 + e_{13}^2 + e_{21}^2 + e_{22}^2 + e_{23}^2 + e_{31}^2 + e_{32}^2 + e_{33}^2,$$

où plusieurs de ces termes sont égaux car le tenseur des déformations est un tenseur symétrique. Cette puissance est dissipée en chaleur dans le fluide, d'où le signe moins.

Démonstration : Voici une démonstration inspirée de la référence [1] p. 216.

L'énergie cinétique E_c contenue dans un volume de contrôle matériel s'écrit :

$$E_c = \iiint_{VC_m} \frac{1}{2} \rho \vec{v}^2 d\tau.$$

Calculons la dérivée temporelle de cette énergie cinétique. En appliquant le théorème du transport pour une quantité scalaire (Equ. 3.2 page 30) et la conservation de la masse, $\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{v}) = 0$ (Equ. 3.3 page 31) :

$$\begin{aligned} \frac{dE_c}{dt} &= \iiint_{VC_m} \left[\frac{1}{2} \frac{\partial(\rho \vec{v}^2)}{\partial t} + \text{div} \left(\frac{1}{2} \rho v^2 \vec{v} \right) \right] d\tau \\ &= \iiint_{VC_m} \left[\frac{1}{2} \rho \frac{\partial \vec{v}^2}{\partial t} + \frac{1}{2} v^2 \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{v}) \right] + \rho \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \left(\frac{1}{2} v^2 \right) \right] d\tau \\ &= \iiint_{VC_m} \frac{1}{2} \rho \frac{D \vec{v}^2}{Dt} d\tau. \end{aligned}$$

En introduisant la convention d'Einstein sur les indices redoublés, la dérivée de l'énergie cinétique s'écrit donc :

$$\frac{dE_c}{dt} = \iiint_{VC_m} \rho v_i \frac{Dv_i}{Dt} d\tau .$$

En introduisant le tenseur des contraintes σ_{ij} pour les forces de surface, le principe fondamental de la dynamique peut s'écrire : $\rho \frac{Dv_i}{Dt} = \rho g_i + \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j}$ (voir § 4.6 page 40), donc :

$$\frac{dE_c}{dt} = \iiint_{VC_m} \left[\rho v_i g_i + v_i \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \right] d\tau .$$

Le terme qui contient le tenseur des contraintes peut s'écrire : $v_i \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} (v_i \sigma_{ij}) - \sigma_{ij} \frac{\partial v_i}{\partial x_j}$ et on a donc :

$$\boxed{\frac{dE_c}{dt} = \iiint_{VC_m} \rho v_i g_i d\tau + \iiint_{VC_m} \frac{\partial}{\partial x_j} (v_i \sigma_{ij}) d\tau - \iiint_{VC_m} \sigma_{ij} \frac{\partial v_i}{\partial x_j} d\tau .} \quad (9.12)$$

- Le premier terme du membre de droite de l'expression précédente s'écrit $\int_{VC_m} \rho \vec{v} \cdot \vec{g} d\tau$ et représente la variation d'énergie (la puissance) due à la force de gravité, ou plus généralement à toutes les forces volumiques.
- Le deuxième terme peut écrire :

$$\iiint_{VC_m} \frac{\partial}{\partial x_j} (v_i \sigma_{ij}) d\tau = \iiint_{VC_m} \text{div} ([\sigma] \cdot \vec{v}) d\tau = \iint_{SC_m} ([\sigma] \cdot \vec{v}) \cdot \vec{n} dS = \iint_{SC_m} \vec{v} \cdot \vec{\sigma}(\vec{n}) dS .$$

Il représente donc la variation d'énergie due aux forces de surface $\vec{\sigma}(\vec{n}) dS$ qui s'exercent sur chaque élément de la surface du volume de contrôle.

- Enfin le troisième terme peut se transformer encore. En effet

$$\sigma_{ij} \frac{\partial v_i}{\partial x_j} = \frac{1}{2} \left(\sigma_{ij} \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \sigma_{ji} \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) = \frac{1}{2} \sigma_{ij} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right)$$

puisque on peut permuter les indices muets i et j et que $\sigma_{ij} = \sigma_{ji}$ car le tenseur des contraintes est symétrique.

De plus $\sigma_{ij} = -p\delta_{ij} + \eta \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right)$ (Equ. 9.9 page précédente) pour un fluide newtonien incompressible, donc

$$\sigma_{ij} \frac{\partial v_i}{\partial x_j} = -p \frac{\partial v_i}{\partial x_i} + \frac{1}{2} \eta \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) = 2\eta e_{ij} e_{ij}$$

car $\frac{\partial v_i}{\partial x_i} = \text{div } \vec{v} = 0$. Donc le troisième terme de l'équation 9.12 s'écrit finalement :

$$- \iiint_{VC_m} \sigma_{ij} \frac{\partial v_i}{\partial x_j} d\tau = -2\eta \iiint_{VC_m} e_{ij} e_{ij} d\tau .$$

Ce dernier terme, toujours négatif, représente donc la dissipation d'énergie. La dissipation est proportionnelle au coefficient de viscosité dynamique η , et elle est toujours présente si le tenseur des déformations est non nul. Ceci confirme que seule la déformation des particules fluides dissipe de l'énergie et pas leur translation ni leur rotation.

9.7 Mesure de la viscosité

Il existe de nombreux appareils pour mesurer la viscosité. On distingue les *viscosimètres* utilisés pour les fluides newtoniens, qui font une mesure comparative et doivent donc être étalonnés, et les *rhéomètres* qui mesurent la relation entre les contraintes et les taux de déformation. On réalise en général des écoulements rhéologiques, c'est-à-dire des écoulements où un seul terme du tenseur des gradients de vitesse est non nul et il faut de plus qu'il soit constant en temps et homogène en espace. On appelle taux de cisaillement le gradient de vitesse imposé, noté parfois $\dot{\gamma}$ ou $\dot{\epsilon}$, par exemple $\dot{\epsilon} = \partial v_x / \partial y$. Ce coefficient est homogène à l'inverse d'un temps (s^{-1}).

La table 9.7 donne la valeurs de la viscosité pour quelques fluides newtoniens.

	Viscosité dynamique η (Pa.s)	Viscosité cinématique $\nu = \frac{\eta}{\rho}$ (m^2/s)
Eau (20°C)	10^{-3}	$1,006 \cdot 10^{-6}$
Air (20°C)	$18,2 \cdot 10^{-6}$	$15,1 \cdot 10^{-6}$
Glycérine (20°C)	1,49	$1180 \cdot 10^{-6}$
Mercure (20°C)	$1,55 \cdot 10^{-3}$	$0,116 \cdot 10^{-6}$
CO_2 (20°C, 1 atm.)	$14,7 \cdot 10^{-6}$	$8,03 \cdot 10^{-6}$
H_2 (20°C, 1 atm.)	$8,83 \cdot 10^{-6}$	$105 \cdot 10^{-6}$

TABLE 9.1 – Tableau donnant les viscosités de quelques fluides newtoniens à 20°C.

9.7.1 Quelques viscosimètres simples

Avec un viscosimètre à tube capillaire on mesure le temps d'écoulement d'un liquide visqueux à travers un tube mince (figure 9.3). Ce temps est simplement proportionnel à la viscosité pour un fluide newtonien. On fait de même dans un viscosimètre à chute de bille, où cette fois l'on mesure le temps de chute d'une bille le long d'un tube préalablement rempli du liquide à tester (figure 9.4). Dans la méthode de la *louche percée* utilisée dans l'industrie de la peinture, on mesure le temps de vidange d'une louche percée d'un trou calibré.

9.7.2 Quelques exemples de rhéomètre

Dans un rhéomètre on génère des écoulements où il n'existe qu'une seule composante du tenseur des gradients de vitesse : par exemple la géométrie de Couette cylindrique (§10.3.2) ou la géométrie du cône/plan (figure 9.5).

La plupart des rhéomètres peuvent travailler à cisaillement imposé (constant strain) ou bien à contrainte imposée (constant stress). A partir des courbes donnant l'évolution de la contrainte σ avec le

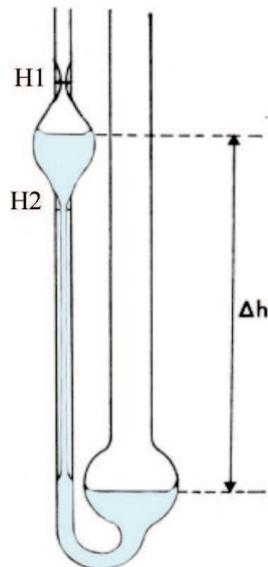


FIGURE 9.3 – Viscosimètre à tube capillaire.



FIGURE 9.4 – Viscosimètre à chute de bille.

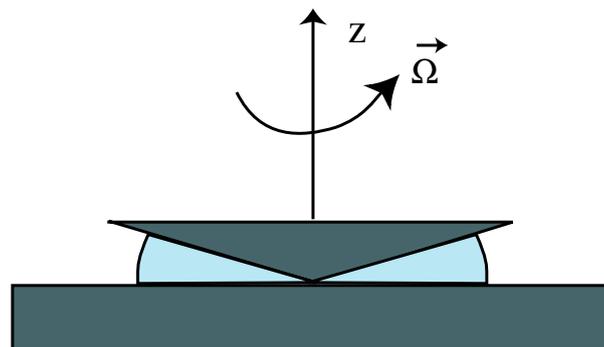


FIGURE 9.5 – Principe du rhéomètre cône/plan. Il peut fonctionner soit à contrainte imposée (couple imposé) soit à cisaillement imposé ($\vec{\Omega} = Cste$) et il permet de plus de mesurer l'apparition éventuelle des contraintes normales σ_{zz} , ce qui est important pour caractériser les fluides viscoélastiques par exemple.

cisaillement $\dot{\epsilon}$ que l'on appelle des rhéogrammes, on peut décrire la variation de la viscosité apparente avec l'intensité du taux de cisaillement $\eta = \sigma / \dot{\epsilon} = f(\dot{\epsilon})$.

La figure 9.6 montre que la viscosité est une propriété des fluides qui, même pour un fluide newtonien, dépend fortement de la température, mais différemment pour un gaz ou un liquide ! Dans un liquide les viscosités dynamique et cinématique diminuent avec la température (loi de Andrade, $\log(\eta) \approx A + \frac{B}{T}$). Pour un gaz au contraire elles augmentent avec la température (l'agitation moléculaire augmentant, la diffusion de la quantité de mouvement augmente aussi).

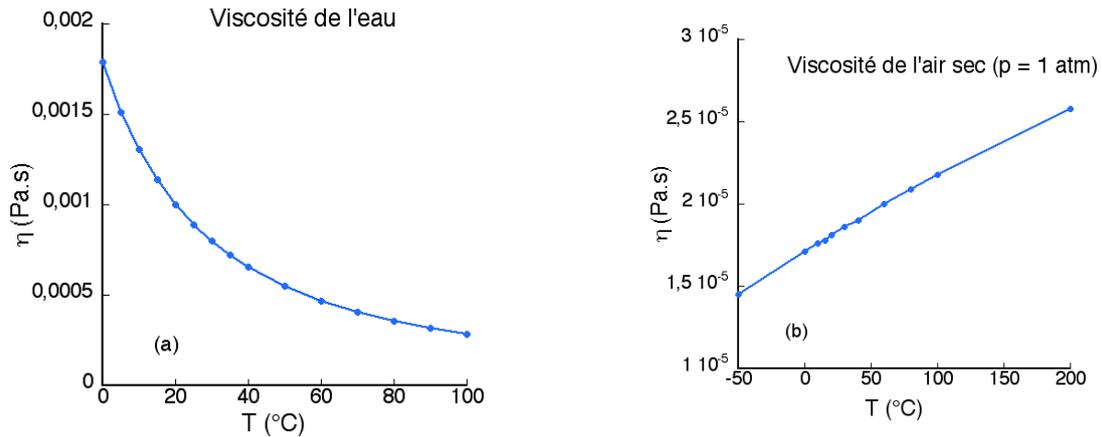


FIGURE 9.6 – Courbes montrant l'évolution de la viscosité dynamique η de l'eau (a) et de l'air sec (b) en fonction de la température, à une pression de 1 atm. (D'après [4] p. 594-597).

Chapitre 10

L'équation de Navier-Stokes

Marc Rabaud, version du 12 mars 2016

Sommaire

10.1 Adimensionnement de l'équation de Navier-Stokes	115
10.1.1 Quelques valeurs de nombres de Reynolds	117
10.1.2 Quelques autres nombres sans dimension	118
10.2 Les conditions aux limites cinématiques et dynamiques	118
10.2.1 Les conditions cinématiques	118
10.2.2 Les conditions dynamiques	121
10.2.3 Tableau récapitulatif des conditions aux limites	123
10.3 Solutions exactes de l'équation de Navier-Stokes : les écoulements parallèles .	123
10.3.1 Ecoulement de Couette plan	124
10.3.2 Ecoulement de Couette circulaire	124
10.3.3 Ecoulement de Poiseuille plan	125
10.3.4 Ecoulement de Poiseuille en conduite circulaire	126
10.3.5 Solutions instationnaires	126
10.4 Solutions de Navier-Stokes à très faible nombre de Reynolds (écoulements de Stokes)	128
10.4.1 L'équation de Stokes	128
10.4.2 Ecoulement autour d'une sphère : force de Stokes	129
10.4.3 Application à la sédimentation	133
10.4.4 La réversibilité et la vie aux faibles nombres de Reynolds	133
10.5 Solutions de Navier-Stokes pour les écoulements quasi-parallèles (équations de lubrification)	134
10.5.1 Calcul d'un palier lubrifié	136
10.5.2 Force d'adhérence sur un disque	137

10.1 Adimensionnement de l'équation de Navier-Stokes

Dans le chapitre précédent nous avons établi l'équation de Navier-Stokes (équation 9.10) pour un fluide newtonien incompressible :

$$\boxed{\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p + \vec{g} + \nu \vec{\nabla}^2 \vec{v}}. \quad (10.1)$$

Le premier terme correspond au terme instationnaire, le second au terme inertiel. A droite on a successivement les forces de pression, les forces de volume et les forces visqueuses. Cette équation, écrite par unité de masse, est dimensionnée mais on peut chercher à l'adimensionner.

On adimensionne les variables en minuscule en posant :

$$t = \hat{t} T, \quad x_i = \hat{x}_i L, \quad v = \hat{v} V_0, \quad p = \hat{p} P_0, \quad \vec{g} = \hat{g} G,$$

où les termes en majuscule sont des constantes dimensionnées et les termes avec un chapeau les variables sans dimension. On peut remplacer toutes les variables en minuscule dans l'équation de Navier-Stokes et l'on obtient :

$$\frac{V_0}{T} \frac{\partial \hat{v}}{\partial \hat{t}} + \frac{V_0^2}{L} (\hat{v} \cdot \vec{\nabla}) \hat{v} = -\frac{P_0}{\rho L} \vec{\nabla}(\hat{p}) + G \hat{g} + \frac{\nu V_0}{L^2} \vec{\nabla}^2(\hat{v}).$$

En faisant apparaître un coefficient unité devant le terme inertiel on obtient :

$$\frac{L}{V_0 T} \frac{\partial \hat{v}}{\partial \hat{t}} + (\hat{v} \cdot \vec{\nabla}) \hat{v} = -\frac{P_0}{\rho V_0^2} \vec{\nabla}(\hat{p}) + \frac{L G}{V_0^2} \hat{g} + \frac{\nu}{V_0 L} \vec{\nabla}^2(\hat{v}).$$

Considérons d'abord le cas très simple d'une sphère de rayon L se déplaçant à une vitesse constante V_0 dans un fluide au repos. Les paramètres L et V_0 sont alors les seules échelles du problème. Il n'y a pas d'échelle indépendante de temps et de pression et l'on peut alors choisir $T_0 = L/V_0$ et $P_0 = \rho V_0^2$. Supposons de plus que la gravité n'intervienne pas dans cet exemple, on obtient l'équation adimensionnée de Navier-Stokes :

$$\frac{\partial \hat{v}}{\partial \hat{t}} + (\hat{v} \cdot \vec{\nabla}) \hat{v} = -\vec{\nabla}(\hat{p}) + \frac{1}{Re} \vec{\nabla}^2(\hat{v}). \quad (10.2)$$

On appelle **nombre de Reynolds** le rapport :

$$\boxed{Re = \frac{V_0 L}{\nu} = \frac{\rho V_0 L}{\eta}}. \quad (10.3)$$

N.B. : Même si la sphère est fixe dans l'écoulement, le terme instationnaire peut être non nul s'il existe une instabilité du sillage.

Il ne reste donc plus dans l'équation de Navier-Stokes qu'un seul nombre sans dimension. La structure de l'écoulement ne dépend alors que de la valeur de ce nombre de Reynolds Re et des conditions aux limites. On a en particulier deux cas limites :

- $Re \rightarrow 0$, les effets visqueux sont dominants,
- $Re \rightarrow \infty$, les effets inertiels dominent.

Le nombre de Reynolds peut d'ailleurs aussi s'écrire comme le rapport des ordres de grandeur du terme d'inertie et du terme visqueux :

$$Re = \frac{\text{terme inertiel}}{\text{terme visqueux}} = \frac{\|(\hat{v} \cdot \vec{\nabla}) \hat{v}\|}{\|\nu \vec{\nabla}^2 \hat{v}\|} = \frac{V_0^2/L}{\nu V_0/L^2} = \frac{V_0 L}{\nu}.$$

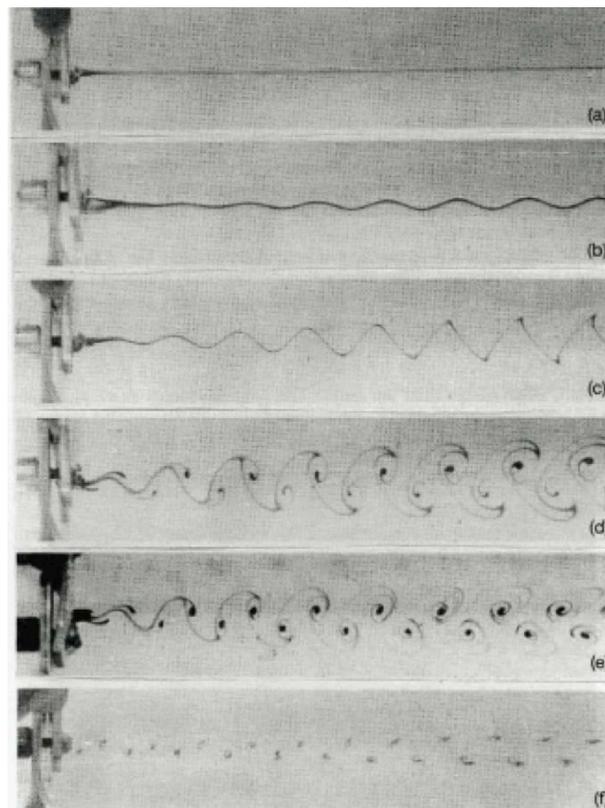


FIGURE 10.1 – Visualisation du sillage d'un cylindre par émission d'encre à travers un orifice dans le cylindre. Ce sillage serait le même pour différents diamètres, différents fluides ou différentes vitesses du moment que le nombre de Reynolds Re est le même. Le nombre de Reynolds prend de haut en bas les valeurs 30, 40, 47, 55, 67 et 100. Pour $Re > 50$ on visualise une allée de tourbillons alternés émis par le cylindre, dite *allée de tourbillons de Bénard-von Kármán*. (D'après [50] p. 25).

10.1.1 Quelques valeurs de nombres de Reynolds

On peut facilement estimer des ordres de grandeur pour quelques écoulements :

- Une paramécie nageant dans l'eau : $Re \approx 10^{-2}$.
- Un goutte de pluie tombant dans l'air : $Re \approx 1000$.
- Sillage d'un marcheur : $Re \approx 30\,000$.
- Sillage d'une voiture : $Re \approx 4 \times 10^6$.
- Sillage d'un avion : $Re \approx 2 \times 10^8$.

• Il est important de noter que la limite $Re \rightarrow \infty$ est mathématiquement une limite singulière, car l'équation différentielle aux dérivées partielles passe alors du second au premier ordre de dérivation en espace. L'équation de Navier-Stokes est d'ordre 2 pour la dérivation en espace alors que l'équation d'Euler est d'ordre 1 en espace. Par exemple dans le cas du sillage d'une sphère sans rotation sur elle-même dans un fluide parfait, comme il n'y a plus aucun paramètre sans dimension dans l'équation d'Euler, la solution ne doit plus dépendre d'aucun paramètre et doit en particulier être la même quelque soit la vitesse de la sphère. Une autre conséquence de ces ordres des dérivées dans les équations est

que l'on a besoin de plus de conditions aux limites pour résoudre l'équation de Navier-Stokes que pour résoudre l'équation d'Euler.

• A cause du terme $(\vec{v} \cdot \vec{\nabla})\vec{v}$, l'équation de Navier-Stokes, comme l'équation d'Euler, sont des équations non-linéaires. En conséquence on ne peut utiliser ni le théorème de superposition ni le théorème d'unicité : pour les mêmes conditions aux limites il existe des solutions multiples. Certaines de ces solutions peuvent être stables, d'autres instables, et c'est uniquement l'ensemble des solutions qui satisfait aux symétries du problème (principe de Curie).

10.1.2 Quelques autres nombres sans dimension

Reprenons l'adimensionnement de l'équation de Navier-Stokes. S'il apparaît dans les conditions du problème, une pression propre P_0 , un temps caractéristique des phénomènes instationnaires T , des effets de la gravité (ondes de surface par exemple), des tailles différentes en x , y ou z , l'équation de Navier-Stokes fait alors apparaître d'autres nombres sans dimension :

— Le nombre de Strouhal : $St = \frac{\text{fréquence imposée}}{\text{fréquence naturelle}} = \frac{1/T}{V_0/L} = \frac{L}{V_0 T}$.

— Le nombre de Froude : $Fr = \left[\frac{\text{forces d'inerties}}{\text{forces de gravité}} \right]^{1/2} = \frac{V_0}{\sqrt{gL}}$. L'exposant 1/2 permet de comparer directement la vitesse de l'objet aux vitesses des ondes de gravité en eau peu profonde (voir §7.2.5).

— Le nombre d'Euler : $Eu = \frac{\text{forces de pression}}{\text{forces inertielles}} = \frac{P_0/\rho L}{V_0^2/L} = \frac{P_0}{\rho V_0^2}$.

L'équation de Navier-Stokes adimensionnée s'écrit alors :

$$St \frac{\partial \vec{v}}{\partial \hat{t}} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla})\vec{v} = -Eu \vec{\nabla}(\hat{p}) + \frac{1}{Fr^2} \vec{g} + \frac{1}{Re} \vec{\nabla}^2(\vec{v}).$$

Si l'obstacle n'est pas une sphère, $L_x \neq L_y \neq L_z$ on doit aussi introduire des rapports d'aspect géométriques, L_x/L_z ou L_y/L_z , ou plus généralement des fonctions de la forme de l'objet.

10.2 Les conditions aux limites cinématiques et dynamiques

Il existe deux types de conditions aux limites que l'on doit préciser pour résoudre les équations du mouvement : les conditions aux limites cinématiques (sur la vitesse) et les conditions aux limites dynamiques (sur les forces).

10.2.1 Les conditions cinématiques

Cas d'une surface solide immobile

- Si le matériau est non poreux, alors les particules fluides ne peuvent pénétrer dans le solide et la composante de la vitesse normale à la paroi doit être nulle (pas de flux de matière) : $Q = \int \vec{v} \cdot \vec{d}\vec{S} = 0$, et ce quelque soit $\vec{d}\vec{S}$. Soit :

$$\boxed{\vec{v}_\perp = \vec{0}}.$$

La vitesse normale à une paroi solide est nulle.

- Si le fluide est parfait (pas de viscosité, équation d'Euler), il n'y a pas d'autre condition cinématique car il peut exister des gradients de vitesse infinis entre le liquide et le solide, et donc la vitesse tangentielle à la paroi peut prendre n'importe quelle valeur.

- Si le fluide est réel (visqueux), on observe expérimentalement que les molécules de fluide au voisinage de la paroi sont en moyenne immobiles, surtout si la surface est un peu rugueuse ou si les molécules sont adsorbées sur la paroi. La vitesse tangentielle d'une particule fluide (vitesse mésoscopique) est donc nulle. C'est ce que l'on appelle *la condition de non-glissement sur une paroi solide*.

$$\boxed{\vec{v}_{//} = 0}$$

Notons toutefois que cette condition classique de non-glissement n'est pas évidente à petite échelle. Plus précisément si on note λ le libre parcours moyen des molécules entre deux collisions, à une distance z inférieure à λ de la paroi, la moitié des particules vont vers la paroi et n'ont pas encore eu de collisions avec elle. Ces molécules ont donc toujours une composante parallèle à la surface solide $V_S = v_{//}(z = \lambda)$ alors que l'autre moitié des molécules s'éloignent de la paroi après l'avoir frappée. Si lors du choc il y a eu une adsorption temporaire des molécules sur la paroi (collision non spéculaire), il y a après le choc *en moyenne* perte de la vitesse tangentielle, $V_S = 0$. En faisant la moyenne de ces deux contributions on a donc finalement au voisinage de la paroi : $V_S = \frac{1}{2}v_{//}(z = \lambda)$. Il existe alors une petite vitesse de glissement à la paroi et c'est uniquement le prolongement du profil de vitesse qui s'annule à l'intérieur du solide, à une distance $b \approx \lambda$ (Fig. 10.2). La relation de continuité du gradient de vitesse donne alors :

$$V_S = b \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)_{z=0}$$

Cela dit, dans la plupart des applications le libre parcours est inférieur à 1 micromètre et la distinction reste souvent bien minime. Notons toutefois quelques exceptions notoires : la microfluidique où les fluides se déplacent dans des microcapillaires où un glissement sur $1 \mu m$ n'est pas négligeable, le cas des gaz très dilués (régime de Knudsen) où le libre parcours n'est pas petit devant la taille de l'objet, ce qui augmente fortement l'effet du glissement du fluide à la paroi. On retrouve aussi de telles vitesses de glissement pour certains écoulements de polymères concentrés ou même pour des écoulements granulaires denses.

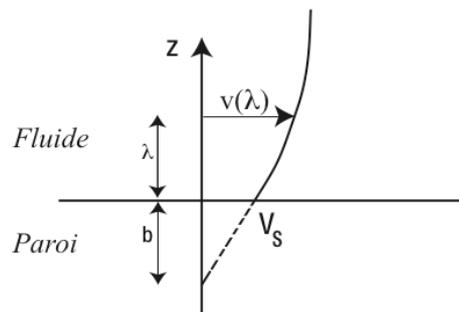


FIGURE 10.2 – Détail d'un profil de vitesse près d'une paroi mettant en évidence la vitesse de glissement $V_S = b \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)_{z=0}$ où b est de l'ordre du libre parcours moyen des molécules du fluide.

Cas d'une surface solide mobile

Si la paroi se déplace les conditions aux limites sont physiquement les mêmes, mais il faut écrire la nullité des vitesses normales et tangentielles à la paroi *dans le référentiel de la paroi*, et donc

égalité des vitesses normales (fluide parfait) ou égalité des vecteurs vitesses (fluide visqueux) dans le référentiel fixe :

$$v_{\perp \text{fluide}} = v_{\perp \text{paroi}} \text{ pour un fluide parfait}$$

$$\vec{v}_{\text{fluide}} = \vec{v}_{\text{paroi}} \text{ pour un fluide réel}$$

Cas d'une interface fluide déformable

Là encore il faut écrire une condition sur les vitesses au niveau de l'interface (figure 10.3). Tout d'abord les vitesses normales doivent être égales sinon il apparaît un espace entre les deux fluides (ou un recouvrement) :

$$(v_1)_{\perp} = (v_2)_{\perp}$$

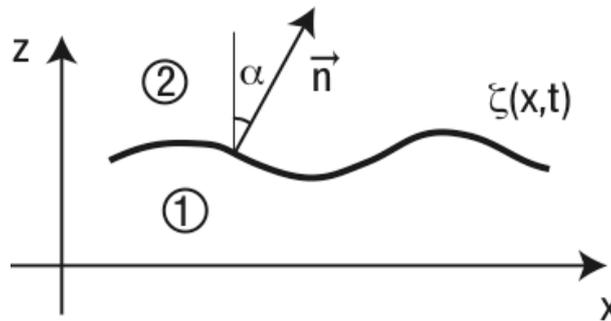


FIGURE 10.3 – Interface déformée $\zeta(x, t)$ entre deux fluides et normale locale \vec{n} .

Le calcul de cette vitesse normale fait intervenir l'équation de l'interface $\zeta(x, t)$. Le vecteur normal à l'interface a pour composantes $\vec{n} = (\sin \alpha, \cos \alpha)$ où $\tan \alpha = -\frac{\partial \zeta}{\partial x}$ (figure 10.3). En égalisant les composantes normales des vitesses de l'interface et des fluides 1 et 2, $\frac{\partial \zeta}{\partial t} \cdot \vec{n} = \vec{v}_1 \cdot \vec{n} = \vec{v}_2 \cdot \vec{n}$, il vient :

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} \cos \alpha = v_{1x} \sin \alpha + v_{1z} \cos \alpha = v_{2x} \sin \alpha + v_{2z} \cos \alpha,$$

soit en divisant pour $\cos \alpha$,

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -v_{1x} \frac{\partial \zeta}{\partial x} + v_{1z} = -v_{2x} \frac{\partial \zeta}{\partial x} + v_{2z}. \quad (10.4)$$

On peut aussi retrouver cette équation en écrivant qu'une particule fluide de l'interface reste à l'interface. En effet une particule M_1 de coordonnées (x_1, z_1) dans le fluide 1 est à l'interface si la distance $h = z_1 - \zeta(x_1, t)$ est nulle. Elle reste sur l'interface si $dh(x_1, z_1, t) = 0$. Or $dh = dz_1 - \frac{\partial \zeta}{\partial x} dx_1 - \frac{\partial \zeta}{\partial t} dt = 0$, c'est-à-dire si $\frac{dz_1}{dt} - \frac{\partial \zeta}{\partial x} \frac{dx_1}{dt} - \frac{\partial \zeta}{\partial t} = 0$. Comme $\frac{dz_1}{dt} = V_{1z}$ et $\frac{dx_1}{dt} = V_{1x}$ et en faisant le même raisonnement pour une particule du milieu 2 on retrouve les équations 10.4.

Si de plus les deux fluides sont visqueux, la condition d'égalité des vitesses tangentielles à l'interface, $(v_1)_{//} = (v_2)_{//}$, conduit à l'égalité des vecteurs vitesses à l'interface :

$$\vec{v}_1 = \vec{v}_2.$$

10.2.2 Les conditions dynamiques

Pour les conditions dynamiques il faut faire un bilan des forces qui s'appliquent à un petit volume qui entoure l'interface, puis faire tendre la hauteur de ce volume vers zéro. Comme la masse devient nulle il faut que la somme des forces appliquées à ce petit volume soit nulle. Rappelons l'expression du tenseur des contraintes : $[\sigma] = -p[I] + [\sigma'] = [-p\delta_{ij} + \eta \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right)]$.

Cas des fluides parfaits

Il n'existe pas d'autre force que les forces de pression dans chacun des fluides ($[\sigma'] = 0$), avec éventuellement des forces interfaciales s'il existe une courbure de l'interface et une tension de surface (voir chapitre 6). Il n'existe alors que des conditions sur les pressions à la paroi :

1. pour une surface solide : $P_{fluide} = P_{paroi}$
2. pour une interface plane entre deux fluides : $P_{fluide1} = P_{fluide2}$
3. pour une interface courbée entre deux fluides, on a l'équation de Laplace (Eq. 6.3 page 59) :

$$P_{fluide1} - P_{fluide2} = \gamma \left(\frac{1}{R'} + \frac{1}{R''} \right) \quad (10.5)$$

où R' et R'' sont les deux rayons de courbure de la surface (comptés positivement si leur centre est du côté 1) et γ la tension de surface (voir chapitre 6). C'est la loi de Laplace, qui montre que la pression est plus élevée du côté concave de la surface.

Cas des fluides réels

Il faut maintenant égaliser aussi bien les contraintes tangentielles que les contraintes normales. Considérons successivement les trois cas suivants : une surface solide, une interface fluide plane, une interface fluide courbée.

1. Cas d'une surface solide

Montrons d'abord que dans le tenseur des gradients de vitesse, de nombreux termes sont nuls sur une paroi solide. En effet si la paroi est perpendiculaire à la direction Oz , au voisinage d'un point x on a $\vec{v}(x + dx) = \vec{v}(x) + \frac{\partial \vec{v}}{\partial x} dx$. Comme la vitesse à la paroi est nulle en x et aussi en $x + dx$ on en déduit : $\frac{\partial \vec{v}}{\partial x} = \vec{0}$. On montre de même $\frac{\partial \vec{v}}{\partial y} = \vec{0}$. En utilisant l'incompressibilité du fluide, $\text{div}(\vec{v}) = 0$, on en déduit que $\partial v_z / \partial z = 0$ au niveau de la paroi. Donc seules les composantes $\frac{\partial v_x}{\partial z}$ et $\frac{\partial v_y}{\partial z}$ peuvent ne pas être nulles et la contrainte à la paroi a alors pour composantes :

$$\begin{aligned} \sigma_{xz} &= \eta \left(\frac{\partial v_x}{\partial z} \right), \\ \sigma_{yz} &= \eta \left(\frac{\partial v_y}{\partial z} \right), \\ \sigma_{zz} &= -p. \end{aligned}$$

2. Cas d'une interface entre deux liquides sans effet de tension de surface

En présence de deux fluides non miscibles, on doit écrire à l'interface

$$[\sigma_1] \cdot \vec{n} = [\sigma_2] \cdot \vec{n}.$$

L'égalité des contraintes tangentielles s'écrit :

$$\eta_1 \frac{\partial v_{1x}}{\partial z} = \eta_2 \frac{\partial v_{2x}}{\partial z} \quad (10.6)$$

et idem pour la composante σ_{yz} si elle existe. Les pentes des profils de vitesse de part et d'autre de l'interface sont donc dans le rapport inverse des viscosités. La pente est la plus faible dans le fluide le plus visqueux (voir figure 10.4).

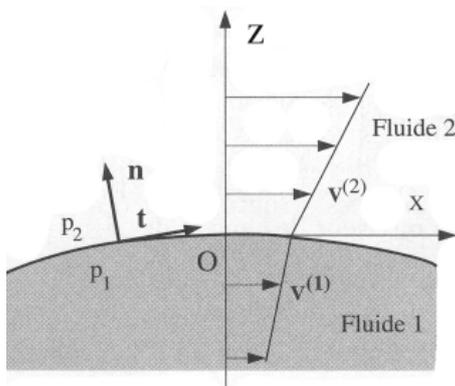


FIGURE 10.4 – Conditions aux limites cinématiques dans le plan (xOy) à une interface fluide.

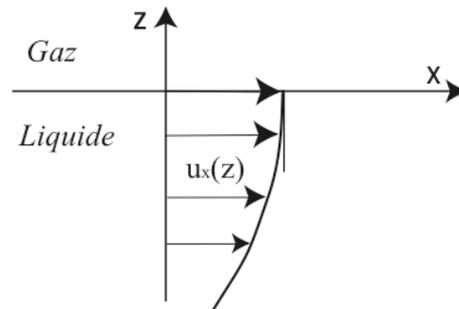


FIGURE 10.5 – Profil de vitesse au voisinage d'une surface libre, c'est-à-dire si la contrainte du gaz sur le liquide peut être négligée.

On appelle « surface libre » une surface sur laquelle la contrainte tangentielle est nulle. Cette condition de surface libre est souvent justifiée à l'interface entre l'air et l'eau car la viscosité dynamique de l'air est très faible devant celle de l'eau. La condition de contrainte nulle impose que la pente du profil de vitesse dans l'eau soit nulle. Il existe alors un maximum de la vitesse à la surface libre (figure 10.5). Condition à une surface libre :

$$\frac{\partial v_x}{\partial z} = 0. \quad (10.7)$$

3. Cas d'une interface entre deux liquides avec tension de surface

S'il existe une tension de surface, par rapport au cas précédent il se rajoute une contrainte normale proportionnelle à la courbure de l'interface (comme dans le cas de deux fluides parfaits, donné par la loi de Laplace (Equ. 6.3)) plus éventuellement une contrainte tangentielle s'il existe un gradient de tension de surface. Un tel gradient peut apparaître sous l'action d'un gradient de température, ou d'un gradient de concentration en produit tensioactif. On parle alors d'effet Marangoni (voir [29] p. 155 ou [4] p. 69).

10.2.3 Tableau récapitulatif des conditions aux limites

Le tableau 10.1 résume les différentes conditions aux limites, pour un fluide parfait et pour un fluide réel.

Type d'interface	Fluide parfait (Euler)	Fluide visqueux (Navier-Stokes)
Paroi solide	$(v_{\perp})_{fluide} = (v_{\perp})_{paroi}$ $p_{fluide} = p_{paroi}$	$\vec{v}_{fluide} = \vec{v}_{paroi}$ $p_{fluide} = p_{paroi}$ $\sigma_{xz} = \eta \frac{\partial v_x}{\partial z}$
Interface fluide (sans tension de surface)	$(v_{\perp})_1 = (v_{\perp})_2$ $p_1 = p_2$	$\vec{v}_1 = \vec{v}_2$ $p_1 = p_2$ $\eta_1 \left(\frac{\partial v_x}{\partial z} \right)_1 = \eta_2 \left(\frac{\partial v_x}{\partial z} \right)_2$
Interface fluide (avec tension de surface)	$(v_{\perp})_1 = (v_{\perp})_2$ $P_1 - P_2 = \gamma \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R'} \right)$	$\vec{v}_1 = \vec{v}_2$ $(\sigma_{ij} n_j)_1 - (\sigma_{ij} n_j)_2 = -\gamma \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R'} \right) n_i + \left\{ \vec{\nabla} \gamma \right\}_i$

TABLE 10.1 – Tableau récapitulatif des conditions aux limites.

Dans la suite nous allons parler des écoulements « laminaires » (par opposition aux écoulements turbulents), c'est-à-dire des écoulements où le fluide s'écoule en « lames » parallèles. Ce sont en général les écoulements que l'on observe quand le fluide est peu sollicité c'est-à-dire lorsque le nombre de Reynolds n'est pas trop élevé.

10.3 Solutions exactes de l'équation de Navier-Stokes : les écoulements parallèles

On appelle écoulements *parallèles* des écoulements unidirectionnels et invariants le long de l'écoulement. Ce sont des écoulement "1C1D" ($\vec{v} = \{u(y), 0, 0\}$) ou "1C2D" ($\vec{v} = \{u(y, z), 0, 0\}$). Cette propriété impose automatiquement $(\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} = 0$. Le terme non-linéaire de l'équation de Navier-

Stokes disparaît donc. De plus l'incompressibilité est obligatoirement vérifiée car $\text{div}(\vec{v}) = 0$. Voyons quelques exemples.

10.3.1 Écoulement de Couette plan

On cherche l'écoulement établi (indépendant du temps) entre deux plaques parallèles dont l'une se déplace dans son plan à la vitesse U_0 . On suppose $\vec{v} = \{u(y), 0, 0\}$ et l'on néglige la gravité. L'équation de Navier-Stokes se ramène alors à :

$$\begin{cases} \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \\ \frac{\partial p}{\partial y} = 0 \\ \frac{\partial p}{\partial z} = 0 \end{cases}$$

Comme u ne dépend pas de x , $\frac{\partial p}{\partial x}$ n'en dépend pas non plus. C'est une constante qui ne peut dépendre ni de y ni de z puisque p n'en dépend pas ($\frac{\partial p}{\partial y} = \frac{\partial p}{\partial z} = 0$). Cette constante sera nulle s'il n'y a pas de gradient de pression imposé à l'infini par les conditions aux limites. Nous le supposons ici et on trouve alors, en tenant compte des conditions aux limites $u = 0$ en $y = 0$ et $u = U_0$ en $y = h$:

$$u(y) = \frac{U_0}{h}y.$$

Le gradient de vitesse est constant partout dans l'écoulement (figure 10.6). C'est un écoulement de cisaillement pur (somme d'un écoulement de déformation pure et de rotation pure, voir § 9.2).

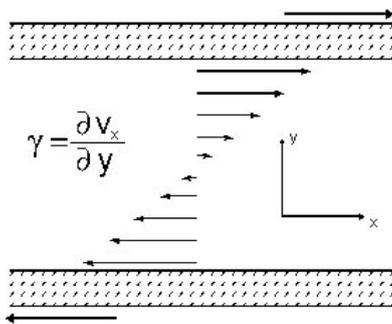


FIGURE 10.6 – Géométrie et profil de vitesse de l'écoulement de Couette plan, ici avec deux vitesses de paroi égales et opposées.

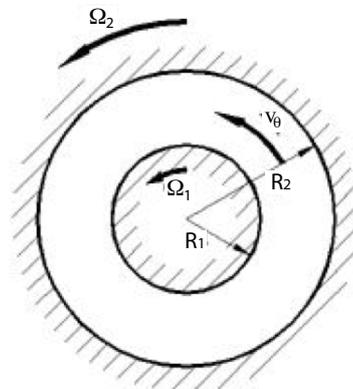


FIGURE 10.7 – Géométrie de Couette cylindrique.

Exercice : Calculer l'écoulement de Couette plan entre deux plaques avec deux fluides superposés et de viscosités différentes. Tracer le profil transverse des vitesses.

10.3.2 Écoulement de Couette circulaire

Cherchons maintenant l'écoulement axisymétrique purement azimutal existant entre deux cylindres coaxiaux ($\vec{v} = v_\theta(r)\vec{e}_\theta$). La projection de Navier-Stokes sur la direction orthoradiale nous conduit à l'équation $\eta \vec{\nabla}^2 \vec{v} \cdot \vec{e}_\theta = 0$. On trouve alors :

$$v_\theta = Ar + \frac{B}{r}.$$

Les valeurs de A et B sont données par les conditions aux limites cinématiques aux parois en $r = R_1$ et $r = R_2$ (figure 10.7) :

$$A = \frac{\Omega_2 R_2^2 - \Omega_1 R_1^2}{R_2^2 - R_1^2} \quad \text{et} \quad B = (\Omega_1 - \Omega_2) \frac{R_1^2 R_2^2}{R_2^2 - R_1^2}.$$

10.3.3 Écoulement de Poiseuille plan

Supposons maintenant que nous ayons deux plaques parallèles et immobiles. En appliquant une différence de pression $P_{\text{entrée}} - P_{\text{sortie}}$ on crée un écoulement visqueux selon la direction x . Le même système d'équations que pour le calcul de l'écoulement de Couette plan nous montre que

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \text{Cste} = -\frac{P_{\text{entrée}} - P_{\text{sortie}}}{L} = -G.$$

$G (> 0)$ est le gradient de pression imposé. On déduit de l'équation de Navier-Stokes que le profil de vitesse est parabolique :

$$u(y) = \frac{G}{2\eta} y(h - y). \quad (10.8)$$

Ce profil parabolique porte le nom de profil de Poiseuille (~ 1850) ou de Hagen-Poiseuille (Figure 10.8).

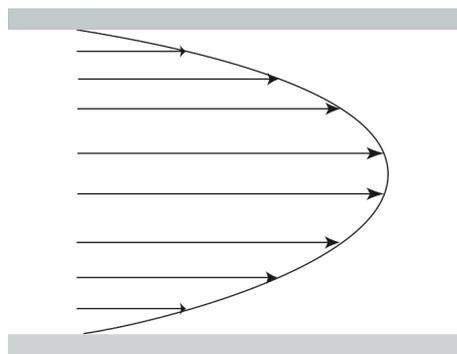


FIGURE 10.8 – Profil de vitesse parabolique de Poiseuille entre deux plaques ou dans une conduite circulaire.

Le débit volumique par unité de largeur dans la troisième dimension est donné par :

$$Q_v = \int_0^h u(y) dy = \frac{h^3}{12\eta} G. \quad (10.9)$$

Exercice : Écoulement sur un plan incliné. Calculer le profil de vitesse d'une couche de fluide d'épaisseur h coulant sur un plan incliné d'un angle α par rapport à l'horizontale. Montrer en particulier que la condition de surface libre impose que le profil de vitesse est une demi-parabole.

10.3.4 Écoulement de Poiseuille en conduite circulaire

En refaisant le calcul du profil de Poiseuille pour une conduite de section circulaire on trouve :

$$u(r) = \frac{G}{4\eta}(R^2 - r^2) \quad (10.10)$$

et que le débit volumique vaut :

$$Q_v = \frac{\pi R^4}{8\eta} G. \quad (10.11)$$

Attention, une des conditions aux limites est donnée par le fait que l'on ne veut pas de vitesse infinie sur l'axe ($r = 0$). Cette solution non physique est en effet générée par le choix des coordonnées cylindriques. Cette équation montre que, à gradient de pression constant, si le diamètre du tube diminue d'un facteur 2, le débit est divisé par 16 ! Cette forte non-linéarité explique la difficulté d'équilibrer les réseaux de distribution d'eau d'une ville par exemple. De même il faut 10 000 tubes de 1 mm de rayon pour faire s'écouler le même débit que dans un tube de rayon 1 cm si on applique la même différence de pression. Jean-Louis Marie Poiseuille était d'ailleurs un médecin physiologiste qui s'est intéressé dans les années 1850 aux écoulements sanguins.

On peut calculer les contraintes visqueuses appliquées sur les parois du tube, $\sigma'_{zr} = -GR/2$, et en déduire que les forces appliquées par le liquide sur une longueur de tube sont logiquement égales à la différence des forces de pression appliquées entre ses deux extrémités.

La relation 10.11 n'est valable que si l'écoulement reste laminaire. Au-dessus d'un nombre de Reynolds de l'ordre de quelques milliers ce n'est plus vrai. Il apparaît brutalement d'autres composantes de la vitesse et un régime turbulent. C'est en étudiant cette transition que O. Reynolds a montré que cette transition était gouvernée par un nombre sans dimension qui porte maintenant son nom. A débit donné, la turbulence de l'écoulement augmente la dissipation d'énergie et donc le gradient de pression, c'est-à-dire la différence de pression entre l'entrée et la sortie aussi appelée en hydraulique la *perte de charge* (figure 10.9).

10.3.5 Solutions instationnaires

Mise en mouvement d'une plaque

Supposons maintenant que, dans un milieu infini, on mette brutalement une plaque en mouvement dans son plan. Si les effets de la gravité sont négligeables et si l'écoulement est invariant dans la direction du mouvement (il n'y aura donc pas de gradient de pression longitudinal), l'équation de Navier-Stokes se réduit à :

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \nu \nabla^2 u. \quad (10.12)$$

On reconnaît là une équation de diffusion. Le coefficient de diffusion de la quantité de mouvement est ν , la viscosité cinématique. On peut adimensionner cette équation

$$\frac{\partial \hat{u}}{\partial \hat{t}} = \frac{\nu \tau}{\delta^2} \hat{\nabla}^2 \hat{u}.$$

On trouve alors que le temps caractéristique de diffusion sur une distance δ est :

$$\tau = \frac{\delta^2}{\nu}. \quad (10.13)$$

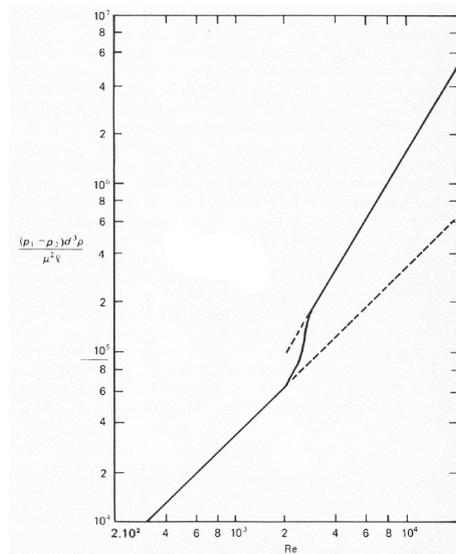


FIGURE 10.9 – Transition laminaire/turbulent de l'écoulement de Poiseuille. Variation du gradient de pression moyen adimensionné $G \frac{d^3 \rho}{\eta^2}$ en fonction du nombre de Reynolds Re . Lignes pointillées : écoulement laminaire ($G \frac{d^3 \rho}{\eta^2} = 32 Re$) ou complètement turbulent ([50] p. 20). Ligne continue : un exemple de cas réel présentant une transition pour $Re \approx 2000$ mais cette valeur de transition dépend en réalité fortement de l'état du tube et de la qualité de l'écoulement injecté.

Dans le cas du démarrage brutal de la plaque à la vitesse U_0 dans un fluide au repos, on trouve par intégration la solution de l'équation de diffusion :

$$u(y) = U_0 \left[1 - \operatorname{erf} \left[\frac{y}{2\sqrt{\nu t}} \right] \right]$$

où erf est la **fonction « erreur »**, intégrale d'une gaussienne : $\operatorname{erf}(X) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^X \exp(-x^2) dx$.

Mise en mouvement d'un fluide entre deux parois

Dans le cas de l'écoulement de Couette plan il faut un temps $\tau \sim h^2/\nu$ pour que le profil linéaire s'établisse (figure 10.10), soit une longueur de déplacement de la plaque $X = U_0 \tau \sim Re h$.

Dans un tube, pour obtenir un profil parabolique à partir d'un profil d'entrée plat (on dit aussi « bouchon ») il faut attendre un temps $\tau \sim R^2/\nu$, c'est-à-dire une distance depuis l'entrée du tube $X \approx Re R$. En conséquence, dès que le nombre de Reynolds est élevé, la *longueur d'entrée* avant l'établissement du profil parabolique est loin d'être négligeable (figure 10.11). Expérimentalement on trouve plutôt $X/R \approx Re/30$.

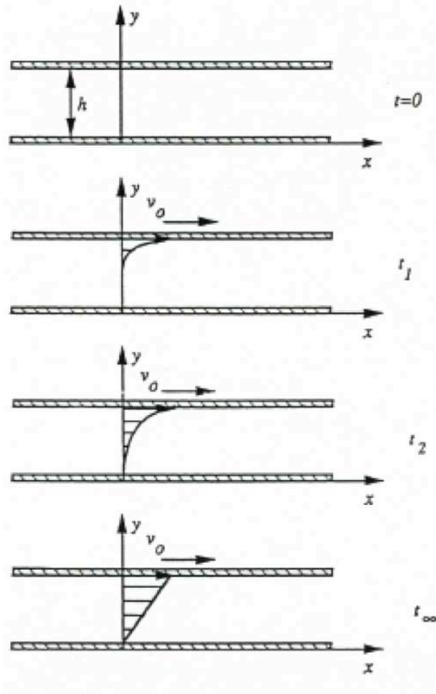


FIGURE 10.10 – Écoulement instationnaire en géométrie de Couette plan. Evolution du profil de vitesse entre deux plaques parallèles infinies. La plaque supérieure est mise en translation à vitesse uniforme à l'instant $t = 0$.

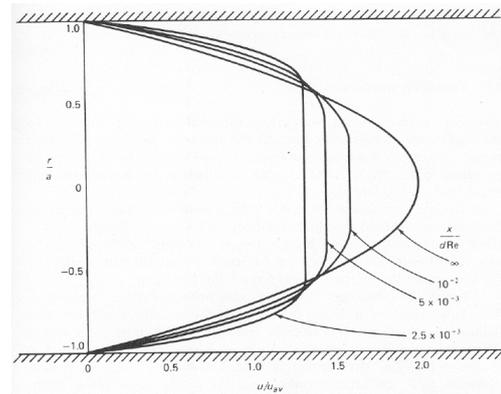


FIGURE 10.11 – Profils de vitesse laminaires à diverses distances de l'entrée d'une conduite circulaire. Remarquer que le débit est conservé. D'après [50], p. 15.

10.4 Solutions de Navier-Stokes à très faible nombre de Reynolds (écoulements de Stokes)

10.4.1 L'équation de Stokes

Dans les écoulements strictement parallèles le terme $(\vec{v} \cdot \nabla)\vec{v}$ était géométriquement nul. Si maintenant l'écoulement est non parallèle mais que le nombre de Re est très faible (effets dominant de la viscosité), le terme inertiel peut être négligé devant le terme visqueux et l'on obtient :

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla}(p) + \vec{g} + \nu \vec{\nabla}^2 \vec{v}. \quad (10.14)$$

Ce cas correspond à la limite opposée à l'équation d'Euler ($Re \rightarrow \infty$).

Nous supposons dans la suite que la force volumique dérive d'un potentiel. On peut alors introduire le potentiel $\Phi = \vec{g} \cdot \vec{r}$ (alors $\vec{g} = -\vec{\nabla}\Phi$). De plus nous supposons que le nombre de Stokes qui compare le terme instationnaire aux termes visqueux est très petit :

$$St = \frac{\|\frac{\partial \vec{v}}{\partial t}\|}{\|\nu \vec{\nabla}^2 \vec{v}\|} = \frac{L^2}{\nu T} \ll 1.$$

Ceci correspond à des variations temporelles lentes comparées au temps de diffusion visqueux, et l'on parle d'approximation quasi-statique. Formellement le nombre de Stokes apparaît comme le produit

10.4. SOLUTIONS DE NAVIER-STOKES À TRÈS FAIBLE NOMBRE DE REYNOLDS (ÉCOULEMENTS DE STOKES)

du nombre de Strouhal déjà rencontré (§10.1.2) et du nombre de Reynolds. On obtient alors l'équation de Stokes :

$$\boxed{\vec{\nabla}(p + \rho\Phi) = \eta \vec{\nabla}^2 \vec{v}} . \quad (10.15)$$

Cette équation est exacte en toute rigueur pour un écoulement stationnaire et si $Re \rightarrow 0$. Une des propriétés des écoulements de Stokes est l'absence d'inertie. Dès que les causes du mouvement disparaissent, l'écoulement s'arrête sans délai. Ces écoulements dissipent extrêmement rapidement leur énergie cinétique.

L'équation de Stokes étant une équation linéaire il y a unicité de la solution une fois connues les conditions aux limites. De plus on peut aussi montrer que l'écoulement de Stokes est celui qui minimise la dissipation d'énergie ([29] p. 443-452).

Il existe d'autres formes équivalentes de l'équation de Stokes :

1. Première variante :

$$\boxed{\vec{\nabla}(p + \rho\Phi) = -\eta \vec{\text{rot}}(\vec{\omega})} . \quad (10.16)$$

En effet $\vec{\nabla}^2 \vec{v} = \vec{\nabla}(\text{div}(\vec{v})) - \vec{\text{rot}}(\vec{\text{rot}}(\vec{v}))$, or $\text{div}(\vec{v}) = 0$ pour un fluide incompressible et l'on écrit $\vec{\omega} = \vec{\text{rot}}(\vec{v})$ la vorticité.

2. Deuxième variante en prenant la divergence de l'équation précédente :

$$\boxed{\nabla^2(p + \rho\Phi) = 0} . \quad (10.17)$$

En effet on a $\nabla^2(p + \rho\Phi) = \text{div}(\vec{\nabla}(p + \rho\Phi))$ et $\text{div}(\vec{\text{rot}}(\vec{\omega})) = 0$.

La quantité $p + \rho\Phi$ satisfait donc à une équation de Laplace à très faible nombre de Reynolds.

3. Troisième variante :

$$\boxed{\vec{\nabla}^2(\vec{\omega}) = 0} . \quad (10.18)$$

En effet $\vec{\nabla}^2(\vec{\omega}) = \vec{\nabla}[\text{div}(\vec{\text{rot}}(\vec{v}))] - \vec{\text{rot}}(\vec{\text{rot}}(\vec{\omega})) = -\vec{\text{rot}}(\vec{\text{rot}}(\vec{\omega})) = \frac{1}{\eta} \vec{\text{rot}}[\vec{\nabla}(p + \rho\Phi)] = 0$.

Ceci montre qu'à très faible nombre de Reynolds et en régime stationnaire ou quasi-stationnaire, il n'y a plus transport de la vorticité. La vorticité est dans un état d'équilibre et ne diffuse plus.

4. Quatrième variante pour un écoulement plan 2D2C : En prenant le rotationnel de l'équation de Stokes, et en écrivant que pour un écoulement incompressible 2D2C, $\vec{v} = \vec{\text{rot}}(\psi \vec{k})$, on obtient l'équation bi-harmonique suivante pour la fonction de courant :

$$\boxed{\nabla^4(\psi) = 0} . \quad (10.19)$$

10.4.2 Écoulement autour d'une sphère : force de Stokes

Nous allons montrer, dans la limite des nombres de Reynolds tendant vers 0, que la force de traînée visqueuse exercée sur une sphère de rayon R par un fluide s'écoulant à la vitesse \vec{U} s'écrit :

$$\boxed{\vec{F}_{St} = 6\pi\eta R\vec{U}} \quad (10.20)$$

C'est ce que l'on appelle la force de Stokes (1851).

Démonstration

Les hypothèses sont $Re \ll 1$, écoulement stationnaire $St \ll 1$ et pas de force volumique. Nous pouvons alors utiliser l'équation de Stokes (Equ. 10.15) :

$$\vec{\nabla}(p) = \eta \vec{\nabla}^2 \vec{v}.$$

Nous allons travailler en coordonnées sphériques avec une sphère immobile dans un écoulement homogène de vitesse à l'infini U , dirigé selon Oz (figure 10.12). Nous supposons un écoulement axisymétrique autour de Oz (nous aurons alors $\frac{\partial}{\partial \varphi} = 0$) et que $u_\varphi = 0$. L'écoulement est alors 2C2D stationnaire et s'écrit en coordonnées sphériques : $\vec{u} = u_r(r, \theta) \vec{e}_r + u_\theta(r, \theta) \vec{e}_\theta$.

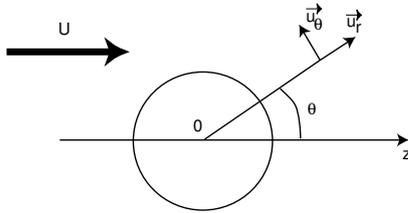


FIGURE 10.12 – Coordonnées sphérique autour d'une sphère. L'écoulement à l'infini est selon Oz .

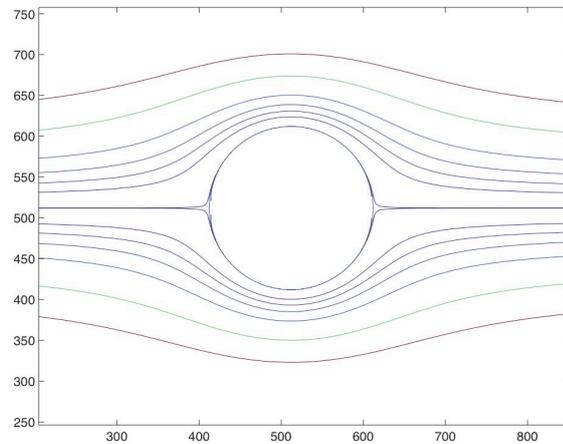


FIGURE 10.13 – Lignes de courant autour d'une sphère immobile dans un écoulement de Stokes.

Les conditions aux limites sont :

$$\begin{cases} \vec{u} = \vec{0} & \text{en } r = R \\ \vec{u} = U \vec{e}_z & \text{en } r \rightarrow \infty \end{cases}$$

Soit $u_r = u_\theta = 0$ en $r = R$ et $u_r = U \cos \theta$ et $u_\theta = -U \sin \theta$ en $r \rightarrow \infty$.

En introduisant la fonction de Stokes en coordonnées sphériques (Equ. 1.3 page 16) on trouve pour la fonction de courant (voir TD 7) : $\Psi = U \sin^2 \theta \left(\frac{L}{r} + Mr^2 + C \frac{r}{2} \right)$ avec L , M et C trois constantes à déterminer pour satisfaire les conditions aux limites. On trouve alors

$$\Psi = -\frac{1}{2} U r^2 \sin^2 \theta \left(1 - \frac{3R}{2r} + \frac{1}{2} \frac{R^3}{r^3} \right).$$

On trouve finalement le champ de vitesse partout autour de la sphère (figure 10.13)) (cf. Acheson [1] p. 223 et Guyon et al. [29] p. 465) :

$$\begin{cases} p(r, \theta) &= P_0 - \frac{3}{2} \frac{\eta U R}{r^2} \cos \theta \\ u_r(r, \theta) &= U \cos \theta \left[1 - \frac{3}{2} \frac{R}{r} + \frac{R^3}{2r^3} \right] \\ u_\theta(r, \theta) &= -U \sin \theta \left[1 - \frac{3}{4} \frac{R}{r} - \frac{R^3}{4r^3} \right] \end{cases} \quad (10.21)$$

Ces équations montrent que le champ de vitesse décroît très doucement à grande distance (en $1/r$). Ce qui fait que l'écoulement est très influencé par des parois même lointaines ou d'autres particules en mouvement (cas de la sédimentation de particules).

A partir du champ de vitesse nous pouvons maintenant calculer les composantes du tenseur des contraintes $[\sigma]$ en coordonnées sphériques :

$$\begin{cases} \sigma_{rr} &= 2\eta \frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{2}{3}\eta(\vec{\nabla} \cdot \vec{v}) - p \\ \sigma_{\theta\theta} &= 2\eta \left(\frac{1}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + \frac{u_r}{r} \right) - \frac{2}{3}\eta(\vec{\nabla} \cdot \vec{v}) - p \\ \sigma_{\phi\phi} &= 2\eta \left(\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial u_\phi}{\partial \phi} + \frac{u_r}{r} + \frac{u_\theta \cot \theta}{r} \right) - \frac{2}{3}\eta(\vec{\nabla} \cdot \vec{v}) - p \\ \sigma_{r\theta} = \sigma_{\theta r} &= \eta \left(r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{u_\theta}{r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} \right) \\ \sigma_{\theta\phi} = \sigma_{\phi\theta} &= \eta \left(\frac{\sin \theta}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{u_\phi}{\sin \theta} \right) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial u_\phi}{\partial \phi} \right) \\ \sigma_{r\phi} = \sigma_{\phi r} &= \eta \left(\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial u_r}{\partial \phi} + r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{u_\phi}{r} \right) \right) \end{cases} \quad (10.22)$$

Le fluide étant incompressible, $\vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 0$. De plus, sur la sphère $u_r = u_\theta = u_\phi = 0$ et $\frac{\partial}{\partial \phi} = 0$. On en déduit les contraintes à la surface de la sphère :

$$\begin{cases} \sigma_{rr} &= -p \\ \sigma_{\theta\theta} &= -p \\ \sigma_{\phi\phi} &= -p \\ \sigma_{r\theta} = \sigma_{\theta r} &= \eta \frac{\partial u_\theta}{\partial r} \\ \sigma_{\theta\phi} = \sigma_{\phi\theta} &= 0 \\ \sigma_{\phi r} = \sigma_{r\phi} &= 0 \end{cases} \quad (10.23)$$

On peut ensuite calculer la composante selon l'axe Oz de la contrainte : $\sigma_z = ([\sigma] \cdot \vec{n}) \cdot \vec{e}_z = \sigma_{rr} \cos \theta - \sigma_{r\theta} \sin \theta$, et l'on trouve : $\sigma_z = \frac{3\eta U}{2R}$ en tout point de la sphère (quelque soit θ).

Finalement

$$F_z = \oint \sigma_z dS = \sigma_z 4\pi R^2 = 6\pi\eta RU.$$

C'est la force de Stokes exercée par un fluide visqueux sur une sphère.

Exercices :

- Vérifier que la force transverse (portance) est bien nulle comme l'impose ici la symétrie de l'écoulement.

- Montrer que, pour une bulle sphérique, donc avec surface libre (contrainte tangentielle nulle à l'interface), on trouve : $\vec{F}_z = 4\pi\eta R\vec{U}$.

Coefficient de traînée C_D

Pour les écoulements à grand nombre de Reynolds on introduit souvent le coefficient adimensionné de traînée C_D . Il est défini par

$$C_D = \frac{F_D}{\frac{1}{2}\rho U_0^2 S} \quad (10.24)$$

où S est la section de l'objet et F_D la force de traînée (D pour *Drag* en anglais). En identifiant ici avec l'expression de la force de Stokes, on trouve :

$$C_D = \frac{24}{Re} \quad (10.25)$$

où le nombre de Reynolds est calculé sur le diamètre ($2R$) de la sphère. La figure 10.14 montre que l'expression de la force de Stokes est une bonne approximation de la force de traînée jusqu'à $Re \sim 1$. Au-delà, la correction analytique d'Oseen¹ permet d'écrire à l'ordre suivant ($Re < 5$) :

$$C_D = \frac{24}{Re} \left[1 + \frac{3}{16} Re \right] \quad (10.26)$$

A plus haut nombre de Reynolds encore on peut trouver d'autres formules empiriques pour C_D (§ 2.2 page 21).

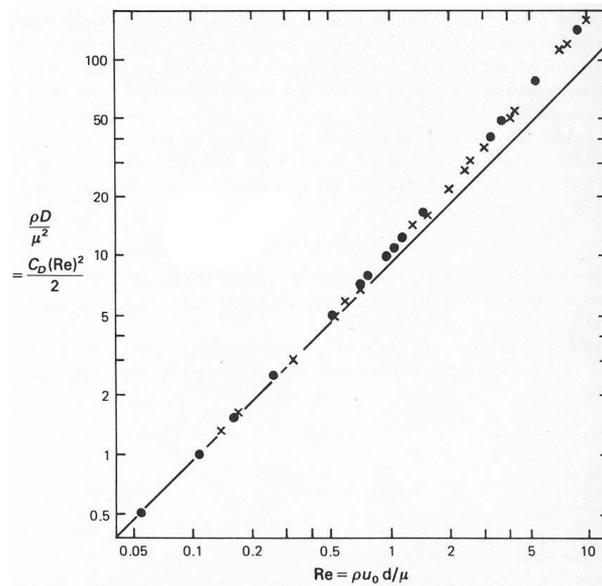


FIGURE 10.14 – Traînée sur une sphère à faible nombre de Reynolds. Ici la fonction $C_D Re^2$ est tracée en fonction de Re ([50] p. 111).

1. **Correction d'Oseen :** On peut montrer que loin de la sphère, certes la vitesse décroît mais les distances augmentent aussi et l'énergie cinétique totale diverge ([29] p. 474). L'équation de Stokes n'est en fait plus valide à grande distance (en réalité à une distance $L \approx R/Re$) car le terme convectif n'est plus négligeable devant le terme visqueux. Il faut donc refaire le calcul loin de la sphère et faire un raccordement asymptotique entre les deux solutions.

10.4.3 Application à la sédimentation

Une sphère unique placée dans un fluide va sédimenter si sa densité est supérieure à la densité du fluide. Après une phase initiale d'accélération elle sédimente ensuite à sa vitesse limite de chute. La valeur du nombre de Reynolds calculé avec cette vitesse de chute va permettre de savoir si c'est une vitesse de chute visqueuse ou inertielle. À très faible Reynolds il y a égalité entre le poids apparent (poids corrigé de la poussée d'Archimède) et la force de Stokes :

$$g(\rho_s - \rho_f) \frac{4}{3} \pi R^3 = 6\pi\eta R V_{Stokes},$$

et donc la vitesse limite de Stokes :

$$V_{Stokes} = \frac{2}{9} \frac{\Delta\rho g}{\eta} R^2, \quad (10.27)$$

avec $\Delta\rho = \rho_s - \rho_f$. Cette vitesse limite est proportionnelle au carré du rayon, donc les grosses particules sédimentent plus vite. Ce résultat reste vrai même si les particules ne sont pas parfaitement sphériques.

Pour que le nombre de Reynolds de chute soit petit et que l'on puisse utiliser la formule de la force de Stokes il faut :

$$Re = \frac{2R V_{Stokes}}{\nu} = \frac{4}{9} \frac{\Delta\rho g R^3}{\rho \nu^2} \ll 1,$$

soit :

$$R \ll \left(\frac{9}{4} \frac{\rho \nu^2}{\Delta\rho g} \right)^{\frac{1}{3}}.$$

Notons toutefois que les toutes petites particules ($\sim 1 \mu m$) dites **particules colloïdales** ou **particules browniennes** ne sédimentent pratiquement pas à cause de l'agitation thermique (la vitesse aléatoire moyenne devient supérieure à la vitesse de sédimentation).

Si maintenant de nombreuses particules sédimentent ensemble, le calcul de la vitesse de sédimentation se complique nettement (il n'est d'ailleurs pas résolu à ce jour). En effet il existe des interactions collectives (à N corps) car le champ de vitesse autour d'une particule décroît lentement (en $1/r$). De plus des effets supplémentaires apparaissent à cause de la taille finie du récipient (effet de paroi). La sédimentation d'un grand nombre de particules crée en effet un contre-écoulement du fluide vers le haut qui ralentit leur chute (une jolie démonstration en est l'effet Boycott observé lorsque l'on incline le récipient). La vitesse de sédimentation est alors une fonction de la concentration en particules :

- À faible Reynolds, Albert Einstein (1905) a donné le premier terme correctif à la vitesse limite de chute dépendant de la concentration c en particules : $V_{lim} \approx V_{Stokes} [1 - 6,55 c]$.
- Au-delà on utilise la loi empirique de Richardson-Zaki, $V_{lim} = V_{Stokes} [1 - c/c_{max}]^n$ où $n \approx 5$, mais dépend du nombre de Reynolds et c_{max} est la compacité maximum, de l'ordre de 54 % pour un empilement aléatoire lâche de sphères identiques.

10.4.4 La réversibilité et la vie aux faibles nombres de Reynolds

Si $Re \ll 1$ les termes inertiels sont négligeables et l'équation de la dynamique se réduit à l'équation 10.14. Si de plus l'écoulement est stationnaire (ou a un nombre de Stokes très petit) on trouve l'équation de Stokes (Eq. 10.15). Cette équation $\vec{\nabla} \cdot (p + \rho\Phi) = \eta \vec{\nabla}^2 \vec{v}$ est une équation **réversible**, ce qui a d'importantes conséquences. En effet, la transformation $\vec{v} \rightarrow -\vec{v}$ transforme $(p + \rho\Phi)$ en $-(p + \rho\Phi)$.

Voyons quelques exemples et contre-exemples :

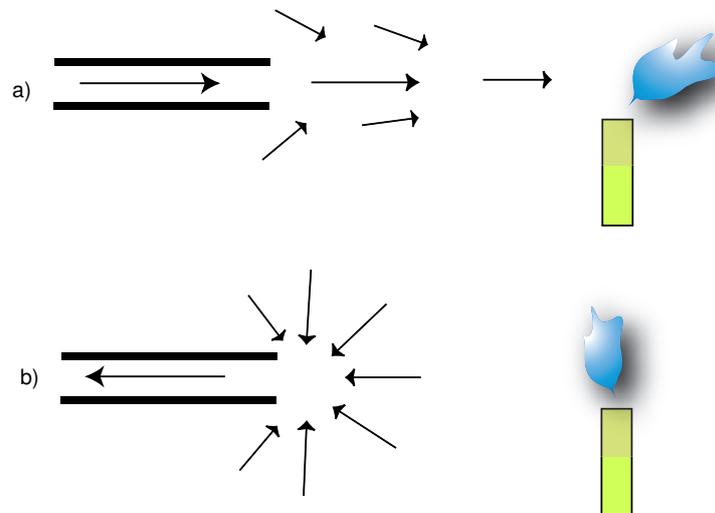


FIGURE 10.15 – Un exemple d’irréversibilité des écoulements, ou pourquoi il est plus facile d’éteindre une bougie en soufflant (a) qu’en aspirant (b)! Pour en savoir plus : A. Jenkins. *Irreversibility in an ideal fluid*. American Journal of Physics, 82, 1040–1046, 2014.

- Cas d’une bille tombant à côté d’un mur vertical. La réversibilité impliquant que le mouvement vers le bas est identique à un mouvement vers le haut, la bille doit tomber parallèlement à la paroi. A faible Reynolds et en régime stationnaire une bille n’est ni repoussée ni attirée par la paroi.
- Si maintenant on regarde le mouvement d’une bille s’approchant d’une paroi horizontale, ou s’en éloignant, ces mouvements ne sont pas forcément identiques car dans les deux cas il peut y avoir des forces d’accélération (instationnarité) donc des effets de masse ajoutée et des forces d’histoire.
- Expérience de G.I. Taylor. Une tache de colorant dans un fluide visqueux placé dans l’espace entre deux cylindres d’un montage de Couette circulaire est déformée par l’écoulement. Mais quelques tours en sens contraire reconstituent la forme initiale de la tache (aux effets de diffusion moléculaire près) si la viscosité du liquide est suffisamment forte. Voir la très belle démonstration de la réversibilité dans la vidéo suivante <http://web.mit.edu/hml/ncfmf.html>.
- Chaos lagrangien. On peut obtenir le mélange de deux fluides dans un écoulement à faible nombre de Reynolds, mais uniquement près des points cols, là où les termes instationnaires sont importants, ou part des mouvements alternés de deux batteurs.

L’article de Purcell [42] est une excellente lecture introductive et stimulante au sujet de la réversibilité des écoulements et de sa conséquence pour la vie animale aux faibles nombres de Reynolds. Je vous en recommande très vivement la lecture !

10.5 Solutions de Navier-Stokes pour les écoulements quasi-parallèles (équations de lubrification)

Dans les écoulements de Stokes ($Re \ll 1$) (§10.4.1) et dans les écoulements parallèles (§10.3), le terme inertiel $(\vec{v} \cdot \nabla)\vec{v}$ de l’équation de Navier-Stokes est soit négligeable soit exactement nul.

10.5. SOLUTIONS DE NAVIER-STOKES POUR LES ÉCOULEMENTS QUASI-PARALLÈLES (ÉQUATIONS DE

Dans certains cas toutefois l'écoulement n'est que *presque* parallèle, c'est-à-dire qu'une composante de la vitesse domine devant les autres par exemple parce que les angles entre les parois sont faibles. Ces écoulements sont dit *lubrifiés* mais parfois aussi appelés *écoulements rampants* (*creeping flow* en anglais). Comme les lignes de courants sont parallèles aux parois, elles font un angle θ faible avec l'axe des x (figure 10.16). On peut alors calculer des *ordres de grandeur* (noté ODG) des différents termes des équations du mouvement.

Prenons le cas d'un écoulement stationnaire à deux dimensions (2C2D) entre deux parois : $\vec{u} = (u_x(x, y), u_y(x, y), 0)$ et appelons U l'ODG des vitesses horizontales et e_0 l'ODG des épaisseurs (figure 10.16). Si l'écoulement est « laminaire », par opposition à turbulent, les lignes de courant sont pratiquement parallèles aux parois et donc presque parallèles à l'axe des x , on a : $u_x \approx U$ et $u_y \approx U\theta$.

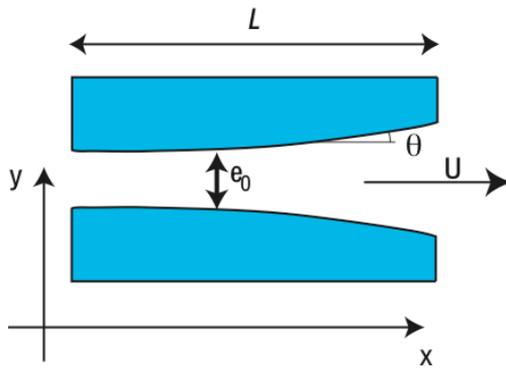


FIGURE 10.16 – Schéma d'un écoulement quasi-parallèle lubrifié.

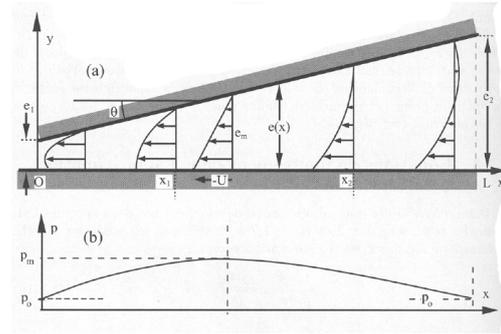


FIGURE 10.17 – Schéma d'un palier lubrifié lorsque le plan inférieur se déplace de droite à gauche. (a) Profils de vitesse, (b) profil de pression. (D'après [29] p. 228).

Comme nous le verrons, l'écoulement sera localement la superposition d'un écoulement de Poiseuille ou de Couette. On peut estimer ses dérivées transverses :

$$\begin{cases} ODG\left(\frac{\partial u_x}{\partial y}\right) = \frac{U}{e_0} \\ ODG\left(\frac{\partial u_y}{\partial y}\right) = \frac{U\theta}{e_0} \end{cases}$$

En dérivant encore une fois ces expressions selon y , il vient :

$$\begin{cases} ODG\left(\frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2}\right) = \frac{U}{e_0^2} \\ ODG\left(\frac{\partial^2 u_y}{\partial y^2}\right) = \frac{U\theta}{e_0^2} \end{cases}$$

La conservation de la masse nous donne

$$ODG\left(\frac{\partial u_x}{\partial x}\right) = ODG\left(\frac{\partial u_y}{\partial y}\right) = \frac{U\theta}{e_0}$$

Pour les dérivées secondes, on a en dérivant l'équation de continuité :

$$\frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} \sim \frac{\partial^2 u_y}{\partial x \partial y}$$

et

$$\frac{\partial^2 u_x}{\partial x \partial y} \sim \frac{\partial^2 u_y}{\partial y^2} \sim \frac{U\theta}{e_0^2}$$

Reportons ces termes dans la projection selon x de l'équation de Navier-Stokes :

$$\frac{\partial u_x}{\partial t} + \left(u_x \frac{\partial}{\partial x} + u_y \frac{\partial}{\partial y} \right) u_x = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} \right).$$

ODG $\left(u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_x}{\partial y} \right) \sim \frac{U^2 \theta}{e_0}$. Pour calculer l'ODG du terme visqueux il nous manque encore l'ODG du terme $\frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2}$. Nous avons $\frac{\partial u_x}{\partial x} \sim \frac{U \theta}{e_0}$, et en supposant une échelle de variation horizontale L ($\gg e_0$) il vient : $\frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} \sim \frac{U \theta}{e_0 L}$. En conséquence $\frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} \ll \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2}$ si $e_0 \theta / L \ll 1$ ce qui est vérifié jusqu'à l'ordre 2. Alors ODG $\left(\frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} \right) \sim \frac{U}{e_0^2}$.

Les termes inertiels seront alors négligeables devant les termes visqueux si

$$U^2 \theta / e_0 \ll \nu U / e_0^2$$

soit

$$(U e_0 / \nu) \theta = Re \theta \ll 1,$$

où Re est un nombre de Reynolds construit sur la vitesse U et la largeur e_0 . Cette équation est un compromis entre la condition des écoulements parallèles ($\theta = 0$ et Re en principe quelconque²) et la condition des écoulements de Stokes ($Re \ll 1$ et θ quelconque).

En étudiant ensuite de la même façon la projection de Navier-Stokes sur y on peut montrer que

$$\frac{\partial p}{\partial y} \ll \frac{\partial p}{\partial x}.$$

On obtient alors le système suivant pour résoudre l'écoulement :

$$\begin{cases} \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = \nu \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} \\ \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} = 0 \end{cases}$$

à condition de pouvoir négliger les termes instationnaires ce qui est le cas si le nombre de Stokes est petit ($St = \frac{e_0^2}{\nu T} \ll 1$). On peut alors intégrer l'équation de Stokes pour u_x selon y (variation rapide) en négligeant les variations de p avec y . On trouve une fonction du second ordre en y qui dans le cas général correspond à une superposition d'un écoulement de Couette et de Poiseuille.

Ayant obtenu cette vitesse horizontale $u_x(x, y)$ en fonction du gradient local de pression $\partial p / \partial x$ on peut intégrer u_x à x fixé pour obtenir le débit Q en fonction du gradient longitudinal de pression et de la géométrie $e(x)$. Le fait que le débit Q est indépendant de x permet alors d'exprimer le gradient local de pression en fonction de Q et de trouver $p(x)$ et donc Q par intégration en x à condition de connaître les conditions aux limites sur p . Finalement on peut réinjecter ce résultat dans l'équation donnant la vitesse, et tout calculer explicitement, comme dans l'exemple ci-dessous.

10.5.1 Calcul d'un palier lubrifié

On considère le mouvement horizontal d'un bloc au-dessus d'un plan, ce bloc faisant un petit angle θ avec le plan (figure 10.17).

Exercices :

2. Dans la pratique inférieur à quelques milliers car sinon l'écoulement peut devenir instable et transiter brutalement vers un état turbulent, c'est-à-dire un état où la vitesse en un point fluctue fortement dans le temps.

10.5. SOLUTIONS DE NAVIER-STOKES POUR LES ÉCOULEMENTS QUASI-PARALLÈLES (ÉQUATIONS DE

1. Montrer en appliquant la procédure décrite ci-dessus que si l'on note respectivement e_1 et e_2 les épaisseurs minimum et maximum de la couche et $\theta = (e_2 - e_1)/L$, on a pour les forces tangentielle et normale :

$$F_T = - \left[6 + 2 \ln \left(\frac{e_2}{e_1} \right) \right] \frac{\eta U}{\theta} \quad (10.28)$$

$$F_N = 6 \left[\ln \left(\frac{e_2}{e_1} \right) - 2 \right] \frac{\eta U}{\theta^2}. \quad (10.29)$$

En particulier montrer que $\frac{F_N}{F_T} \sim 1/\theta$ est grand, ce qui est recherché dans les paliers lubrifiés pour supporter de lourdes charges sans consommer trop de puissance. C'est le même phénomène qui sustente les planches de bois (skimboard) que l'on fait glisser dans quelques centimètres d'eau sur les plages à marée basse, ou qui cause l'aquaplaning sur une route mouillée.

2. Calculer la vitesse verticale. Montrer qu'il existe un point de stagnation dans l'écoulement. Tracer quelques lignes de courant et montrer qu'il existe une zone du fluide où l'approximation $u_y \ll u_x$ n'est pas justifié.
3. Dans le cas de deux cylindres excentrés (faible gap entre eux) montrer que l'on peut écrire un développement parabolique près du point d'épaisseur minimale. Dessiner les lignes de courant et trouver les points de stagnations en fonction des vitesses des deux cylindres.
4. Calculer la portance pour deux cylindres excentrés mais de diamètres proches (voir Acheson [1] page 249).
5. En appliquant les équations de la lubrification, trouver l'épaisseur d'eau sous un glaçon en train de fondre sur une table de verre.
6. Appliquer les équations de la lubrification pour montrer que l'étalement d'une grosse goutte sur un support plan est donné par la loi de Tanner $r(t) \propto t^{1/10}$ (voir [29] page 244).

10.5.2 Force d'adhérence sur un disque

On considère un disque de rayon a placé parallèlement à un plan rigide, l'espace entre ces deux surfaces étant occupé par un fluide visqueux, de densité ρ et de viscosité cinématique ν . La distance $h(t)$ entre les deux surfaces varie lorsqu'on applique une force ascendante $F(t)$ sur le disque. On souhaite obtenir l'expression de la force $F(t)$ en fonction de l'épaisseur du film $h(t)$.

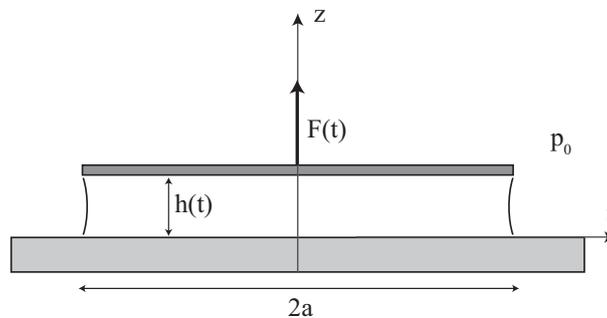


FIGURE 10.18 – Schéma de mesure de la force d'adhérence sous un disque

On néglige la gravité ainsi que la tension de surface dans ce problème (pas de ménisque sur les bords du disque). On suppose de plus que le fluide occupe l'ensemble de l'espace entre le plan et le disque à tout temps. Enfin, on se place dans l'approximation de lubrification : on considère l'écoulement comme quasi-parallèle et lentement variable dans le temps, avec $h/a \ll 1$ et $Re \ll a/h$.

1. Compte tenu des approximations effectuées, montrer que l'équation de Navier-Stokes en régime quasi-stationnaire se réduit à

$$\vec{\nabla} p = \eta \frac{\partial^2}{\partial z^2} \vec{u} \quad (10.30)$$

On donnera une condition sur $\partial h / \partial t$ pour que le terme instationnaire puisse effectivement être négligé.

2. On cherche une solution bidimensionnelle du champ de vitesse $\vec{u} = u_r(r, z, t)\vec{e}_r + u_z(r, z, t)\vec{e}_z$, où u_r et u_z sont les composantes radiale et axiale de la vitesse en coordonnées cylindriques. Projetez l'équation précédente sur \vec{e}_r , \vec{e}_z , et donnez l'équation d'incompressibilité. Donner les conditions aux limites sur u_r , u_z et p .
3. On cherche à déterminer la distribution de pression $p(r, t)$ sur la surface inférieure du disque, en $z = h(t)$.
 - (a) Calculer u_r en fonction de $\partial p / \partial r$, z et h en tenant compte des conditions aux limites.
 - (b) Calculer u_z en fonction de $\partial p / \partial r$, r , z et h à l'aide de l'équation d'incompressibilité en tenant compte de la condition aux limites en $z = 0$.
 - (c) Déduire la relation reliant $\partial p / \partial r$ aux grandeurs r et $h(t)$ en utilisant la condition aux limites sur u_z en $z = h(t)$.
 - (d) Intégrer l'équation en $p(r, t)$ en tenant compte des conditions aux limites sur la surface du fluide en contact avec l'air.
4. Calculer la force d'adhérence exercée par le disque sur le fluide.
5. Ecrire le principe fondamental de la dynamique sur le disque en considérant que l'on tire le disque verticalement avec une force constante F_0 (on négligera la masse du disque). En déduire une équation différentielle pour $h(t)$, que l'on intégrera sous la forme

$$h(t) = \frac{h_0}{\sqrt{1 - t/\tau}}$$

où τ est le « temps de décollement », que l'on identifiera.

6. Application numérique : Calculer τ dans le cas de l'eau, avec $h_0 = 0.1$ mm, $F_0 = 1$ N, $a = 2$ cm.

Pour en savoir plus :

- *Low Reynolds Number Flow*, Sir Geoffrey Taylor, National Committee for Fluid Mechanics Films, <http://web.mit.edu/hml/ncfmf.html>
- [42] E. Purcell. Life at low reynolds numbers. Am. J. Phys. **45**, 3–11, 1977. <http://www.damtp.cam.ac.uk/user/gold/pdfs/purcell.pdf>
- H. K. Moffatt. Behaviour of a viscous film on the outer surface of a rotating cylinder. Journal de Mécanique, 16 :651–673, 1977. http://www.igf.fuw.edu.pl/KB/HKM/PDF/HKM_026_s.pdf

Quelques expériences récentes faisant intervenir la théorie de la lubrification :

10.5. SOLUTIONS DE NAVIER-STOKES POUR LES ÉCOULEMENTS QUASI-PARALLÈLES (ÉQUATIONS DE

- Déformation sous une pointe d'AFM : Leroy, S., Steinberger, A., Cottin-Bizonne, C., Restagno, F., Léger, L., and Charlaix, É. (2012). Hydrodynamic Interaction between a Spherical Particle and an Elastic Surface : A Gentle Probe for Soft Thin Films. *Physical Review Letters*, 108(26), 264501. (http://perso.ens-lyon.fr/audrey.steinberger/fichiers/publis/Leroy_PRL2012.pdf)
- Goutte liquide en caléfaction : David Quéré "Leidenfrost Dynamics", *Annual Review of Fluid Mechanics*, 45, 197 (2013). (<http://www.annualreviews.org/doi/abs/10.1146/annurev-fluid-011212-140709>)
- Goutte liquide rebondissante : Couder, Y., Fort, E., Gautier, C. H., and Boudaoud, A. (2005). From bouncing to floating : Noncoalescence of drops on a fluid bath. *Physical Review Letters*, 94(17), 177801. (https://www.researchgate.net/profile/Emmanuel_Fort/publication/7837945_From_bouncing_to_floating_noncoalescence_of_drops_on_a_fluid_bath/links/0046351e54fd772dcf000000.pdf)

Chapitre 11

La couche limite

Marc Rabaud, version du 12 mars 2016

Sommaire

11.1 Introduction	141
11.2 Couche limite laminaire sur une plaque plane	142
11.2.1 Les équations de Prandtl (1904)	142
11.2.2 Profil de vitesse de Blasius (1907)	143
11.2.3 Calcul de la contrainte pariétale et du coefficient de traînée	145
11.2.4 Définitions de l'épaisseur d'une couche limite	146
11.3 Décollement de la couche limite sur une paroi courbée	147
11.4 Equation de Falkner-Skan (1930)	148
11.5 Couche limite thermique laminaire	150
11.6 Couche limite turbulente	150

On pourra lire avec profit les documents suivants : [29] p. 507, [7] p. 321, [30] p. 299 et [11] tome II p. 86, et le chapitre correspondant dans le DVD [24].

11.1 Introduction

La compréhension du comportement des couches limites date du début du XX^e siècle. Les travaux de Prandtl ont permis une avancée majeure dans l'histoire de la mécanique des fluides.

Nous avons déjà évoqué quelques phénomènes de couches limites lors de l'établissement de l'écoulement de Poiseuille ou de Couette, ou du démarrage d'une plaque plane au §10.3.5. Il existe alors deux domaines : l'un loin des parois où l'écoulement n'est pas encore modifié et où la viscosité n'a aucune influence, l'autre près de la paroi où la quantité de mouvement diffuse en racine carrée du temps à cause de la viscosité. En passant d'une description temporelle à une description spatiale on voit apparaître deux échelles de longueur très distinctes, une grande dans le sens de l'écoulement et une petite dans la direction transverse à la paroi. L'étude de la couche limite laminaire, par exemple sur une plaque plane comme schématisée sur la figure 11.1, est le but de ce chapitre.

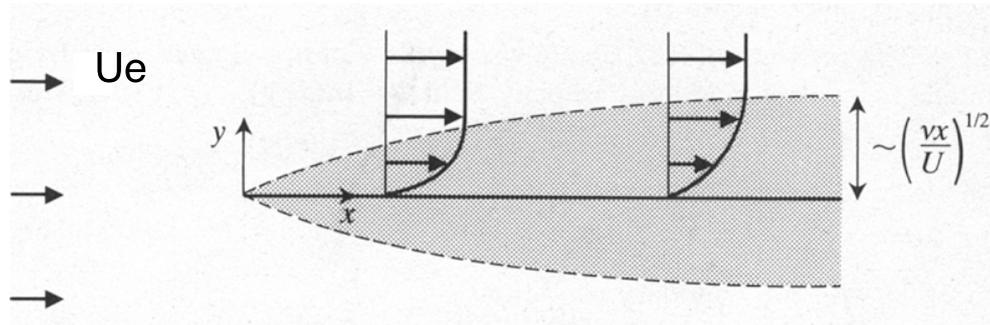


FIGURE 11.1 – Écoulement de couche limite au voisinage d'une plaque plane. D'après [1] p. 49.

11.2 Couche limite laminaire sur une plaque plane

L'hypothèse de base est que, loin des parois, l'écoulement est laminaire et n'est pas influencé par la viscosité. On a alors affaire à un fluide parfait, qui satisfait à l'équation d'Euler. Si on suppose de plus que l'écoulement extérieur est potentiel (irrotationnel) on peut y appliquer partout l'équation de Bernoulli. Près de la plaque au contraire, l'écoulement est dominé par les termes visqueux. Dans cette couche limite, d'épaisseur variable $\delta(x)$ mais supposée faible, l'on pourra faire les approximations des écoulements quasi-parallèles, comme nous l'avons vu dans la théorie de la lubrification (§ 10.5 page 134). Le raisonnement est aussi valable si la paroi est légèrement courbée, à condition que le rayon de courbure soit grand devant l'épaisseur de la couche limite.

11.2.1 Les équations de Prandtl (1904)

Près de la paroi on suppose que l'écoulement est 2D2C, $\vec{u}(x, y) = (u, v, 0)$ avec les conditions aux limites $\vec{u} = \vec{0}$ pour $y = 0$ et $u = U_e(x)$ pour $y \rightarrow +\infty$ (figure 11.1) et l'on mène un calcul similaire à celui d'un écoulement de lubrification (§ 10.5 page 134).

La conservation de la masse, $\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0$, nous permet une estimation des ordres de grandeur : $u/x_0 \approx v/\delta(x_0)$, où x_0 est l'abscisse du point considéré par rapport au bord d'attaque de la plaque. Donc la vitesse transverse est négligeable devant la vitesse longitudinale lorsque $\delta(x_0) \ll x_0$.

Ecrivons l'équation de Navier-Stokes d'un écoulement stationnaire pour les deux composantes u et v .

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (11.1)$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \quad (11.2)$$

Le terme visqueux a été simplifié pour tenir compte du fait que $\delta(x_0) \ll x_0$ et donc que les dérivées secondes en y dominent.

Comme $v \ll u$, les termes où la vitesse intervient dans l'équation selon y (11.2) sont d'un ordre de grandeur inférieur aux termes correspondants de la première équation (11.1). On en déduit que $\frac{\partial p}{\partial y} \ll \frac{\partial p}{\partial x}$. Les gradients de pression transverses sont faibles et au premier ordre la pression ne varie que selon x , soit $p \approx p(x)$. En particulier la pression au sein de la couche limite est la même que dans l'écoulement extérieur. C'est à cause de cette propriété qu'un tube de Pitot peut être utilisé

pour mesurer la vitesse dans un fluide (cf § 5.4.1 page 47). En effet la pression mesurée à la paroi est pratiquement la même que celle qui existe *au-delà* de la couche limite ($\frac{\partial p}{\partial y} \approx 0$). De même, c'est parce que les couches limites sont minces que les équations d'Euler donnent la bonne portance pour une aile d'avion en faible incidence malgré la présence de couches limites attachées (cf § 5.5.2 page 53).

Les termes visqueux sont dominants dans la couche limite, les termes inertiels le sont en dehors de cette couche. Les deux termes sont du même ordre de grandeur à une distance $\delta(x_0)$ de la surface solide si :

$U_e^2/x_0 \approx \nu U_e/\delta^2$, où x_0 est la distance au bord d'attaque de l'obstacle. Soit si

$$\delta(x_0) = \sqrt{\nu x_0/U_e}.$$

Cette quantité est, dimensionnellement, l'épaisseur locale de la couche limite. Cette épaisseur croît lentement, en racine de la distance selon x . Si on introduit un nombre de Reynolds longitudinal construit sur la distance x_0 du début de la couche limite, $Re_{x_0} = U_e x_0/\nu$, on obtient :

$$\frac{\delta(x_0)}{x_0} = \frac{1}{\sqrt{Re_{x_0}}}.$$

Si ce nombre de Reynolds est élevé, on vérifie bien l'hypothèse $\delta(x_0) \ll x_0$. Attention, l'analyse n'est plus valable si x_0 est petit, c'est-à-dire très près du bord d'attaque de la plaque.

En dehors de la couche limite, la viscosité étant négligeable, l'équation de Bernoulli nous donne en l'absence d'effet de la gravité $p(x) + \rho U_e^2(x)/2 = C_{ste}$ sur une ligne de courant et en fait partout si l'écoulement amont est irrotationnel. Nous allons pour l'instant traiter le cas général où l'écoulement externe $U_e(x)$ dépend effectivement de x . Soit :

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = U_e(x) \frac{\partial U_e}{\partial x}. \quad (11.3)$$

On peut donc reporter cette relation dans l'équ. 11.1 et l'on obtient l'équation de Prandtl de la couche limite :

$$\boxed{u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = U_e(x) \frac{\partial U_e}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}}. \quad (11.4)$$

Cette équation ne peut être résolue que si l'on connaît l'écoulement externe $U_e(x)$. Nous allons d'abord décrire le cas d'un écoulement homogène. Il existe aussi toute une famille de solutions, les solutions de Falkner-Skan (1930), lorsque l'on peut écrire $U_e(x) = Cx^m$ (cf § 11.4).

11.2.2 Profil de vitesse de Blasius (1907)

Si maintenant on considère le cas le plus simple d'un écoulement externe homogène, $U_e(x) = U_e = C_{ste}$ au-dessus d'une plaque plane, l'équation 11.4 se simplifie en :

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}.$$

Cette équation, après adimensionnement, admet une solution auto-similaire unique.

Pour le montrer, posons $X = x/x_0$, $Y = y/\delta(x_0)$, $U = u/U_e$ et $V = v/(U_e/\sqrt{Re_{x_0}})$. La conservation de la masse et l'équation de la dynamique de la composante longitudinale s'écrivent alors :

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \quad (11.5)$$

$$U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} = \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \quad (11.6)$$

Ces équations ne contiennent plus aucun paramètre (ni U_e , ni Re_{x_0}). En plus elle admet pour la variable U une solution auto-similaire, $U(X, Y) = f(\theta)$ ce qui fait que l'on obtiendra une équation différentielle ordinaire, bien plus simple qu'une équation aux dérivées partielles. Ceci est possible car notre résultat doit être indépendant du choix arbitraire de l'abscisse x_0 et l'on peut alors éliminer cette variable. La vitesse $U(X, Y)$ ne dépend donc pas de X et Y indépendamment mais à travers une variable intermédiaire unique indépendante de x_0 . On trouve alors $\theta = Y/\sqrt{X} = y/\delta(x)$ avec pour conditions aux limites : $f(0) = 0$ et $f(\infty) = 1$. Attention $\theta = y/\delta(x)$ n'est pas la variable $Y = y/\delta(x_0)$!

En exprimant $\frac{\partial V}{\partial Y}$ par l'équation de continuité (11.5) et en intégrant par partie cette expression on obtient formellement :

$$V(X, \theta) = \frac{1}{2\sqrt{X}} \left[\theta f - \int_0^\theta f(\xi) d\xi \right] \quad (11.7)$$

que l'on peut injecter dans l'équation 11.6. Il convient de remarquer que la vitesse V n'est elle pas une fonction auto-similaire de θ car elle dépend aussi de X .

On en déduit l'équation intégral-différentielle satisfaite par f :

$$2f'' + f' \int_0^\theta f(\xi) d\xi = 0. \quad (11.8)$$

Si on introduit la fonction $F(\theta) = \int_0^\theta f(\xi) d\xi$ cette nouvelle équation peut aussi s'écrire :

$$\boxed{2F''' + F''F = 0}. \quad (11.9)$$

C'est l'**équation de Blasius**. Cette équation différentielle ordinaire et non-linéaire s'intègre numériquement et l'on obtient alors le profil de vitesse longitudinale dans la couche limite (figure 11.2a). Le profil de vitesse reste très linéaire dans la couche limite et transite rapidement (exponentiellement) vers l'asymptote.

Développements limités de la fonction de Blasius

— Pour θ petit, on peut écrire un développement de Taylor. On a $f(0) = 0$ et en utilisant l'équation intégral-différentielle, $f''(0) = 0$. En dérivant l'équation 11.8 on montre de plus que $f'''(0) = 0$. Le développement limité s'écrit donc :

$$f(\theta) = \theta f'(0) + b\theta^4 + O(\theta^5).$$

En reportant dans l'équation de Blasius on trouve $b = -\frac{1}{48} f'^2(0)$.

Numériquement l'on trouve $f'(0) = 0,332 \approx 1/3$ soit

$$\frac{u}{U_e} \approx \frac{1}{3} \frac{y}{\delta(x)} - \frac{1}{432} \left[\frac{y}{\delta(x)} \right]^4 + \dots$$

De plus $f(\theta = 5) \approx 0,99$ ce qui permet une définition de l'épaisseur locale de la couche limite $\delta_{0,99} = 5\delta$.

— Pour θ grand, on a $f(\theta) \rightarrow 1$ et donc $\int_0^\theta f(\xi)d\xi \rightarrow \theta$. De l'équation de Blasius on déduit que

$$f''(\theta) = -\frac{\theta}{2}f'(\theta)$$

soit en intégrant que $f' = C \exp(-\theta^2/4)$. Donc la fonction $f(\theta) \rightarrow 1$ comme la fonction « erreur » (déjà rencontré dans le problème proche du démarrage d'une plaque plane au § 10.3.5 page 126).

L'écartement progressif des lignes de courant au voisinage de la plaque plane (en \sqrt{x}) est dû à l'existence d'une petite composante de vitesse transverse (dans et hors de la couche limite) que l'on peut calculer explicitement en utilisant l'équation 11.7 (figure 11.2b).

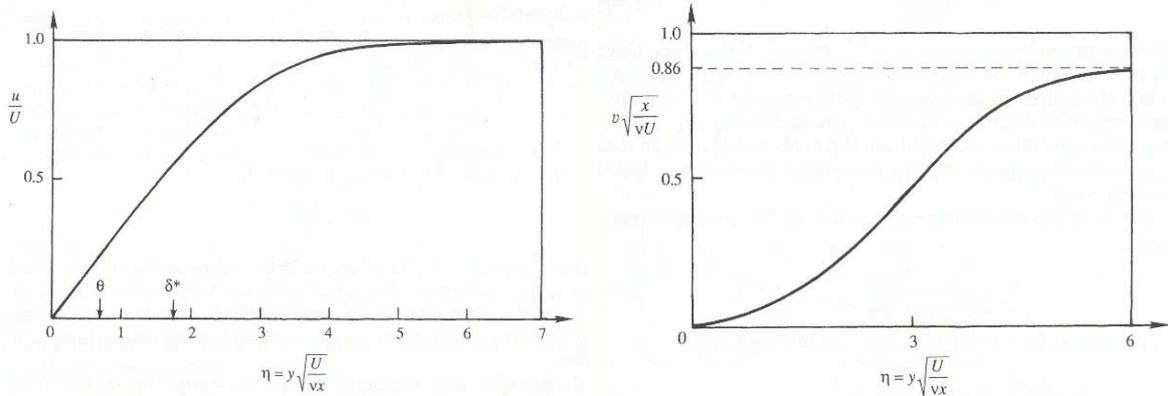


FIGURE 11.2 – Profil de vitesse de Blasius. a) vitesse longitudinale $U = f(\theta)$, b) vitesse transverse $V = f(X, \theta)$. D'après [30] p. 311.

Paradoxe de Blasius

L'existence d'une vitesse transverse non nulle même loin de la plaque (figure 11.2b) pose quelques problèmes. En effet cela veut dire que sur un très grand domaine le module de la vitesse $\sqrt{U_e^2 + v^2}$ est supérieur à la vitesse incidente U_e et donc qu'il y a un gain en énergie cinétique ! Ce problème est connu sous le nom de paradoxe de Blasius. En réalité, en effectuant des calculs aux ordres suivants ou par simulation numérique, on montre que la vitesse transverse redécroit vers zéro loin de la plaque lorsque Re_x est grand mais fini. Ce n'est que lorsque ce nombre de Reynolds est infini que la zone de décroissance est rejetée à l'infini [45].

11.2.3 Calcul de la contrainte pariétale et du coefficient de traînée

La connaissance explicite de la vitesse dans la couche limite permet de calculer la contrainte locale de frottement visqueux sur la paroi.

$$\sigma_{xy} = \eta \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) = \eta \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right) \approx \eta U_e f'(0) \frac{\partial \theta}{\partial y} = \eta U_e f'(0) \sqrt{\frac{U_e}{\nu x}} \approx \frac{1}{3} \frac{\rho U_e^2}{\sqrt{Re_{x_0}}}$$

On en déduit la force de traînée visqueuse par unité de largeur et par face d'une plaque de longueur L :

$$F_D = \int_0^L \sigma_{xy} dx = 2\rho U_e^2 L f'(0) \frac{1}{\sqrt{Re_L}}.$$

La force de traînée varie donc comme $U_e^{3/2}$ et comme $L^{1/2}$. La dépendance avec la vitesse en puissance 3/2 est clairement intermédiaire entre le cas très visqueux (force de Stokes) où elle est proportionnelle à U_e et le cas des Reynolds très élevés où l'écoulement est turbulent et où elle varie comme le carré de la vitesse. La dépendance avec la longueur en puissance 1/2 fait que si L double, la force de traînée ne double pas. La contribution au frottement des zones en amont de la plaque est donc plus importante que celles des zones en aval (où le cisaillement est moins intense).

Si on introduit le coefficient de traînée adimensionné, on trouve :

$$C_D = \frac{F_D}{\frac{1}{2}\rho U_e^2 L} = \frac{4}{3} \frac{1}{\sqrt{Re_L}}.$$

Résultat qu'il faut multiplier par 2 si l'on veut tenir compte des deux faces de la plaque. Lorsque le nombre de Reynolds est élevé, ce coefficient de traînée est très faible, mais la couche limite peut aussi devenir turbulente !

A. N. Calculer la force de traînée d'une plaque de $1 \text{ m} \times 1 \text{ m}$ tirée à incidence nulle à une vitesse de 1 m/s dans de l'eau.

11.2.4 Définitions de l'épaisseur d'une couche limite

Il n'y a pas de définition unique de l'épaisseur de la couche limite présente à haut nombre de Reynolds près des parois solides. Dans les expériences on trouve traditionnellement plusieurs définitions caractérisant l'épaisseur des couches limites

— *Epaisseur $\delta_{0,99}$ de la couche limite*

Cette épaisseur $\delta_{0,99}(x)$ correspond à la distance de la plaque où la vitesse longitudinale atteint 99% de la vitesse à l'infini U_e .

$$u[x, \delta_{0,99}(x)] = 0,99 U_e.$$

Pour un écoulement uniforme sur une plaque plane on trouve : $\delta_{0,99}(x) \approx 5\sqrt{\nu x/U_e}$.

— *Epaisseur de déplacement δ^**

L'épaisseur de déplacement correspond au déplacement latéral de la paroi qu'il faudrait effectuer dans un écoulement uniforme pour avoir le même débit massique dans l'hypothèse d'un fluide parfait, donc glissant à la paroi. Pour un fluide incompressible le débit massique s'écrit :

$$Q/\rho = \int_0^\infty u(y) dy = \int_{\delta^*}^\infty U_e dy,$$

en appelant U_e la vitesse longitudinale loin de la paroi.

Un petit schéma montre que l'on a égalité des aires et donc :

$$U_e \delta^* = \int_0^\infty (U_e - u) dy.$$

On peut donc écrire :

$$\delta^*(x) = \int_0^\infty \left(1 - \frac{u(x, y)}{U_e}\right) dy.$$

Pour un écoulement uniforme arrivant sur une plaque plane on trouve : $\delta^*(x) \approx 1,73\sqrt{\nu x/U_e}$.

— *Épaisseur de quantité de mouvement δ^{**}*

Cette épaisseur est construite en calculant la perte de flux de quantité de mouvement :

$$\rho U_e^2 \delta^{**} = \rho \int_0^\infty u(U_e - u) dy.$$

soit

$$\delta^{**} = \int_0^\infty \frac{u}{U_e} \left(1 - \frac{u}{U_e}\right) dy.$$

Cette épaisseur δ^{**} permet de calculer simplement la force s'exerçant sur la paroi entre 0 et x car $F(x) = \rho U_e^2 \delta^{**}$. Elle permet aussi de calculer la contrainte pariétale locale à la paroi par $\tau^* = dF/dx = \rho U_e^2 d\delta^{**}/dx$.

Pour un écoulement uniforme sur une plaque plane on trouve : $\delta^{**}(x) \approx 0,66\sqrt{\nu x/U_e}$.

En résumé pour une plaque plane dans un écoulement laminaire uniforme, on peut définir plusieurs épaisseurs caractéristiques et l'on a : $\delta_{0,99} > \delta^* > \delta^{**}$. Il faut toutefois remarquer qu'aucune de ces définitions de la frontière de la couche limite ne correspond à une ligne de courant particulière, c'est-à-dire que le fluide traverse toutes ces « frontières ».

Noter qu'il existe aussi une solution de ces équations de Blasius à la surface libre entre deux fluides (Lock, R. C. (1951) The velocity distribution in the laminar boundary layer between parallel streams. Quart. J. Mech. and Applied Math., Vol. IV, pp. 42-63). Toutefois les profils ont qualitativement la même forme que le profil de Blasius.

11.3 Décollement de la couche limite sur une paroi courbée

S'il existe un écoulement extérieur non uniforme (par exemple parce que la surface est courbée ou que l'écoulement se situe dans un convergent ou un divergent) il existe des gradients de pression longitudinaux positifs ou négatifs dans l'écoulement externe qui interviennent donc dans l'équation de la couche limite (équation 11.1).

- Si une particule fluide accélère, d'après l'équation de Bernoulli valable au-delà de la couche limite pour un écoulement potentiel (équation 11.3), on a $\frac{\partial p}{\partial x} < 0$. Le fluide est accéléré par ce gradient de pression, v devient négatif et la couche limite s'amincit.
- Par contre si l'écoulement ralentit on a $\frac{\partial p}{\partial x} > 0$. Le fluide est décéléré et comme près de la paroi il était déjà ralenti l'écoulement peut changer de sens près de la paroi (figure 11.3). C'est ce que l'on appelle le phénomène de décollement de la couche limite.

Le décollement de la couche limite peut être brutal. C'est une transition qui peut être catastrophique par exemple pour un avion lorsque l'incidence des ailes augmente car il correspond à une perte brutale de la portance (décrochage). C'est le même phénomène que le marin cherche à éviter et c'est pour pouvoir le mettre en évidence que l'on colle des brins de laine sur l'intrados et sur l'extrados de ses voiles (figure 11.4).

Le décollement des couches limites induit un sillage plus important et donc une forte augmentation de la traînée de pression. Il est donc très important de bien profiler l'arrière des obstacles. Le fait de profiler un véhicule par exemple permet de faire baisser la force de traînée d'un facteur 10 à 100 ! Il existe de nombreux dispositifs pour essayer de contrôler le décollement des couches limites : volets

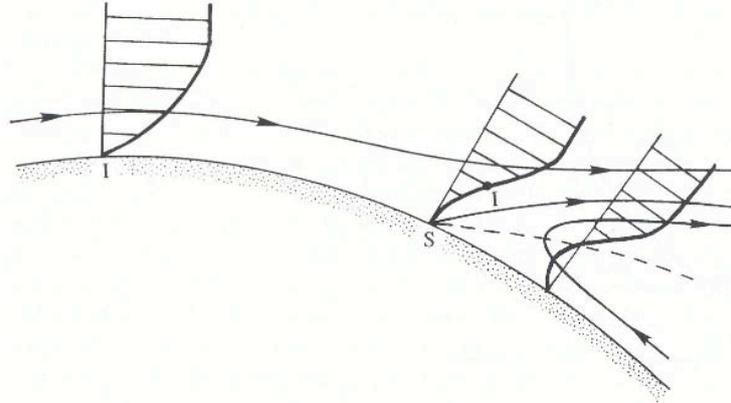


FIGURE 11.3 – Lignes de courant et profils de vitesse près d'un point de séparation S. La ligne pointillée représente le lieu où $u = 0$. D'après [30] p. 319.

de bord d'attaque ou de bord de fuite sur les ailes à l'atterrissage, aspiration ou soufflage des couches limites, profilage des véhicules, alules sur les ailes de certains oiseaux planeurs (figure 11.5), etc.

Pour diminuer la traînée des objets à grand Reynolds il est important de les profiler. C'est encore plus importante en aval du profil, là où la décélération de l'écoulement pourrait créer un décollement de la couche limite. Cela peut donc conduire à des profils asymétriques avant/arrière. Par contre à bas nombre de Reynolds, l'écoulement est modifié par l'obstacle jusqu'à de grandes distances et sa forme exacte importe peu pour le calcul de la traînée de pression. Par contre il est important de minimiser la surface de cisaillement visqueux et cela conduit à des formes optimales plus compactes.

11.4 Equation de Falkner-Skan (1930)

Il est possible de trouver des solutions exactes de la couche limite pour des écoulements externes autres qu'un écoulement homogène. C'est le cas pour un écoulement dans ou autour d'un dièdre dont la solution en fluide parfait est donné par le potentiel complexe de vitesse $f(z) = Cz^{m+1}$ pour deux demi-plan formant un angle $\alpha = \frac{\pi}{m+1}$ (voir chapitre 14 page 169).

En particulier au voisinage du plan $\theta = 0$ on a $\vec{v} = (v_r, v_\theta = 0)$ avec $v_r = C(m+1)r^m = C'r^m$. On peut donc prendre cet écoulement comme écoulement externe et résoudre près de cette paroi le développement de la couche limite depuis l'origine $r = 0$.

Comme précédemment on peut adimensionner le problème en introduisant $X = x/x_0$, $Y = y/\delta(x_0)$. Le fait que la variable de similarité θ ne doit pas dépendre de x_0 permet d'introduire $\theta = Y/\sqrt{X} = y/\delta(x)$ et l'on trouve finalement l'équation :

$$f'' + m(1 - f^2) + \frac{m+1}{2} f' \int_0^\theta f(\xi) d\xi = 0. \quad (11.10)$$

Cette équation est une généralisation de l'équation de Blasius (Equ. 11.8) qui correspond au cas particulier $m = 0$. Elle nous permet de trouver le profil de couche limite sur une des plaques d'un dièdre. La figure 11.6 montre quelques profils de vitesse pour différentes valeurs de m .

- Plus m est grand (i.e. plus l'angle α est petit) plus la couche limite est mince car il existe une

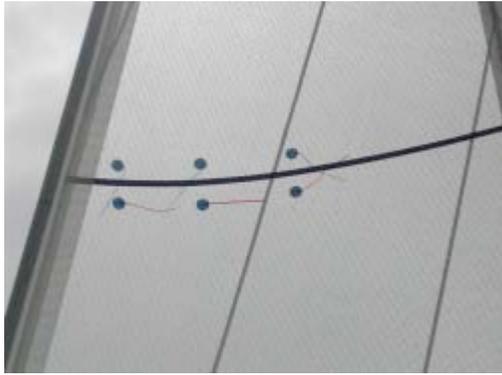


FIGURE 11.4 – Brins de laine placés sur l'extrados et l'intrados (près du bord d'attaque) d'une voile d'avant d'un voilier naviguant au près et qui permettent de visualiser le décollement éventuel des couches limites.



FIGURE 11.5 – Aigrette en vol montrant ses alules qu'elle utilise pour recoller la couche limite et donc augmenter la portance à basse vitesse.

accélération longitudinale de l'écoulement externe. Dans le cas $m = 1$ on obtient l'écoulement au voisinage d'un point de stagnation et l'on trouve que la couche limite est d'épaisseur constante.

- A l'inverse plus m est petit (et négatif) plus la couche limite est épaisse à cause de la décélération du fluide externe. Pour $m < -0,0905$ correspondant à $\alpha > \pi + 18^\circ$, un contre-écoulement apparaît à la paroi qui montre qu'il y a alors décollement de la couche limite. C'est justement à peu près pour cette angle d'incidence (entre 10 et 15°) que peut apparaître un décollement de la couche limite sur l'extrados d'une aile d'avion et donc une forte perte de portance (voir chapitre 13 page 159).

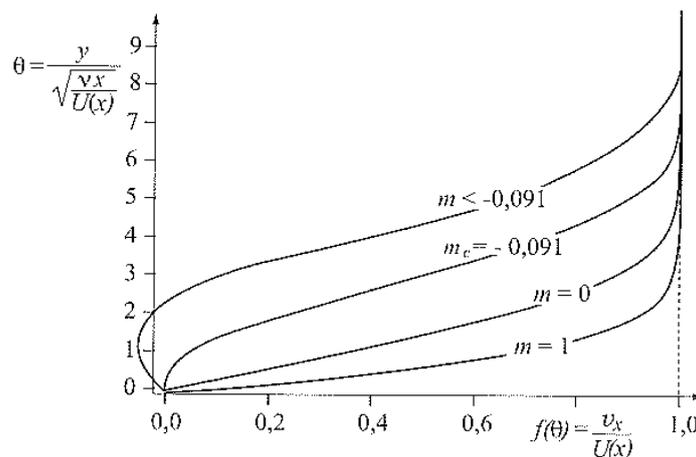


FIGURE 11.6 – Solutions du profil de vitesse de Falkner-Skan pour différentes valeurs de m . D'après [29] p. 509.

11.5 Couche limite thermique laminaire

Si en plus d'être soumise à un écoulement la paroi est chauffée, il y a compétition entre la diffusion de quantité de mouvement, caractérisée par la viscosité cinématique du fluide ν , et la diffusion de chaleur, caractérisée par le coefficient de diffusion thermique $\alpha = \kappa/(\rho c_p)$. Il y a donc deux couches limites, thermique et cinématique, dont l'épaisseur relative dépend du nombre de Prandtl $Pr = \nu/\alpha$.

11.6 Couche limite turbulente

Si l'épaisseur de la couche limite est très faible, il existe un très fort cisaillement entre la vitesse nulle sur la paroi et la vitesse U_e hors de la couche limite. Ce cisaillement peut devenir suffisant pour que l'écoulement laminaire se déstabilise et devienne turbulent. Expérimentalement la couche limite laminaire transite vers une couche limite turbulente si le nombre de Reynolds transverse, i.e. calculé avec l'épaisseur de la couche limite :

$$Re_y = U_e \delta / \nu = U_e \sqrt{\frac{\nu x}{U_e}} / \nu = \sqrt{\frac{U_e x}{\nu}} = \sqrt{Re_x}.$$

devient de l'ordre de 300 (ce qui correspond à $Re_x \approx 10^5$). On voit alors apparaître des ondes transverses dites « ondes de Tolmien-Schlichting » qui se déstabilisent en « épingles à cheveux », puis des taches turbulentes apparaissent qui finalement envahissent toute la couche limite et au-delà. Le profil de vitesse moyenne dans une couche limite turbulente est plus arrondi que dans une couche limite laminaire. On trouve en général un profil de vitesse logarithmique :

$$\bar{u}/u^* = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{y}{y_0} \right) \approx 2,5 \ln \left(\frac{yu^*}{\nu} \right) + 5.$$

La vitesse u^* s'appelle la vitesse de frottement. Elle représente une échelle de vitesse caractéristique des fluctuations turbulentes et elle est définie par $\tau^* = \rho u^{*2}$ où τ^* est la contrainte moyenne mesurée en paroi. La constante $\kappa \approx 0,41$ s'appelle la constante de von Kármán et y_0 est une hauteur typique caractérisant soit l'épaisseur de la sous-couche laminaire soit la taille des rugosités de la paroi.

Pour en savoir plus

Livres : Références [29] et [45] H. Schlichting (2000), *Boundary Layer Theory*, Springer, 8^e édition. On y trouve en particulier quelques études plus pointues sur les couches limites instationnaires et sur les calculs au-delà du premier ordre.

Vidéo : *Fundamentals of Boundary Layers*, F.H. Abernathy, National Committee for Fluid Mechanics Films, <http://web.mit.edu/hml/ncfmf.html>

Chapitre 12

Dynamique de la vorticité

Marc Rabaud, version du 18 mars 2016

Sommaire

12.1 Equation de la vorticité (ou équation d’Helmholtz)	151
12.2 Quelques exemples de vorticité localisée	153
12.3 Rappels sur la circulation et le théorème de Kelvin	155
12.3.1 Quelques conséquences du théorème de Kelvin pour un fluide parfait . . .	155
12.4 Décomposition de Helmholtz et loi de Biot et Savart	156

Par définition on appelle **vorticité** le rotationnel de la vitesse : $\vec{\omega} = \overrightarrow{\text{rot}}(\vec{v}) = \vec{\nabla} \wedge \vec{v}$. L’intérêt d’une telle quantité vectorielle vient du fait qu’à haut nombre de Reynolds on observe souvent de grandes zones d’écoulement potentiel (irrotationnel) auxquelles se superposent des structures « tourbillonnaires » relativement localisées où se concentre l’essentiel de la vorticité (voir par exemple sur la figure 12.1 un tourbillon localisé entre un nuage et la surface de la mer).

12.1 Equation de la vorticité (ou équation d’Helmholtz)

Ecrivons l’équation de la dynamique pour la vorticité. Mais tout d’abord transformons l’équation de Navier-Stokes en utilisant la relation $\vec{\nabla}(v^2) = 2\vec{v} \wedge \vec{\omega} + 2(\vec{v} \cdot \vec{\nabla})\vec{v}$ qui nous a déjà servi pour obtenir l’équation de Bernoulli. L’équation de Navier-Stokes devient alors pour un fluide newtonien incompressible (densité constante ou éventuellement barotrope) :

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} - \vec{v} \wedge \vec{\omega} = -\vec{\nabla} \left(\int \frac{dp}{\rho(p)} + \frac{v^2}{2} \right) + \vec{g} + \nu \vec{\nabla}^2 \vec{v}.$$

En calculant le rotationnel de cette équation, le terme en gradient et celui des forces volumiques, si elles dérivent bien d’un potentiel, disparaissent et les dérivations temporelles et les dérivations spatiales commutent. En supposant que ν est homogène en espace on obtient :

$$\frac{\partial \vec{\omega}}{\partial t} - \overrightarrow{\text{rot}}(\vec{v} \wedge \vec{\omega}) = \nu \overrightarrow{\text{rot}}(\vec{\nabla}^2 \vec{v}).$$



FIGURE 12.1 – Photo d’une trombe se développant sous un cumulonimbus et au-dessus d’une mer chaude.

En utilisant la relation (voir formulaire Chap. 20 page 245)

$$\vec{\text{rot}}(\vec{A} \wedge \vec{B}) = \vec{A} \operatorname{div} \vec{B} - \vec{B} \operatorname{div} \vec{A} + (\vec{B} \cdot \vec{\nabla}) \vec{A} - (\vec{A} \cdot \vec{\nabla}) \vec{B}$$

on en déduit

$$\vec{\text{rot}}(\vec{v} \wedge \vec{\omega}) = \vec{v} \operatorname{div} \vec{\omega} - \vec{\omega} \operatorname{div} \vec{v} + (\vec{\omega} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} - (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{\omega}.$$

Si le fluide est incompressible $\operatorname{div} \vec{v} = 0$ et par construction $\operatorname{div} \vec{\omega} = 0$. Donc :

$$\vec{\text{rot}}(\vec{v} \wedge \vec{\omega}) = (\vec{\omega} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} - (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{\omega}.$$

Parallèlement :

$$\vec{\text{rot}}(\vec{\nabla}^2 \vec{v}) = \vec{\text{rot}}\left(\vec{\nabla}(\operatorname{div}(\vec{v})) - \vec{\text{rot}}(\vec{\text{rot}}(\vec{v}))\right) = -\vec{\text{rot}}(\vec{\text{rot}}(\vec{\omega})) = \vec{\nabla}^2 \vec{\omega}.$$

Soit en rassemblant tous les termes :

$$\boxed{\frac{D\vec{\omega}}{Dt} = \frac{\partial \vec{\omega}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{\omega} = (\vec{\omega} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} + \nu \vec{\nabla}^2 \vec{\omega}}. \quad (12.1)$$

Cette équation est l’équation de la vorticité, aussi appelée équation d’Helmholtz. Elle gouverne la dynamique de la vorticité et ne fait plus intervenir la pression mais par contre elle fait intervenir, en plus du champ $\vec{\omega}$, le champ de vitesse \vec{v} .

On reconnaît une équation similaire à l’équation de Navier-Stokes, avec un terme instationnaire $\frac{\partial \vec{\omega}}{\partial t}$, un terme non-linéaire d’advection $(\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{\omega}$, un terme de diffusion visqueuse $\nu \vec{\nabla}^2 \vec{\omega}$. Le seul terme nouveau est le terme $(\vec{\omega} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}$ qui va gouverner l’étirement et la rotation du vecteur vorticité.

Quelques conséquences :

1. Fluide parfait.

Pour un fluide parfait $\nu = 0$ et si la vorticité est nulle à un instant t l'équation de Helmholtz s'écrit à cet instant $\frac{D\vec{\omega}}{Dt} = 0$. La vorticité reste donc nulle aux instants ultérieurs, au moins en description particulaire. La vorticité ne peut donc apparaître à haut Reynolds que dans des couches limites, là où le fluide n'est pas parfait ! C'est cohérent avec le théorème de la circulation (Théorème de Kelvin) cf § 5.5 page 51.

2.  coulement bidimensionnel (2D2C).

Si l'écoulement est 2D2C, la vorticité a une direction fixe perpendiculaire au plan du vecteur vitesse et donc $(\vec{\omega} \cdot \vec{\nabla})\vec{v} = 0$. L'équation de la vorticité se réduit alors à l'équation scalaire :

$$\frac{D\omega}{Dt} = \nu \nabla^2 \omega.$$

C'est une équation de diffusion. La vorticité se comporte comme un scalaire, elle est advectée par l'écoulement et est soumise à la diffusion visqueuse. C'est la même équation que l'on retrouve pour le transport d'un colorant ou de la température, même si ici comme $\vec{\omega} = \text{rot} \vec{v}$, le champ scalaire ω n'est pas vraiment découplé du champ de vitesse.

3.  tude du terme $(\vec{\omega} \cdot \vec{\nabla})\vec{v}$ pour un fluide parfait.

Si en un point \vec{r} on choisit l'axe Oz dans la direction du vecteur $\vec{\omega}$ à cette instant, on peut décomposer \vec{v} en sa composante v_z et sa composante transverse $\vec{v}_\perp = v_x \vec{e}_x$ par exemple. Alors :

$$(\vec{\omega} \cdot \vec{\nabla})\vec{v} = \omega_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \vec{e}_z + \omega_z \frac{\partial v_x}{\partial z} \vec{e}_x.$$

- Le premier terme du membre de droite est proportionnel à l'étirement (ou la compression selon le signe) longitudinal du champ de vitesse. L'étirement longitudinal est donc un terme source d'augmentation de l'intensité de la vorticité dans l'équation 12.1. Ceci correspond à la conservation du moment cinétique de la particule fluide. En effet en étirant un cylindre de fluide on diminue sa section et donc son moment d'inertie. Sa vitesse angulaire augmente alors tout comme pour un solide déformable (patineuse sur la glace).
- Le deuxième terme est un terme de rotation de l'axe du vecteur vorticité sous l'action cisailante du champ de vitesse. Ce terme fait donc apparaître de la vorticité dans la direction transverse \vec{e}_x . Il conduit donc à une simple rotation du vecteur vorticité, tout en conservant le module de la vorticité. En effet, pour un fluide parfait, seul le processus d'étirement peut changer l'intensité de la vorticité comme le démontre l'équation suivante $\frac{D\omega^2}{Dt} = 2\vec{\omega} \cdot \frac{D\vec{\omega}}{Dt} = \omega_z^2 \frac{\partial v_z}{\partial z}$.
- A trois dimensions, l'étirement ou la compression d'une ligne de vorticité est le mécanisme qui va augmenter ou diminuer son intensité. Ce mécanisme ne peut pas exister dans un écoulement bidimensionnel (2D2C ou 2D3C) et c'est pourquoi ces écoulements sont si particuliers.

12.2 Quelques exemples de vorticité localisée

On peut imaginer de nombreuses fonctions modélisant de façon plus ou moins réaliste des répartitions localisées de vorticité. Voici quelques exemples de distributions de vorticité :

- **Rotation solide.** Un volume de fluide en rotation solide a partout une vorticité égale à deux fois sa vitesse angulaire. Il n'y a pas de mouvement relatif.

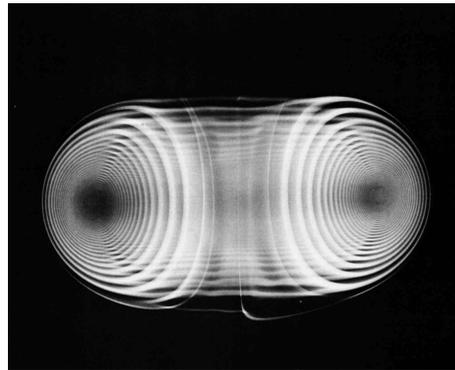


FIGURE 12.2 – Coupe d'un vortex de Hill (Ref. [19]).

- **Couche limite visqueuse au voisinage d'une paroi.** Il existe de la vorticité localisée dans la couche limite à cause de la condition de non-glisserment sur la paroi. Cette viscosité diffuse dans le volume mais est aussi advectée par l'écoulement. Elle reste donc confinée dans la couche limite laminaire.
- **Couche de mélange.**  coulement parallèle de deux veines de fluides ayant des vitesses différentes. Dans la zone de raccordement du profil de vitesse il existe une vorticité et cela bien que les lignes de courant soient toutes parallèles.
- **Vortex ponctuel.** C'est une distribution de Dirac de la vorticité, caractérisée par sa circulation Γ . C'est un modèle valable pour les fluides parfaits. Il existe des vortex rectilignes et des vortex en anneaux. Le meilleur exemple de vortex très localisé est le quantum de vorticité dans l'hélium superfluide. Les « dust devils » sont des tourbillons de poussière observées aux Etats-Unis (voir par exemple le film <http://www.animalu.com/pics/dd1.htm>), tourbillons qui se modélisent assez bien par des tourbillons ponctuels. On peut citer aussi les trombes et les tornades (figure 12.1).
- **Vortex en anneau.** C'est un vortex ponctuel (ou en tout cas localisé) refermé sur lui-même en forme de tore, comme dans un anneau de fumée.
- **Vortex de Rankine.** C'est un vortex rectiligne, dont la vorticité est constante à l'intérieur d'un disque et nulle à l'extérieur.
- **Vortex de Stuart.** Comme le vortex de Rankine mais avec une section elliptique.
- **Vortex de Lamb-Oseen.** C'est un vortex rectiligne plus réel que le vortex de Rankine avec une distribution de vorticité gaussienne.
- **Vortex  crant .** C'est un vortex rectiligne dont la distribution de vorticité est la dérivée d'une gaussienne (chapeau mexicain, d'abord positive puis négative) et tel que la circulation mesurée à grande distance soit nulle.
- **Vortex de Burgers.** C'est un vortex étiré, solution exacte de Navier-Stokes où la diffusion de la vorticité est compensée par un étirement axial.
- **Vortex de Hill (1894).** Modèle de vortex sphériques où la vorticité est confinée dans une sphère et les lignes de vorticité sont toriques (figure 12.2).
- **Vortex de Batchelor (1964).** Vortex rectiligne avec une distribution gaussienne de vorticité comme le vortex de Lamb-Oseen plus une vitesse axiale gaussienne. Souvent utilisé pour modéliser le vortex en bout d'aile d'avion.
- **Vortex de Taylor-Green.** Vortex périodique en x , y et z ($u = \sin x \cos y \cos z$, $v = \cos x \sin y \cos z$ et $w = \cos x \cos y \sin z$). Pour ses symétries il est utilisé comme condition initiale dans des

simulations numériques de turbulence développée dans une boîte périodique.

- **Vortex noués.** Voir les très beaux films sur <http://phys.org/news/2013-03-physics-duo-vortex-fluid-video.html>.

12.3 Rappels sur la circulation et le théorème de Kelvin

On note la circulation du vecteur vitesse sur un contour \mathcal{C} fermé matériel c'est-à-dire emporté par l'écoulement : $\Gamma = \oint_{\mathcal{C}} \vec{v} \cdot d\vec{l}$.

Dans la section 5.5 page 51 nous avons montré que si les conditions suivantes sont satisfaites :

- fluide parfait ($\nu = 0$)
- forces de volume dérivant d'un potentiel
- densité constante (ou alors fluide barotrope),

la circulation du vecteur vitesse autour de n'importe quelle boucle fermée et entraînée par le fluide est une quantité qui se conserve au cours du mouvement. Ce que l'on peut écrire :

$$\boxed{\frac{D\Gamma}{Dt} = 0}.$$

12.3.1 Quelques conséquences du théorème de Kelvin pour un fluide parfait

1. **Les tubes de vorticité n'ont pas d'extrémité.** En effet comme pour le champ magnétique, il n'existe pas de source de vorticité monopolaire car $\text{div } \vec{\omega} = 0$. Un tube de champ peut s'amincir si l'écoulement l'étire mais il ne peut pas s'arrêter en un point. De toute façon la circulation étant conservée sur un contour faisant le tour d'un tube de vorticité, si la section de ce tube tend vers zéro, la vorticité doit devenir infinie ce qui n'existe que dans le modèle du vortex ponctuel. Les lignes de vorticité sont donc soit fermées sur elles-mêmes (on parle alors d'anneaux de vorticité), soit se prolongent jusqu'à l'infini, soit se perdent dans les couches limites près des parois où la dissipation visqueuse n'est pas négligeable, soit encore elles rejoignent une surface libre.
2. **Les tubes de vorticité sont advectés par l'écoulement.** Prenons un contour porté par la paroi du tube de vorticité mais n'en faisant pas le tour. La circulation de la vitesse y est nulle car le flux de vorticité à travers la paroi est nul. Le contour, constitué de particules fluides est advecté par l'écoulement. La circulation le long du contour qui est advecté reste nulle. En conséquence la surface du tube de vorticité reste une surface de champ malgré l'advection.
3. En conséquence, en l'absence de viscosité, une particule fluide va conserver sa circulation (et à 2D sa vorticité). Cette propriété des écoulements inertiels est utilisée dans une technique de simulation numérique pour les écoulements bidimensionnels : le champ de vitesse initial, bidimensionnel, est modélisé par un grand nombre N de vortex ponctuels. Le mouvement élémentaire de chaque vortex est calculé à chaque pas de temps par le calcul du champ de vitesse induit par les $N - 1$ autres vortex.
4. **Persistance de l'irrotationnalité.** Si dans un domaine de l'espace l'écoulement est irrotationnel, n'importe quel contour correspondra à une circulation nulle. Cette propriété étant conservée par advection par l'écoulement, une zone irrotationnelle reste irrotationnelle pour un fluide parfait. Pour faire tourner des particules fluides sur elles-mêmes et leur donner ainsi de la vorticité il faut des contraintes visqueuses ! **Il n'y a que dans les couches limites visqueuses que peut naître de la vorticité.**

5. **Vorticité potentielle.** Considérons un écoulement dans un canal à surface libre et tel que le fond présente une bosse. Une ligne verticale de vorticité sera advectée par l'écoulement si le fluide est parfait mais va être raccourcie en passant sur la bosse. Comme la circulation est conservée, $d\Gamma = \omega \cdot dS$, où dS est une petite surface horizontale, reste constant. Si de plus le fluide est incompressible et si l'on note h la hauteur locale de fluide, le produit $dS \times h = Cste$. On en déduit que $\omega/h = Cste$. La quantité ω/h , appelé **vorticité potentielle**, se conserve dans un fluide parfait.

12.4 Décomposition de Helmholtz et loi de Biot et Savart

Pour un écoulement incompressible nous avons $\text{div } \vec{v} = 0$ et l'on peut donc écrire $\vec{v} = \overrightarrow{\text{rot}}(\vec{A})$ avec $\text{div } \vec{A} = 0$ (champ de vecteur « solénoïdal »¹) où \vec{A} est le potentiel vecteur. Dans certains cas l'écoulement est 2D2C et \vec{A} garde une direction fixe et l'on se ramène donc à la connaissance d'un scalaire, la fonction de courant Ψ .

Pour un écoulement irrotationnel $\overrightarrow{\text{rot}}(\vec{v}) = \vec{0}$ et l'on peut donc écrire $\vec{v} = \overrightarrow{\nabla}(\Phi)$, où Φ est le potentiel des vitesses.

Plus généralement le théorème de Helmholtz nous dit que si dans un domaine simplement connexe (sans trou !) la divergence et le rotationnel du champ de vitesse s'annulent à l'infini plus vite que $1/r^2$ on peut toujours décomposer un champ de vecteur en une composante irrotationnelle et une composante de divergence nulle (composante solénoïdale)². On peut alors écrire :

$$\vec{v} = \overrightarrow{\nabla} \Phi + \overrightarrow{\text{rot}} \vec{A}' \quad (12.2)$$

On a alors $\Delta \Phi = \text{div } \vec{v}$ et $\overrightarrow{\nabla} \vec{A}' = -\overrightarrow{\text{rot}} \vec{v} = -\vec{\omega}$. La connaissance de la divergence et du rotationnel du champ de vecteur, ainsi que de la valeur de la composante normale aux parois, permet de calculer par intégration ce champ (cf. <http://mathworld.wolfram.com/HelmholtzsTheorem.html>). Comme en magnétostatique l'on peut calculer par la loi de Biot et Savart le champ de vitesse à partir du champ de vorticité (à un champ de vitesse irrotationnel près, connu si l'on connaît les conditions aux limites) (Guyon *et al.* [29] p. 293 ou Batchelor [4] p. 509).

En particulier on a les correspondances suivantes :

Magnétostatique	Hydrodynamique
$\text{div } (\vec{B}/\mu_0) = 0$	$\text{div } (\vec{v}) = 0$
$\overrightarrow{\text{rot}} (\vec{B}/\mu_0) = \vec{j}$	$\overrightarrow{\text{rot}} (\vec{v}) = \vec{\omega}$
ou $\oint \vec{B}/\mu_0 \cdot \overrightarrow{dl} = I$	$\oint \vec{v} \cdot \overrightarrow{dl} = \Gamma$

On peut alors utiliser les relations de Biot et Savart sous les mêmes conditions qu'en électromagnétisme, à condition de transformer \vec{B}/μ_0 en \vec{v} , \vec{j} en $\vec{\omega}$ et I en Γ . Attention il faut que le milieu soit infini, sans paroi.

Dans le cas d'une distribution continue de vorticité on obtient alors par simple analogie :

1. Pour un vecteur solénoïdal (à divergence nulle) on peut toujours l'écrire : $\vec{A} = \overrightarrow{\text{rot}}(\Psi \vec{k}) + \overrightarrow{\text{rot}} \overrightarrow{\text{rot}}(\Phi \vec{k})$, où \vec{k} est un vecteur unitaire. Cette décomposition en composante toroïdale $\overrightarrow{\text{rot}}(\Psi \vec{k})$ et poloidale $\overrightarrow{\text{rot}} \overrightarrow{\text{rot}}(\Phi \vec{k})$ est souvent utilisée en géophysique ou en magnéto-hydrodynamique (MHD).

2. Gui, Y. F. and Dou, W. B. (2007). A Rigorous and Completed Statement on Helmholtz Theorem. Progress In Electromagnetics Research, 69, 287-304.



FIGURE 12.3 – Interaction en "saute-mouton" de deux vortex en anneau (Ref. [19]).

$$\vec{v}(M) = \frac{1}{4\pi} \iiint \left(\vec{\omega}(P) \wedge \frac{\overrightarrow{PM}}{PM^3} \right) d\tau. \quad (12.3)$$

Pour un filament fin de vorticité de circulation Γ le champ de vitesse est donné par :

$$\vec{v}(M) = \frac{1}{4\pi} \Gamma \oint \frac{d\vec{l} \wedge \overrightarrow{PM}}{PM^3}. \quad (12.4)$$

Donc, si on connaît le champ de vorticité à un instant, on peut calculer le champ de vitesse au même instant. Ce champ de vitesse transporte les tubes de vorticité et l'on peut donc connaître la nouvelle distribution de vorticité aux instants ultérieurs. Attention, cela ne fonctionne que pour des fluides parfaits (sinon la vorticité diffuse au cours du temps). Les mouvements induits ne sont dus qu'à la cinématique car on ne résout pas l'équation de la dynamique. En particulier on peut utiliser la linéarité de la relation $\text{rot}(\vec{v}) = \vec{\omega}$ pour additionner l'effet des différents tubes de vorticité, même si les équations de la dynamique elles restent non-linéaires.

Exercices :

- Calculer le mouvement de deux vortex ponctuels rectilignes de même signe et de deux vortex de sens contraire.
- Calculer le mouvement d'un vortex rectiligne parallèle à une paroi.
- Pour un vortex de cœur de taille δ en anneau de rayon R et de circulation Γ on peut montrer que sa vitesse de translation s'écrit : $V = \frac{\Gamma}{4\pi R} [\ln(\frac{8R}{\delta}) - 1/2]$, où δ est une longueur de coupure correspondant à la taille du cœur du vortex. En déduire que deux vortex en anneau de même force se déplaçant dans la même direction avec des diamètres légèrement différents, vont rester en interaction avec un mouvement de « saute-mouton » (figure 12.3).

Pour tout savoir sur les tourbillons :

- [44] « Of Vortices and vortical layers : an overview », Maurice Rossi, dans *Vortex Structure and Dynamics* (2000) Lecture Notes in Physics A. Maurel and P. Petitjeans (Eds.) Springer Verlag, p. 40-123.
- *Vorticity I and II*, A. H. Shapiro, National Committee for Fluid Mechanics Films, <http://web.mit.edu/hml/ncfmf.html>

Chapitre 13

La portance sur une aile

Marc Rabaud, version du 19 mars 2016

Sommaire

13.0.1 Etude du décollage	161
13.0.2 Utilisation de la polaire Eiffel	162
13.0.3 Cas d'un voilier	164
13.1 Nage et vol animal	165
13.1.1 Les oiseaux	165
13.1.2 Les poissons	165

Pour tout objet dans un écoulement uniforme, on définit la **force de traînée** \vec{D} (drag en anglais) comme la force dans l'axe de l'écoulement, et la **portance** \vec{L} (lift en anglais) comme la force perpendiculaire à cet axe. On définit aussi des coefficients adimensionnés de traînée et de portance par :

$$C_D = \frac{D}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 A} \quad (13.1)$$

$$C_L = \frac{L}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 A} \quad (13.2)$$

où D et L représentent respectivement l'intensité des forces de traînée et de portance et A est une surface représentant l'obstacle. Pour une aile c'est souvent la surface de l'aile.

Une aile en incidence dans un écoulement (figure 13.1) présentera de la portance uniquement s'il existe une circulation Γ non nulle autour d'elle qui seul permet un écoulement tangent au niveau du bord de fuite (c'est ce que l'on appelle la condition de Kutta) voir figure 13.1c. La circulation prend alors une valeur particulière Γ_{Kutta} . Mais sa portance sera significative pour un angle d'incidence donné que si l'aile n'a pas décroché, c'est-à-dire si la couche limite sur l'extrados n'est pas décollé.

La figure 13.4 montre que pour avoir une portance il faut que la vitesse de l'écoulement soit plus faible sous l'aile (coté appelé l'**intrados**) qu'au-dessus de l'aile (coté **extrados**). En conséquence, en supposant le fluide parfait, le théorème de Bernoulli nous dit que la pression sera plus forte sous l'aile et plus faible au-dessus de l'aile comme le montre la figure 13.5.

Attention, on trouve parfois dans la littérature un argument faux : « comme le fluide qui passe de chaque coté de l'aile doit arriver en même temps au bord de fuite, le fluide sur l'extrados doit aller

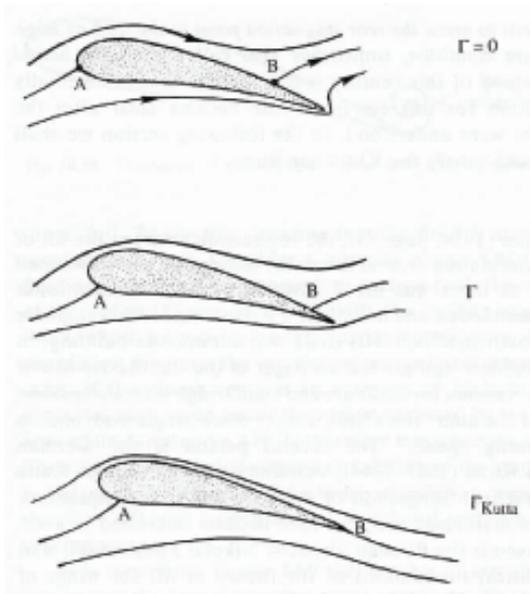


FIGURE 13.1 – Circulation Γ et condition de Kutta au bord de fuite d'une aile. D'après [30] p. 553.

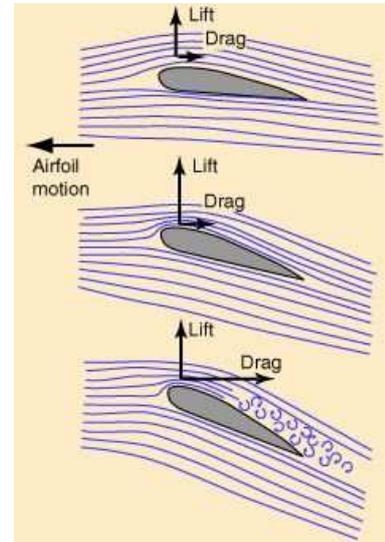


FIGURE 13.2 – Ecoulement à différentes incidences. Si l'incidence est trop grande (de l'ordre de 15°) l'aile décroche.

plus vite que sur l'extrados ». Il n'y a aucune raison pour que le fluide mette le même temps pour parcourir chaque côté de l'aile et d'ailleurs il ne le fait pas comme le montre la figure 13.3.

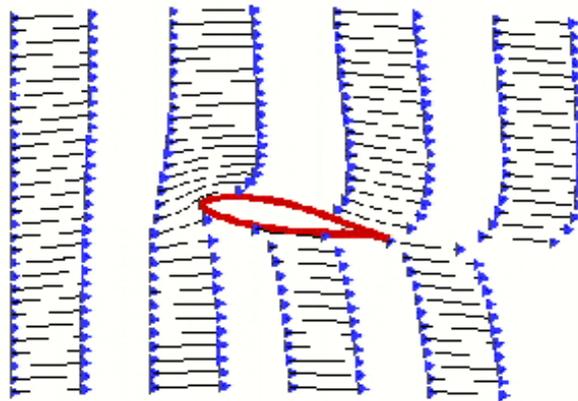


FIGURE 13.3 – Simulation de l'écoulement d'un fluide parfait autour d'une aile, montrant que le fluide va plus vite au-dessus de l'aile et que les 2 veines de fluides n'arrivent pas en même temps au bord de fuite.

Un calcul complet montre que pour un fluide parfait la portance \vec{L} par unité de longueur pour un écoulement supposé bidimensionnel est donné par la relation :

$$\vec{L} = \rho \vec{U}_\infty \wedge \vec{\Gamma},$$

où $\vec{\Gamma}$ est un vecteur dirigé dans le plan perpendiculaire à l'écoulement et d'intensité égale à la circulation Γ (voir paragraphe 14.6). Une démonstration simplifiée de ce résultat a déjà été présentée au paragraphe 5.5.2. Notons que pour un fluide parfait la traînée est exactement nulle (c'est le paradoxe

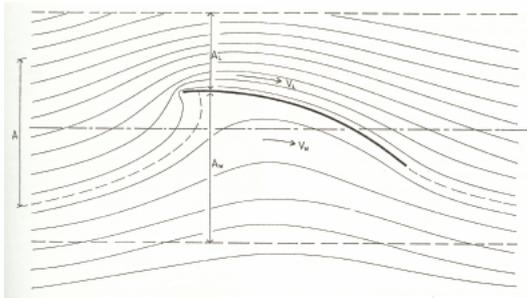


FIGURE 13.4 – Écoulement autour d'un profil mince. D'après [26] p. 43.

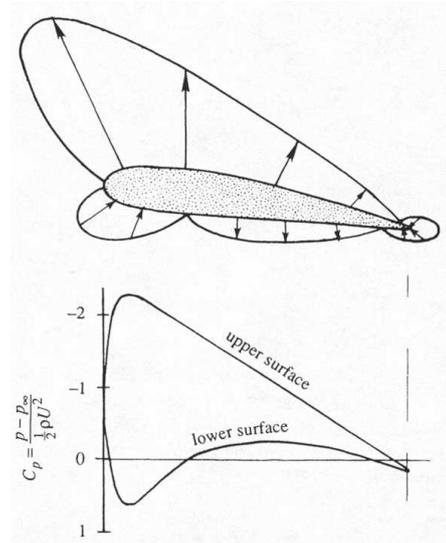


FIGURE 13.5 – Distribution de pression autour d'une aile. D'après [30] p. 552.

de d'Alembert, voir § 5.6 page 53). Ce n'est qu'à cause de l'existence de couches limites visqueuses que des forces de cisaillement s'exercent sur la surface de l'aile (traînée visqueuse) et que l'intégrale des forces de pression a une composante dans la direction de l'écoulement (traînée de forme et traînée induite). Toutefois la traînée est heureusement pour nos avions d'un ordre de grandeur plus faible que la portance.

Pour un écoulement à haut nombre de Reynolds, les couches limites sont minces, et les gradients de pression transverses à ces couches limites sont faibles. En conséquence le résultat pour la portance issu de l'hypothèse de fluide parfait reste correct au premier ordre pour des fluides réels si l'écoulement reste attaché à l'aile.

Voici à titre de comparaison l'écoulement autour d'un cylindre en rotation dans un fluide parfait (figure 13.6).

13.0.1 Etude du décollage

Un avion en vol horizontal à son poids équilibré par la portance. Cette portance suppose qu'il existe une certaine circulation autour de ses ailes. Mais la persistance de l'irrotationalité impose que cet avion en décollant laisse sur la piste un tourbillon de circulation contraire à celle localisée autour des ailes. Cette propriété est illustrée par la figure 13.7. On peut d'ailleurs en faire l'expérience avec un cuillère mise en mouvement rapidement dans un bol de café ou de chocolat.

- **Tourbillons de bout d'aile.** Comme nous avons vu qu'un tube de vorticit e ne peut s'arrêter au milieu de nulle part si le fluide est parfait, le vortex laissée sur la piste de d ecollage est en fait reliée à la circulation existant autour des ailes par deux *vortex de bout d'aile* qui sont visibles sur la figure 13.8. Ces deux vortex contrarotatifs sont la signature d'un fort écoulement descendant derri ere l'avion. Cet écoulement — appelée downwash en anglais — est une cons equence du principe d'action et r eaction. Si l'air exerce une force vers le haut sur l'avion, la portance, l'avion exerce sur l'air une force vers le bas. C'est pourquoi il est dangereux pour un petit avion de croiser le sillage d'un gros porteur, et c'est aussi pourquoi les oiseaux migrateurs pr ef ere voler en "V" afin de profiter du courant ascendant

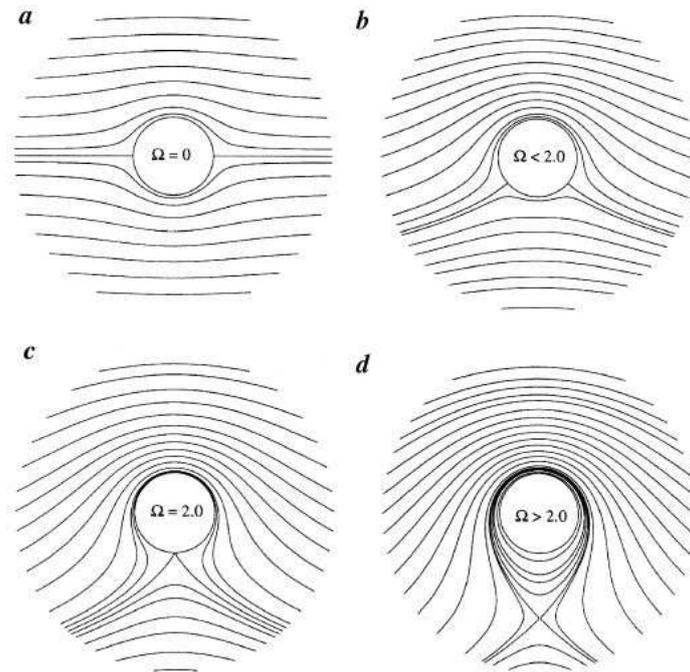


FIGURE 13.6 – Ecoulement irrotationnel d'un fluide parfait autour d'un cylindre en rotation une vitesse angulaire (a) nulle, (b) souscritique, (c) critique et (d) supercritique.

généralisé par un des vortex de bout d'aile de l'oiseau qui le précède !

- En vol horizontal, sur un avion de ligne son poids est équilibré par la portance dont la valeur est ajustée par le choix bon angle d'incidence des ailes dont le choix dépend de la vitesse de croisière. Les moteurs de l'avion dissipent alors une puissance égale au produit de la force de traînée par la vitesse de translation de l'avion.

- Un planeur par contre, sans courant d'air ascendant, ne peut pas voler en vol horizontal. Il doit compenser la traînée par une perte d'altitude. Son angle de descente est donné par $\tan \alpha = D/L$. Son angle minimum de descente correspond au maximum du rapport portance sur traînée. On appelle **finesse** le maximum de ce rapport : $f = L/D$. Le tableau 13.1 donne quelques valeurs typiques de finesse.

13.0.2 Utilisation de la polaire Eiffel

Pour améliorer les profils d'aile il est important de connaître la portance et la traînée pour tout les angles d'incidence, et aussi pour différents nombres de Reynolds (figure 13.9). Pour une plaque plane sous faible incidence (inférieure à 15°) on montre que $C_L = 2\pi \sin \alpha$ et que $C_D \approx 0$ (théorie de Kutta-Joukowski).

La polaire Eiffel est la courbe $L = f(D)$ où chaque point correspond à un angle d'incidence. Cette courbe permet de trouver facilement la finesse de l'aile.

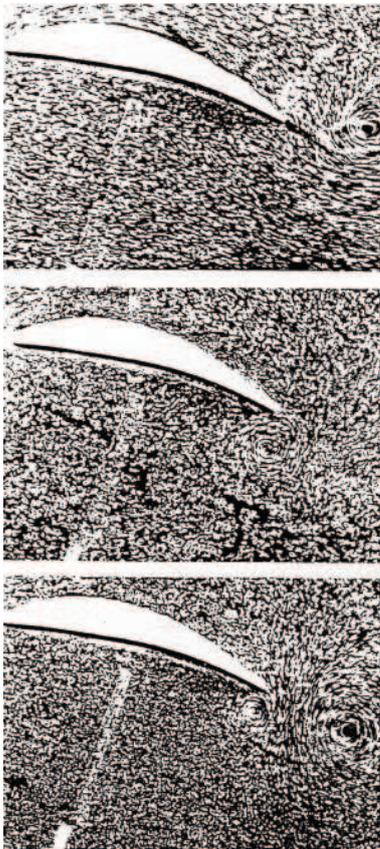


FIGURE 13.7 – Apparition de la portance par émission de vortex : (a) démarrage de l'aile et émission d'un tourbillon positif au niveau du bord de chute créant une circulation négative sur l'aile, (b) arrêt de l'aile qui relâche un tourbillon négatif, (c) deux tourbillons de sens contraires sont formés par le démarrage et l'arrêt de l'aile.



FIGURE 13.8 – Visualisation des vortex de bout d'aile.

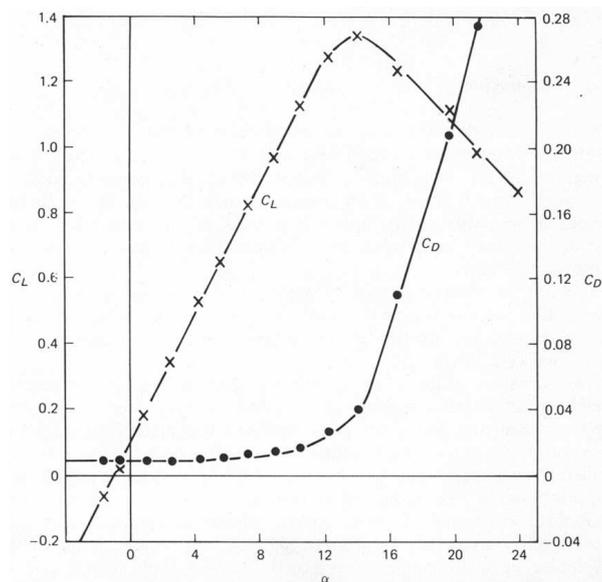


FIGURE 13.9 – Variation de la portance (\times) et de la trainée (\bullet) d'une aile en fonction de l'angle d'incidence. D'après [50] p. 154.

	finesse
Moineau	4
parapente	8
deltaplane	12
aigle	12
Boeing 747	15
Albatros	20
Planeur	< 60

TABLE 13.1 – Quelques valeurs de finesse.

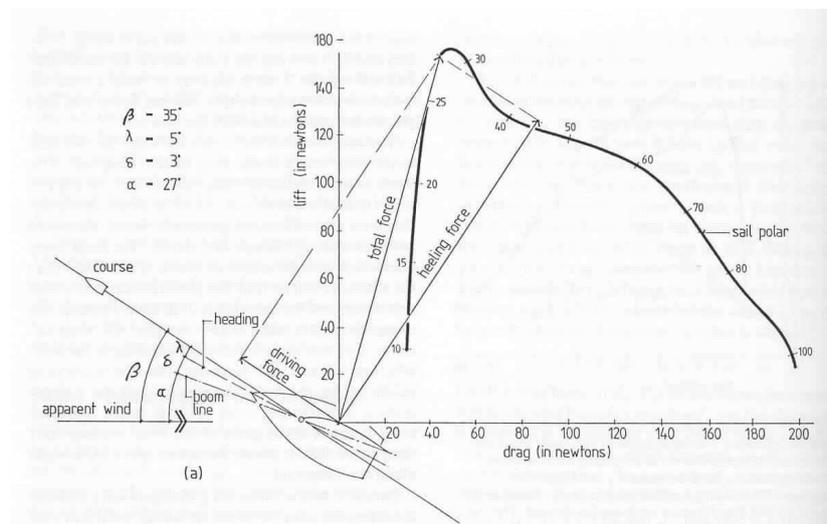


FIGURE 13.10 – Portance sur une grand-voile au près. D'après [26] p. 62.

13.0.3 Cas d'un voilier

Un voilier utilise aussi des forces de portance pour avancer contre le vent. Pour lui la portance ne sert pas à équilibrer le poids (la poussée d'Archimède s'en charge). Par contre il a deux sortes d'ailes : ses voiles et sa quille. Les premières subissant l'écoulement du vent apparent (vent relatif mesuré dans le référentiel du bateau) avec son intensité et sa direction. Sa quille ou sa dérive subit elle l'écoulement de l'eau lié à la vitesse du bateau et à son angle de dérive. L'équilibre des forces de portance et de traînée, mais aussi des couples de retournement appliqués par ces forces, font tout le plaisir et la subtilité de la voile ! Par exemple les bateaux modernes peuvent aller plus vite que le vent réel (mesuré par un bateau immobile) et ce dans toutes les directions !

Les figures suivantes illustrent deux cas classiques : la remontée au près (figure 13.10) et la descente au portant (figure 13.11).

Notons que pour un voilier, en plus de la traînée de friction visqueuse (lié à la surface mouillée), de la traînée de pression (lié à la forme de la coque), de la traînée induite (lié à l'angle de dérive de la

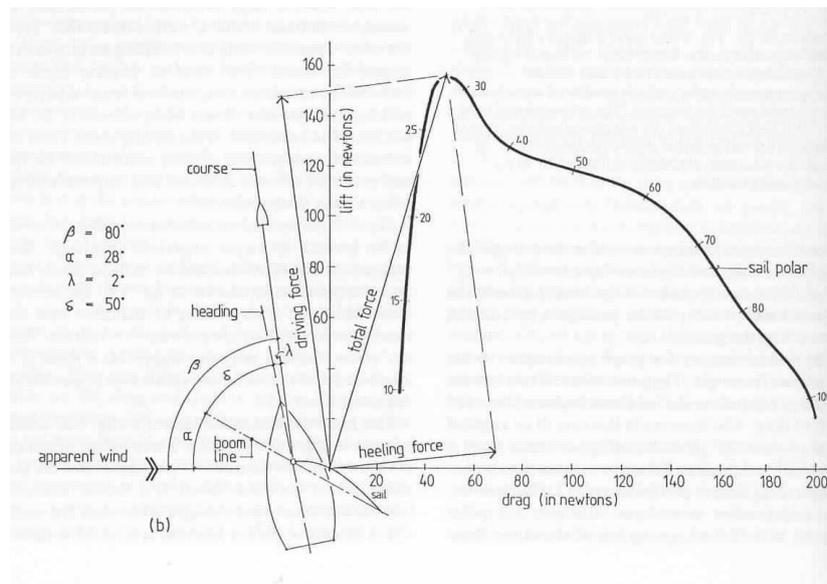


FIGURE 13.11 – Portance sur une grand-voile au large. D'après [26] p. 62.

coque) il faut ajouter la traînée de vague (énergie consommée dans la génération des vagues).

13.1 Nage et vol animal

De très nombreux animaux se déplacent à hauts nombres de Reynolds. Ils utilisent donc des forces de portance, soit sur des ailes, soit sur des nageoires, mais les écoulements sont souvent instationnaires (battement des ailes ou des nageoires).

13.1.1 Les oiseaux

Une analyse dimensionnelle pour les oiseaux, supposés à peu près homothétiques, montre que leur poids croît comme leur taille au cube ($\sim l^3$), la surface de leurs ailes comme l^2 . Comme à haut Reynolds la portance est proportionnelle à leur vitesse de vol au carré (U^2 car $C_D \approx C_{ste}$) et à la surface des ailes, on en déduit que le poids doit varier comme la vitesse de vol à la puissance 6. C'est ce que confirme la figure 13.12.

Une bonne référence sur les différents mécanismes du vol : vol plané, vol battu, vol stationnaire, accompagné de très belles photos, est le livre de Dalton [13].

13.1.2 Les poissons

Les poissons se déplacent en propulsant de l'eau vers l'arrière grâce à leurs nageoires latérales et caudale (figure 13.13). Comme les voiliers ils n'ont pas à lutter contre la gravité. Par contre les mouvements des nageoires sont instationnaires ce qui rend plus délicat leur étude, on ne sait pas encore très bien estimer les rendements de leurs mouvements. Un thon par exemple a un mouvement alterné de sa nageoire caudale qui émet des tourbillons de sens contraires correspondant à une **allée de von Kármán**. Toutefois ces tourbillons ont un sens opposé à celui qu'ils auraient si le poisson, immobile ou mort, était tiré dans de l'eau au repos. En propulsion normale, un flux d'eau est dirigé

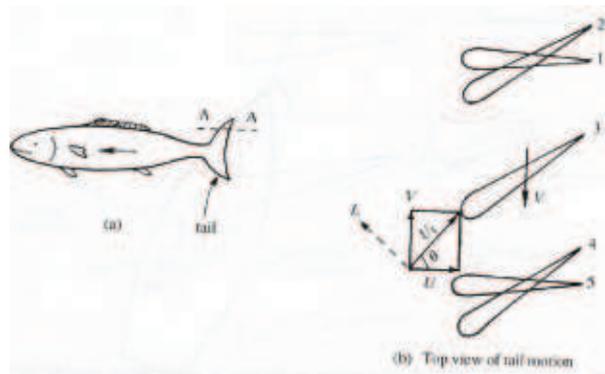


FIGURE 13.13 – Etude de la portance sur une nageoire de poisson. D'après [30] p. 573.

vers l'arrière, ce qui par conservation de la quantité de mouvement totale, pousse le poisson vers l'avant. On pourra par exemple regarder le film du robotuna du MIT (<https://www.youtube.com/watch?v=ldWfTb8abHk>).

Une référence récente sur l'analyse dimensionnelle des poissons [27], et une plus ancienne sur la nage des microorganismes [47].

Chapitre 14

Écoulements potentiels et potentiel complexe des vitesses

Marc Rabaud, version du 13 mars 2016

Sommaire

14.1 Potentiel scalaire des vitesses Φ	169
14.2 Fonction de courant Ψ	170
14.3 Les fonctions Ψ et Φ de quelques écoulements simples	170
14.4 Potentiel complexe des vitesses $f(z) = \Phi + i\Psi$	171
14.5 Vitesse complexe $w(z) = df/dz$	172
14.6 Circulation complexe $C(z)$	172
14.7 Force complexe $\tilde{F}(z)$	173
14.8 Moment d'une force \vec{M}	174
14.9 La transformation conforme	174
14.9.1 La transformation de Joukowski	175
14.9.2 La transformation de Schwarz-Christoffel	175
14.9.3 Théorème de Kelvin	176

Un écoulement irrotationnel ou potentiel est tel que $\vec{\text{rot}} \vec{v} = 0$. Il ne présente pas de vorticité. Un tel écoulement d'un fluide incompressible doit alors satisfaire l'équation d'Euler et donc correspond à la limite des fluides parfaits. En effet le terme dissipatif dans l'équation de Navier-Stokes $\nu \vec{\nabla}^2(\vec{v})$ est nul :

$$\vec{\nabla}^2(\vec{v}) = \vec{\nabla}(\text{div } \vec{v}) - \vec{\text{rot}}(\vec{\text{rot}} \vec{v}) = 0,$$

car $\text{div } \vec{v} = 0$ et $\vec{\text{rot}} \vec{v} = 0$.

De plus on peut montrer que l'écoulement potentiel est, de tous les écoulements ayant même conditions aux limites, celui qui minimise l'énergie cinétique (théorème de Kelvin, voir [38] p. 21).

14.1 Potentiel scalaire des vitesses Φ

Pour un écoulement irrotationnel $\vec{\omega} = \vec{\text{rot}} \vec{v} = \vec{0}$, donc le champ de vitesse dérive d'un potentiel : $\vec{v} = \vec{\nabla} \Phi$. Le tableau 14.1 donne l'expression du gradient dans 3 systèmes de coordonnées.

Si l'écoulement est incompressible, $\text{div } \vec{v} = \text{div}(\vec{\nabla} \Phi) = \Delta \Phi = 0$, et donc Φ satisfait l'équation de Laplace. La condition de vitesse normale nulle à la paroi (i.e. $v_z = 0$) impose que $\partial \Phi / \partial z = 0$ c'est-à-dire que les surfaces $\Phi = Cste$ soient perpendiculaires à la paroi.

Système de coordonnées	$\vec{v} = \vec{\nabla} \Phi$
Coordonnées cartésiennes	$v_x = \frac{\partial \Phi}{\partial x}, v_y = \frac{\partial \Phi}{\partial y}$ et $v_z = \frac{\partial \Phi}{\partial z}$
Coordonnées cylindriques	$v_r = \frac{\partial \Phi}{\partial r}, v_\theta = \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta}$ et $v_z = \frac{\partial \Phi}{\partial z}$
Coordonnées sphériques	$v_r = \frac{\partial \Phi}{\partial r}, v_\theta = \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta}$ et $v_\varphi = \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi}$

TABLE 14.1 – Relation entre les composantes de la vitesse et le potentiel scalaire des vitesses Φ dans les trois systèmes de coordonnées classiques.

14.2 Fonction de courant Ψ

Pour un écoulement incompressible, la conservation de la masse se réduit à $\text{div } \vec{v} = 0$. Le vecteur \vec{v} dérive donc d'un potentiel vecteur \vec{A} par la relation $\vec{v} = \text{rot } \vec{A}$. On peut choisir la jauge, et l'on prendra : $\text{div } \vec{A} = 0$. Dans le cas où l'écoulement n'a que deux composantes et ne dépend que de deux variables d'espace (écoulement 2D2C) le vecteur \vec{A} a une direction définie et l'on peut faire apparaître un scalaire qui est constant sur chaque ligne de courant. C'est la fonction de courant Ψ . Le tableau 14.2 donne l'expression du gradient dans 3 systèmes de coordonnées.

La condition de vitesse normale nulle à la paroi (i.e. $v_z = 0$) impose que $\partial \Psi / \partial x = 0$ c'est-à-dire que les parois sont des surfaces de courant $\Psi = Cste$.

Les deux réseaux de courbes $\Phi = Cste$ et $\Psi = Cste$ sont orthogonaux en tout point.

Pour trouver la forme de la fonction de courant de Stokes en coordonnées cylindriques il faut transformer Ψ en $-\frac{\Psi}{r}$. En coordonnée sphérique r devient $r \sin \theta$ et l'on trouve donc $\frac{\Psi}{r \sin \theta}$. Pour vérifier que ces fonctions de Stokes ainsi définies sont bien caractéristiques des lignes de courant il suffit de vérifier (dans chaque système de coordonnées) que Ψ est constant sur la ligne de courant, c'est-à-dire que $\vec{v} \cdot \vec{\nabla}(\Psi) = 0$.

Si l'écoulement est plan (2D2C), $\vec{v} = \text{rot}(\Psi \vec{k})$ et Ψ satisfait l'équation de Laplace $\Delta \Psi = 0$, en effet $(\Delta \Psi) \vec{k} = \vec{\nabla}^2(\Psi \vec{k}) = \vec{\nabla}(\text{div } \Psi \vec{k}) - \text{rot}(\text{rot } \Psi \vec{k}) = 0$ à condition de choisir la jauge de Ψ telle que $\text{div } \Psi \vec{k} = 0$ soit $\partial \Psi / \partial z = 0$. On peut donc très bien avoir à la fois Φ et Ψ qui satisfont l'équation de Laplace.

14.3 Les fonctions Ψ et Φ de quelques écoulements simples

La table 14.3 donne les fonctions de courant et les potentiels de vitesse de quelques écoulements simples.

Système de coordonnées	vitesse et fonction de courant
Écoulements 2D2C plans <i>Invariant selon Oz</i>	$\vec{v} = \overrightarrow{\text{rot}}(\Psi \vec{k})$
Coordonnées cartésiennes	$v_x = \frac{\partial \Psi}{\partial y}$ et $v_y = -\frac{\partial \Psi}{\partial x}$
Coordonnées polaires planes	$v_r = \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial \theta}$ et $v_\theta = -\frac{\partial \Psi}{\partial r}$
Écoulements 2D2C axisymétriques	Ψ , fonctions de courant de Stokes
<i>Invariant en θ et $u_\theta = 0$</i>	
Coordonnées cylindriques : $\vec{v} = \overrightarrow{\text{rot}}(-\frac{\Psi}{r} \vec{e}_\theta)$	$v_r = \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial z}$ et $v_z = -\frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial r}$
<i>Invariant en φ et $u_\varphi = 0$</i>	
Coordonnées sphériques : $\vec{v} = \overrightarrow{\text{rot}}(\frac{\Psi}{r \sin \theta} \vec{e}_\varphi)$	$v_r = \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial \Psi}{\partial \theta}$ et $v_\theta = -\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \Psi}{\partial r}$

TABLE 14.2 – Relation entre les composantes de la vitesse et la fonction de courant Ψ dans les trois systèmes de coordonnées classiques.

Les figures 14.1 et 14.2 montrent l'écoulement potentiel autour d'un cylindre ne tournant pas. Les lignes $\Psi = Cste$ et $\Phi = Cste$ forment deux familles de courbes orthogonales en tout point.

14.4 Potentiel complexe des vitesses $f(z) = \Phi + i\Psi$

Dans le cas d'un écoulement plan 2D2C, un point du plan peut être représenté dans le plan complexe par $z = x + iy$. On définit alors le potentiel complexe

$$f(z) = \Phi(x, y) + i\Psi(x, y).$$

Cette fonction est une fonction **analytique** (holomorphe pour les mathématiciens), c'est-à-dire qu'elle est dérivable par rapport à la variable z en tout point (différentiable complexe). Elle peut toutefois ne pas être analytique en quelques points de singularité ou le long de lignes. Les mathématiciens parlent alors de fonctions méromorphes. C'est le cas par exemple de la fonction $\log(z)$ en $z = 0$. Les intégrales se calculent alors par la méthode des *résidus*.

Pour qu'une fonction soit analytique, ses dérivées doivent satisfaire les conditions de Cauchy-Riemann. Pour $f(z) = \Phi(x, y) + i\Psi(x, y)$ ces relations sont bien satisfaites, en effet :

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x} = \frac{\partial \Psi}{\partial y} = u_x \quad (14.1)$$

$$\frac{\partial \Psi}{\partial x} = -\frac{\partial \Phi}{\partial y} = -u_y \quad (14.2)$$

Il est facile de voir que la fonction $f(z)$ vérifie l'équation de Laplace : $\Delta f = \Delta \Phi + i\Delta \Psi = 0$.

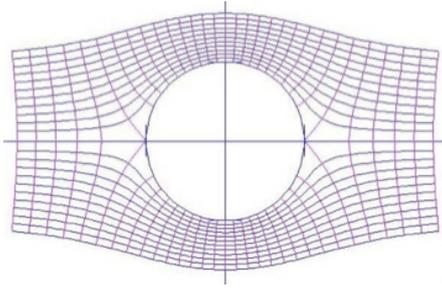


FIGURE 14.1 – Ecoulement potentiel autour d'un cylindre. Les lignes de courant sont données par $\Psi = Ur \sin \theta \left(1 - \frac{R^2}{r^2}\right)$ et les isopotentiels (perpendiculaires au cylindre) par $\Phi = Ur \cos \theta \left(1 + \frac{R^2}{r^2}\right)$.

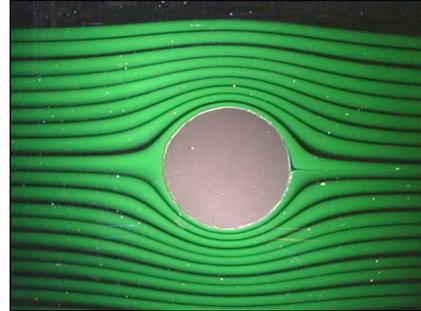


FIGURE 14.2 – Lignes de courant autour d'un cylindre visualisées dans une cellule de Hele-Shaw.

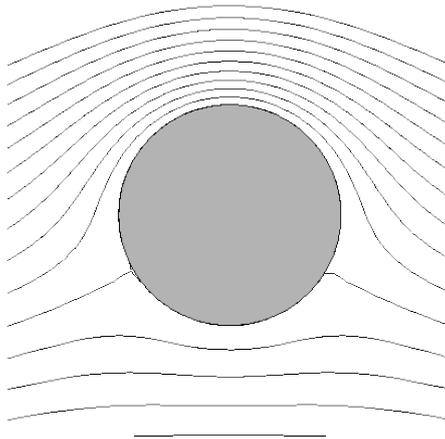


FIGURE 14.3 – Lignes de courant calculées autour d'un cylindre en rotation dans le sens horaire (pour un écoulement de gauche à droite).



FIGURE 14.4 – Lignes de courant autour d'un solide de Rankine (écoulement uniforme plus une source ponctuelle de fluide) visualisées dans une cellule de Hele-Shaw.

14.5 Vitesse complexe $w(z) = df/dz$

On définit la fonction *vitesse complexe* par $w(z) = \frac{df}{dz} = \frac{\partial \Phi}{\partial x} + i \frac{\partial \Psi}{\partial x} = u_x - i u_y$.

En coordonnées polaires planes, on peut écrire $z = r \exp(i\theta)$. On a donc $\frac{\partial f}{\partial r} = \exp i\theta \frac{df}{dz}$ et $\frac{\partial f}{\partial \theta} = i r \exp i\theta \frac{df}{dz}$, soit :

$$w(z) = \frac{df}{dz} = \exp(-i\theta) \left(\frac{\partial \Phi}{\partial r} + i \frac{\partial \Psi}{\partial r} \right) = (u_r - i u_\theta) \exp(-i\theta).$$

14.6 Circulation complexe $C(z)$

On définit $C(z) = \oint_C w(z) dz = \oint_C df$. Cette circulation est nulle si f ne présente pas de singularité à l'intérieur du contour (ni source ni vortex ponctuel).

Écoulement	Potentiel Φ des vitesses	Fonction de courant Ψ
Écoulement uniforme selon Ox en 2D cartésiennes	$\Phi = Ux$	$\Psi = Uy$
Écoulement uniforme selon Ox en cylindriques	$\Phi = Ur \cos \theta$	$\Psi = Ur \sin \theta$
Écoulement uniforme selon Oz en cylindriques	$\Phi = Uz$	$\Psi = -\frac{1}{2}Ur^2$
Écoulement uniforme selon Oz en sphériques	$\Phi = Ur \cos \theta$	$\Psi = \frac{1}{2}Ur^2 \sin^2 \theta$
Vortex ponctuel en cylindriques	$\Phi = \frac{\Gamma}{2\pi} \theta$	$\Psi = -\frac{\Gamma}{2\pi} \ln \left(\frac{r}{r_0} \right)$
Source en cylindriques	$\Phi = \frac{Q}{2\pi} \ln \left(\frac{r}{r_0} \right)$	$\Psi = \frac{Q}{2\pi} \theta$
Source en sphériques	$\Phi = -\frac{Q}{4\pi r}$	$\Psi = -\frac{Q}{4\pi} \cos \theta$
Dipôle en cylindrique $\vec{p} = Q\vec{d}$	$\Phi = -\frac{\vec{p} \cdot \vec{r}}{2\pi r^2}$	$\Psi = \frac{p}{2\pi} \frac{\sin \theta}{r}$
Dipôle en sphérique	$\Phi = -\frac{\vec{p} \cdot \vec{r}}{4\pi r^3}$	$\Psi = \frac{p}{4\pi} \frac{\sin^2 \theta}{r}$
Écoulement autour d'un cylindre	$\Phi = Ur \cos \theta \left(1 + \frac{R^2}{r^2} \right)$	$\Psi = Ur \sin \theta \left(1 - \frac{R^2}{r^2} \right)$
Écoulement autour d'une sphère	$\Phi = Ur \cos \theta \left(1 + \frac{R^3}{2r^3} \right)$	$\Psi = \frac{U}{2} \sin^2 \theta \left(r^2 - \frac{R^3}{r} \right)$
Dièdre d'angle $\alpha = \frac{\pi}{m+1}$	$\Phi = Cr^{m+1} \cos(m+1)\theta$	$\Psi = Cr^m \sin(m+1)\theta$

TABLE 14.3 – Quelques fonctions de courant et potentiels de vitesse d'écoulements simples.

En calculant df sur un contour fermé en introduisant la normale locale \vec{n} et le vecteur déplacement \vec{dl} , on trouve $df = (v_x - iv_y)(dx + idy) = \vec{v} \cdot \vec{dl} + i\vec{v} \cdot \vec{n} dl$ et l'on trouve donc :

$$C(z) = \Gamma + iQ$$

où Γ est la circulation et Q le débit sortant.

14.7 Force complexe $\tilde{F}(z)$

On peut calculer la force sur un obstacle en introduisant la fonction $\tilde{F}(z) = F_x - iF_y$. On trouve alors le théorème de Blasius :

$$\tilde{F}(z) = i \frac{\rho}{2} \oint_C w^2(z) dz.$$

Le fluide étant parfait, les seules forces de surface sont les forces de pression $-p \vec{ds}$. On a donc $\tilde{F}(z) = -i \oint_C p(dy - idx)$. Comme l'écoulement est irrotationnel, le théorème de Bernoulli s'écrit $p + \frac{1}{2}\rho(v_x^2 + v_y^2) = Cste$. L'intégrale sur un contour fermé de la constante est nulle, il reste donc :

$$\tilde{F}(z) = i \oint_C \frac{1}{2} \rho (v_x^2 + v_y^2) (dy - idx).$$

On trouve pour un écoulement uniforme à l'infini \vec{U} sur un obstacle d'envergure infini (cylindre, aile d'avion par exemple) $\vec{F} = \rho \vec{U} \wedge \vec{\Gamma}$, où $\vec{\Gamma}$ est un vecteur orienté perpendiculairement au plan, et de module égal à la circulation de la vitesse autour de l'obstacle.

Ecoulement 2D2C plan	Potentiel complexe des vitesses $f(z)$
Ecoulement uniforme (U complexe)	$f(z) = Uz$
Vortex ponctuel	$f(z) = -i\frac{\Gamma}{2\pi} \ln(z)$
Source	$f(z) = \frac{Q}{2\pi} \ln(z)$
Dipôle	$f(z) = -\frac{p}{2\pi z}$
Dièdre d'angle $\alpha = \frac{\pi}{m+1}$	$f(z) = Cz^{m+1}$

TABLE 14.4 – Quelques potentiels complexes d'écoulements simples.

14.8 Moment d'une force \vec{M}

On trouve de même le moment des forces par rapport à l'axe Oz par la relation

$$M = \frac{1}{2}\rho\Re\left(\oint_C w^2(z)zdz\right),$$

où \Re désigne la partie réelle d'un nombre complexe.

14.9 La transformation conforme

Pour un petit rappel sur le calcul des intégrales par les résidus, voir https://fr.wikipedia.org/wiki/Theoreme_des_residus.

Une fonction analytique $Z = g(z)$ transforme tout point du plan complexe $z = x + iy$ en un point du plan complexe Z d'affixe $Z = X + iY = g(z)$. Cette transformation conserve les angles (d'où le nom de transformation conforme) sauf en quelques points singuliers où $dZ/dz = g' = 0$. La transformation ne conserve pas les longueurs.

En effet soit un point z_0 et son image $Z_0 = g(z_0)$. On a $dZ = g'(z_0)dz$ et donc, sauf si $|g'(z_0)| = 1$ la transformation ne conserve pas les longueurs. Par contre l'angle entre deux éléments dZ_2 et dZ_1 s'écrit $\arg(dZ_2) - \arg(dZ_1) = \arg(dZ_2/dZ_1) = \arg(dz_2/dz_1)$ si $g'(z_0) \neq 0$, il est donc égal à l'angle dans le plan antécédent entre dz_2 et dz_1 .

Si $f(z)$ caractérise un écoulement dans le plan complexe $z = x + iy$ autour d'un obstacle, la fonction $F(Z) = f \circ g^{-1}(Z)$ décrit un écoulement dans le plan complexe $Z = X + iY = g(z)$ dont les caractéristiques (parois, Φ , Ψ) sont les images des caractéristiques de l'écoulement dans le plan z . C'est-à-dire que l'on a pour les potentiels complexes des vitesses : $F(Z) = f(z)$. Soit encore $F \circ g(z) = f(z)$ ou $f(z) = f \circ g^{-1}(Z)$.

Les familles de courbes (Φ, Ψ) , équipotentielles et lignes de courant d'un premier écoulement dans le plan z , sont transformées dans le plan Z en des lignes équipotentielles et des lignes de courant de l'écoulement transformé dans le plan Z .

Applications :

- Montrer que la circulation complexe est conservée par transformation conforme.
- Montrer que la transformation $Z = z^2$ transforme le premier quadrant dans z en le demi-plan supérieur dans Z . En déduire l'écoulement dans un coin.

On peut enchaîner les transformations conformes pour écrire les solutions potentielles dans des géométries de plus en plus complexes. Voici quelques exemples de transformation conforme.

14.9.1 La transformation de Joukowski

C'est la transformation $Z \rightarrow z = Z + a^2/Z$ avec $a \in \mathfrak{R}$. Un bel exemple animé de cette transformation de Joukowski peut être consulté sur le site : http://www.diam.unige.it/~irro/java/conformi1_0.html (voir figure 14.5).

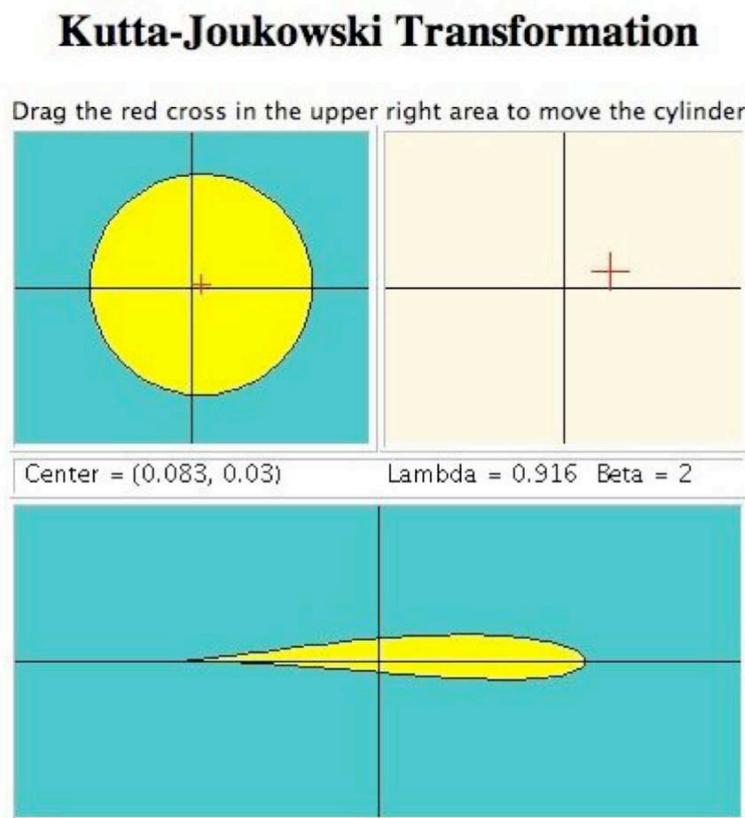


FIGURE 14.5 – Exemple de transformation d'un cercle excentré par la transformation de Joukowski.

14.9.2 La transformation de Schwarz-Christoffel

Cette transformation conforme transforme l'intérieur d'un polygone dans le plan z en le demi-plan supérieur ($\Im(Z) > 0$). Elle est définie par

$$\frac{dZ}{dz} = K(Z - a)^{1-\alpha/\pi}(Z - b)^{1-\beta/\pi}(Z - c)^{1-\gamma/\pi} \dots$$

où K est une constante complexe, a, b, c, \dots les points de l'axe réel images des sommets du polygone et $(\alpha, \beta, \gamma, \dots)$ les angles intérieurs au polygone (figure 14.6).

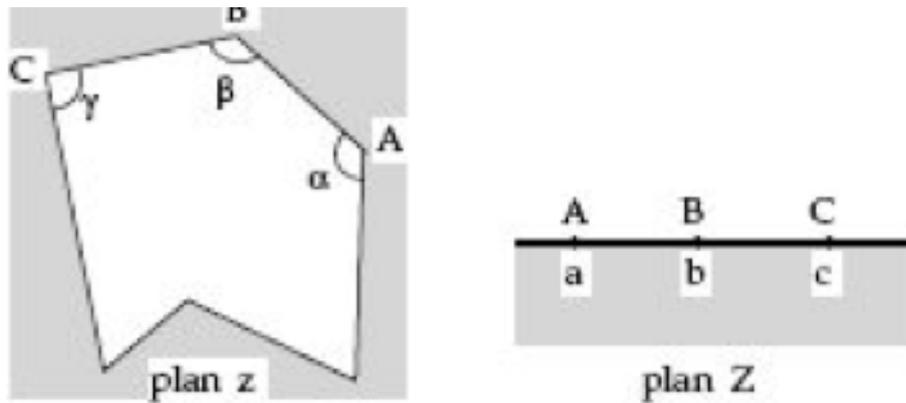


FIGURE 14.6 – Transformation de Schwarz-Christoffel.

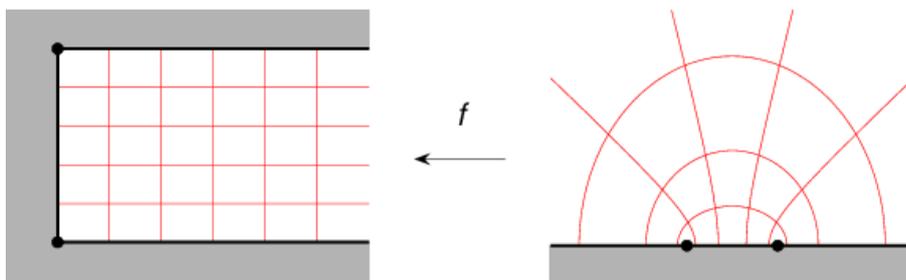


FIGURE 14.7 – Transformation conforme transformant une cavité en "U" en un demi-plan.

La figure 14.8 montre l'écoulement potentiel dans un coin obtenu par la transformation de Schwarz-Christoffel. La figure 14.7 montre elle la transformation conforme qui transforme une demi-bande en un demi-plan.

14.9.3 Théorème de Kelvin

On peut montrer (e.g. Ref. [38] p. 212) que l'écoulement potentiel est, de tous les écoulements incompressibles ayant les mêmes conditions aux limites, celui qui minimise l'énergie cinétique.

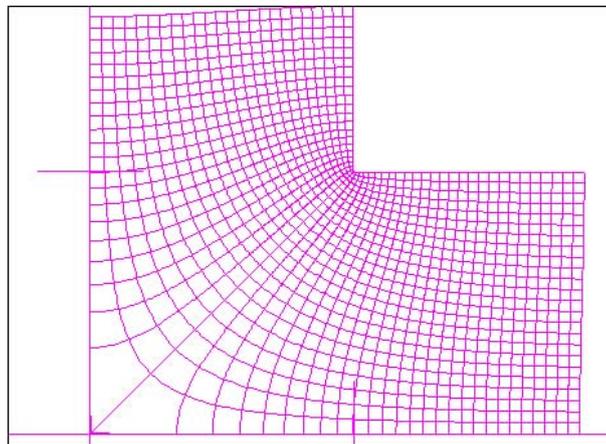


FIGURE 14.8 – Ecoulement potentiel dans un virage à angle droit.

Chapitre 15

Les fluides en rotation

Marc Rabaud, version du 18 mars 2016

Sommaire

15.1 Changement de référentiel	180
15.2 Equation de Navier-Stokes dans un référentiel tournant	180
15.3 Equation de la vorticité dans un référentiel tournant	181
15.4 Nombre de Rossby et nombre d'Ekman	181
15.5 Ecoulements géostrophiques	182
15.5.1 Théorème de Taylor-Proudman	184
15.5.2 Les colonnes de Taylor	184
15.6 Couches limites et recirculations	184
15.6.1 Couche d'Ekman	184
15.6.2 Ecoulement de Kármán au-dessus d'un disque tournant infini	186
15.6.3 Mise en rotation (spin-up) et arrêt de la rotation (spin-down)	186
15.6.4 Couche de Stewartson	188
15.6.5 Ecoulement secondaire dans les méandres d'une rivière	188
15.6.6 Recirculation de Dean	189
15.6.7 Vorticité potentielle dans les fluides en rotation. Théorème d'Ertel (1942)	189
15.7 Ondes inertielles	189
15.7.1 Etude qualitative	189
15.7.2 Cas d'une onde plane	189
15.7.3 Ondes inertielles axisymétriques (d'après Batchelor [4] p. 559)	190
15.7.4 Ondes de Rossby entre deux plans non parallèles (d'après Tritton [50] p. 232)	192

On se retrouve souvent avec des mouvements de fluide lents vis-à-vis d'une rotation d'ensemble par exemple pour les écoulements atmosphériques, océaniques ou certains écoulements industriels. Il est alors commode d'écrire l'équation du mouvement dans le référentiel tournant (non galiléen) à la vitesse angulaire $\tilde{\Omega}$. Nous allons étudier quelques conséquences de cette formulation.

15.1 Changement de référentiel

Soit un vecteur \vec{A} . En prenant par exemple un système de coordonnées cylindriques composé d'une origine O supposé fixe (sans translation) et de vecteurs de base liés au référentiel tournant (référentiel relatif) on a : $\vec{A} = A_r \vec{e}_r + A_\theta \vec{e}_\theta + A_z \vec{e}_z$.

En dérivant par rapport au temps ce vecteur dans le référentiel absolu on obtient, à cause des vecteurs tournants :

$$\left(\frac{d\vec{A}}{dt} \right)_a = \left(\frac{d\vec{A}}{dt} \right)_r + \vec{\Omega} \wedge \vec{A} \quad (15.1)$$

Applications :

— Si $\vec{A} = \overrightarrow{OM} = \vec{r}$, c'est le vecteur position d'un point M . La relation 15.1 nous donne la relation entre vitesse absolue et vitesse relative :

$$\vec{v}_a = \vec{v}_r + \vec{\Omega} \wedge \vec{r} \quad (15.2)$$

— Si $\vec{A} = \vec{v}_a$ on obtient l'accélération absolue : $\vec{a}_a = \left(\frac{d}{dt} (\vec{v}_r + \vec{\Omega} \wedge \vec{r}) \right)_r + \vec{\Omega} \wedge (\vec{v}_r + \vec{\Omega} \wedge \vec{r})$.
Soit :

$$\vec{a}_a = \vec{a}_r + 2\vec{\Omega} \wedge \vec{v}_r + \vec{\Omega} \wedge (\vec{\Omega} \wedge \vec{r}) + \frac{d\vec{\Omega}}{dt} \wedge \vec{r} \quad (15.3)$$

Le terme $2\vec{\Omega} \wedge \vec{v}_r$ est l'accélération de Coriolis, le terme $\vec{\Omega} \wedge (\vec{\Omega} \wedge \vec{r}) = -\Omega^2 r_\perp \vec{e}_r$ est le terme d'accélération centripète ($\vec{r} = r_\perp \vec{e}_r + z \vec{e}_z$ où r_\perp est la distance de M à l'axe de rotation) et le dernier terme, qui est nul pour un référentiel relatif tournant à vitesse angulaire constante, porte le nom d'accélération de libration.

15.2 Equation de Navier-Stokes dans un référentiel tournant

Appliquons ces relations pour exprimer l'équation de Navier-Stokes dans un référentiel tournant à vitesse angulaire constante ($\frac{d\vec{\Omega}}{dt} = 0$) :

$$\left(\frac{D\vec{v}_a}{Dt} \right)_a = \vec{a}_a = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p + \vec{g} + \nu \vec{\nabla}^2 \vec{v}_a$$

soit en utilisant la relation 15.3

$$\left(\frac{D\vec{v}_r}{Dt} \right)_r = \vec{a}_r = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla}(p) + \vec{g} + \nu \vec{\nabla}^2 (\vec{v}_r + \vec{\Omega} \wedge \vec{r}) - 2\vec{\Omega} \wedge \vec{v}_r - \vec{\Omega} \wedge (\vec{\Omega} \wedge \vec{r}).$$

Or $\vec{\nabla}^2 (\vec{\Omega} \wedge \vec{r}) = 0$ donc dans un référentiel tournant, en omettant dorénavant l'indice r :

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla}(p) + \vec{g} - 2\vec{\Omega} \wedge \vec{v} - \vec{\Omega} \wedge (\vec{\Omega} \wedge \vec{r}) + \nu \vec{\nabla}^2 (\vec{v}).$$

Or $-\vec{\Omega} \wedge (\vec{\Omega} \wedge \vec{r}) = \frac{1}{2} \vec{\nabla} (\vec{\Omega} \wedge \vec{r})^2$ (voir formulaire du gradient d'un produit scalaire Chap. 20 page 245). On voit donc que la force centrifuge dérive d'un potentiel. Si les forces de volume dérivent aussi d'un potentiel ($\vec{g} = -\vec{\nabla}(\Phi)$) et si $\rho = \text{Cste}$, on peut introduire une quantité $p' = p + \rho\Phi - \frac{\rho}{2} (\vec{\Omega} \wedge \vec{r})^2$ homogène à une pression telle que :

$$\boxed{\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla}(p') - 2\vec{\Omega} \wedge \vec{v} + \nu \vec{\nabla}^2(\vec{v})}. \quad (15.4)$$

C'est l'équation de Navier-Stokes exprimée dans un référentiel tournant. Le seul terme nouveau est l'accélération de Coriolis, $-2\vec{\Omega} \wedge \vec{v}$ qui est à angle droit de \vec{v} . Cette force n'existe que s'il y a mouvement relatif dans le référentiel tournant et elle est dirigée « à droite » du vecteur vitesse si $\Omega > 0$ (cas de l'hémisphère Nord sur Terre). Cette force est indépendante de la distance à l'axe de rotation contrairement à la force centrifuge. La force centrifuge a disparu dans le nouveau terme de pression, en réalité il se construit un gradient de pression p , centripète, qui compense la force centrifuge. C'est exactement comme en hydrostatique où un gradient de pression vertical compense la force de gravité pour un fluide isodensité (voir chapitre sur l'hydrostatique ?? page ??).

Exercices :

1. Ecrire l'équation de Navier-Stokes pour un fluide de densité variable dans un référentiel tournant.
2. Ecrire l'équation de Navier-Stokes pour un fluide isodensité dans un référentiel en mouvement rectiligne en accélération.

15.3 Equation de la vorticité dans un référentiel tournant

Si nous prenons le rotationnel de l'équation 15.4 il vient ;

$$\frac{\partial \vec{\omega}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{\omega} = (\vec{\omega} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} + \nu \vec{\nabla}^2(\vec{\omega}) - 2 \text{rot}(\vec{\Omega} \wedge \vec{v}).$$

(Le calcul est identique à la démonstration de l'équation d'Helmholtz (Eq. 12.1 page 152)).

Mais $\text{rot}(\vec{\Omega} \wedge \vec{v}) = \vec{\Omega} \text{div}(\vec{v}) - (\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}$ et $\text{div}(\vec{v}) = 0$ pour un fluide incompressible. Donc finalement :

$$\boxed{\frac{\partial \vec{\omega}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{\omega} = [(\vec{\omega} + 2\vec{\Omega}) \cdot \vec{\nabla}] \vec{v} + \nu \vec{\nabla}^2(\vec{\omega})}. \quad (15.5)$$

On retrouve une équation similaire à l'équation de la vorticité dans un référentiel galiléen (Eq. 12.1 page 152) sauf que le terme de vorticité relative $\vec{\omega}$ est remplacé par la vorticité absolue $\vec{\omega} + 2\vec{\Omega}$ dans le premier terme du membre de droite. Ce terme correspond à la vorticité totale, somme de la vorticité relative et de la vorticité du référentiel en rotation solide $2\vec{\Omega}$. La dynamique de la vorticité relative, en particulier les comportements d'étirement et de rotation des tubes de vorticité, est donc gouvernée par cette vorticité totale. En conséquence, dans un référentiel en rotation il existe une brisure de symétrie : un **cyclone** (tourbillon tournant dans le même sens que le référentiel en rotation) n'a pas la même dynamique qu'un **anticyclone** (qui tourne dans le sens contraire).

15.4 Nombre de Rossby et nombre d'Ekman

Reprenons l'équation 15.4 et estimons les ordres de grandeurs des différents termes :

- (1) le terme non linéaire : $ODG[(\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}] = U^2/L$
- (2) le terme dissipatif : $ODG[\nu \vec{\nabla}^2(\vec{v})] = \nu U/L^2$ et

— (3) le terme de Coriolis : $ODG[\vec{\Omega} \wedge \vec{v}] = \Omega U$.

Comme d'habitude le nombre de Reynolds s'écrit :

$$Re = \frac{(1)}{(2)} = \frac{\text{terme inertiel}}{\text{terme visqueux}} = \frac{UL}{\nu} = \frac{\text{temps visqueux } (L^2/\nu)}{\text{temps d'advection } (L/U)},$$

Mais l'on peut maintenant définir deux nouveaux nombres sans dimensions :

— Le nombre d'Ekman (océanographe suédois, 1905) qui compare le terme visqueux au terme de Coriolis :

$$Ek = \frac{(2)}{(3)} = \frac{\text{terme visqueux}}{\text{terme de Coriolis}} = \frac{\nu U/L^2}{\Omega U} = \frac{\text{temps de la rotation } (1/\Omega)}{\text{temps diffusion visqueuse } (L^2/\nu)}.$$

Soit

$$\boxed{Ek = \frac{\nu}{\Omega L^2}}. \quad (15.6)$$

— Le nombre de Rossby (météorologue suédois) qui compare le terme inertiel au terme de Coriolis :

$$Ro = \frac{(1)}{(3)} = \frac{\text{terme inertiel}}{\text{terme de Coriolis}} = \frac{U^2/L}{\Omega U} = \frac{\text{temps de la rotation } (1/\Omega)}{\text{temps d'advection } (L/U)}.$$

Soit

$$\boxed{Ro = \frac{U}{\Omega L}}. \quad (15.7)$$

La rotation du référentiel dominera la dynamique si $Ek \ll 1$ et si $Ro \ll 1$. Notons que l'on a, pour cette échelle L , la relation : $Re Ek = Ro$.

Ordres de grandeur : Sur Terre, $\Omega = 2\pi/1 \text{ jour} \approx 7 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$. Le nombre d'Ekman n'est petit que si le temps de diffusion visqueux est supérieur à 24 heures, soit pour de l'eau ou de l'air si la taille considérée L est grande. De même le nombre de Rossby n'est petit que si le temps d'advection est supérieur à 24 heures, ce qui suppose que le terme U/L est petit. En conséquence la force de Coriolis est fondamentale pour comprendre la dynamique à grande échelle de l'atmosphère (anticyclones et dépressions, $L \approx 500 \text{ km}$, $\nu_{air} = 15 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$, $U \approx 10 \text{ m/s}$) car alors $Ek \sim 10^{-12}$ et $Ro \sim 0,2$. Par contre, contrairement à la croyance souvent colportée, la force de Coriolis est *totale-ment* négligeable pour décrire la vidange d'un lavabo ou d'une baignoire (durée inférieure à quelques minutes)! Ceci à été démontré dans les années 1960 par deux expériences identiques, l'une menée au MIT (USA) et l'autre en Australie¹. Récemment F. Moisy et son équipe ont toutefois mis en évidence un petit effet de la rotation de la Terre sur la rotation solide d'un liquide².

15.5 Écoulements géostrophiques

On appelle **écoulements géostrophiques**, ou approximation géostrophique, des écoulements qui sont dominés par la force de Coriolis ($Ek \ll 1$ et $Ro \ll 1$) et où les termes instationnaires sont aussi négligeables devant le terme de Coriolis (évolution lente comparée à la période de rotation).

Dans ce cas, l'équation de Navier-Stokes en référentiel tournant (Eq. 15.4) se réduit à :

1. Shapiro, Nature **196**, 1081-1082 (1962) et Trefethen *et al.*, Nature **207**, 1084-1085 (1965)

2. J. Boisson *et al.*, *Earth rotation prevents exact solid body rotation of fluids in the laboratory*, EPL **98**, (2012), 59002

$$\boxed{\frac{1}{\rho} \vec{\nabla}(p') = -2\vec{\Omega} \wedge \vec{v}}. \quad (15.8)$$

- En prenant le produit scalaire de cette équation par \vec{v} , il vient $\vec{\nabla}(p') \cdot \vec{v} = 0$, ce qui signifie que les isobares sont colinéaires à la vitesse et donc aux lignes de courant. Ce qui est pour le moins inhabituel ! Sans rotation, la vitesse est en général plutôt colinéaire au gradient de pression (des hautes pressions vers les basses pressions) mais, avec rotation, la force de Coriolis fait dévier les trajectoires vers la droite, et comme cette force est ici dominante, les vecteurs vitesses sont tournés de 90° vers la droite. Dans le cadre de cette approximation la pression est constante sur une ligne de courant. Cette tendance est visible sur une carte météorologique (figure 15.1). Le vent ne va pas des hautes pressions (anticyclone) vers les basses pressions (dépression) perpendiculairement aux isobares mais souffle vers la droite, plutôt le long des isobares (avec un angle d'environ 20° au voisinage du sol, voir §15.6.1).
- De même en multipliant l'équation 15.8 par $\vec{\Omega}$ on en déduit que la pression modifiée p' est constante le long de l'axe de rotation.

L'atmosphère terrestre n'est géostrophique qu'en première approximation. Une carte météorologique, même établi au niveau de la mer, montre qu'il reste un écart angulaire entre les vecteurs vitesses et isobares (figure 15.1).

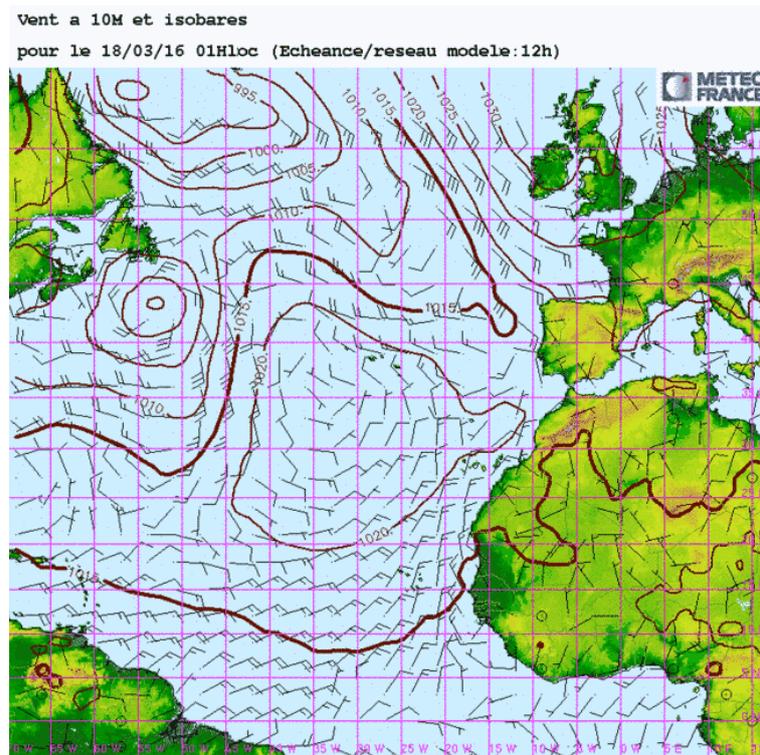


FIGURE 15.1 – Carte de prévision de vent et de pression pour l'Atlantique. Un angle de 20° environ est visible entre les isobares (lignes continues) calculés ici à 5000 m et le vent au sol (flèches et barbules).

15.5.1 Théorème de Taylor-Proudman

En prenant le rotationnel de l'équation 15.8, et en utilisant l'expression du rotationnel d'un produit vectoriel (voir formulaire du chap. 20 page 245, $\vec{\nabla} \wedge (\vec{\Omega} \wedge \vec{v}) = \vec{\Omega} \operatorname{div}(\vec{v}) - (\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla})\vec{v}$) on obtient pour un fluide incompressible isodensité :

$$\boxed{(\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla})\vec{v} = 0} \quad (15.9)$$

(On peut aussi obtenir cette relation directement à partir de l'équation 15.5.)

Si $\vec{\Omega}$ est selon Oz par exemple, cela implique que $\frac{\partial \vec{v}}{\partial z} = 0$. Le champ de vitesse est donc invariant selon Oz . L'écoulement est alors 3C2D, il est **bidimensionnalisé** par la forte rotation d'ensemble du référentiel, c'est ce que l'on appelle le théorème de Taylor-Proudman³. Si de plus $v_z = 0$ quelque part en z , par exemple sur une paroi, alors $v_z = 0$ partout au-dessus de cette paroi : l'écoulement est alors 2C2D.

15.5.2 Les colonnes de Taylor

Une conséquence importante de cette hypothèse géostrophique et de la bidimensionnalisation de l'écoulement qui en découle peut être visualisé en déplaçant très lentement un objet dans un écoulement dominé par la rotation⁴. On y déplace en réalité toute une colonne de fluide parallèle à l'axe de rotation (voir film "rotating flows" <http://web.mit.edu/hml/ncfmf.html>).

Exercice : Comment peut-on préciser le mot « lentement » en fonction de la taille de l'objet et de la vitesse angulaire du référentiel ?

15.6 Couches limites et recirculations

Les couches d'Ekman et de Stewartson sont des couches limites visqueuses, supposées minces, de raccordement entre une zone d'écoulement géostrophique et une paroi où la viscosité ne peut être négligée (paroi solide ou une surface libre). Les couches d'Ekman sont observées près des parois perpendiculaires à l'axe de rotation, les couches de Stewartson sont observées dans des couches parallèles à l'axe de rotation.

15.6.1 Couche d'Ekman

Supposons tout d'abord qu'en altitude existe un écoulement géostrophique localement uniforme dans la direction \vec{e}_x : $\vec{v} = U_0 \vec{e}_x$ (en réalité il suffira que les échelles de variations horizontales de l'écoulement géostrophique soient grandes devant l'épaisseur de la couche limite).

L'équation de Navier-Stokes (Eq. 15.4) pour un écoulement géostrophique (stationnaire, petit Ek et petit Ro) se réduit à : $\frac{1}{\rho} \vec{\nabla}(p') = -2\vec{\Omega} \wedge \vec{v}$. Si $\vec{\Omega}$ est orienté selon Oz cette équation s'écrit :

$$\begin{cases} \frac{\partial p'}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial p'}{\partial y} = -2\rho\Omega U_0 \\ \frac{\partial p'}{\partial z} = 0 \end{cases}$$

3. J. Proudman, *On the motion of solids in a liquid possessing vorticity*, Proc. Roy. Soc. A **92**, 408, 1916

4. G.I. Taylor, *The motion of a sphere in a rotating liquid*, Proc. Roy. Soc. A **102**, 180, 1922, et G.I. Taylor, *Experiments on the motion of solid bodies in rotating fluids*, Proc. Roy. Soc. A **104**, 213, 1923.

Le gradient de pression n'a qu'une composante horizontale, perpendiculaire à l'écoulement.

Près de la paroi, le fluide étant visqueux, la vitesse doit s'annuler et il faut tenir compte du terme visqueux dans l'équation de Navier-Stokes (Eq. 15.4). Si on recherche une solution stationnaire 2C1D $\vec{v} = (u(z), v(z), 0)$, le terme inertiel est nul. L'équation de Navier-Stokes devient $\vec{0} + \vec{0} = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla}(p') - 2\vec{\Omega} \wedge \vec{v} + \nu \vec{\nabla}^2(\vec{v})$, soit en projetant sur les trois axes :

$$\begin{cases} -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x} + 2\Omega v + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = 0 \\ -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial y} - 2\Omega u + \nu \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} = 0 \\ \frac{\partial p'}{\partial z} = 0. \end{cases}$$

La troisième équation montre que la pression ne dépendant pas de z , elle doit donc se raccorder à sa valeur en altitude $\vec{\nabla} p' = -2\rho\Omega U_0 \vec{e}_y$ (même raisonnement que pour la couche limite visqueuse classique (§ 11.2.1 page 142)). Le système précédent devient :

$$\begin{cases} \nu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = -2\Omega v \\ \nu \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} = 2\Omega(u - U_0) \end{cases}$$

Pour résoudre ces deux équations différentielles ordinaires couplées, on peut multiplier la deuxième équation par i et résoudre en vitesse complexe adimensionnée $\tilde{U} = (u + iv)/U_0$ l'équation :

$$\nu \frac{\partial^2 \tilde{U}}{\partial z^2} - 2i\Omega(\tilde{U} - 1) = 0.$$

Les conditions aux limites sont $u = v = 0$ en $z = 0$ et $u = U_0$ et $v = 0$ pour $z \rightarrow \infty$.

En posant $\Delta = \sqrt{\nu/\Omega}$ et en intégrant on trouve $\tilde{U} = 1 - \exp[-(1+i)z/\Delta]$ soit finalement :

$$\begin{cases} u = U_0 [1 - \exp(-z/\Delta) \cos(z/\Delta)] \\ v = U_0 \exp(-z/\Delta) \sin(z/\Delta). \end{cases}$$

Ces fonctions sont tracées sur les figures 15.2 et 15.3. On notera que l'épaisseur Δ de la couche limite correspond à l'épaisseur de diffusion visqueuse calculée pour une période de rotation.

Les équations précédentes et la figure 15.3 expliquent que le vent au voisinage du sol fait un angle avec le vent en altitude. Dans l'hémisphère Nord ce décalage est vers la gauche. Si l'écoulement était laminaire ce décalage serait de 45° au niveau du sol et avec une épaisseur caractéristique de $\Delta \approx 50$ cm ! Dans la réalité l'écoulement atmosphérique est turbulent ce qui augmente fortement le transfert de quantité de mouvement depuis le sol et augmente très fortement le coefficient de viscosité effectif. Dans l'atmosphère on observe plutôt un vrillage du vent entre le vent géostrophique en altitude et le vent au sol de l'ordre de 20° sur une épaisseur caractéristique de 1000 m.

Le rôle de la force de Coriolis a été proposé pour la première fois par l'explorateur norvégien Fridtjof Nansen pour expliquer la dérive vers la droite de son bateau pris par les glaces. Le détail de l'analyse a été formalisé par l'océanographe suédois Vagn Walfrid Ekman en 1905. Il a montré qu'il existe en fait une double spirale pour le vecteur vitesse, l'une dans l'air et l'autre dans l'eau, et c'est le débit moyen dans l'eau qui explique une direction de transport des icebergs à 45° à droite du vent géostrophique dans l'hémisphère Nord.

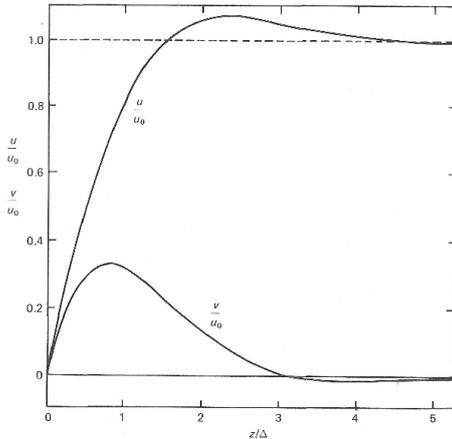
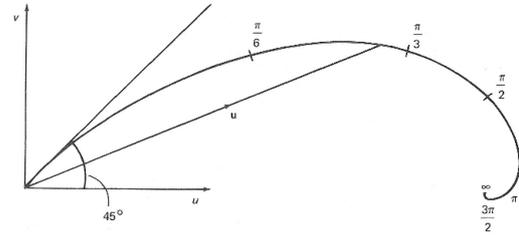


FIGURE 15.2 – Distribution des vitesses u/U_0 et v/U_0 en fonction de z/Δ dans la couche d'Ekman. D'après [50] p. 174.



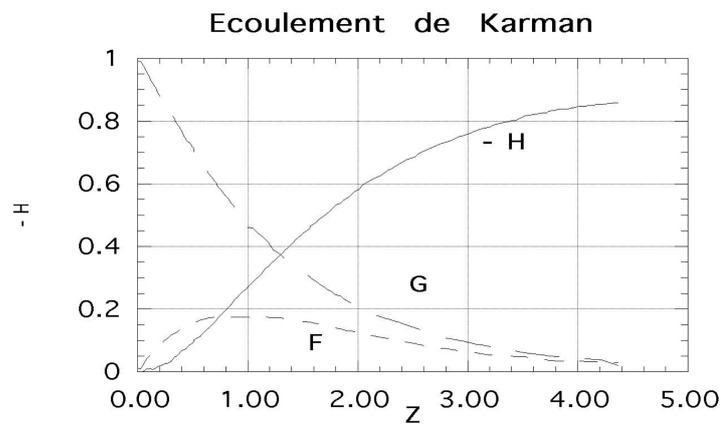


FIGURE 15.4 – Profil des fonctions F , G et $-H$ de l'écoulement de von Kármán.

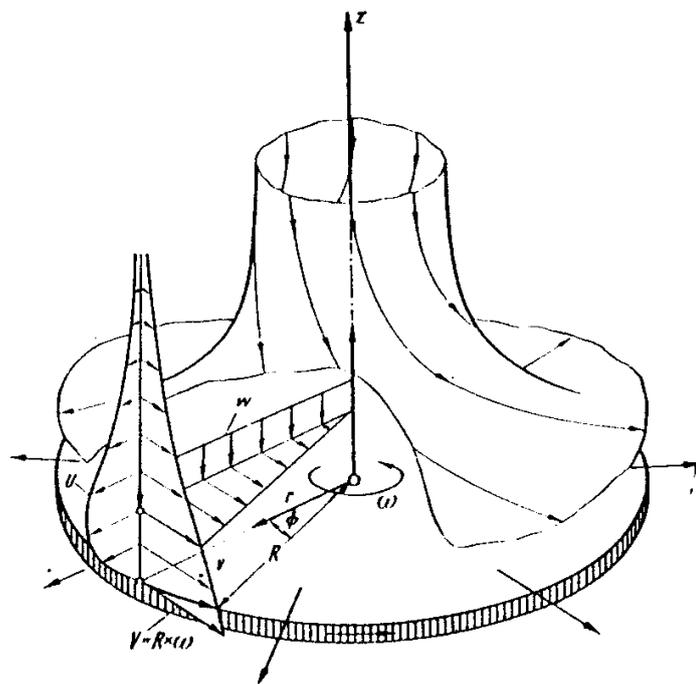


FIGURE 15.5 – Ecoulement de von Kármán au-dessus d'un disque en rotation [45]. Il existe un flux axial dirigé vers le disque tournant (principe des pompes centrifuges).

($T_{Ek} = h/\sqrt{\Omega\nu}$ où h est la hauteur du récipient). Ceci vient du fait qu'il apparaît une circulation secondaire radiale forcée dans la couche d'Ekman sur les surfaces perpendiculaires à l'axe de rotation, circulation qui favorise les transferts de quantité de mouvement et donc la mise en rotation.

Dans la phase transitoire de spin-up il apparaît une couche limite centrifugée près de la ou des surfaces perpendiculaires à l'axe de rotation (dite couche d'Ekman ou plutôt de von Kármán, figure 15.5), tandis que dans la phase de spin-down il existe une couche limite entrante, dite de Bödewadt sur les mêmes surfaces, fixes dans un fluide en rotation. On peut estimer la vitesse radiale à $u_r(r) \sim \Omega r$ sur une épaisseur $\Delta = \sqrt{\nu/\Omega}$, soit un débit volumique radial $Q = 2\pi R^2 \sqrt{\nu\Omega}$. Le fluide sera en rotation solide quand il sera passé au moins une fois dans la couche limite, c'est-à-dire au bout d'un temps T_{Ek} tel que $T_{Ek}Q = \pi R^2 h$, le volume du récipient. D'où la relation :

$$T_{Ek} = \frac{h}{2\sqrt{\nu\Omega}} \ll T_{diff}.$$

Ces recirculations peuvent être visualisées par exemple avec des feuilles de thés tombées au fond d'une tasse à fond plat (au centre lors d'une spin-down après avoir touiller avec une cuillère, à la périphérie lors du spin-up si on fait tourner la tasse sur elle-même).

15.6.4 Couche de Stewartson

Ce sont des couches limites parallèles à l'axe de rotation qui apparaissent entre des zones de vitesses angulaires différentes ou près des parois verticales. Une référence incontournable : le livre de Greenspan, *The theory of rotating fluids* [28].

15.6.5 Écoulement secondaire dans les méandres d'une rivière



FIGURE 15.6 – Méandre de Queuille en Auvergne.

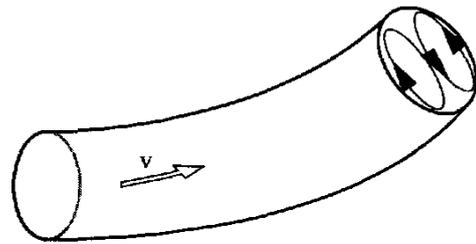


FIGURE 15.7 – Recirculation en aval d'une conduite courbée dans le plan de la figure. D'après [29] p. 360.

Comme pour la mise en rotation d'un récipient il apparaît dans les méandres d'une rivière un écoulement centrifuge à la surface de l'eau et un écoulement centripète au fond. Cette recirculation radiale explique l'érosion de la berge extérieure et le dépôt de sédiment sur la berge intérieure et donc la dynamique instable des méandres de rivière (figure 15.6). Cette recirculation a été décrite en 1926 par Albert Einstein⁵.

5. A. Einstein, *Die Naturwissenschaften* **26**, 223 (1926)

15.6.6 Recirculation de Dean

Comme dans le méandre d'une rivière, les écoulements dans des conduites courbées font apparaître des recirculations dans et en aval des virages, centrifuges loin des parois et centripètes près des parois parallèles au plan de la courbe (figure 15.7). Ces écoulements secondaires sont d'ailleurs utilisés pour améliorer le mélange.

15.6.7 Vorticité potentielle dans les fluides en rotation. Théorème d'Ertel (1942)

Pour un fluide parfait dans un référentiel tournant, on peut montrer que, comme dans un référentiel galiléen (Item 5 page 156) la vorticité potentielle est aussi conservée dans un écoulement en couche mince, à condition toutefois de bien considérer la vorticité verticale totale. Si on note h la hauteur de fluide en un point :

$$\frac{\omega_z + 2\Omega}{h} = Cste. \quad (15.10)$$

Autrement dit la vorticité verticale totale, divisée par la hauteur d'eau, se conserve dans l'écoulement.

Une des conséquences surprenantes de ce théorème dans un référentiel en rotation est qu'il peut donc apparaître de la vorticité relative lors d'une compression verticale d'une colonne de fluide initialement irrotationnelle (ce qui confirme que la force de Coriolis ne dérive pas d'un potentiel). Par exemple dans l'expérience des colonnes de Taylor (§ 15.5.2), si l'on déplace lentement vers le haut une sphère dans le fluide il apparaît une rotation du fluide anticyclonique au-dessus de la sphère et cyclonique au-dessous ! Ce résultat sur la vorticité potentielle peut être généralisé à des fluides de densité variable (stratifiés) et isentropiques et est donc utile en météorologie.

15.7 Ondes inertielles

Étudions la dynamique d'un fluide parfait, homogène et incompressible, contenu dans une cuve en rotation à la vitesse angulaire constante $\vec{\Omega}$ dirigée selon l'axe vertical Oz .

15.7.1 Etude qualitative

On considère le fluide en rotation solide, donc au repos dans le référentiel tournant. On suppose qu'une particule fluide isolée est animée d'une vitesse relative \vec{u}_0 de direction quelconque horizontale. Montrer que sous l'action de la seule force de Coriolis sa trajectoire serait un cercle dont vous calculerez le rayon ainsi que la période de rotation T . Ce mouvement est-il cyclonique (dans le sens de rotation de la cuve) ou anticyclonique ? Comparer T à la période de rotation de la cuve. Existe-t-il une analogie avec un mouvement d'une particule en électromagnétisme ?

La force de Coriolis ramène la particule à sa position d'origine au bout d'un temps T . Elle agit donc comme une force de rappel, ce qui peut conduire à la propagation d'ondes dans un fluide en rotation.

15.7.2 Cas d'une onde plane

Cherchons la relation de dispersion de ces ondes inertielles en les supposant linéaires et planes. On écrit donc pour la vitesse du fluide

$$\vec{v} = \vec{V}_0 \exp i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \sigma t)$$

dans le référentiel en rotation uniforme à la vitesse angulaire $\vec{\Omega}$, et on suppose le fluide parfait, incompressible. Attention ici V_0 pourra être complexe pour décrire des ondes polarisées circulairement.

La vorticité s'écrit alors $\vec{\omega} = \vec{\text{rot}} \vec{v} = i\vec{k} \wedge \vec{v}$, et l'incompressibilité du fluide $\text{div} \vec{v} = i\vec{k} \cdot \vec{v} = 0$. Cette relation montre que ces ondes sont des ondes transverses (déplacement perpendiculaire au vecteur d'onde), contrairement aux ondes de surface où $\vec{k} \cdot \vec{v} \neq 0$, l'incompressibilité est satisfaite en déformant la surface.

L'équation d'Helmholtz en référentiel tournant (Eq. 15.5) s'écrit en la linéarisant :

$$\frac{\partial \vec{\omega}}{\partial t} = \left[(2\vec{\Omega}) \cdot \vec{\nabla} \right] \vec{v}.$$

Soit en prenant le produit vectoriel par \vec{k} :

$$\sigma = \pm 2\Omega \frac{k_z}{k} = 2\Omega \cos \theta \quad (15.11)$$

où θ est l'angle entre $\vec{\Omega}$ et \vec{k} (figure 15.8). L'angle de propagation de l'onde est sélectionné par la fréquence d'excitation, mais pas son nombre d'onde qui est libre. Il sera physiquement sélectionné par la taille de l'objet excitant l'onde⁶. La condition de linéarisation de l'équation d'Helmholtz impose $V_0 \ll 2\Omega/k$.

On en déduit que la vitesse de phase vaut :

$$\vec{v}_\varphi = 2\Omega \cos \theta \frac{\vec{k}}{k^2}$$

et la vitesse de groupe :

$$\vec{v}_g = \vec{k} \wedge (2\vec{\Omega} \wedge \vec{k}) / k^3.$$

Comme pour les ondes internes dans un fluide stratifié (§ 8.3 page 97) la vitesse de groupe est perpendiculaire à la vitesse de phase (milieu anisotrope) mais cette fois-ci la somme de ces deux vitesses est un vecteur vertical,

$$\vec{v}_g + \vec{v}_\varphi = 2\vec{\Omega}/k,$$

comme l'illustre la figure 15.8. Il s'agit d'ondes transverses polarisées circulairement (dans le plan perpendiculaire à \vec{k}), le vecteur vitesse tournant dans le sens anti-cyclonique ([32] page 41) si $\theta < \pi/2$.

15.7.3 Ondes inertielles axisymétriques (d'après Batchelor [4] p. 559)

D'après un sujet d'examen.

On s'intéresse maintenant à un champ de vitesse axisymétrique $\vec{u}(r, z, t) = u_r \vec{e}_r + u_\theta \vec{e}_\theta + u_z \vec{e}_z$ par rapport à l'état de « rotation solide ».

a) Montrer que l'on peut introduire la fonction de courant de Stokes $\Psi(r, z, t)$ tel que $\vec{u} = u_\theta \vec{e}_\theta + \vec{\text{rot}} \left(\frac{\Psi}{r} \vec{e}_\theta \right)$ pour décrire l'écoulement, et montrer que Ψ est constant sur une ligne de courant.

b) Ecrire l'équation d'Euler linéarisée (faibles vitesses). A quoi correspond cette approximation pour les nombres d'Ekman et de Rossby ? Introduire la fonction Ψ et éliminer la pression et la vitesse orthoradiale. En déduire l'équation d'évolution de Ψ :

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \left[\frac{\partial^2 \Psi}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} \right] + 4\Omega^2 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} = 0.$$

6. L. Messio, C. Morize, M. Rabaud et F. Moisy, Experimental observation using particle image velocimetry of inertial waves in a rotating fluid, Exp. Fluids 44 :519-528 (2008)

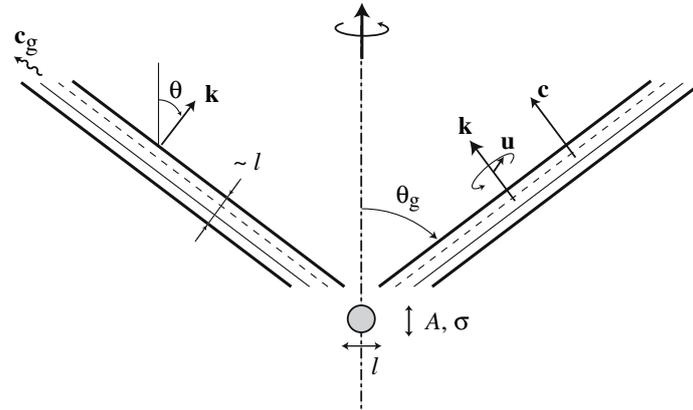


FIGURE 15.8 – Schéma des ondes inertielles émises par une source ponctuelle oscillante. Seul le cône supérieur est tracé ici.

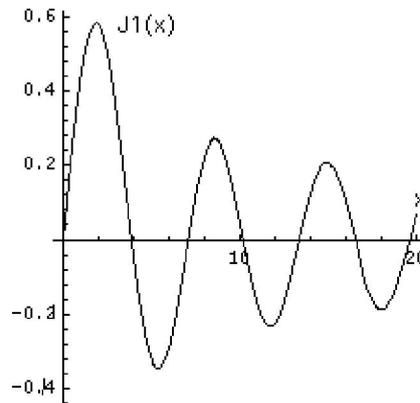


FIGURE 15.9 – Fonction de Bessel de 1^{ère} espèce, $J_1(x)$.

c) On cherche des solutions sous la forme d'ondes planes propagatives dans la direction verticale $\Psi(r, z, t) = ArF(r) \sin(kz - \omega t)$. Trouver l'équation que doit satisfaire la fonction F . Montrer que k et ω sont deux variables indépendantes si le milieu est infini. Sachant que les fonctions de Bessel de première espèce $J_1(Kr)$ sont solutions de l'équation $J_1'' + J_1'/r + (K^2 - 1/r^2)J_1 = 0$, en déduire une condition sur la pulsation ω .

d) On suppose maintenant un réservoir cylindrique de rayon a , et l'on notera γ_n , avec $n = 1, 2, \dots$ les zéros successifs de la fonction J_1 (voir figure 15.9). Par exemple $\gamma_1 = 3,83$. Trouver la relation de dispersion $\omega(k)$ de ces ondes. Calculer le rapport entre la vitesse de groupe de ces ondes et leur vitesse de phase. Est-il positif et inférieur à 1 ?

e) Pour une hauteur de cylindre h , chercher les solutions sous forme d'ondes stationnaires (deux ondes de même amplitude contra-propagatives) et montrer que les pulsations propres possibles sont quantifiées.

f) Pour le premier mode d'onde stationnaire, exprimer u_r , u_z et aussi u_θ en fonction de Ψ . En déduire que la vitesse orthoradiale change de signe n fois le long du rayon de la cuve.

On pourra regarder à ce sujet le film "rotating flows" : <http://web.mit.edu/hml/ncfmf.html>.

15.7.4 Ondes de Rossby entre deux plans non parallèles (d'après Tritton [50] p. 232)

On considère un cylindre vertical tournant à vitesse angulaire constante $\vec{\Omega}$. Ce cylindre est limité par deux plans non parallèles d'équation $z = L$ et $z = \alpha y$, et l'on supposera dans la suite $\alpha \ll 1$.

a) Ecrire l'équation linéaire d'Euler dans le repère tournant (vitesse faible). On supposera que l'échelle de temps caractéristique T est lente si α est petit, et l'on recherchera les solutions sous la forme,

$$\begin{aligned}\vec{u} &= \vec{u}_0(x, y, z, T) + \alpha \vec{u}_1(x, y, z, T) + \dots \\ p' &= p'_0(x, y, z, T) + \alpha p'_1(x, y, z, T) + \dots,\end{aligned}$$

avec $\frac{\partial}{\partial t} = \alpha \frac{\partial}{\partial T}$. Ecrire les équations d'évolution des composantes u , v et w de la vitesse ainsi que la conservation de la masse jusqu'à l'ordre 1 en α .

b) Ecrire *soigneusement* les conditions aux limites en $z = L$ et $z = \alpha y$ au même ordre, et sans tenir compte des parois verticales.

c) Etude à l'ordre 0. Montrer que p'_0 et \vec{u}_0 ne dépendent pas de z . En déduire que l'on peut décrire le mouvement en introduisant une fonction de courant Ψ que l'on reliera à la pression $p'_0(x, y, T)$. Quelles sont les propriétés d'un tel écoulement ?

d) Etude à l'ordre 1 en α . A partir de la conservation de la masse, montrer que la vitesse verticale s'écrit

$$w_1 = \left(\frac{L - z}{2\Omega} \right) \frac{\partial(\nabla^2 \Psi)}{\partial T}.$$

On montrera ensuite que la condition aux limites pour ne pas avoir de vitesse normale sur le fond incliné impose pour Ψ l'équation,

$$\frac{\partial(\nabla^2 \Psi)}{\partial T} + \frac{2\Omega}{L} \frac{\partial \Psi}{\partial x} = 0.$$

e) Montrer que cette équation admet des solutions en ondes planes propagatives de la forme $\Psi = A \exp i(lx + my - \omega t)$, (avec $T = \alpha t$) dont on donnera l'équation de dispersion.

f) Dans le cas $m = 0$, calculer la vitesse de groupe et la vitesse de phase, et décrire les propriétés de cette onde.

Pour en savoir plus sur les fluides en rotation :

- [12] Benoit Cushman-Roisin, *Introduction to Geophysical Fluid Dynamics*, Prentice Hall, 1994.
- [40] Joseph Pedlosky, *Geophysical Fluid Dynamics*, Springer, Second Edition, 1987.
- [28] H.P. Greenspan, *The theory of rotating fluids*, Brekelen Press, 1990.
- *Experimental observation using particle image velocimetry of inertial waves in a rotating fluid*, L. Messio, C. Morize, M. Rabaud et F. Moisy, *Exp. Fluids* 44 :519-528 (2008).
- *Rotating Flows*, D. Fultz, National Committee for Fluid Mechanics Films, <http://web.mit.edu/hml/ncfmf.html>.

Chapitre 16

Les instabilités

Marc Rabaud, version du 29 mars 2016

Sommaire

16.1 Quelques instabilités mécaniques	194
16.1.1 L'instabilité d'une bille dans un anneau tournant	194
16.1.2 L'instabilité de l'anneau tournant au bout d'un fil	195
16.1.3 L'instabilité de flambage	195
16.2 Instabilité de l'écoulement de Poiseuille en tube	195
16.3 Instabilités gravitaire : l'instabilité de Rayleigh-Taylor	196
16.4 Instabilités de cisaillement : l'instabilité de Kelvin-Helmholtz	198
16.4.1 Description physique	199
16.4.2 Equation de Rayleigh pour un profil continu de vitesse	200
16.4.3 Equation de Orr-Sommerfeld pour un profil continu de vitesse	201
16.4.4 Analyse de stabilité pour un profil de vitesse discontinu	201
16.4.5 Cas d'un profil de vitesse continu	203
16.4.6 Cas du vent sur la mer	204
16.4.7 Analyse spatiale de stabilité	204
16.5 Instabilité paramétrique : l'instabilité de Faraday	204
16.5.1 Introduction	204
16.5.2 Analyse des perturbations	205
16.5.3 Equation de Mathieu (1868)	206
16.5.4 Effet de la dissipation	207
16.6 Instabilités visqueuses : l'instabilité de Saffman-Taylor	208
16.6.1 Loi de Darcy	208
16.6.2 Description qualitative de l'instabilité	210
16.6.3 Analyse linéaire de l'instabilité	211
16.6.4 Evolution non-linéaire de l'instabilité	213
16.7 Instabilités centrifuges : l'instabilité de Taylor-Couette	215
16.7.1 Critère inviscide de Rayleigh	215
16.7.2 Autres instabilités centrifuges :	216
16.8 Instabilités de convection thermique : 1) convection de Rayleigh-Bénard	218
16.9 Instabilités de convection thermique : 2) Instabilité de Bénard-Marangoni.	218
16.10 Théorème de Squire	219

16.11 Instabilité convective ou instabilité absolue ?	219
16.12 Autres instabilités	220

Commençons par décrire quelques instabilités mécaniques avant de décrire les instabilités les plus classiques de l'hydrodynamique.

16.1 Quelques instabilités mécaniques

16.1.1 L'instabilité d'une bille dans un anneau tournant

Cette instabilité a l'avantage de permettre un calcul explicite très simple de la transition. Considérons un anneau de rayon R placé verticalement et tournant à la vitesse angulaire Ω (figure 16.1a). L'anneau est muni d'une goulotte dans lequel une bille d'acier de masse M peut rouler sans (ou avec peu) de frottement. A basse vitesse angulaire la position stable de la bille correspond au point le plus bas. Mais au-delà d'une vitesse angulaire critique Ω_c , la bille prend une des deux positions d'équilibre faisant un angle $\theta(\Omega)$ avec la verticale.

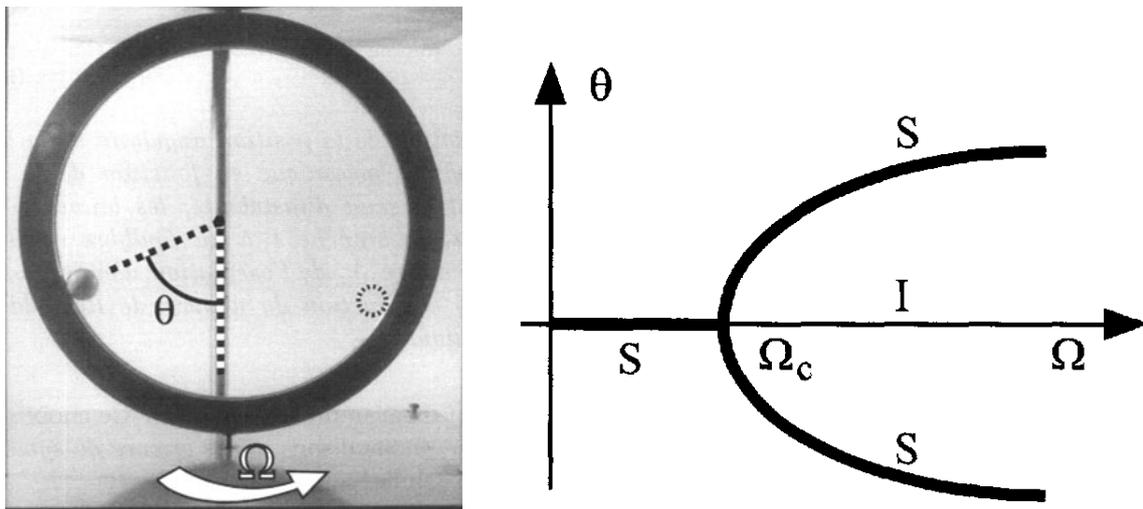


FIGURE 16.1 – (a) Photographie d'une bille en équilibre dans la goulotte d'un anneau métallique tournant à la vitesse angulaire Ω et (b) diagramme de stabilité correspondant [29].

En effet, considérons l'équilibre pour un angle θ non nul. La somme de la force centrifuge (dans le référentiel tournant) $M\Omega^2 R \sin \theta$, du poids Mg et de la réaction du support est nulle. L'équilibre des forces tangentielles donne :

$$Mg \sin \theta = M\Omega^2 R \sin \theta \cos \theta. \quad (16.1)$$

Cette équation a pour première solution $\theta = 0$ qui existe quelque soit Ω , et comme autres solutions $\theta = \pm \arccos\left(\frac{g}{\Omega^2 R}\right)$ qui elles n'existent que si $\Omega \geq \Omega_c = \sqrt{g/R}$ (figure 16.1b).

Pour évaluer la stabilité de ces solutions il faut calculer l'énergie potentielle $U_p(\theta)$ et voir si elle est minimale. En réalité il s'agit d'une pseudo-énergie car on est dans le référentiel tournant et le plus simple est de la calculer en exprimant le travail de la force tangentielle entre $\theta = 0$ et θ .

On trouve :

$$U_p(\theta) = MgR(1 - \cos \theta) - \frac{M}{2}\Omega^2 R^2 \sin^2 \theta.$$

L'étude de stabilité (i.e. du signe de $\partial^2 U_p / \partial \theta^2$) montre que la solution $\theta = 0$ n'est plus stable (si on la perturbe) pour $\Omega \geq \Omega_c$ et que c'est l'autre solution qui devient alors stable.

Nous pouvons écrire l'évolution de la solution au voisinage de la transition (changement de solution). Pour cela écrivons le petit paramètre $\epsilon = \frac{\Omega - \Omega_c}{\Omega_c}$ et linéarisons l'équation d'équilibre (Eq. 16.1) au voisinage de la transition. On trouve une relation en racine carré : $\theta_e = \pm 2\epsilon^{1/2}$. Ce type de comportement en $\epsilon^{1/2}$ est caractéristique d'une bifurcation supercritique (voir §??). On a une transition continue et réversible entre les solutions au voisinage du seuil (en l'absence de frottement sec). De plus les solutions bifurquées $+\theta_e$ et $-\theta_e$ sont totalement équivalentes. Le choix d'une des deux solutions possibles correspond toutefois à une brisure d'une des symétries du problème. Nous avons donc affaire à une instabilité supercritique au-delà du seuil Ω_c .

16.1.2 L'instabilité de l'anneau tournant au bout d'un fil

Cette instabilité est assez similaire à la précédente et encore plus simple à réaliser expérimentalement. Un anneau rigide de masse M et de rayon R est suspendu par son bord à une ficelle de longueur L et on le fait tourner à la vitesse angulaire $\vec{\Omega}$. A faible vitesse angulaire, l'anneau tourne dans un plan vertical, mais au-dessus d'un seuil, le plan de l'anneau fait un angle θ avec la verticale. A haute vitesse l'anneau tend à tourner dans un plan horizontal¹. Cette instabilité présente quelques analogies avec la stabilité d'un lasso en rotation rapide².

16.1.3 L'instabilité de flambage

L'instabilité de flambage apparaît lorsque qu'une poutre ou une plaque est soumise à un effort de compression suffisamment important. En encastrement simple aux deux bouts le mode le plus instable n'a qu'un maximum sur la longueur, mais dans le cas d'une plaque encastree aussi sur les côtés plusieurs extrema sont possibles³.

16.2 Instabilité de l'écoulement de Poiseuille en tube

Contrairement à d'autres instabilités qui existent même pour des fluides parfaits, et où la viscosité est juste une correction sur le taux de croissance, l'instabilité de l'écoulement de Poiseuille en tube (comme d'ailleurs celle de la déstabilisation de l'écoulement de Couette plan) n'existe que parce que le fluide est visqueux. L'analyse linéaire de stabilité montre d'ailleurs que l'écoulement parabolique dans un tube cylindrique est linéairement stable pour tout nombre de Reynolds⁴. Expérimentalement toutefois on observe que pour un nombre de Reynolds critique (qui dépend de la qualité du montage

1. F. Moisy, Supercritical bifurcation of a spinning hoop, Am. J. Phys. 71 (10), 999-1004 (2003).

2. Brun P.-T., Ribe N. M. and Audoly B. An introduction to the mechanics of the lasso, Proc. R. Soc. A 470, 20140512 (2014)

3. Role of boundary conditions on mode selection in a buckling instability, M. Boucif, J. E. Wesfreid and E. Guyon, J. Physique Lett. 45 (1984) 413-418.

4. Alors que pour l'écoulement de Poiseuille entre plaques l'écoulement est linéairement stable uniquement jusqu'à $Re = 5772$. De nombreuses études analytiques, numériques et expérimentales essayent actuellement de caractériser les premières structures non-linéaires observées dans l'écoulement de Poiseuille. L'idée est, comme pour une bifurcation sous-critique, de partir de l'état développé et de revenir lentement vers l'état stable en diminuant le paramètre de contrôle.

expérimental, $Re \approx 2000$ pour un montage standard mais plus de 100 000 pour des montages très soigneux) l'écoulement devient brutalement turbulent. C'est donc une instabilité fortement sous-critique (très sensible au niveau de vibrations) qui est observée. Malgré le caractère mal défini du seuil de cette instabilité, c'est cet écoulement qui a permis à Osborne Reynolds de montrer en 1883 que la transition au régime turbulent dépendait du diamètre, du débit et de la viscosité, mais uniquement à travers un seul nombre sans dimension $Re = \frac{UD}{\nu}$ qui maintenant porte son nom (figure 16.2).

Des travaux récents⁵ ont montré, expérimentalement dans un tube très long ($L = 3750D$!) et numériquement qu'une bouffée turbulente a une probabilité de survie qui décroît exponentiellement avec le temps mais que le temps caractéristique augmente très fortement (plus qu'exponentiellement) avec le nombre de Reynolds. Simultanément une bouffée turbulente a une probabilité de se diviser et de s'étendre qui croît avec le nombre de Reynolds mais avec un temps caractéristique qui décroît fortement (plus qu'exponentiellement) avec le nombre de Reynolds. Finalement il existe un nombre de Reynolds $Re = 2040 \pm 10$ pour lequel les probabilités de disparition ou d'envahissement sont égales.

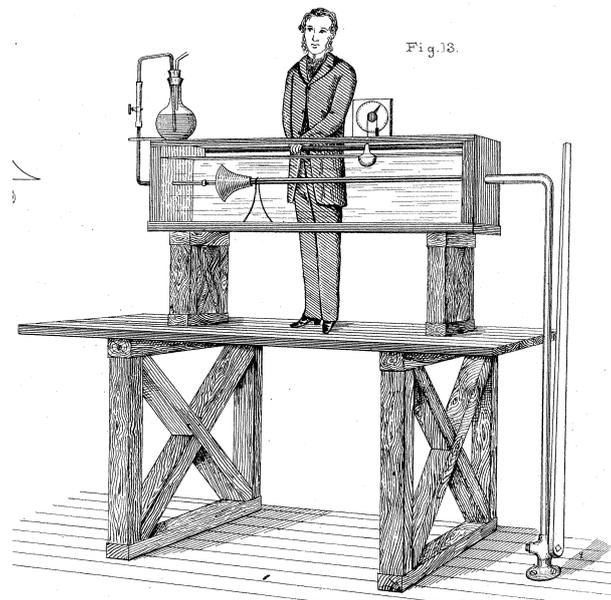


FIGURE 16.2 – Dessin issu de l'article historique d'Osborne Reynolds (1883) démontrant que l'écoulement en tube devient instable lorsque un nombre sans dimension devient suffisamment grand. Ce nombre maintenant appelé « de Reynolds » est le nombre fondamental de la mécanique des fluides.

16.3 Instabilités gravitaire : l'instabilité de Rayleigh-Taylor

Lorsque deux fluides non miscibles sont placés l'un au-dessus de l'autre, et que le fluide du haut (fluide 2) est plus dense que le fluide du bas (fluide 1), l'interface qui les sépare est instable et se déforme. Dans le cas où il existe un espace infini au-dessus et au-dessous de l'interface, nous pouvons utiliser la relation de dispersion en eau profonde établie au § 7.5 page 73 pour des ondes de faible amplitude et dans un fluide supposé parfait :

5. The Onset of Turbulence in Pipe Flow, Kerstin Avila, et al. Science 333, 192 (2011)

$$\omega^2 = \frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_1 + \rho_2} gk + \frac{\gamma}{\rho_1 + \rho_2} k^3 = -\frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_1 + \rho_2} gk \left[1 - \left(\frac{k}{k_c} \right)^2 \right]. \quad (16.2)$$

Comme $\rho_2 > \rho_1$ on a alors $k_c = \sqrt{(\rho_2 - \rho_1)g/\gamma}$ pour le nombre capillaire. Cette équation relie la pulsation et le nombre d'onde de toutes ondes sinusoïdales de faible amplitude s'écrivant

$$\zeta(x, t) = \zeta_0 \exp i(kx - \omega t).$$

Comme le montre la figure 16.3 il n'y a pas toujours de solution réelle pour ω à cette équation, car $\rho_1 - \rho_2 < 0$. Si le nombre d'onde k est plus petit qu'une valeur critique k_c (qui correspond à la longueur capillaire déjà rencontrée au § 6.4), ω est un imaginaire pur. On peut alors écrire $\omega = i\sigma$ et la forme de l'interface s'écrit alors :

$$\zeta(x, t) = \zeta_0 \exp \sigma t \exp ikx.$$

Les ondes sont alors non propagatives, avec une amplitude qui croît ou décroît exponentiellement au cours du temps selon le signe de σ .

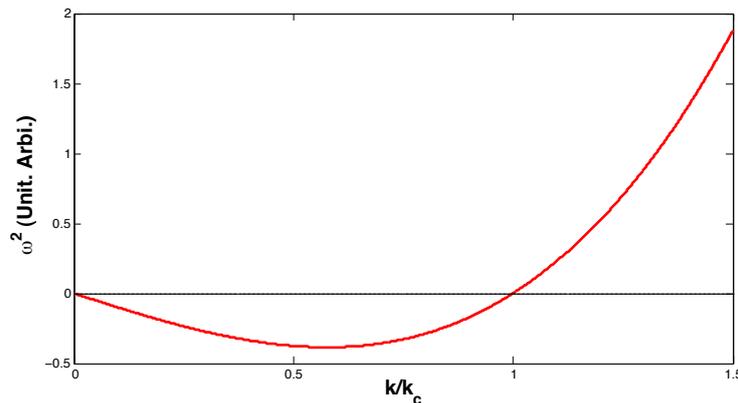


FIGURE 16.3 – Tracé de la relation de dispersion $\omega^2 = f(k/k_c)$ (Eq. 16.2) de l'instabilité de Rayleigh-Taylor.

Si σ est positif, l'amplitude de la déformation de l'interface croît exponentiellement avec le temps : l'interface est donc linéairement instable. Comme la partie réelle de ω est nulle si $k < k_c$ il n'y a pas propagation de l'onde qui croît donc sur place (voir figure 16.4).

Le mode le plus instable et qui devrait rapidement dominer est le mode qui maximise σ . Il correspond à $\frac{\partial \sigma}{\partial k} = 0$ soit :

$$k_{max} = \frac{1}{\sqrt{3}} k_c.$$

Soit $\lambda_{max} \approx 3$ cm pour de l'eau au-dessus de l'air.

Si l'expérience est faite en retournant un tube de diamètre nettement inférieur à la longueur capillaire, fermé à une extrémité et rempli d'eau, il ne se videra pas. Pour y arriver, il suffit d'augmenter la gravité apparente en secouant le tube. La longueur capillaire devient alors plus petite que le diamètre du tube, l'instabilité peut démarrer et vide le tube.

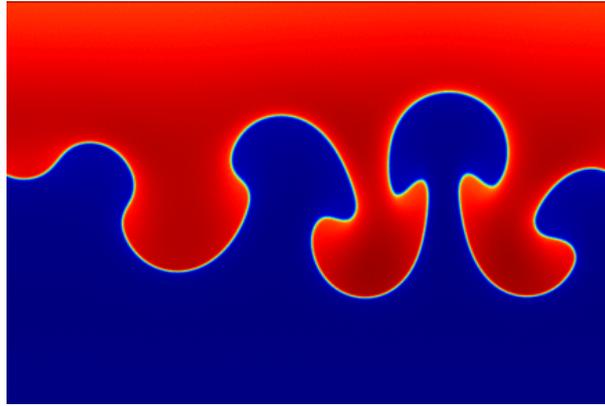


FIGURE 16.4 – Simulation numérique bidimensionnelle de l'interface d'un fluide lourd placé au-dessus d'un fluide léger, quelques instants après qu'ils aient été mis en contact.

L'instabilité de Rayleigh-Taylor dans la limite des couches minces de fluides visqueux a été étudiée il y a quelques années. Elle donne lieu à des pavages hexagonaux de gouttes (figure 16.5). Le taux de croissance de l'instabilité se trouve modifié et l'on obtient alors :

$$\sigma = \frac{e^3 g}{3\nu} k^2 [1 - (k/k_c)^2],$$

où e est l'épaisseur initiale de la couche⁶.

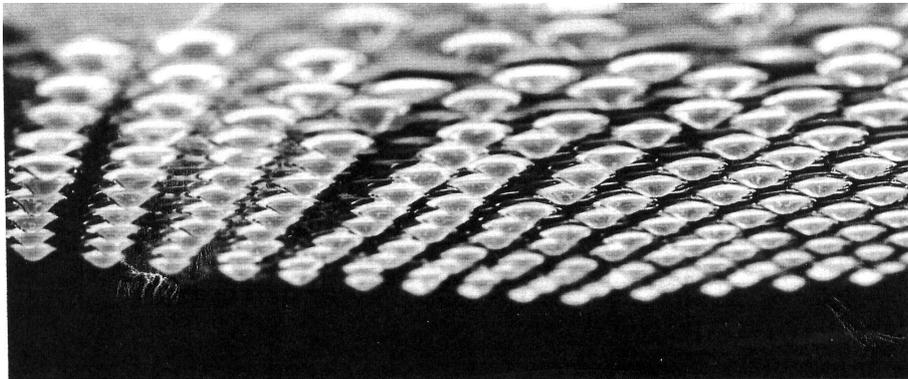


FIGURE 16.5 – Photographie d'une couche d'huile étalée sur une surface plane quelques minutes après que la plaque ait été retournée.

16.4 Instabilités de cisaillement : l'instabilité de Kelvin-Helmholtz

Un exemple atmosphérique de cette instabilité est présenté sur la figure 16.6.

6. M. Fermigier, L. Limat, J. E. Wesfreid, P. Boudinet and C. Quilliet (1992). Two-dimensional patterns in Rayleigh-Taylor instability of a thin layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 236, pp 349-383.

Chacun a observé que lorsque le vent souffle sur un lac par exemple, de petites rides peuvent apparaître si le vent est suffisamment fort. Helmholtz⁷ en 1868 fût le premier à décrire le profil de vitesse d'un fluide s'écoulant au-dessus d'un autre au repos. Quelques années après, Lord Kelvin⁸ a décrit le mécanisme de cette instabilité. La même instabilité peut être observée au sein d'un écoulement parallèle d'un fluide unique si le profil de vitesse présente un cisaillement localisé. Dans ce cas la tension de surface et la gravité ne jouent aucun rôle. Cette géométrie est parfois appelée la géométrie de la couche de mélange lorsque le cisaillement évolue librement en aval.

Une réalisation expérimentale classique est due à Thorpe⁹. Dans un tube fermé et légèrement incliné à l'instant initial, le fluide le plus dense s'écoule sous l'action de la gravité, et le fluide le plus léger remonte dans l'autre sens (figure 16.7). Dans un tel montage le cisaillement est homogène spatialement mais évolue dans le temps.



FIGURE 16.6 – Instabilité de cisaillement de Kelvin-Helmholtz visible dans une couche nuageuse. Les nuages visualisent l'enroulement des tourbillons entre deux flux d'air se déplaçant à des vitesses différentes.



FIGURE 16.7 – Photographie de l'expérience de Thorpe entre deux fluides miscibles superposés mis en mouvement par l'inclinaison temporaire de la cellule.

16.4.1 Description physique

Décrivons tout d'abord le mécanisme physique de l'instabilité pour un profil discontinu de vitesse, mécanisme basé sur l'inertie et l'équation de Bernoulli. Il existe un référentiel où l'un des fluides se déplace à la vitesse constante $+U$ au-dessus d'une couche du même fluide se déplaçant à la vitesse $-U$ (figure 16.8). Nous supposons ici qu'il n'existe ni tension de surface ni différence de densité.

7. H. von Helmholtz, "On discontinuous movements of fluids", Phil. Mag. (4) 36, 337-347 (1868)

8. Lord Kelvin, "Hydrokinetic solutions and observations", Phil. Mag. (4) 42, 362-377 (1871)

9. S. A. Thorpe, "Experiments on the instability of stratified shear flows : immiscible fluids", J. Fluid. Mech. 39, 25-48 (1969)

Supposons qu'une fluctuation sinusoïdale de l'interface apparaisse (quelque qu'en soit la cause : vibrations, fluctuations thermiques, etc). Il apparaît alors de chaque côté de l'interface des déformations des lignes de courant, en phase avec la déformation de la surface. Ces déformations sont atténuées lorsqu'on s'éloigne de l'interface, et comme le débit est conservé entre deux lignes de courant, le fluide est accéléré du côté convexe et décéléré du côté concave de la perturbation. Si on néglige la viscosité (ce qui est cohérent avec le fait d'avoir un profil discontinu de vitesse) l'équation de Bernoulli nous dit que sur une ligne de courant stationnaire la quantité $P + \frac{1}{2}\rho u^2$ est constante. Les changements de vitesse le long de la ligne de courant sont donc accompagnés de modification de la pression et donc des contraintes normales qui agissent perpendiculairement à l'interface et qui tendent à amplifier les perturbations initiales de l'interface. C'est donc l'inertie qui est la cause de l'instabilité. Pour comprendre l'existence d'un seuil de l'instabilité et d'une longueur d'onde critique il faut par contre tenir compte des phénomènes stabilisants que sont la tension de surface, la gravité, ou la forme exacte du profil de vitesse. Ce calcul est fait dans les paragraphes suivants.

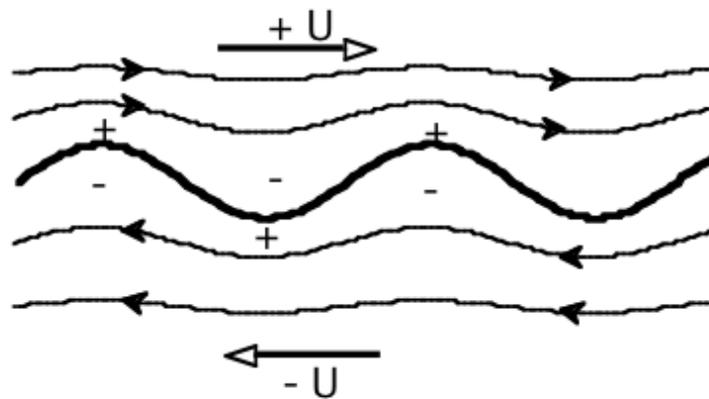


FIGURE 16.8 – Formes des lignes de courant près d'une interface déformée (en gras). Les signes + et - représentent l'évolution locale de la vitesse. Les variations de pression sont de signes opposés aux variations de vitesse. Les gradients de pression transverses ont donc tendance à amplifier la déformation.

16.4.2 Equation de Rayleigh pour un profil continu de vitesse

Considérons un domaine infini où un fluide homogène, supposé ici parfait, s'écoule dans une direction Ox avec un profil de vitesse de base $U_0(y)$ qui ne dépend que de la position transverse y . Par exemple un profil classique est le profil en tangente hyperbolique $U_0(y) = U_0 \tanh(y/\delta)$. Si une instabilité apparaît, ce champ de vitesse sera modifié mais la nouvelle solution $\vec{u} = \vec{U}_0(y) + \vec{u}_1(x, y)$ doit satisfaire l'équation d'Euler :

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla}(p) \quad (16.3)$$

Le théorème de Squire permet de justifier que la première instabilité conduira à des perturbations bidimensionnelles dans le plan (x, y) (voir § 16.10). Il est donc pertinent d'écrire le rotationnel de

l'équation d'Euler sous la forme d'une équation aux dérivées partielles (PDE) pour la fonction de courant $\Psi = \Psi_0 + \Psi_1$ ($u = \frac{\partial \psi}{\partial y}$ et $v = -\frac{\partial \psi}{\partial x}$):

$$\frac{\partial \Delta \psi}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \Delta \psi = 0. \quad (16.4)$$

Pour étudier la stabilité de l'écoulement primaire et développer une étude de stabilité *linéaire* il suffit de considérer de petites perturbations qui peuvent s'écrire comme une somme infinie de composantes de Fourier de la forme : $\Psi_1 = \Phi(y) \exp [ik(x - ct)]$ où k est un nombre d'onde qui sera supposé réel (c'est-à-dire qu'on ne tient pas compte d'une éventuelle évolution spatiale de l'instabilité) et c est une vitesse de phase éventuellement complexe. La partie imaginaire de c décrira l'évolution temporelle de l'amplitude de l'onde plane. Chaque mode k doit donc satisfaire l'équation dite de Rayleigh :

$$(U_0 - c) \left(\frac{d^2 \Phi}{dy^2} - k^2 \Phi \right) - \frac{d^2 U_0}{dy^2} \Phi = 0. \quad (16.5)$$

On peut montrer qu'une condition nécessaire pour observer une instabilité non visqueuse pour cet écoulement est l'existence d'un point d'inflexion dans le profil de vitesse, c'est-à-dire un point où $\frac{d^2 U_0}{dy^2} = 0$ ¹⁰.

16.4.3 Equation de Orr-Sommerfeld pour un profil continu de vitesse

Si l'on reprend l'étude bidimensionnelle précédente mais sans négliger la viscosité cette fois, la même description pour l'équation de Navier-Stokes conduit à l'équation dite de Orr-Sommerfeld (1908) :

$$\nu \left(\frac{d^2}{dy^2} - k^2 \right)^2 \Phi(y) = ik \left[(U_0 - c) \left(\frac{d^2}{dy^2} - k^2 \right) - \frac{d^2 U_0}{dy^2} \right] \Phi(y). \quad (16.6)$$

Cette équation (qui redonne l'équation 16.5 comme cas particulier pour $\nu = 0$) contient des dérivées d'ordre 4 et est donc beaucoup plus complexe à résoudre. C'est uniquement numériquement, ou en utilisant des approximations de grandes ou petites longueurs d'ondes que l'analyse peut être poursuivie, ce que nous ne ferons pas ici.

16.4.4 Analyse de stabilité pour un profil de vitesse discontinu

Nous allons maintenant simplifier l'analyse pour pouvoir résoudre analytiquement l'équation de Rayleigh. Considérons deux couches de fluide s'écoulant l'une au-dessus de l'autre dans la même direction Ox avec des vitesses différentes U_1 et U_2 (figure 16.9). Les fluides ont maintenant des densités différentes ρ_1 et ρ_2 le plus léger au-dessus ($\rho_1 > \rho_2$) afin d'éviter l'instabilité de Rayleigh-Taylor (décrite dans la section 16.3). Nous noterons γ la tension de surface qui existe entre les deux fluides s'ils ne sont pas miscibles.

Un tel profil de vitesse discontinu est une solution de l'écoulement de base tant que la viscosité n'est pas prise en compte. En résolvant l'équation d'Euler dans chaque fluide, et en imposant que les solutions décroissent à l'infini ($y = \pm\infty$), la continuité des vitesses normales à l'interface, et la condition de saut de pression à l'interface à cause de la tension de surface, on trouve une équation du second degré pour la célérité complexe des ondes :

10. D.J. Acheson, Elementary Fluid dynamics, 1990 (Clarendon Press, Oxford)

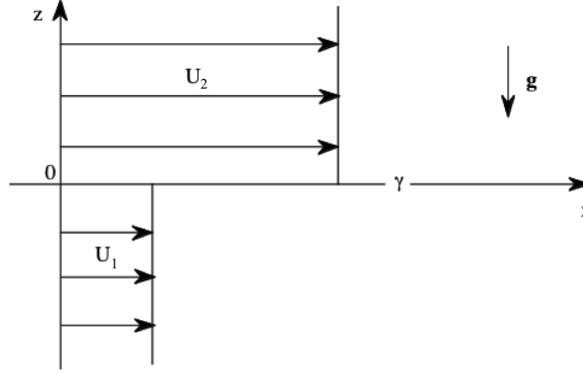


FIGURE 16.9 – Schéma de l'écoulement parallèle de deux fluides avec les vitesses U_1 et U_2 , et de densité ρ_1 et ρ_2 ($\rho_2 < \rho_1$) et une tension interfaciale γ .

$$c^2 - 2 \frac{\rho_1 U_1 + \rho_2 U_2}{\rho_1 + \rho_2} c + \frac{\rho_1 U_1^2 + \rho_2 U_2^2}{\rho_1 + \rho_2} - \frac{(\rho_1 - \rho_2)g + \gamma k^2}{(\rho_1 + \rho_2)k} = 0. \quad (16.7)$$

Les solutions sont :

$$c = c_r + ic_i = \frac{\rho_1 U_1 + \rho_2 U_2}{\rho_1 + \rho_2} \pm i \left[\frac{\rho_1 \rho_2}{(\rho_1 + \rho_2)^2} (U_2 - U_1)^2 - \frac{(\rho_1 - \rho_2)g + \gamma k^2}{(\rho_1 + \rho_2)k} \right]^{1/2}. \quad (16.8)$$

Si c_i est réel, c_r est la vitesse de phase des ondes et apparaît comme la moyenne pondérée par les densités des vitesses des deux veines de fluide. $\sigma = kc_i$ est le taux de croissance temporel. L'amplitude des ondes va croître comme $\exp \sigma t$ ¹¹. La partie imaginaire de la célérité n'apparaît que si le terme déstabilisant inertiel lié à la différence des vitesses est supérieur aux termes stabilisants de la tension de surface et de la gravité. Si ce n'est pas le cas, c est réel et il n'y a donc pas de taux de croissance et juste une modification de la vitesse de phase des ondes selon la valeur de k . On peut noter d'ailleurs que l'on retrouve la célérité des ondes interfaciales libres si $U_1 = U_2$ (L'équation 16.8 devient en effet équivalente à l'équation 7.5 page 73). L'amplification des ondes correspond donc à la condition :

$$(U_2 - U_1)^2 \geq \frac{\rho_1^2 - \rho_2^2}{\rho_1 \rho_2} \frac{g}{k} (1 + (k/k_c)^2). \quad (16.9)$$

La plus petite valeur possible de la différence de vitesse correspond donc au nombre d'onde critique, ici le nombre d'onde capillaire $k_c = \sqrt{\frac{\Delta \rho g}{\gamma}}$ (déjà rencontré dans le chapitre sur les ondes de surface, Eq. 7.7). On est au seuil de l'instabilité si :

$$|U_1 - U_2|_{min} = \left[2 \frac{\rho_1 + \rho_2}{\rho_1 \rho_2} (\Delta \rho g \gamma)^{1/2} \right]^{1/2}. \quad (16.10)$$

11. En réalité l'équation étant non dissipative, elle est réversible et les deux solutions $\exp \sigma t$ et $\exp -\sigma t$ existent. Ce souci qui existe aussi dans l'analyse de Rayleigh-Taylor du § 16.3, disparaît en présence de viscosité.

Lorsque $|U_1 - U_2| > |U_1 - U_2|_{min}$ les ondes instables sont comprises entre les deux bornes (appelés modes marginaux) :

$$k_{max/min} = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\rho_1 \rho_2 \Delta U^2}{(\rho_1 + \rho_2) \gamma} \pm \left[\left(\frac{\rho_1 \rho_2 \Delta U^2}{(\rho_1 + \rho_2) \gamma} \right)^2 - \frac{4 \Delta \rho g}{\gamma} \right]^{1/2} \right\}. \quad (16.11)$$

La courbe de stabilité marginale correspondant à l'équation 16.9 est représentée sur la figure 16.10.

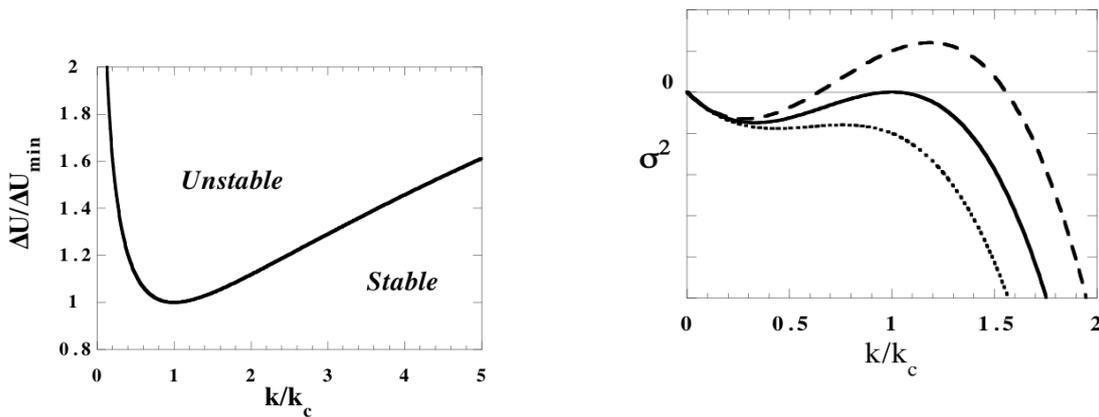


FIGURE 16.10 – Courbe de stabilité marginale adimensionnée en fonction de k/k_c pour l'instabilité de Kelvin-Helmholtz.

FIGURE 16.11 – Evolution du carré du taux de croissance de l'instabilité σ^2 (unité arbitraire) pour trois valeurs de la différence de vitesse ($\Delta U/\Delta U_{min} = 0.9; 1$ et 1.1).

Le taux de croissance de l'instabilité σ est donné par $\sigma^2 = c_i^2 k^2$:

$$\sigma^2 = \frac{\gamma k_c^3}{\rho_1 + \rho_2} \left[-\frac{k}{k_c} + 2 \left(\frac{\Delta U^2}{\Delta U_{min}^2} \right) \left(\frac{k}{k_c} \right)^2 - \left(\frac{k}{k_c} \right)^3 \right]. \quad (16.12)$$

Cette fonction est tracée sur la figure 16.11. L'interface est instable si σ^2 est positif. S'il est négatif, cela correspond simplement à une modification de la vitesse de phase des ondes, et les déformations initiales se propagent sans amplification ni atténuation car nous avons négligé les effets visqueux. L'équation 16.12 montre que les petites valeurs de k ne sont pas amplifiées à cause de la gravité et les grandes valeurs de k à cause de la tension de surface. On peut aussi pour toute différence de vitesse ΔU calculer le mode le plus instable k_0 .

16.4.5 Cas d'un profil de vitesse continu

Si le profil de vitesse n'était pas discontinu mais continu sur une taille caractéristique δ , il n'y aurait pas vraiment de modification des résultats pour les petits nombres d'onde mais les nombres d'onde plus grand que $1/\delta$ ne peuvent plus être instables.

Exercice : Dans le cas d'un fluide unique avec un profil de vitesse linéaire sur une largeur δ raccordant aux vitesses constante U_1 et U_2 , montrer que la célérité complexe s'écrit :

$$c = \frac{U_1 + U_2}{2} \pm \frac{\Delta U}{2k\delta} [(k\delta - 1)^2 - \exp(-2k\delta)]^{1/2}.$$

Tracer la courbe du taux de croissance $\sigma(k)$ et discuter les cas limites des petits et grands k . Solution dans la Ref. [18].

16.4.6 Cas du vent sur la mer

Lorsque le fluide inférieur est de l'eau au repos, et que le fluide supérieur est de l'air, nous obtenons pour un profil de vitesse discontinu la longueur d'onde critique au seuil $\lambda_c = 2\pi l_c \approx 1.7$ cm et pour la vitesse du vent au seuil $\Delta U_{min} \approx 7.2$ m/s. Cette valeur est bien trop grande par rapport à la réalité car pour un tel vent les vagues sont déjà en train de déferler. Bien que le mécanisme physique initial corresponde à l'instabilité de Kelvin-Helmholtz d'autres arguments doivent être invoqués (profil de vitesse logarithmique dans l'air, contribution des fluctuations turbulentes pour initier des perturbations, effet du fetch,...). Trouver un seuil réaliste n'est pas simple et est encore controversé. Le lecteur intéressé pourra lire les papiers de Miles¹².

16.4.7 Analyse spatiale de stabilité

Nous avons pour l'instant uniquement considéré une analyse temporelle, c'est-à-dire supposé que k était réel et ω (ou c) était complexe. Mais on peut à partir de la même relation de dispersion résoudre en supposant ω réel et k complexe. Dans ce cas le terme en $\exp(-k_i x)$ correspond à l'amplification spatiale des ondes lorsque k_i est négatif. Cette description correspond mieux à la plupart des expériences où il existe un écoulement moyen et une origine des x à partir de laquelle les deux fluides sont mis en contact. Cette description conduit aux notions d'instabilité convective et d'instabilité absolue décrites dans la section 16.11. Toutefois Gaster¹³ a montré que, au seuil, les deux descriptions sont équivalentes.

16.5 Instabilité paramétrique : l'instabilité de Faraday

16.5.1 Introduction

Dans son article de 1831¹⁴, Michael Faraday s'est intéressé à l'effet de vibrations sur des plaques solides et des surfaces liquides. Dans une de ses expériences il a étudié l'apparition d'onde à la surface d'un bain liquide vibré verticalement (figure 16.12a). Il a en particulier observé l'apparition d'ondes dont la pulsation ω correspond à la moitié de la pulsation de forçage ω_f (figure 16.12b). Nous verrons que cette instabilité est liée à l'instabilité dite « paramétrique », c'est-à-dire au problème du forçage périodique d'un oscillateur et à sa modélisation par l'équation de Mathieu. Comme pour une balançoire, un pendule pesant peut voir ses oscillations amplifiées par un forçage adéquat. On peut par exemple voir une très belle illustration de ce phénomène dans le cas d'une modulation de la longueur du pendule dans une vidéo de la mise en mouvement de l'encensoir « Botafumeiro » de la cathédrale de Saint-Jacques-de-Compostelle (http://youtu.be/2QFd_55EI1I).

Dans l'expérience de Faraday, lorsque le réservoir contenant le liquide vibre verticalement avec une pulsation ω_f (f pour forçage) et une amplitude d'oscillation A , il existe, dans le référentiel non galiléen du fluide, une gravité apparente $g(t)$ périodique en temps :

12. J. W. Miles, "On the generation of surface waves by shear flows", J. Fluid Mech. 3, 185-204 (1957)

13. M. Gaster, A note on the instability between temporally-increasing and spatially-increasing disturbances in hydrodynamic stability, J. Fluid Mech. 14, 222-224 (1962).

14. M. Faraday, On the forms and states of fluids on vibrating elastic surfaces, Philos. Trans. Royal Soc., London, 121 :299-340, 1831.

$$g(t) = g[1 + \Gamma \cos(\omega_f t)], \quad (16.13)$$

où $\Gamma = A\omega_f^2/g$ est l'accélération relative du récipient, rapport de l'accélération réelle sur l'accélération de la gravité au repos.

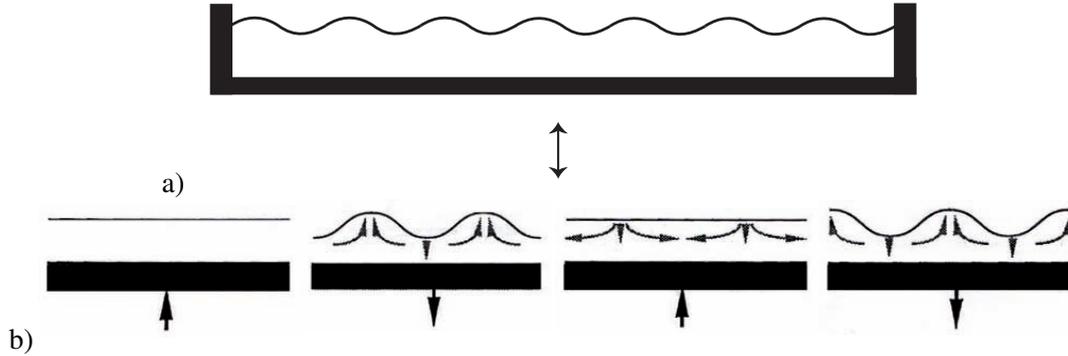


FIGURE 16.12 – (a) Principe de l'expérience de Faraday, (b) Schéma des mouvements du liquide aux instant $t = 0, T_f/2, T_f$ et $3T_f/2$ illustrant le comportement sous-harmonique à la pulsation $\omega = \omega_f/2$ (d'après S. Douady).

16.5.2 Analyse des perturbations

Cette oscillation verticale peut exciter des ondes de surface (capillaires ou de gravité) dont la pulsation ω et le nombre d'onde k sont reliés par la relation de dispersion des ondes de surface $\omega(k)$ (Equ. 7.13 page 87) : $\omega^2 = [gk + (\gamma/\rho)k^3] \tanh(hk)$, où γ est la tension interfaciale liquide/gaz et h la profondeur de liquide dans le récipient. Ici ω la pulsation propre de l'onde considérée n'est pas obligatoirement ω_f mais il s'avère qu'elle est en général proche d'un multiple de $\omega_f/2$. En effet, comme un cavalier à cheval au *trot enlevé*, l'interface peut osciller à la fréquence moitié de la fréquence de forçage (figure 16.12b). Toutefois dans le cas où le container est de taille finie, les conditions de résonance de la cavité sélectionnent des modes propres particuliers k et il est alors possible qu'il y ait finalement un petit décalage (detuning en anglais) $\delta = \omega_f - 2\omega$ par rapport à la condition de résonance $\delta = 0$.

Pour trouver l'équation de la dynamique de l'amplitude de ces ondes, on considèrera un fluide parfait, un hauteur h de liquide et pour simplifier le calcul nous supposons que le fluide au-dessus est de masse volumique négligeable. Reprenons alors l'analyse des ondes de surface comme présentée dans la section 7.2.1 page 71.

1. On considère déformation de la surface libre sous la forme d'une onde plane monochromatique $\zeta(x, t) = a(t) \exp(ikx)$ et nous prendrons l'axe Oz dirigé vers le haut.
2. On suppose l'écoulement sous les vagues irrotationnel car le fluide est parfait et initialement au repos, soit $\vec{v} = \vec{\nabla}(\Phi)$. L'incompressibilité conduit à l'équation $\nabla^2\Phi = 0$. En écrivant que $\Phi(x, z, t) = f(z, t) \exp(ikx)$ on peut résoudre la dépendance de f avec z avec la condition aux limites de vitesse verticale nulle au fond du récipient.

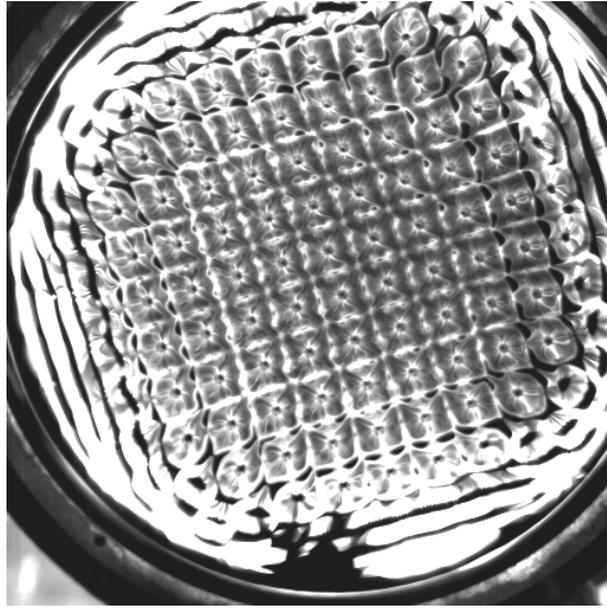


FIGURE 16.13 – Motif carré observé au-dessus du seuil de l’instabilité de Faraday (cliché S. Morris).

3. Le fluide parfait irrotationnel satisfait partout à l’équation de Bernoulli instationnaire :

$$\frac{p}{\rho} + \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{2}v^2 + g(t)z = F(t) \quad (16.14)$$

où l’on peut choisir la constante $F(t) = P_{atm}/\rho$ par un choix judicieux du potentiel des vitesses en écrivant $\Phi' = \Phi - \int (F(t) - P_{atm}/\rho) dt$.

4. Condition cinématique à l’interface $w - (\vec{v} \cdot \vec{\nabla})\zeta = \frac{\partial \zeta}{\partial t}$.
5. Condition dynamique à l’interface, le saut de pression de Laplace : $p(\zeta^-) - P_{atm} = \gamma(1/R_1 + 1/R_2)$.
6. En linéarisant les équations (hypothèse de faible amplitude $ka \ll 1$) on peut négliger les termes d’ordre 2 dans Bernoulli et dans les conditions interfaciales.

On obtient alors l’équation suivante pour l’évolution de l’amplitude des ondes de surface :

$$\ddot{a} + [g(t)k + \gamma k^3/\rho] \tanh(hk)a = 0. \quad (16.15)$$

Si $g(t)$ est en fait constant on retrouve bien les solutions $a = a_0 \exp(\pm i\omega t)$ des ondes de surfaces classiques.

16.5.3 Equation de Mathieu (1868)

En remplaçant g par la gravité variable $g(t)$ (Eq. 16.13) on a donc fait apparaître une pseudo pulsation (pseudo car fonction du temps) $\omega(t)$:

$$\omega^2(t) = \left[g(t)k + \frac{\gamma}{\rho} k^3 \right] \tanh(hk) = \omega^2 (1 + \epsilon \cos \omega_f t),$$

avec ici un nouveau paramètre de contrôle adimensionné $\epsilon = \Gamma / [1 + (k/k_c)^2]$, où nous avons introduit le nombre d'onde capillaire $k_c = \sqrt{\rho g / \gamma}$.

L'équation de la dynamique de l'amplitude peut alors s'écrire :

$$\ddot{a} + \omega^2 (1 + \epsilon \cos \omega_f t) a = 0. \quad (16.16)$$

C'est l'équation d'un oscillateur paramétrique de pulsation propre ω forcé à la pulsation ω_f . On peut l'écrire sous la forme canonique d'une équation de Mathieu¹⁵ en posant $T = \frac{1}{2}\omega_f t$, $p = 4(\omega(k)/\omega_f)^2$ et $q = \epsilon p/2$:

$$\frac{d^2 a}{dT^2} + (p + 2q \cos 2T) a = 0. \quad (16.17)$$

Cette équation présente des solutions instables pour certaines valeurs des paramètres p et q . La figure 16.14 montre en grisé l'existence de langues de domaine instable correspondant soit à un mode sous-harmonique, soit synchrone soit plus généralement un multiple de la moitié de la fréquence de forçage.

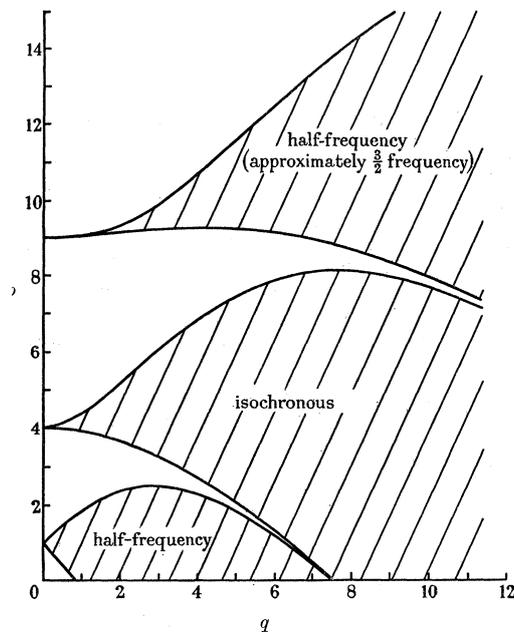


FIGURE 16.14 – Diagramme d'existence dans le plan (q, p) des solutions instables de l'équation de Mathieu (d'après l'article de Benjamin et Ursel, Ref. [4]).

Dans la limite des faibles forçage (ϵ petit donc petit q), seuls quelques modes sont instables, mais en l'absence de dissipation, l'interface est toujours instable.

16.5.4 Effet de la dissipation

Dans le cas où l'on considère un petit effet de dissipation visqueuse, on peut écrire la dissipation de façon phénoménologique et l'on modélise alors la dynamique de l'interface par l'équation de Mathieu

15. Émile Léonard Mathieu (1868) et aussi T. B. Benjamin and F. Ursell, The Stability of the Plane Free Surface of a Liquid in Vertical Periodic Motion, Proc. R. Soc. Lond. A 225, 505–515, 1954.

d'un pendule forcé amorti :

$$\ddot{a} + \beta\dot{a} + \omega(k)^2(1 + \epsilon \cos \omega_f t)a = 0$$

où β sera ici le taux de dissipation visqueuse (il est homogène à l'inverse d'un temps de dissipation, par exemple $\beta = 2\nu k^2$ en eau profonde loin des parois). On trouve par le calcul¹⁶ que le seuil de l'instabilité paramétrique est alors donné par :

$$\epsilon_c = \frac{2}{\omega} \sqrt{\beta^2 + \delta^2}$$

où $\delta = \omega_f - 2\omega$ est le désaccord (detuning) de fréquence. Sans décalage de fréquence et sans dissipation visqueuse, le seuil serait nul pour cette instabilité. A la résonance ($\delta = 0$) le seuil du régime instable de cet oscillateur est minimum et vaut $\epsilon_c = 2\beta/\omega$.

A cause de la forme de $\beta(k)$ les petites longueurs d'ondes (hautes fréquences) sont plus amorties et l'on observe au seuil que le premier mode avec une pulsation moitié de la fréquence de forçage.

Dans le cas où le récipient est de taille fini, les parois latérales imposent une vitesse horizontale nulle à la paroi, donc un ventre de vibration de l'interface et l'on a donc une quantification des nombres d'onde observés. De plus les directions x et $-x$ étant équivalente on observe souvent, après superposition avec les solutions réfléchies sur les parois, des ondes stationnaires de la forme $\zeta = a_0 \cos \omega t \cos(kx)$. Dans certains cas aussi des motifs hexagonaux sont observés au seuil.

Pour en savoir plus sur l'instabilité de Faraday :

- 1 P. Bergé, Y. Pomeau, and C. Vidal. *Ordre dans le chaos*. Hermann, 1998.
- 2 J. Bechhoefer, V. Ego, S. Manneville, and B. Johnson. An experimental study of the onset of parametrically pumped surface waves in viscous fluids. *J. Fluid Mech.*, 288 :325–350, 1995.
- 3 T. B. Benjamin and F. Ursell, The Stability of the Plane Free Surface of a Liquid in Vertical Periodic Motion, *Proc. R. Soc. Lond. A* 225, 505–515, 1954.

Et une vidéo : http://www.youtube.com/watch?v=8LEeENVSG-k&src_vid=tI6S5CS-6JI&feature=iv&annotation_id=annotation_180143.

16.6 Instabilités visqueuses : l'instabilité de Saffman-Taylor

Cette instabilité apparaît lorsqu'un fluide peu visqueux pénètre dans un fluide plus visqueux. Elle est le plus souvent étudiée dans une cellule de Hele-Shaw (écoulement entre deux plaques planes proches) mais elle existe surtout dans les milieux poreux. Cette instabilité est emblématique des instabilités morphogénétiques (qui génèrent des formes). La figure 16.15 montre par exemple le cas d'une injection localisée de gaz entre deux plaques de verre séparées par une mince couche d'huile.

16.6.1 Loi de Darcy

Le montage classique pour l'étude de l'instabilité de Saffman-Taylor est soit un milieu poreux, soit une cellule de Hele-Shaw¹⁷ (deux parois parallèles et proches). Nous allons d'abord établir la loi de Darcy qui relie la vitesse moyenne locale au gradient de pression local dans une telle cellule¹⁸.

16. L. Landau and E. Lifchitz. *Mécanique*. Editions de Moscou, 1989.

17. H. J. S. Hele-Shaw, On the motion of a viscous fluid between two parallel plates, *Nature* 58, 34 (1898)

18. H. Darcy, Les fontaines publiques de la ville de Dijon : distribution d'eau et filtrage des eaux (Victor Dalmont, Paris, 1856)

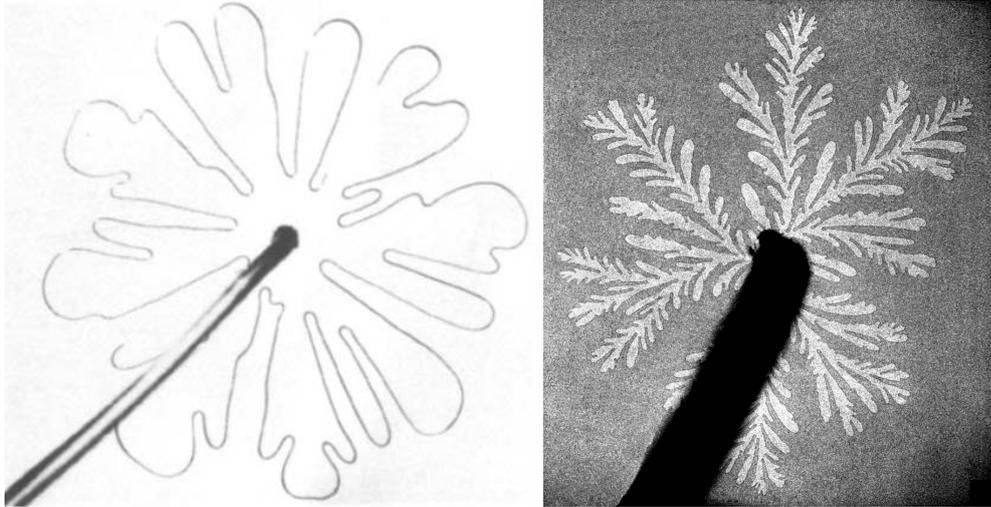


FIGURE 16.15 – Interface air/huile observée en géométrie circulaire. L'air est injecté au centre à basse vitesse dans l'image de gauche et à haute vitesse dans l'image de droite. Seules les extrémités des doigts d'air continuent à croître. Les autres parties du front de croissance air/huile sont pratiquement immobiles car les gradients de pression dans l'huile sont écartés par les doigts les plus développés.

Nous supposons que les deux plans limitant la cellule sont horizontaux – afin de pouvoir négliger la gravité –, parallèles et séparés d'une petite distance b . Le mouvement de chacun des deux fluides est gouverné par l'équation de Navier-Stokes. Si le nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de la cellule est petit et si l'écoulement est quasi-stationnaire, l'équation de Navier-Stokes se réduit à l'équation de Stokes :

$$\vec{\nabla}^2 \vec{u} = \frac{1}{\eta} \vec{\nabla} p \quad (16.18)$$

où $\eta = \rho\nu$ est la viscosité dynamique de chacun des fluides. Tant que les échelles horizontales sont grandes comparées à l'épaisseur de la cellule on peut écrire que $\vec{\nabla}^2 \vec{u} \approx \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial z^2}$ et l'équation précédente se réduit pour les composantes (u, v, w) de la vitesse \vec{u} à :

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = \frac{1}{\eta} \frac{\partial p}{\partial x} \\ \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} = \frac{1}{\eta} \frac{\partial p}{\partial y} \\ \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} = \frac{1}{\eta} \frac{\partial p}{\partial z} \end{cases}$$

De plus la conservation de la masse nous permet de négliger les vitesses verticales (axe z) devant les vitesses horizontales. Nous avons alors $w = 0$ et donc $\partial p / \partial z = 0$. Donc p ne dépend pas de z et les équations précédentes peuvent être intégrées selon z . Les vitesses u et v sont donc quadratiques en z , c'est en effet un écoulement de Poiseuille plan (voir section 10.3.3 page 125). Si l'on prend en compte la condition de non-glissement sur les parois horizontales $z = 0$ et $z = b$ il vient :

$$\begin{cases} u = \frac{1}{2\eta} \frac{\partial p}{\partial x} z(z-b) \\ v = \frac{1}{2\eta} \frac{\partial p}{\partial y} z(z-b) \\ w = 0 \end{cases}$$

Nous obtenons alors une équation linéaire entre la vitesse moyennée sur l'épaisseur (vitesse débitante) $\vec{V} = \frac{1}{b} \int_0^b \vec{u} dz$ et le gradient horizontal de la pression :

$$\vec{V}(x, y, t) = -\frac{b^2}{12\eta} \vec{\nabla}_h p \quad (16.19)$$

Dans cette équation \vec{V} est un vecteur à deux composantes et $\vec{\nabla}_h p$ est le gradient horizontal de la pression (nous omettrons dans la suite l'indice h). Cette équation s'appelle l'équation de Darcy et elle est valide dans chacun des fluides, du moment que le profil de la vitesse reste parabolique, c'est-à-dire tant que l'on n'est pas trop près de l'interface entre les deux fluides ou des parois verticales de la cellule. Dans le cadre de cette approximation l'écoulement horizontal est bidimensionnel et irrotationnel ($\text{rot } \vec{V} = \vec{0}$). Cette dernière propriété fait que la cellule de Hele-Shaw est souvent utilisée pour visualiser les lignes de courant d'un écoulement irrotationnel autour d'un obstacle, ce qui est a priori surprenant puisque nous avons ici un écoulement d'un fluide visqueux alors que les écoulements irrotationnels (potentiels) correspondent généralement à des écoulements de fluides parfaits.

16.6.2 Description qualitative de l'instabilité

Nous allons montrer qualitativement que l'interface entre deux fluides de viscosités différentes est instable si le fluide le moins visqueux repousse le fluide le plus visqueux.

Supposons que les deux fluides s'écoulent horizontalement dans la cellule de Hele-Shaw, à la même vitesse U le long de l'axe des x et que l'interface qui les sépare soit initialement plane et perpendiculaire à Ox (figure 16.16).

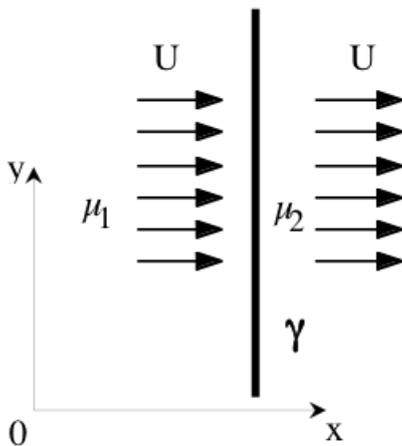


FIGURE 16.16 – Schéma d'une interface se déplaçant à la vitesse U entre les fluides 1 et 2.

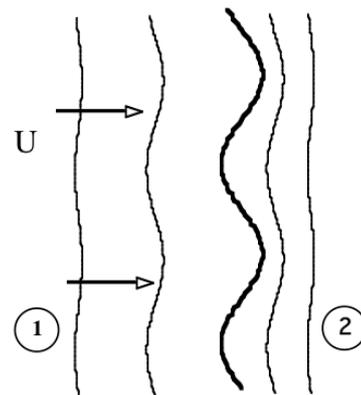


FIGURE 16.17 – Dessin des isobares devant et à l'arrière de l'interface déformée.

Si les deux fluides sont incompressibles, $\text{div } \vec{V} = 0$, et si l'épaisseur b est aussi constante, l'équation 16.19 montre que le champ de pression satisfait l'équation de Laplace :

$$\vec{\nabla}^2 p = 0. \quad (16.20)$$

Le champ de pression est donc un champ harmonique dans chaque fluide.

Décrivons maintenant qualitativement le mécanisme d'instabilité en négligeant tout d'abord la tension de surface, ce qui fait que l'interface reste une isobare. Imaginons tout d'abord une faible perturbation de l'interface, périodique en y . Les isobares de chaque côté de l'interface restent à peu près parallèles à l'interface mais la perturbation doit s'amortir loin de l'interface car de chaque côté la pression satisfait l'équation de Laplace. Même si l'interface n'était pas déformée, si le fluide 1 est moins visqueux que le fluide 2, les isobares sont un peu plus resserrées dans le domaine 2 (figure 16.17) car on y trouve l'essentiel de la perte de charge. Au niveau des bosses de l'interface, les isobares sont plus resserrées que devant les creux, le gradient de pression y est donc plus important et la vitesse locale de l'interface y est donc plus grande (Eq. 16.19). En conséquence, au cours du mouvement, les crêtes se déplacent plus vite que les creux : les déformations initiales de l'interface sont donc amplifiées si $\eta_1 < \eta_2$, mais amorties si $\eta_1 > \eta_2$. Sans tension de surface, les crêtes formeraient rapidement des pointes (singularités en temps finis). Dans la réalité la tension de surface est un facteur limitant la courbure des pointes et qui ralentit donc la croissance de l'instabilité. Notons que même en l'absence de tension de surface (cas des fluides miscibles) il existe une autre limitation à la formation de singularités, car lorsque la courbure dans le plan (x, y) de la cellule devient de l'ordre de l'épaisseur de la cellule, l'approximation de la loi de Darcy bidimensionnelle n'est plus justifiée.

16.6.3 Analyse linéaire de l'instabilité

Nous allons maintenant calculer l'évolution linéaire de l'instabilité du front plan. On introduira le nombre capillaire $Ca = \eta U / \gamma$, où η est la viscosité dynamique du fluide le plus visqueux, γ la tension de surface entre les deux fluides et U la vitesse du front plan. Ce nombre compare les forces visqueuses aux forces capillaires. Nous allons établir la relation de dispersion et tracer la courbe de stabilité marginale dans le cas simplifié d'un fluide très peu visqueux, par exemple un gaz (fluide 1) repoussant un liquide visqueux et mouillant les parois (fluide 2).

Écoulement de base (i.e. ordre 0)

Supposons d'abord que l'interface est rectiligne et avance à la vitesse U . La vitesse moyenne est alors constante partout et l'on a $\vec{V}_1 = \vec{V}_2 = U \vec{e}_x$. En effet le ménisque qui relie les deux parois est entraîné par le fluide à la vitesse moyenne, donc à la vitesse débitante locale. L'équation de Darcy (16.19) nous donne alors la relation : $\frac{1}{\eta_1} \frac{\partial P_1}{\partial x} = \frac{1}{\eta_2} \frac{\partial P_2}{\partial x}$. Compte tenu de la faible viscosité de l'air ($\eta_1 \ll \eta_2$), P_1 est pratiquement constant et il suffit de résoudre l'équation 16.19 dans le milieu 2. On trouve :

$$P_2(x, t) = P_1 - \frac{2\gamma}{b} - \frac{U}{b^2} 12\eta_2(x - Ut) \quad (16.21)$$

pour la pression ($x > Ut$) dans le fluide 2, équation qui tient compte du saut de pression à l'interface courbée dans le plan vertical si le liquide 2 mouille parfaitement la paroi, et de la position $\zeta_0 = Ut$ de l'interface à l'instant t . Cette pression est écrite dans le référentiel des parois, et $x - Ut$ est la distance à l'interface à un instant t .

Écoulement perturbé (i.e. ordre 1)

Afin d'étudier la stabilité de l'écoulement de base, supposons maintenant que cette interface plane soit légèrement perturbée et décomposons cette perturbation dans la direction y en série de Fourier¹⁹. Comme nous ferons une analyse linéaire il suffit d'étudier indépendamment chacun des modes de Fourier en $\sin(ky)$.

On écrit donc à l'ordre 1, $\zeta = \zeta_0 + \zeta_1$ avec $\zeta_0 = Ut$ et $\zeta_1 = a \exp(\sigma t -iky)$, $p = p_0 + p_1$ avec $p_0 = P_2(x, t)$ (Eq. 16.21) et $\vec{v} = \vec{v}_0 + \vec{v}_1$ avec $\vec{v}_0 = U\vec{e}_x$.

Si après étude de la relation de dispersion on trouve $\sigma(k) > 0$ la perturbation sera amplifiée et le front plan sera instable, si tous les $\sigma(k) < 0$ le front plan sera stable. Si σ était imaginaire pure cela correspondrait à des ondes propagatives le long de l'interface mais ça ne sera pas le cas ici car le fluide est visqueux (contrairement à l'instabilité de Rayleigh-Taylor par exemple, § 16.3 page 196).

Compte tenu que la pression doit satisfaire l'équation de Laplace, on obtient pour la perturbation de pression $p_1 = A(t) \exp(-k(x - Ut)) \exp(-iky)$.

Il faut ensuite écrire la condition cinématique à l'interface :

$$\frac{\partial \zeta_1}{\partial t} + v_y \frac{\partial \zeta_1}{\partial y} = v_x,$$

qui donne au premier ordre la relation :

$$\sigma a \exp(\sigma t) = A(t) \frac{b^2 k}{12\eta_2}.$$

et la condition dynamique linéarisée :

$$p_1(x, t) = \gamma \frac{\partial^2 \zeta_1}{\partial y^2}.$$

Ce qui donne la relation

$$A(t) = \left(\frac{12\eta_2}{b^2} U - \gamma k^2 \right) a \exp(\sigma t).$$

En éliminant $A(t)$ de ces 2 relations on obtient la relation de dispersion :

$$\sigma = Uk - \frac{b^2 \gamma}{12\eta_2} k^3. \quad (16.22)$$

Dans le cas complet, avec deux fluides visqueux, le taux de croissance σ est donné par la relation de dispersion :

$$\sigma = \frac{\eta_2 - \eta_1}{\eta_2 + \eta_1} Uk - \frac{b^2 \gamma}{12(\eta_2 + \eta_1)} k^3 \quad (16.23)$$

où k est le nombre d'onde de la perturbation. Comme σ est toujours réel, la déformation ne se propage pas selon y . Le front est instable si $\sigma > 0$ c'est-à-dire si $(\eta_2 - \eta_1)U > 0$. Cette condition correspond à un fluide de faible viscosité repoussant un fluide plus visqueux par rapport aux parois immobiles de la cellule. Cette instabilité n'a pas de seuil, dès que l'interface bouge elle devient instable. Le deuxième terme de l'équation précédente, toujours négatif, montre que la tension de surface limite la croissance de l'instabilité, en particulier pour les grandes valeurs de k . Le vecteur d'onde le plus

19. R. L. Chuoke, P. Van Meurs et C. Van der Pol, The Instability of Slow Immiscible Viscous Liquid-Liquid Displacement in Permeable Media, Tr. AIME 216, 188 (1959)

amplifié k_c correspond au maximum de la courbe de $\sigma(k)$. Dans le cas où $\eta_1 \ll \eta_2$ et en introduisant le nombre capillaire $Ca = \eta U / \gamma$, il vient :

$$k_c = \frac{2\pi}{\lambda_c} = \frac{2}{b} \sqrt{Ca}. \quad (16.24)$$

et pour le taux de croissance maximum :

$$\sigma_c = \frac{4\gamma}{3b\eta_2} Ca^{2/3}.$$

A basse vitesse (faible Ca), les longueurs d'ondes observées sont grandes mais elles sont plus petites à plus hautes vitesses (Ca élevé). Ce résultat théorique peut être testé expérimentalement en imposant à l'instant initial une vitesse U à une interface initialement au repos. Rapidement toutefois l'amplitude des déformations n'est plus petite car on n'observe pas de saturation à faible amplitude. L'analyse linéaire n'est alors plus valable. On peut noter que cette analyse de stabilité présente de profondes similarités avec l'analyse de stabilité d'un front de croissance d'un cristal initialement plan²⁰.

Exercice : Calculer pour une vitesse $U = 1$ cm/s, une épaisseur $b = 1$ mm et pour une huile de viscosité $\nu = 100\nu_{eau}$, la valeur du nombre capillaire Ca , la longueur d'onde la plus instable et le taux de croissance. Justifier que les approximations faites sont corrects.

Correction de Park et Homsy : En réalité la courbure dans un plan vertical de l'interface entre les deux fluides n'est pas une constante car l'épaisseur des films liquides déposés par le liquide mouillant sur les surfaces dépend de la vitesse d'avancée de l'interface. Park et Homsy²¹ ont montré que le terme de Laplace $-2\gamma/b$ doit être multiplié par $(1 + 3.8Ca^{2/3})$ au premier ordre pour tenir compte des films de Landau-Levich déposés sur les plaques. Il existe donc une correction en $Ca^{2/3}$ mais celle-ci reste faible à faible vitesse.

16.6.4 Evolution non-linéaire de l'instabilité

En 1958, Saffman et Taylor ont été les premiers à décrire une saturation non-linéaire de l'instabilité²². Dans une cellule de Hele-Shaw de largeur constante W , ils ont observé que l'interface évolue vers une forme stationnaire se propageant à vitesse constante. Ce « doigt » reste large à faible débit d'injection mais tend à occuper la moitié de la largeur de la cellule à plus grand débit (figure 16.18a). Expérimentalement il existe une fonction unique qui relie la largeur relative du doigt λ à sa vitesse de propagation U .

En négligeant l'effet de la tension de surface, Saffman et Taylor ont pu trouver par la méthode des transformations conformes (§ 14.9 page 174) la forme stationnaire du doigt. Ils ont trouvé une famille continue de solutions donnée par l'équation :

$$x = \frac{W(1-\lambda)}{2\pi} \ln \left(\frac{1}{2} \left[1 + \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda W} y \right) \right] \right) \quad (16.25)$$

20. W.W. Mullins and R.F. Sekerka, J. of Appl. Phys. 35, 444 (1964)

21. C.-W. Park and G. M. Homsy (1984). Two-phase displacement in Hele Shaw cells : theory. Journal of Fluid Mechanics, 139 , pp 291-308

22. P. G. Saffman and G. I. Taylor. The penetration of a fluid into a porous medium or Hele-Shaw cell containing a more viscous fluid. Proc. R. Soc. Lond. A, 245 :312-329, 1958.

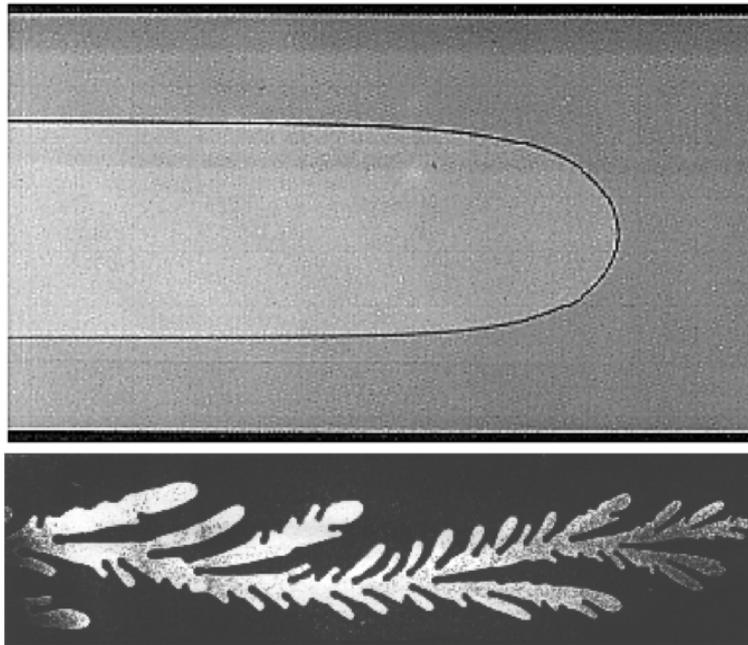


FIGURE 16.18 – (a) Photographie d'un doigt d'air de Saffman-Taylor se propageant à vitesse constante de gauche à droite dans une cellule de Hele-Shaw linéaire initialement remplie d'huile. Cette forme correspond bien à la forme théorique du doigt de Saffman-Taylor pour $\lambda = 0.5$ (Eq. 16.25). (b) Doigt d'air instable à grand débit dans la même cellule linéaire.

où $0 \leq \lambda \leq 1$ est le rapport de la largeur du doigt sur la largeur du canal²³. Le doigt de largeur $\lambda = 0.5$ se compare assez bien à la forme expérimentale de la figure 16.18a.

Sans tension de surface il n'existe pas de mécanisme de sélection entre la largeur du doigt λ et sa vitesse d'avancée U . Contrairement à l'expérience, pour toute vitesse U toutes les largeurs sont théoriquement possibles. Le mécanisme de sélection par la tension de surface n'a finalement été compris qu'en 1986. Toutefois, même en cellule linéaire, si l'écoulement est trop rapide le doigt de Saffman-Taylor devient finalement instable et des structures bien plus complexes sont observées (figure 16.18b).

Dans une cellule circulaire où l'air est injecté au centre de grandes plaques transparentes, il apparaît le même phénomène d'instabilité. Seule l'extrémité des doigts se développe, devient instable soit par une division de la pointe (tip-splitting) soit par des branchements latéraux (side-branching) et les doigts ne se restabilisent jamais (figure 16.15 gauche)²⁴. La structure devient rapidement de plus en plus complexe et fractale (figure 16.15 droite) et a été comparée aux structures DLA (Diffusion Limited Aggregation) simulées sur ordinateur.

23. Ces solutions sont les analogues de la parabole d'Ivantsov pour la croissance cristalline d'une dendrite libre

24. Dans toute cette dynamique, à cause de la loi de Darcy et de l'équation de Laplace sous-jacentes, il existe une forte similarité avec les phénomènes « d'effet de pointe » en électrostatique et dans les figures de claquage dans un isolant diélectrique (figures de Lichtenberg).

16.7 Instabilités centrifuges : l'instabilité de Taylor-Couette

Cette instabilité a beaucoup été étudiée dans les années 1980 comme un exemple de la transition progressive d'un écoulement laminaire vers un régime turbulent.

L'instabilité de l'écoulement de base apparaît dans la géométrie de Couette circulaire (voir section 10.3.2 page 124), lorsque le cylindre intérieur tourne avec une vitesse angulaire suffisamment élevée. Avant le seuil de l'instabilité de Taylor-Couette l'écoulement est stationnaire, purement orthoradial (1C1D, c'est-à-dire une seule composante de la vitesse qui ne dépend que du rayon). Au-dessus d'un premier seuil en vitesse angulaire, des composantes radiale et axiale de la vitesse apparaissent et des tores de sens alternés sont observés (figure 16.19). Contrairement à l'instabilité de Saffman-Taylor, l'instabilité est ici supercritique, c'est-à-dire qu'elle sature à des amplitudes aussi faibles que l'on veut au voisinage du seuil. Au-delà du seuil, du fait de ces rouleaux toriques, l'écoulement est maintenant 3C2D, mais l'axisymétrie et la stationnarité sont toujours réalisées. C'est au-delà d'un deuxième seuil que les anneaux commencent à onduler en θ (perte de l'invariance par rotation) ce qui brise la dernière symétrie spatiale (écoulement est alors 3D3C) mais l'écoulement est encore stationnaire dans le référentiel tournant à la vitesse angulaire des ondulations. Au-delà d'un troisième seuil une première modulation temporelle intrinsèque de l'intensité des rouleaux apparaît, brisant cette fois la symétrie de translation dans le temps du problème. Si les deux cylindres tournent simultanément le diagramme des états bifurqués est plus complexe (figure 16.20b d'après l'étude d'Andereck et al. ²⁵).

En 1923 Taylor ²⁶ a calculé par analyse de stabilité linéaire et mesuré le premier seuil de l'instabilité dans le plan (Re_1, Re_2) où les deux nombres de Reynolds sont définis par la relation $Re_i = \Omega_i R_i (R_2 - R_1) / \nu$ (figure 16.20a). C'était la première fois qu'une étude de stabilité permettait une si bonne confrontation entre théorie et expérience.

Dans le cas d'un faible gap ($d = R_2 - R_1 \ll R_1$) et du cylindre extérieur fixe, le seuil correspond à un nombre de Taylor critique donné par :

$$Ta_c = Re_1^2 \frac{d}{R_1} \approx 1608,$$

où $Re_1 = \Omega_1 R_1 d / \nu$ est le nombre de Reynolds construit sur la vitesse angulaire et sur l'épaisseur du gap ²⁷. La longueur d'onde la plus instable est $\lambda_c \approx 2(R_2 - R_1)$. On pourra trouver l'analyse linéaire de stabilité de cette instabilité dans la Ref. [18]

16.7.1 Critère inviscide de Rayleigh

L'écoulement de base est l'unique solution linéaire du problème, ce qui ne veut pas dire que cette solution est stable. Nous allons étudier sa stabilité dans le cas plus simple d'un fluide parfait.

Exercice : Instabilités centrifuges

a) Rayleigh en 1917 a montré que pour un écoulement orthoradial l'écoulement est partout stable si

$$\frac{d}{dr} [ru_\theta(r)]^2 > 0$$

25. C. David Andereck, S. S. Liu and Harry L. Swinney (1986). Flow regimes in a circular Couette system with independently rotating cylinders. *Journal of Fluid Mechanics*, **164**, pp 155-183

26. Taylor, G.I. 1923 Stability of a viscous liquid contained between two rotating cylinders. *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A* **223**, 289-343

27. Dans le cas où les deux cylindres tournent dans le même sens le seuil donné par le critère de Rayleigh, correspond à une ligne dans le plan (Re_1, Re_2) (figure 16.20a).

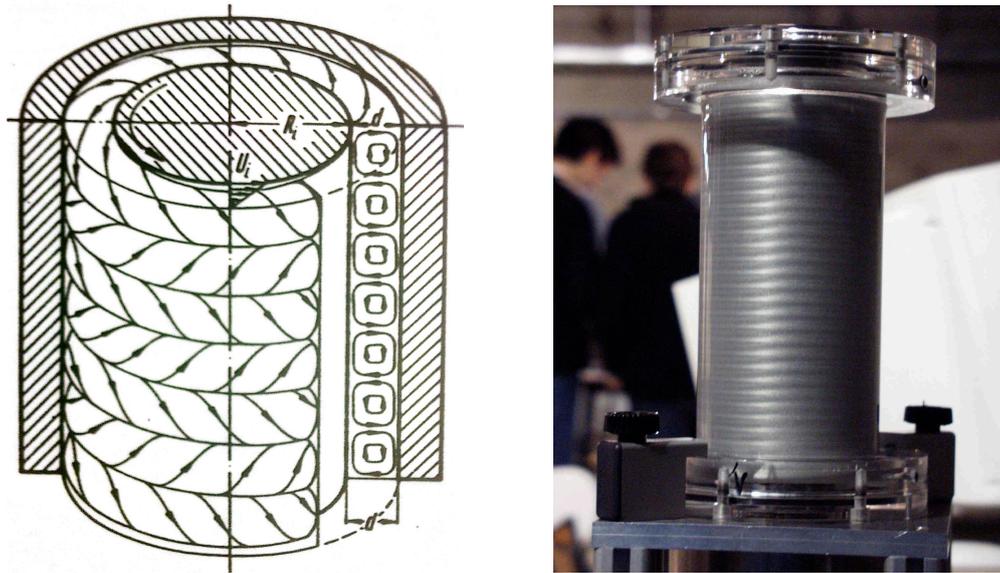


FIGURE 16.19 – Instabilité centrifuge de Taylor-Couette visible sous forme de tores superposés entre deux cylindres lorsque le cylindre intérieur tourne suffisamment vite : (a) Schéma issu de la référence [45] et (b) visualisation par des écailles nacrantés.

quelque soit le rayon r .

Retrouver ce critère de stabilité, en déterminant les forces qui s'appliquent sur une particule déplacée d'un rayon r_1 à un rayon r_2 .

b) Trouver le profil de vitesse d'un écoulement de Couette en rotation dans les deux cas particuliers suivants : (a) deux cylindres tournant dans le même sens et à la même vitesse angulaire, (b) un seul cylindre tournant dans un récipient infini. Montrer qu'en utilisant le critère inviscide de stabilité, le premier est stable et le deuxième marginalement stable.

c) Refaire le raisonnement pour un écoulement de Couette dans le cas d'un fluide visqueux. (On cherchera seulement à mettre en évidence l'existence du nombre de Taylor).

d) Montrer que le critère de Rayleigh peut être formulé sous une forme prédisant l'instabilité dans le cas où la vorticité est de sens contraire à la vitesse angulaire du fluide.

16.7.2 Autres instabilités centrifuges :

Il existe d'autres instabilités dont l'origine physique est proche de celle de Taylor-Couette. On peut citer l'instabilité de G rtler dans la couche limite d'une surface concave (voir figure 16.21) et l'instabilité de Dean dans une conduite courbée (figure 15.7 page 188).

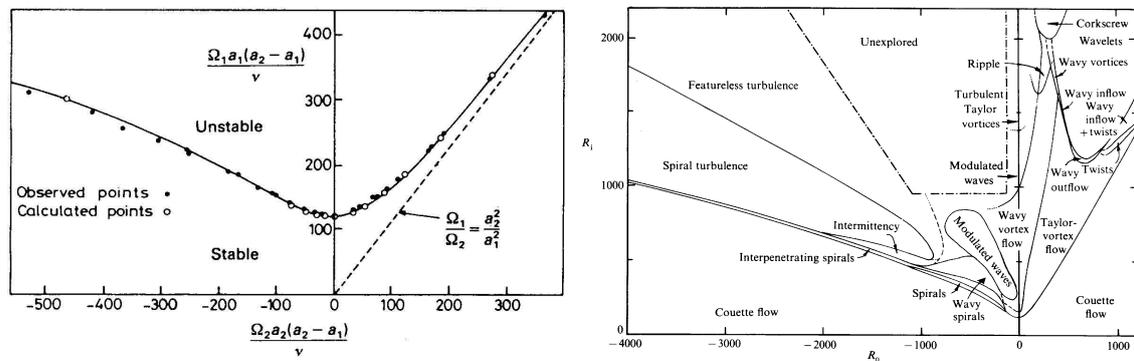


FIGURE 16.20 – (a) Comparaison entre prédiction théorique et expérience pour le seuil d'apparition de l'instabilité de Taylor-Couette dans le plan des deux nombres de Reynolds Re_1 et Re_2 pour un rapport $R_2/R_1 = 1.14$ (d'après G.I. Taylor [1923]) et (b) Diagramme des régimes observés dans le montage de Taylor-Couette lorsque les deux cylindres tournent au-delà du seuil (Andereck et al. [1986]).

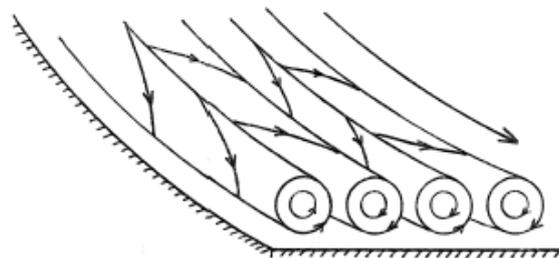


FIGURE 16.21 – Schéma des vortex de Görtler se développant dans la couche limite d'une paroi concave [45].

16.8 Instabilités de convection thermique : 1) convection de Rayleigh-Bénard

Lorsqu'une couche de fluide placée entre deux parois horizontales est soumise à un gradient vertical de température, il apparaît un mouvement de convection au-dessus d'une différence de température critique ΔT_c . A faible différence de température le fluide reste au repos et le transfert de chaleur a lieu par conduction, mais au-dessus d'un nombre de Rayleigh critique, des rouleaux de convection de sens contraire se mettent progressivement en place (figure 16.22). La bifurcation est supercritique pour les fluides usuels.

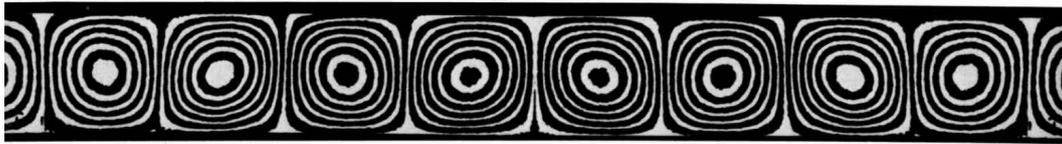


FIGURE 16.22 – Rouleaux de Rayleigh-Bénard observés dans de l'huile de silicone par interférométrie ([19] p. 82).

Une étude dimensionnelle du problème fait apparaître un nombre critique, le nombre de Rayleigh :

$$Ra = \frac{g\alpha\Delta T d^3}{\nu\kappa}.$$

En effet pour que le mouvement de convection ait lieu il faut que la force motrice (la dilatation thermique du fluide) soit suffisante pour vaincre les deux phénomènes stabilisants, la conductivité thermique et la dissipation visqueuse.

Ecrivons la variation de la masse volumique avec la température $\rho(T_0 + \Delta T) = \rho(T_0)(1 - \alpha\Delta T)$, où α est le coefficient de dilatation thermique volumique. La force de flottaison (poussée d'Archimède) est de l'ordre de $\rho g \alpha \Delta T$ ce qui, si elle était seule, conduirait à un mouvement vertical uniformément accéléré et donc au parcours de la distance d en un temps $t^2 = 2d/(g\alpha\Delta T)$. Ce temps t doit être plus court que le temps de diffusion visqueuse sur la couche de fluide de hauteur $\tau_v = d^2/\nu$ et plus court que le temps de diffusion thermique : $\tau_T = d^2/\kappa$ où κ est la diffusivité thermique du fluide. En ordre de grandeur il faut donc que $t^2 < \tau_v \tau_T$, soit :

$$Ra = \frac{g\alpha\Delta T d^3}{\nu\kappa} < 1.$$

Le calcul complet montre que la valeur critique du Rayleigh est $Ra_c = 1708$ pour que la convection commence (figure 16.23). Près du seuil on observe des rouleaux de convection sous forme de cylindres parallèles contra-rotatifs de faible intensité (bifurcation supercritique).

16.9 Instabilités de convection thermique : 2) Instabilité de Bénard-Marangoni.

Cette instabilité, aussi d'origine thermique, est observée lorsqu'un liquide présentant une surface libre est chauffé par le bas. Un paramètre clé est la baisse de la tension de surface avec la température (voir § 6.6 page 66). Le plus souvent ce sont des structures hexagonales qui sont observées (figure 16.24).

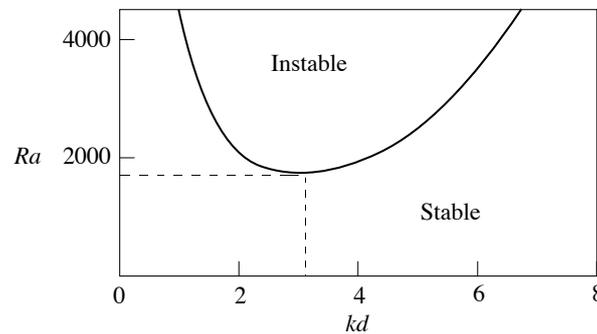
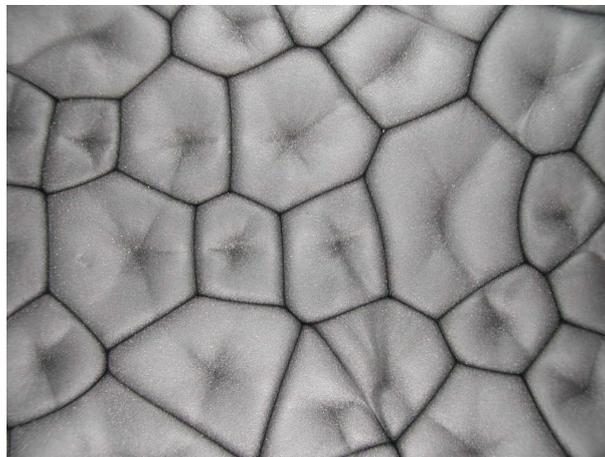
FIGURE 16.23 – Diagramme de stabilité dans le plan (Ra, kd) de l'instabilité de Rayleigh-Bénard.

FIGURE 16.24 – Instabilité de Bénard-Marangoni dans un mélange huile/poudre d'aluminium vue de dessus. Les lignes noires sont les zones d'écoulement descendant et les sortes d'étoile au centre des cellules sont les zones d'écoulement montant.

16.10 Théorème de Squire

Ce théorème (Squire, 1933) permet de montrer, dans certaines conditions bien définies (en particulier l'existence de parois rigides), qu'un phénomène d'instabilité a priori tridimensionnel peut se ramener à un problème bidimensionnel (voir Charru [10] page 108 par exemple, ou Ref.²⁸) : i.e. l'instabilité 2D est la première à apparaître.

16.11 Instabilité convective ou instabilité absolue ?

On appelle « écoulements ouverts » des écoulements où il existe une vitesse d'advection moyenne (ce n'est jamais le même fluide qui passe en un point donné). La réponse à une perturbation va donc dépendre du temps et donc de l'espace à cause de cette vitesse d'advection. La localisation de la source de bruit dans l'espace physique et la perte des propriétés d'invariance galiléenne qui en découle ont

28. P.G. Drazin and W.H. Reid, Hydrodynamic Stability, 1981. Cambridge Univ. Press.

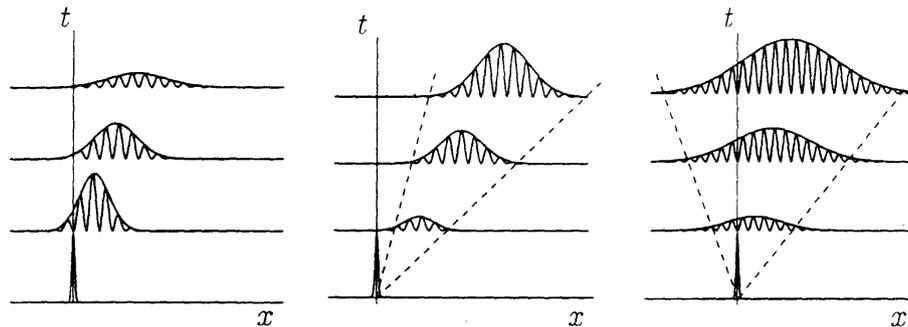


FIGURE 16.25 – Diagramme spatio-temporel illustrant le comportement d'un paquet d'onde dans un écoulement ouvert. A gauche perturbation advectée mais amortie, au centre cas d'une instabilité convective, à droite cas d'une instabilité absolue.



FIGURE 16.26 – Sillage d'avion instable devenant oscillant puis évoluant en anneaux de tourbillons (Instabilité de Crow).

des conséquences importantes. Lors du développement de l'instabilité à partir d'un germe localisé en temps et en espace se pose la question suivante : la perturbation va-t-elle se développer suffisamment vite pour pouvoir remonter le courant et ne pas être à terme balayée par l'écoulement ? Ce problème est illustré par la figure 16.25.

16.12 Autres instabilités

Instabilité de Crow : Instabilité du sillage des avions (figure 16.26). Une référence : R. L. Bristol et al., (2004). On cooperative instabilities of parallel vortex pairs. *J. Fluid Mech.*, 517, pp 331-358.

Instabilité magnétique : Instabilité des ferrofluides. Une référence : B. Abou, G. Néron de Surgé and J.E. Wesfreid, Dispersion Relation in a Ferrofluid Layer of Any Thickness and Viscosity in a Normal Magnetic Field; Asymptotic Regimes, *J. Phys. II France* 7 (1997) 1159-1171.

Pour en savoir plus :

Instabilité	Paramètre	Bifurcation	Déstabilisant	stabilisant	écoulement
Kelvin-Helmholtz		supercritique	cisaillement	gravité et capillarité	ouvert
Rayleigh-Taylor			gravité	capillarité	fermé
Rayleigh-Plateau			capillarité		ouvert
Kapitza	Ka		capillarité		ouvert
Bénard-Von Karman	Re_c	supercritique	cisaillement	viscosité	ouvert
Faraday	Γ_c	supercritique	accélération	viscosité	fermé
Saffman-Taylor			viscosité	capillarité	fermé
Rayleigh-Bénard	Ra_c	supercritique	dilatation	conductivité thermique	fermé
Bénard-Marangoni		supercritique	capillarité	conductivité thermique	fermé
Taylor-Couette	Ta_c	supercritique	centrifuge	viscosité	fermé
Dean			centrifuge		ouvert
Poiseuille	Re_c	souscritique	couche limite	viscosité	ouvert
Couette plan	Re_c	souscritique	couche limite	viscosité	ouvert
Stuart			couche limite		ouvert
Tollmien-Schlichting			couche limite		ouvert
Görtler			couche limite		ouvert
Crow					ouvert
Benjamin-Feir					ouvert
Mullins-Sekerka					ouvert
Richtmyer-Meshkov			gravité	capillarité	fermé
Ferrofluide			Champ magné.		ouvert
Belousov-Zhabotinsky			chimie		fermé
Flambage		supercritique	compression		
Anneau tournant		supercritique	centrifuge	gravité	

TABLE 16.1 – Petit catalogue des principales instabilités répertoriées et de leurs propriétés.

- *Flow instabilities*, E.L. Mollo-Christensen, National Committee for Fluid Mechanics Films, <http://web.mit.edu/hml/ncfmf.html>
- [10] F. Charru, *Instabilités hydrodynamiques*, EDP Sciences, 2007.
- [35] P. Manneville, *Instabilités, Chaos et Turbulence*, Editions de l'Ecole Polytechnique, 2004.
- [17] P.G. Drazin, *Introduction to Hydrodynamic Stability*, Cambridge Univ. Press, 2002.
- [5] P. Bergé, Y. Pomeau, and C. Vidal. *Ordre dans le chaos*. Hermann, 1998.
- [9] S. Chandrasekhar, *Hydrodynamic and hydromagnetic stability*, Dover, 1981.

Chapitre 17

Introduction à la turbulence

Marc Rabaud, version du 29 mars 2016

Sommaire

17.1 Introduction	223
17.1.1 Exemples d'écoulement turbulent	223
17.2 Description statistique de la turbulence	224
17.2.1 Valeurs moyennes et fluctuations	225
17.2.2 Equations de la turbulence	226
17.2.3 Le tenseur de Reynolds	226
17.2.4 L'apport de la simulation numérique	228
17.2.5 Mesures des vitesses et des fonctions de corrélation	228
17.2.6 Notion de densité de probabilité (PDF)	228
17.2.7 L'hypothèse de Taylor	229
17.3 La couche limite turbulente	229
17.4 La turbulence stationnaire, homogène et isotrope (TSHI)	229
17.4.1 Spectre de la turbulence	230
17.4.2 Quelques définitions :	230
17.4.3 Evidence de la cascade d'énergie.	231
17.4.4 Spectre de Kolmogorov :	232
17.5 Conclusion	233

17.1 Introduction

Dans la Nature la plupart des écoulements sont turbulents et ils ne sont que très rarement laminaires. Il suffit de travailler avec de l'eau ou de l'air, avec des objets macroscopiques ($L > 1$ cm) et des vitesses usuelles pour que le nombre de Reynolds $Re = \frac{UL}{\nu}$ soit très grand devant 1. Et si l'on parle beaucoup des écoulements à faible nombre de Reynolds ... c'est surtout parce qu'ils sont plus simples à décrire !

17.1.1 Exemples d'écoulement turbulent

Les écoulements atmosphériques, l'écoulement de l'eau sous un pont, les écoulements d'eau dans les tuyaux d'une habitation, le sillage d'un voilier ou d'un avion sont des exemples d'écoulements

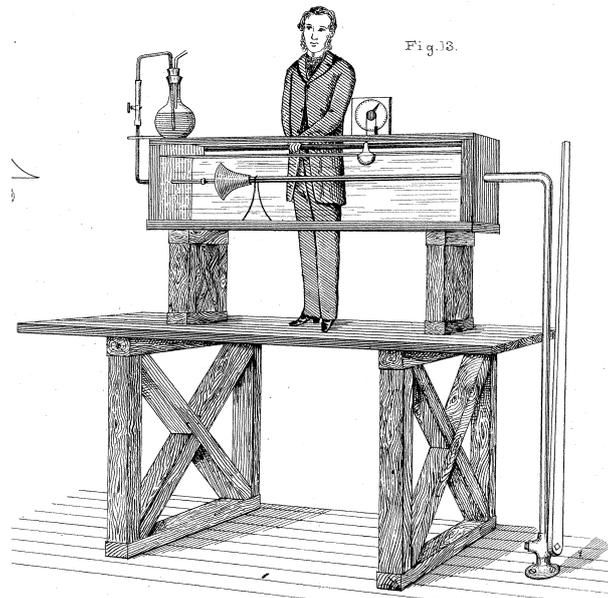


FIGURE 17.1 – Osborne REYNOLDS en 1883 mettant en évidence la transition laminaire/turbulent par injection d'encre dans un écoulement en conduite.

turbulents.

- Prenons le cas d'un sillage d'un objet de taille $L = 1$ m se déplaçant à $u = 1$ m/s dans de l'eau. Le temps de déclin de l'énergie est donné en l'absence de turbulence par le temps de diffusion visqueuse sur la taille L : $\tau_{\text{diffusion}} = L^2/\nu \approx 100$ jours, ce qui n'est pas très réaliste car on s'attend plutôt à un retour au repos du fluide en quelques minutes. En effet la turbulence va fabriquer de plus petites structures d'écoulement, qui elles vont être dissipées par diffusion de la quantité de mouvement. La disparition du sillage se mesurera donc bien en minutes plutôt qu'en jours ! Pour un écoulement turbulent l'énergie n'est donc pas dissipée à l'échelle L où l'énergie est injectée, mais à une échelle bien plus petite. Il y a donc transfert de l'énergie vers ces petites échelles.

- Dans turbulence il y a aussi l'idée d'*aléatoire*, de non prédictif. Si un écoulement est turbulent, la connaissance de la vitesse en un point à un instant donné ne permet pas de connaître la vitesse en ce point un instant plus tard, ou bien au même instant un peu plus loin.

- Dans turbulence il y a aussi l'idée de *mélange*. La turbulence est une façon très efficace pour mélanger des fluides (dispersion de polluant atmosphérique par exemple).

- La turbulence est contenue dans les équations de Navier-Stokes et dans l'équation de continuité. En effet, bien que ces équations soient déterministes on ne sort pas de leur domaine de validité (tant que le libre parcours moyen des molécules reste très inférieur aux plus petites échelles de l'écoulement). Et pourtant, l'écoulement turbulent dans un conduit est très différent d'un écoulement laminaire de Poiseuille...

17.2 Description statistique de la turbulence

On cherche à connaître les valeurs en un point et à un instant d'une composante de la vitesse par exemple, $v_i(\vec{r}, t)$, ou en tout cas la distribution de probabilité (PDF en anglais) que $v_i(\vec{r}, t)$ prenne une certaine valeur. L'idée est alors de développer une description statistique (mais hors-équilibre)

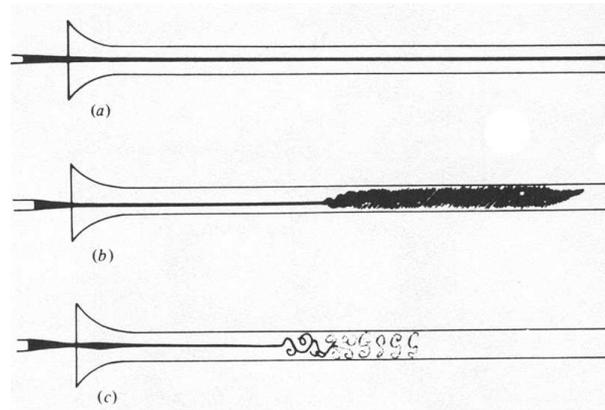


FIGURE 17.2 – Dessins d’Osborne REYNOLDS illustrant les différents écoulements observés. D’après [1] p. 302.

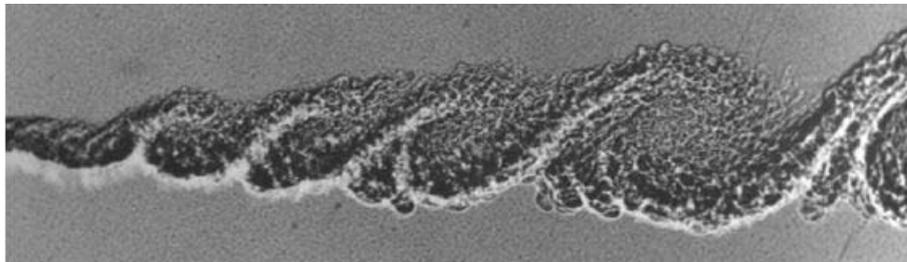


FIGURE 17.3 – Image montrant la persistance de structures dans une couche de mélange même en régime pleinement turbulent ($Re = 850\,000$). Photo : Rebello, Brown et Roshko, d’après [19] p. 102.

puisque le nombre de degrés de liberté devient très grand, un peu comme on le fait pour la théorie cinétique des gaz.

17.2.1 Valeurs moyennes et fluctuations

Si l’écoulement est dans des conditions macroscopiques stationnaires, on veut connaître les valeurs moyennes et les fluctuations autour de la moyenne des quantités physiques. Pour cela on fera l’hypothèse d’*ergodicité* c’est-à-dire que la moyenne d’ensemble (au sens statistique) est égale à la moyenne du signal sur un temps T long comparé à toutes ses échelles de variation temporelle¹.

$$\overline{v_i(\vec{r}, t)} = \frac{1}{T} \int_{t-T/2}^{t+T/2} v_i(\vec{r}, t') dt'.$$

On notera $v_i = U_i + u_i$ où $U_i = \overline{v_i}$ sera la valeur moyenne de v_i et u_i la quantité fluctuante (de valeur moyenne nulle). De même pour la pression on pourra définir sa valeur moyenne et sa partie fluctuante par $p = P + p'$ où $P = \overline{p}$

Par exemple pour un fluide incompressible on a :

$$\operatorname{div} \vec{v} = \operatorname{div} \vec{U} + \operatorname{div} \vec{u} = 0$$

1. Si les conditions macroscopiques sont instationnaires, par exemple si la turbulence est en déclin, il faut supposer que les variations sont suffisamment lentes pour que T reste inférieur au temps d’évolution des conditions macroscopiques.

soit en prenant la moyenne de cette équation :

$$\overline{\text{div } \vec{v}} = \overline{\text{div } \vec{U}} + \overline{\text{div } \vec{u}} = \text{div } \vec{U} + \text{div } \vec{u} = 0.$$

Comme par définition $\vec{U} = \vec{U}$ et $\vec{u} = 0$ il vient :

$$\text{div } \vec{U} = 0$$

et donc par voie de conséquence $\text{div } \vec{u} = 0$ également. L'écoulement moyen et l'écoulement fluctuant sont tous les deux des champs à divergence nulle.

17.2.2 Equations de la turbulence

Nous utiliserons les notations tensorielles et notamment la convention d'Einstein de sommation implicite des indices redoublés. Décomposons les quantités en leur valeur moyenne et la partie fluctuante : $v_i = U_i + u_i$.

Reportons dans l'équation de Navier-Stokes écrite sous forme tensorielle :

$$\frac{\partial(U_i + u_i)}{\partial t} + (U_j + u_j) \frac{\partial(U_i + u_i)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial(P + p)}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2(U_i + u_i)}{\partial x_j^2}.$$

En prenant la moyenne d'ensemble de cette équation il vient :

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \overline{u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j}} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j^2}. \quad (17.1)$$

Cette équation décrit la dynamique de la vitesse moyenne U_i , elle est parfois appelée équation de Reynolds. Elle est identique à l'équation de Navier-Stokes à un terme près qui peut s'écrire : $\overline{u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j}} = \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u_i u_j})$ car $\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = \text{div } (\vec{u}) = 0$.

Ce terme est en général inconnu. Il représente la rétroaction des fluctuations de vitesse sur l'écoulement moyen et il est par essence non-linéaire. C'est à cause de lui que le profil turbulent moyen est en général très différent du profil laminaire (cas d'un écoulement en conduite ou de la couche limite turbulente).

Si l'on fait une moyenne temporelle au lieu d'une moyenne d'ensemble on peut retrouver la même équation à condition d'avoir une nette séparation des échelles temporelles. Le temps T sur lequel on calcule la moyenne doit être à la fois grand devant les échelles temporelles des fluctuations mais petit devant le temps de l'instationnarité de l'écoulement moyen (qui intervient dans le terme $\frac{\partial U_i}{\partial t}$).

17.2.3 Le tenseur de Reynolds

On réécrit souvent l'équation de Reynolds (Equ. 17.1) sous la forme :

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\eta \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \rho \overline{u_i u_j} \right).$$

Le terme $\eta \frac{\partial U_i}{\partial x_j}$ peut se réécrire comme $\sigma'_{ij} = \eta \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)$ sans modifier l'équation précédente puisque $\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = \text{div } \vec{U} = 0$. Ce terme est donc le tenseur des contraintes visqueuses de l'écoulement moyen (voir Eq. 9.9 page 109) et le terme $\tau_{ij} = -\rho \overline{u_i u_j}$ est appelé le **tenseur de Reynolds** (ou tenseur des contraintes de Reynolds). Ce tenseur est lui aussi symétrique. La divergence de ce tenseur

correspond aussi à une diffusion de la quantité de mouvement par la turbulence. Ce terme est souvent dominant vis-à-vis des contraintes visqueuses calculées avec la valeur moyenne σ'_{ij} .

Si les signaux de fluctuations n'étaient pas corrélés $\overline{u_i u_j} = \overline{u_i} \overline{u_j} = 0$ et la turbulence n'aurait pas d'effet mais ce n'est pas le cas. Si par exemple on trouve en un point $\overline{u_i u_j} < 0$ cela veut dire que lorsque u_i est positif, en moyenne u_j est négatif, et vice-versa. Les signaux de fluctuations sont alors corrélés.

Propriétés du tenseur de Reynolds :

- L'équation de Navier-Stokes étant une équation locale il convient de calculer le terme $-\rho \overline{u_i u_j}$ en chaque point.
- Par sa définition le tenseur de Reynolds est un tenseur symétrique : $-\rho \overline{u_i u_j} = -\rho \overline{u_j u_i}$.
- Le tenseur de Reynolds étant symétrique, il est diagonalisable dans une base locale ($\overline{u_j u_i} = 0$ si $i \neq j$). Si la turbulence est en plus isotrope le tenseur devient proportionnel au tenseur identité localement. Si la turbulence est en plus homogène spatialement ce résultat est vrai en tout point.

Démonstration : soit deux valeurs instantanées u_i et u_j avec $i \neq j$. En exprimant les deux vecteurs \vec{e}_i et \vec{e}_j dans un repère tourné de 45° on peut écrire : $u_i = \frac{\sqrt{2}}{2}(u' - v')$ et $u_j = \frac{\sqrt{2}}{2}(u' + v')$. Donc $\overline{u_i u_j} = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} - \overline{v'^2})$. Si les fluctuations sont isotropes on a $\overline{u'^2} = \overline{v'^2}$ et par conséquent $\overline{u_i u_j} = 0$. Le tenseur de Reynolds ne contient plus qu'un terme mais qui en général peut dépendre du temps et du point considéré. Dans une Turbulence Stationnaire, Homogène et Isotrope (TSHI dans la suite, voir §17.4) on a donc $\tau_{ij} = a\delta_{ij}$ et la divergence de ce tenseur est nul. Il n'y a donc plus rétroaction de la turbulence sur l'écoulement moyen, mais cet écoulement moyen est forcément très simple pour une turbulence TSHI.

Signe de $-\overline{u_i u_j}$:

En général les composantes $-\overline{u_i u_j}$ ont le même signe que σ'_{ij} la composante correspondante du tenseur des contraintes visqueuses car $-\rho \overline{u_i u_j}$ est un terme de diffusion. Prenons par exemple un profil continu d'écoulement avec $\frac{\partial U}{\partial y}$ positif. Soit u et v les termes fluctuants selon Ox et Oy . Si v est positif une particule fluide va se déplacer vers le haut et se retrouve donc aller moins vite que les particules environnantes ($\frac{\partial U}{\partial y} > 0$). Du coup son u local sera négatif et $uv < 0$. On peut faire le même raisonnement avec la même conclusion si v est négatif. Il faut noter la grande similitude avec la description microscopique de l'origine de la viscosité. Ici ce sont les fluctuations turbulentes qui font diffuser la quantité de mouvement transverse.

Le problème de la fermeture des équations de la turbulence

Un ingénieur est généralement intéressé par la connaissance de l'écoulement moyen et il préfère éviter de calculer le tenseur de Reynolds car calculer ce tenseur de rang deux fait intervenir le tenseur de rang trois $-\rho \overline{u_i u_j u_k}$, qui lui même se calcule par le tenseur de rang 4, etc. C'est ce que l'on appelle le problème de fermeture des équations de la turbulence. Les approches classiques sont soit de décréter qu'à l'ordre n le tenseur de Reynolds prend une forme simple que l'on postule, soit de prendre directement une *modélisation raisonnable* du tenseur de rang 2. On peut citer par exemple le modèle de **la longueur de mélange** ou le **modèle $k - \epsilon$** où k représente l'énergie turbulente $\frac{1}{2} \overline{u_i u_i}$ et ϵ la dissipation d'énergie.

On définit parfois *la viscosité turbulente* en écrivant :

$$\tau_{ij} = -\rho \overline{u_i u_j} = \rho \nu_{\text{turb}} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right).$$

Le terme ν_{turb} a bien les dimensions d'une viscosité mais ce n'est pas une propriété du fluide mais une propriété de l'écoulement ! En particulier ν_{turb} peut dépendre du point considéré (et parfois du temps). En général $\nu_{\text{turb}} \gg \nu$ et l'on peut alors simplement remplacer la vraie viscosité du liquide par cette viscosité turbulente dans l'équation de Navier-Stokes de la vitesse moyenne.

17.2.4 L'apport de la simulation numérique

La turbulence développée fait intervenir beaucoup d'échelles spatiales et temporelles. La simulation numérique directe (DNS en anglais) de l'équation de Navier-Stokes reste donc toujours un défi malgré l'augmentation de la puissance de calcul des ordinateurs. Les plus gros ordinateurs mondiaux passent une grande partie de leur temps à calculer des écoulements turbulents. Les records mondiaux actuels viennent d'atteindre des Reynolds de 10^6 . Pour aller plus loin, ou calculer plus vite ou avoir moins de données à traiter on a recours à des modélisations de la turbulence, par exemple les méthodes LES (Large Eddy Simulation) ou RANS (Random-averaged Navier-Stokes).

17.2.5 Mesures des vitesses et des fonctions de corrélation

Pour mesurer les vitesses on utilise tout type de vélocimètre, mais par leur dynamique temporelle, certains appareils correspondent mieux à la mesure des vitesses moyennes et d'autres à l'étude des fluctuations.

On peut citer :

- le tube de Pitot avec un temps de réaction de l'ordre du dixième de seconde ou plus,
- l'anémométrie laser une ou plusieurs composantes de vitesse avec une fréquence d'échantillonnage maximum de 10 kHz,
- la vélocimétrie ultrasonore (128 ou 256 points de mesure sur une ligne),
- la PIV (vélocimétrie par image de particules) avec 200×200 points de mesure, quelques centaines de fois par seconde,
- le fil chaud permettant la mesure en un point avec d'excellentes fréquences temporelles (jusqu'à 1 MHz !).

On définit les *fonctions de corrélation* des vitesses en deux points par $\overline{u_i(\vec{r}_1, t_1) u_j(\vec{r}_2, t_2)}$. Dans le cas $r_1 = r_2$ et $t_1 = t_2$ cette fonction est le tenseur de Reynolds. On peut définir des corrélations spatiales (corrélation entre deux points au même instant, $t_1 = t_2$), par exemple des corrélations longitudinales ou transverse. Elles peuvent donner une idée de la taille des structures spatiales (tourbillons) observés. On parle de *structures turbulentes*. On définit aussi l'autocorrélation ou corrélation temporelle simple, par exemple $\overline{u_x(t) u_x(t + \tau)}$. Elle donne une idée des échelles de temps caractéristiques de l'écoulement.

17.2.6 Notion de densité de probabilité (PDF)

Pour toute fonction aléatoire continue on définit la fonction densité de probabilité (*Probability Density Function* en anglais, abrégé en PDF) P tel que $P(u_i) du_i$ soit la probabilité que la composante i de la vitesse soit comprise entre u_i et $u_i + du_i$.

On peut aussi définir des probabilités croisées plus complexes, par exemple $P(u_i(\vec{r}_1, t_1), u_j(\vec{r}_2, t_2))$

à différents instants, différents endroits et différentes composantes. On peut même coupler des composantes de \vec{u} et la pression en un point !

17.2.7 L'hypothèse de Taylor

S'il existe un fort écoulement moyen de direction constante \vec{U}_0 , on peut imaginer que les structures de la turbulence sont advectées par l'écoulement moyen plus vite qu'elles n'évoluent. Alors la mesure en un point en fonction du temps ressemblera à la mesure spatiale à un instant donné. Supposer que ces deux quantités sont égales c'est faire l'hypothèse de Taylor. Par exemple pour la fonction d'autocorrélation on aura :

$$f(\tau) = \overline{u_x(0, t) u_x(0, t + \tau)} = \overline{u_x(0, t) u_x(0, t + \frac{\Delta x}{U_0})} \approx \overline{u_x(0, t) u_x(-U_0 \tau, t)} = f(\Delta x),$$

où $\tau = \frac{\Delta x}{U_0}$.

17.3 La couche limite turbulente

Nous avons vu au chapitre sur la couche limite laminaire que celle-ci pouvait devenir instable et donner lieu à une couche limite turbulente (voir § 11.6 page 150).

Cette couche limite turbulente (CLT) est observée si le nombre de Reynolds transverse calculé avec l'épaisseur de la couche limite laminaire $Re_y = U_e \delta / \nu$ est suffisamment grand (en pratique quelques centaines) :

$$Re_y = U_e \delta / \nu = \sqrt{Re_x}.$$

La valeur exacte dépend de la qualité de l'écoulement (son taux de fluctuation) et de la rugosité de la paroi. Le profil de vitesse moyenne dans une couche limite turbulente est plus arrondi que dans une couche limite laminaire. Pour une CLT pleinement développée (par exemple dans une conduite circulaire ou à section rectangulaire) on trouve en général un profil de vitesse logarithmique (figure 17.3) :

$$\bar{u}/u^* = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{y}{y_0} \right) \approx 2,5 \ln \left(\frac{yu^*}{\nu} \right) + 5.$$

La vitesse u^* s'appelle la vitesse de frottement. Elle représente une échelle de vitesse caractéristique des fluctuations turbulentes et elle est définie par $\tau^* = \rho u^{*2}$ où τ^* est la contrainte moyenne mesurée en paroi. La constante $\kappa \approx 0,41$ s'appelle la constante de von Kármán et y_0 est une hauteur typique caractérisant les rugosités de la paroi ou l'épaisseur de la sous-couche visqueuse.

Pour une justification physique de l'existence d'une zone logarithmique on pourra consulter le chapitre Turbulence de la Ref. [29].

17.4 La turbulence stationnaire, homogène et isotrope (TSHI)

Le modèle de la TSHI est un modèle idéal et simplifié, un peu comme l'est la théorie des gaz parfaits. C'est dans certains cas une bonne approximation de premier ordre. L'analyse est alors basée sur l'hypothèse d'une isotropie totale à petite comme à grande échelles. Elle suppose de plus que ces petites et grandes échelles sont séparées de plusieurs décades.

La théorie de Kolmogorov (datant de 1941 et donc appelée théorie K41 par les spécialistes) que nous allons présenter ne tient pas compte des phénomènes possibles d'intermittence. C'est-à-dire que

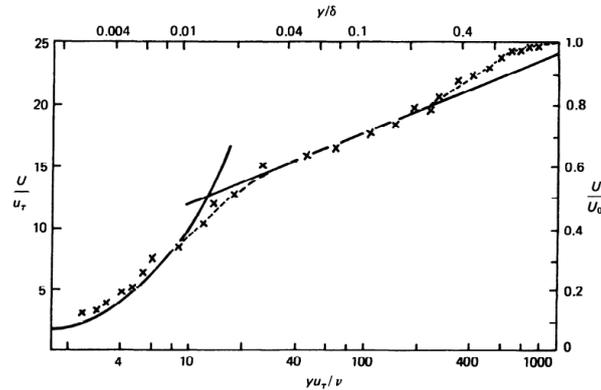


FIGURE 17.4 – Mesure du profil adimensionné de vitesse dans une couche limite turbulente. On peut y voir la sous-couche visqueuse et la partie logarithmique. D’après [50] p. 343

l’on néglige le fait que l’énergie est souvent dissipée de façon inhomogène dans l’espace et dans le temps, et plutôt dans de petites régions très actives.

17.4.1 Spectre de la turbulence

Soit $e(t)$ l’énergie cinétique instantanée par unité de masse calculée sur la composante fluctuante du champ de vitesse. On a : $e(t) = \frac{1}{2} \vec{u}^2 = \frac{1}{2} (u^2 + v^2 + w^2) = \frac{1}{2} u_i^2$. On peut définir la densité d’énergie moyenne par :

$$\bar{e} = \frac{1}{T} \int_0^T e(t) dt = \frac{1}{2} \overline{u^2} = \frac{3}{2} \overline{u_1^2}.$$

En prenant la moyenne spatiale et en calculant sa transformée de Fourier (souvent par l’algorithme FFT, pour Fast Fourier Transform) du signal temporel de vitesse et en utilisant l’hypothèse de Taylor on obtient la densité spectrale d’énergie $E(k)$ tel que :

$$\bar{e} = \frac{1}{T} \int_0^T e(t) dt = \int_0^\infty E(k) dk. \quad (17.2)$$

$E(k) dk$ est l’énergie contenue entre les nombres d’onde spatiaux k et $k + dk$.

17.4.2 Quelques définitions :

- Echelle de Kolmogorov : plus petite échelle η . Au-dessous de cette échelle l’énergie est dissipée par viscosité. Par définition le nombre de Reynolds construit sur l’incrément de vitesse à l’échelle η est égal à 1.
- Echelle d’injection : taille caractéristique L à laquelle l’énergie est apportée à l’écoulement.
- Taux de turbulence d’un écoulement : c’est le rapport entre la valeur quadratique moyenne de la vitesse fluctuante et la vitesse moyenne : $\frac{\sqrt{\overline{u^2}}}{U}$. Ce taux sert par exemple à caractériser la qualité d’une soufflerie. Un taux de turbulence de 5 % est considéré comme déjà assez faible.

17.4.3 Evidence de la cascade d'énergie.

Comme déjà mentionné, si l'on observe le sillage d'un bateau par exemple, une estimation rapide du temps de dissipation directe de l'énergie pour des tourbillons de l'ordre du mètre donne un temps de dissipation L^2/ν de l'ordre de 100 jours ! Ce temps n'est pas réaliste car le fluide revient au repos en quelques minutes ou dizaines de minutes. On peut donc en conclure que l'énergie des gros tourbillons est transférée vers de plus petites échelles où elle peut être dissipée efficacement par la viscosité (figure 17.5) et c'est en effet ce que l'on observe. D'où l'idée d'un transfert d'énergie (on parle aussi de « cascade » d'énergie) entre l'échelle d'injection de l'énergie, L , et l'échelle de dissipation (ou échelle de Kolmogorov), η , l'énergie passant continûment à travers toutes les échelles spatiales intermédiaires. (Attention à ne pas confondre cette échelle de longueur traditionnellement notée η avec la viscosité dynamique du fluide). Les mécanismes possibles de ce transfert d'énergie sont les instabilités (par exemple l'instabilité de cisaillement de Kelvin-Helmholtz) et l'étirement axial de la vorticité. Rappelons que ce dernier mécanisme nécessite un écoulement tri-dimensionnel.



FIGURE 17.5 – Dessin de Léonard de Vinci illustrant la notion de cascade d'énergie.

- **Hypothèse :** Il existe entre les deux échelles L et η une gamme d'échelles où les propriétés physiques sont indépendantes de L et de la viscosité ν (ν n'intervenant qu'aux petites échelles). Gr ce à cette hypothèse, l'analyse dimensionnelle va nous donner des résultats intéressants.

- **Incréments de vitesse :** On s'intéresse aux incréments spatiaux de vitesse fluctuante définis par :

$$\overline{\Delta u(\vec{r})} = \overline{u(\vec{X} + \vec{r})} - \overline{u(\vec{X})}.$$

(On peut aussi faire une différence temporelle si on utilise l'hypothèse de Taylor.)

Appelons ϵ la puissance ( nergie par unité de temps) qui transite par unité de masse de l'échelle r aux échelles plus petites. Si l'échelle r appartient aux échelles inertielles ($L \gg r \gg \eta$) alors la statistique de $\overline{\Delta u(\vec{r})}$ ne peut dépendre que de ϵ et de r et pas de L , η ou ν . En particulier on peut écrire pour sa valeur quadratique moyenne :

$$\overline{\Delta u(r)^2} = f(\epsilon, r).$$

L'analyse dimensionnelle (voir Chap. 2) nous donne $[\epsilon] = l^2 T^{-3}$. Si l'on pose $\overline{\Delta u(r)^2} = C_2 \epsilon^\alpha r^\beta$, on trouve alors $\alpha = \beta = 2/3$. Soit :

$$\overline{\Delta u(r)^2} = C_2 \epsilon^{2/3} r^{2/3}.$$

C_2 est une constante sans dimension, expérimentalement de l'ordre de 1.

• **Echelle de Kolmogorov** : l'échelle de dissipation η ne doit elle dépendre que de ν et de ϵ et pas de l'échelle d'injection L : $\eta = g(\epsilon, \nu)$. L'analyse dimensionnelle donne alors :

$$\eta = \left[\frac{\nu^3}{\epsilon} \right]^{1/4}.$$

Le préfacteur numérique toujours possible par analyse dimensionnelle est pris ici égal à 1 par définition de l'échelle de Kolmogorov. On peut vérifier que le nombre de Reynolds associé à cette échelle est de l'ordre de 1. En effet $Re_\eta = \frac{\eta \Delta u(\eta)}{\nu} = \sqrt{C_2}$.

17.4.4 Spectre de Kolmogorov :

En introduisant la densité d'énergie par mode $E(k)$ (Eq. 17.2) et en supposant que cette énergie par mode ne peut dépendre dans la gamme inertielle que de ϵ et du nombre d'onde k on peut aussi écrire : $E(k) = f(\epsilon, k) = C_K \epsilon^\alpha k^\beta$. Par analyse dimensionnelle la seule solution est :

$$E(k) = C_K \epsilon^{2/3} k^{-5/3}. \quad (17.3)$$

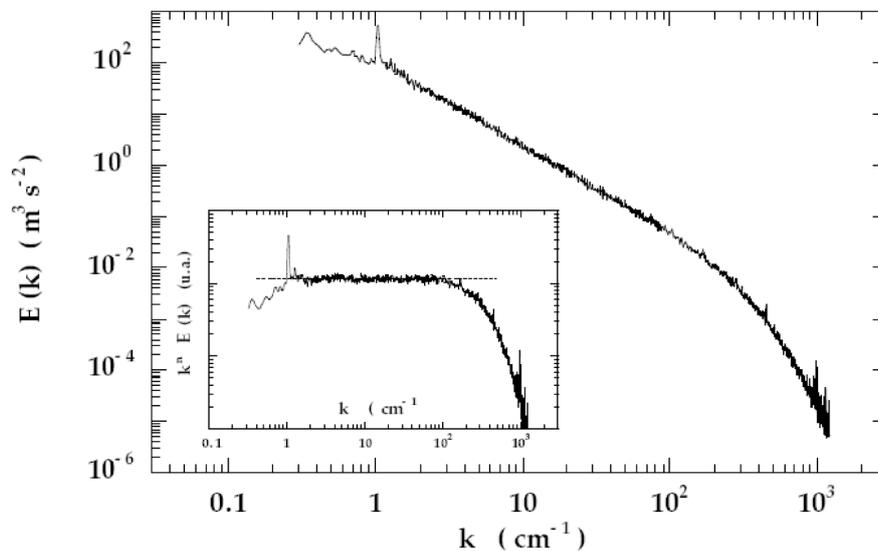


FIGURE 17.6 – Exemple de spectre unidimensionnel d'énergie d'une turbulence de grille obtenue dans l'Hélium (Moisy, 2000) montrant la loi en $k^{-5/3}$ prévue par l'analyse de Kolmogorov (1941) sur plus de deux décades, et la zone de dissipation visqueuse aux petites échelles (grand k). Dans l'insert est représenté le spectre compensé, i.e. multiplié par $k^{5/3}$.

La constante C_K est la constante universelle de Kolmogorov. Expérimentalement on trouve $C_K \approx 1,5$. Cette loi du spectre de puissance en $k^{-5/3}$ est assez bien vérifiée (sur plusieurs décades en k) pour la turbulence stationnaire homogène isotrope *tri-dimensionnelle* (voir Fig. 17.6). Par contre dans le cas

de la turbulence bidimensionnelle (turbulence en rotation, fluide stratifié, simulation bidimensionnelle, ...) les mesures s'en écartent nettement.

Bien que correctement vérifiée expérimentalement il existe d'importantes questions sur les fondements théoriques de cette théorie. La compréhension de la turbulence reste encore à ce jour un problème majeur de la physique.

17.5 Conclusion

Dans la réalité la turbulence n'est pas forcément stationnaire (turbulence en déclin par exemple) ou homogène (cas d'un sillage) ou isotrope (fluide stratifié par exemple). On ne devrait donc peut-être pas dire la turbulence mais... les turbulences !

Pour en savoir plus sur la turbulence :

- [3] C. Bailly and G. Comte-Bellot. Turbulence, CNRS éditions. Sciences et techniques de l'ingénieur, 2003.
- [29] E. Guyon, J. P. Hulin, and L. Petit. Hydrodynamique physique. EDP Sciences, 3ème edition, 2012.
- [33] M. Lesieur, La turbulence. Presses Universitaires de Grenoble, 1994. Simple, moderne et bien illustré.
- [25] U. Frisch. Turbulence. Cambridge University Press, 1995. Orienté vers la description statistique de la turbulence.
- [15] P.A. Davidson, Turbulence An Introduction for Scientists and Engineers, Oxford University, 2004. Un livre très complet.
- [41] S. B. Pope, Turbulent flows. Cambridge university press, 2000.
- Une vidéo : *Turbulence*, R.W. Stewart, National Committee for Fluid Mechanics Films, <http://web.mit.edu/hml/ncfmf.html>

Chapitre 18

Quelques personnages marquants de la Mécanique des Fluides

Marc Rabaud, version du 2 avril 2016

Largement inspiré du site : <http://www-gap.dcs.st-and.ac.uk/~history/BiogIndex.html>

- **ARCHIMÈDE** de Syracuse (- 287, -212) : Né à Syracuse (Sicile), il est célèbre pour son théorème sur les corps immergés, "Principe d'Archimède".
- **BATCHELOR** George Keith. (1920-2000) : Professeur de Mécanique des Fluides à Cambridge (UK). De nombreuses contributions en particulier sur l'étude des écoulements de suspension de particules et dans le domaine de la turbulence, plus son livre [4].
- **BÉNARD** Henri (1874-1938) : Physicien français ayant étudié expérimentalement les tourbillons derrière un cylindre en mouvement ainsi que la convection thermique avec ou sans surface libre.
- **BERNOULLI** Daniel (1700-1782) d'origine suisse était à la fois un mathématicien, un hydrodynamicien et un physicien. C'était le plus jeune de quatre frères mathématiciens. Son *Hydrodynamica* (1738) présente son équation, mais ne la démontre pas vraiment à partir des premiers principes. La démonstration est due à Euler.
- **BLASIUS** Heinrich (1883-1970) : Physicien allemand connu pour ses travaux sur la couche limite.
- **BOLTZMANN** Ludwig (1844-1906) : Physicien autrichien. Principal créateur de la théorie cinétique des gaz qu'il élargit ensuite en une mécanique statistique.
- **BOND** Wilfried Noel (1897-1937) : Physicien anglais. Le nombre de Bond compare les effets de gravité aux effets de la tension superficielle.
- **BOUSSINESQ** Joseph (1842-1929) : Physicien français, hydrodynamicien connu maintenant pour "l'approximation de BOUSSINESQ".
- **BUCKINGHAM** Edgar (1867-1940) : Physicien américain ayant permis le développement de l'analyse dimensionnelle.
- **COANDA** Henri (1886-1972) : Ingénieur roumain, pionnier de l'aviation. C'est intéressé à la déviation d'un écoulement fluide par une paroi convexe, effet appelé depuis "effet Coanda".
- **COUETTE** Maurice (1858-1943) : Il a inventé un viscosimètre qui mesure les forces de cisaillement à la paroi.
- **D'ALEMBERT** Jean le Rond (1717-1783) : Un des fondateurs de l'hydrodynamique, en particulier par son "Essai d'une nouvelle théorie de la résistance des fluides". On parle encore

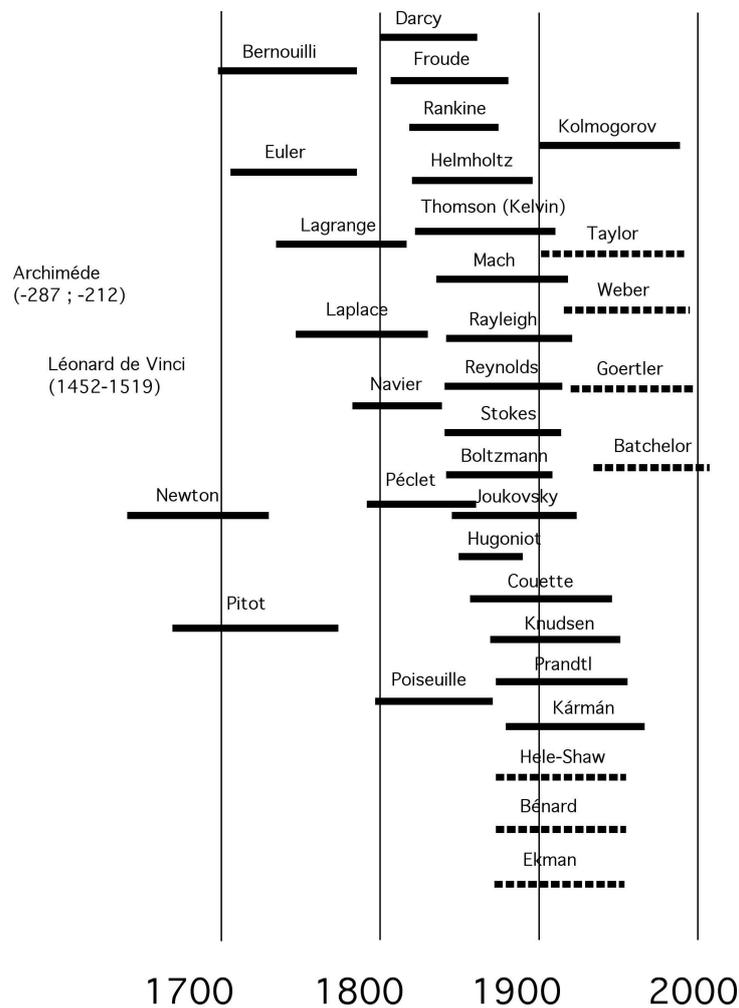


FIGURE 18.1 – Tableau chronologique de quelques personnages marquants de la Mécanique des Fluides.

souvent du Paradoxe de d'ALEMBERT.

- **DARCY** Henry Philibert Gaspard (1803-1858) a effectué de nombreuses études sur les pertes de charge pour des écoulements d'eau en conduite. Julius WEISBACH (1806-1871) a proposé la forme de l'équation de DARCY dans son traité de mécanique des fluides pour ingénieur.
- **DE VINCI** Leonard (1452-1519) : Il s'est en particulier intéressé à décrire les écoulements turbulents.
- **DEAN** William Reginald Dean (1896–1973) : Mécanicien des fluides qui a en particulier étudié les écoulements entre parois courbes. On parle d'instabilité de DEAN et de nombre de DEAN.
- **EKMAN** Vagn Walfrid (1874-1954) : Météorologiste et océanographe suédois qui a décrit en particulier la direction du vent ou du courant en fonction de la distance à la surface de l'océan (spirale d'EKMAN).
- **EULER** Leonhard (1707-1783) Un des mathématiciens les plus productifs de son temps, en particulier en mécanique, dynamique et hydrodynamique. Il a démontré que l'équation de BERNOULLI est une forme intégrale de l'équation d'EULER.

- **FROUDE** William (1810-1879) : ingénieur britannique. Créateur du premier bassin pour essais de modèle et inventeur d'un frein hydraulique.
- **GÖERTLER** Henry (1909-1987) : On lui doit l'étude des couches limites sur des parois concaves (instabilité de GÖERTLER et nombre de GÖERTLER).
- **HAGEN** Gotthilf (1797-1884) Ingénieur allemand, a étudié les écoulements en conduite à peu près en même temps que POISEUILLE (on parle parfois de profil D'HAGEN-POISEUILLE).
- **HELE-SHAW** Henry Selby (1854-1941) : Ingénieur et professeur de Mécanique des Fluides à Bristol et à Liverpool. Il a inventé la cellule de HELE-SHAW qui permet la visualisation entre deux plaques de l'écoulement potentiel autour d'obstacles.
- **HELMHOLTZ** Hermann von (1821-1894) : Physicien et physiologiste allemand. Il a introduit la notion d'énergie potentielle et énoncé le principe de conservation de l'énergie. A découvert le rôle des harmoniques dans le timbre des sons et mesuré la vitesse de l'influx nerveux.
- **HUGONOT** Henri (1851-1887) : Physicien français. L'équation de HUGONOT intervient dans les fluides compressibles.
- **JOUKOVSKY** Nicolaï (1847-1921). Professeur de Mécanique à l'université de Moscou. Il a publié de 1862 à 1890 des quantités de travaux sur divers problèmes de mécanique et d'astronomie et doit sa célébrité à sa découverte "sur les profils d'ailes" qui a joué un rôle immense dans l'aviation
- **KÁRMÁN**, Theodore von (1881-1963) : Ingénieur américain né en Hongrie. Il a résolu de nombreux problèmes d'hydrodynamique et d'aérodynamique. La première soufflerie supersonique des USA fut construite à son initiative.
- **KELVIN** Lord : Voir à Thomson.
- **KNUDSEN** Martin (1871-1949) : Physicien danois qui a établi les lois cinétiques des gaz raréfiés.
- **KOLMOGOROV** Andreï N. (1903-1987) : Mathématicien russe qui établit les bases axiomatiques du calcul des probabilités. On lui doit des modèles de la turbulence.
- **KUTTA** Wilhelm Martin (1867-1944) : On lui doit la « condition de Kutta » sur le bord de fuite d'une aile <http://www-gap.dcs.st-and.ac.uk/~history/Mathematicians/Kutta.html>.
- **LAMB** Horace (1849-1934) : Mathématicien anglais, professeur à Adélaïde puis à l'Université de Manchester. Il a écrit en particulier un livre un peu daté maintenant mais qui couvre un large champ de la mécanique des fluides [31]. <http://www-history.mcs.st-andrews.ac.uk/Mathematicians/Lamb.html>
- **LAGRANGE** Joseph Louis (1736-1813) : Mathématicien français. A développé le calcul différentiel et intégral.
- **LANDAU** Lev Davidovitch (1908-1968) : Physicien théoricien soviétique, prix Nobel 1962. C'est intéressé à la turbulence et aux instabilités. Célèbre aussi avec LIFCHITZ pour leur cours de Physique en 5 volumes [32].
- **LAPLACE** Pierre Simon de (1749-1827) : Astronome, mathématicien et physicien, généralise le théorème des quantités de mouvement, la loi des aires et le principe de la moindre action, ouvre à la mécanique des espaces distincts de ceux des mathématiques.
- **LORENZ** Edward V. (1917-) : Météorologue, professeur au MIT connu pour son "attracteur de LORENZ" et pour ses études sur la théorie du chaos et les systèmes dynamiques (effet papillon) dans les années 60.
- **MACH** Ernst (1838-1916) : physicien autrichien qui mit en évidence le rôle de la vitesse du son en aérodynamique. C'était aussi un philosophe et un psychologue.
- **MAGNUS** Heinrich Gustav (1802-1870) : Physicien allemand connu pour l'étude de la portance créée sur un cylindre en rotation, "l'effet MAGNUS".

- **MARANGONI** Carlo (1840-1925) : Il a étudié la convection avec surface libre et donc l'effet de la variation de la tension interfaciale avec la température.
- **NAVIER** Claude-Louis-Marie-Henri (1785-1836) a contribué à la mécanique du solide et des fluides. H. NAVIER a établi une théorie générale de l'élasticité et a étudié l'écoulement des liquides dans les tuyaux. Les équations fondamentales de la mécanique des fluides portent son nom. Bien qu'il ait formulé pour la première fois l'équation de NAVIER-STOKES, il n'avait pas développé le concept de cisaillement.
- **NEWTON** Isaac (1642-1727). Dans son "Principia", il a étudié la propagation des ondes acoustiques et la théorie cinétique des gaz. Ses lois du mouvement sont à la base de la mécanique des fluides.
- **OSEEN** Carl W. (1879-1944). Théoricien suédois.
- **PASCAL** Blaise (1623-1662) : Philosophe français qui sait intéressé en particulier à la notion de pression.
- **PÉCLET** Jean Claude (1793-1857) : physicien français.
- **PITOT** Henri (1695-1771) : Ingénieur et physicien français. On lui doit de nombreux ouvrage d'art ainsi que le tube de PITOT pour mesurer la vitesse d'un écoulement.
- **PLATEAU** Joseph (1801-1883) : Physicien belge qui s'intéressa aux surfaces d'aire minimale, aux effets de ménisque (bordures de PLATEAU) et aux instabilités induites par la tension de surface (instabilité de RAYLEIGH-PLATEAU). C'est aussi un des précurseur du dessin animé !
- **POINCARÉ** Henri (1854-1912) : Mathématicien français, père de la théorie des systèmes dynamiques.
- **POISEUILLE**, Jean Louis (1799-1869) était un médecin et physicien français qui a étudié l'écoulement du sang dans les capillaires.
- **PRANDTL** Ludwig (1875-1953) a développé ses idées physiques dans un bref mais remarquable article publié en 1905. Il a grandement influencé le développement de la mécanique des fluides de ce siècle en particulier en développant la théorie hydrodynamique de l'aile portante.
- **RANKINE** William (1820-1872) : physicien écossais. Il a créé l'énergétique en distinguant les énergies mécaniques, potentielles et cinétiques.
- **RAYLEIGH** Lord, John Strutt (1842-1919) : physicien anglais qui découvrit l'Argon, étudia la diffusion de la lumière et donna une valeur du nombre d'Avogadro. Prix Nobel de physique en 1904.
- **REYNOLDS** Osborne (1842-1912) : Ingénieur et physicien britannique (Université de Manchester), spécialiste de la mécanique des fluides et pionnier de l'étude des écoulements turbulents.
- **ROSSBY** Carl-Gustaf (1898-1957) : Météorologue suédois puis américain qui a le premier expliqué les mouvements fluides à grande échelle de l'atmosphère.
- **STROUHAL** Vincenc (1850-1922) : Physicien tchèque qui a étudié l'émission de vortex derrière un cylindre.
- **STOKES** George Gabriel (1819-1903) mathématicien et physicien irlandais qui a fait de nombreuses contributions sur les écoulements visqueux, en particulier la formulation complète de l'équation de NAVIER-STOKES et les écoulements à faible vitesse (écoulement de STOKES). Aussi spécialiste d'optique (fluorescence et rayons X).
- **TORRICELLI** Evangelista (1608-1647) Physicien et mathématicien italien, inventeur du baromètre. TORRICELLI assure les fonctions de secrétaire auprès de GALILÉE.
- **TAYLOR** Geoffrey Ingram (1886-1975) : Professeur de Mécanique des Fluides à Cambridge. Il a, parmi de très nombreux autres travaux, étudié plusieurs instabilités hydrodynamiques.

- **THOMSON** William [Lord Kelvin] (1824-1907) plus connu pour son invention de l'échelle de température absolu. En mécanique des fluides, il a développé la théorie des ondes sonores, mouvement des tourbillons, ondes capillaires et la stabilité des écoulements visqueux. Il a introduit le mot de turbulence pour caractériser les écoulements instationnaires et aléatoires. A étudié plusieurs exemples d'instabilités hydrodynamiques.
- **VENTURI** Giovanni Battista (1746-1822) : Physicien italien ayant étudié l'effet VENTURI, c'est-à-dire la diminution de pression dans des conduites de section variable.
- **WEBER** Moritz (1871-1951) : Scientifique allemand ayant travaillé sur les émissions de gouttes. On lui doit l'introduction du "nombre de WEBER".

Chapitre 19

Lectures conseillées

En français :

- [21] D. Salin et J. Martin, *La mécanique des Fluides*, Nathan Université. Un livre simple et bref d'introduction à la mécanique des fluides.
- [22] E. Guyon, J.-P. Hulin et L. Petit, *Ce que disent les fluides*, Belin, Pour La Science, 2005. Un livre où, sous le principe de double pages Photo + Textes, sont illustrés des aspects de la mécanique des fluides que l'on peut rencontrer dans la vie courante.
- [29] E. Guyon, J.-P. Hulin et L. Petit, *Hydrodynamique Physique*, 3ème édition, EDP Sciences, 2012. La référence en français avec une approche de physicien sur la mécanique des fluides.
- [7] S. Candel, *Mécanique des fluides*, Dunod.
- [20] L. Landau et E. Lifchitz, *Mécanique des fluides*, Editions de Moscou.
- [53] W. Wick, *Gouttes d'eau*, Editions Millepages. Livre de photographies.
- [33] M. Lesieur, *La turbulence*, Presses Universitaires de Grenoble.
- [16] P.-G. de Gennes, F. Brochard-Wyart, D. Quéré, *Gouttes, bulles, perles et ondes*, Belin, 2006.
- [35] P. Manneville, *Instabilités, Chaos et Turbulence*, Editions de l'Ecole Polytechnique, 2004.

En anglais :

- [50] D.J. Tritton, *Physical fluid dynamics*, Oxford Science Publication, 1988.
- [30] P.K. Kundu, *Fluid Mechanics*, Academic Press, 1990.
- [19] Van Dyke, *An Album of Fluid Motion*, Parabolic Press, 1982.
- [1] D.J. Acheson, *Elementary Fluid Dynamics*, Oxford, 1990.
- [25] U. Frisch, *Turbulence*, Cambridge Univ. Press, 1995.
- [37] Th. A. McMahon and J.T. Bonner, *On Size and Life*, Scientific American Library, 1983.
- [17] P.G. Drazin, *Introduction to Hydrodynamic Stability*, Cambridge Univ. Press, 2002.
- [8] B. Castaing, *An introduction to hydrodynamics*, Hydrodynamics and Nonlinear Instabilities, Cambridge University Press, pages 25 à 79 (1998).
- [15] P.A. Davidson, *Turbulence An Introduction for Scientists and Engineers*, Oxford University, 2004.
- [14] O. Darrigol, *Worlds of Flow : A History of Hydrodynamics from the Bernoullis to Prandtl*, Oxford University, 2005.

CD conseillés :

- [24] G. Homsy *et al.*, *Muti-Media Fluid Mechanics*, CD-Rom Cambridge University Press, 2002.
CD (images et films) sur les phénomènes interfaciaux dans le livre [16].

Films conseillés :

Toute une série de films du « National Committee for Fluid Mechanics Films » (NCFMF), anciens mais excellents, sont maintenant disponibles en ligne sur le site du MIT : <http://web.mit.edu/hml/ncfmf.html>.

Bibliographie

- [1] D.J. Acheson. *Elementary Fluid Dynamics*. Oxford, 1990.
- [2] D. F. Young B. R. Munson and T. H. Okiishi. *Fundamentals of Fluid Mechanics*. Wiley, NY, 1990.
- [3] C. Bailly and G. Comte-Bellot. Turbulence cnrs éditions. *Sciences et techniques de l'ingénieur*, 2003.
- [4] G. K. Batchelor. *Introduction to Fluid Dynamics*. Cambridge University Press, 2000.
- [5] P. Bergé, Y. Pomeau, and C. Vidal. *Ordre dans le chaos*. Hermann, 1998.
- [6] B. Cabane and S. Hénon. *Liquides - Solutions, dispersions, émulsions, gels*. Belin, Paris, 2003.
- [7] S. Candel. *Mécanique des fluides*. Dunod, 1995.
- [8] B. Castaing. *An introduction to hydrodynamics*, pages 25–79. Cambridge University Press, 1998.
- [9] S. Chandrasekhar. *Hydrodynamic and hydromagnetic stability*. Dover, New-York, 1961.
- [10] François Charru. *Instabilités hydrodynamiques*. EDP Sciences, 2007.
- [11] Raymond Comolet. *Mécanique expérimentale des fluides, tomes 1, 2 et 3*. Editions Masson, 1979.
- [12] Benoit Cushman-Roisin. *Introduction to Geophysical Fluid Dynamics*. Prentice Hall, 1994.
- [13] S. Dalton. *The Miracle of flight*. New York : Mc Graw-Hill, 1977.
- [14] Olivier Darrigol. *Worlds of Flow : A Hystory of Hydrodynamics from the Bernoullis to Prandtl*. Oxford University, 2005.
- [15] P.A. Davidson. *Turbulence An Introduction for Scientists and Engineers*. Oxford University, 2004.
- [16] P.-G. de Gennes et F. Brochard-Wyart et D. Quéré. *Gouttes, bulles, perles et ondes*. Belin, 2002.
- [17] P. G. Drazin. *Introduction to Hydrodynamic Stability*. Cambridge University Press, 2002.
- [18] P. G. Drazin and W. H. Reid. *Hydrodynamic stability*. Cambridge University Press, Cambridge, 1981.
- [19] M. Van Dyke. *An Album of Fluid Motion*. Parabolic Press, 1982.
- [20] L. Landau et E. Lifchitz. *Elasticité*. Editions de Moscou, 1989.
- [21] D. Salin et J. Martin. *La mécanique des Fluides*. Nathan Université, 1997.
- [22] E. Guyon J.-P. Hulin et L. Petit. *Ce que disent les fluides*. Belin, Pour la science, 2005.
- [23] M. Peyrard et T. Dauxois. *Physique des Solitons*. EDP Sciences, 2004.
- [24] G. Homsy *et al.* *Multi-Media Fluid Mechanics, second edition*. DVD-Rom Cambridge University Press, 2008.

- [25] U. Frisch. *Turbulence*. Cambridge University Press, 1995.
- [26] R. Garrett. *Symmetry of sailing : The physics of sailing for yachtsmen*. Sheridan House, 1987.
- [27] Mattia Gazzola, Médéric Argentina, and Lakshminarayanan Mahadevan. Scaling macroscopic aquatic locomotion. *Nature Physics*, 2014.
- [28] H.P. Greenspan. *The theory of rotating fluids*. Brekelen Press, 1990.
- [29] E. Guyon, J. P. Hulin, and L. Petit. *Hydrodynamique physique*. EDP Sciences, 3ème edition, 2012.
- [30] P.K. Kundu. *Fluid Mechanics*. Academic Press, 1990.
- [31] Sir H. Lamb. *Hydrodynamics*. Sixth edition, Cambridge University Press, 1995.
- [32] L. Landau and E. Lifchitz. *Mécanique des fluides*. Editions de Moscou, 1989.
- [33] M. Lesieur. *La turbulence*. Presses Universitaires de Grenoble, 1994.
- [34] J. Lighthill. *Waves in fluids*. Cambridge University Press, 1978.
- [35] Paul Manneville. *Instabilités, Chaos et Turbulence*. Les éditions de l’Ecole polytechnique, 2004.
- [36] Antonin Marchand, Joost H Weijs, Jacco H Snoeijer, and Bruno Andreotti. Why is surface tension a force parallel to the interface? *American Journal of Physics*, 79(10) :999–1008, 2011.
- [37] Th. A. McMahon and J. T. Bonner. *On Size and Life*. Scientific American Library, 1983.
- [38] A.R. Paterson. *A first course in fluid dynamics*. Cambridge University Press, 1983.
- [39] Joseph Pedlosky. *Waves in the ocean and atmosphere : introduction to wave dynamics*. Springer Science & Business Media, 2003.
- [40] Joseph Pedlosky. *Geophysical Fluid Dynamics*. Springer, Second Edition.
- [41] Stephen B Pope. *Turbulent flows*. Cambridge university press, 2000.
- [42] E.M. Purcell. Life at low reynolds numbers. *Am. J. Phys.*, 45 :3–11, 1977.
- [43] Michel Rieutord. *Une introduction à la dynamique des fluides*. Masson, 1997.
- [44] Maurice Rossi. Of vortices and vortical layers : an overview. In A. Maurel and P. Petitjeans, editors, *Vortex Structure and Dynamics*, Lecture Notes in Physics, pages 40–123. Springer Verlag, 2000.
- [45] H. Schlichting. *Boundary Layer Theory*. Springer, 8th edition, 2000.
- [46] Arnold Sommerfeld. *Mechanics. Lectures on Theoretical Physics, Vol I*. Academic Press Inc., 1953.
- [47] G. I. Taylor. Analysis of the swimming of microscopic organisms. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 209 :447–461, 1951.
- [48] H. Tennekes. *The simples science of flight. From insects to jumbo jets*. The MIT Press, 1997.
- [49] D’Arcy Thompson. *Forme de croissance*. Edition du Seuil, 1994.
- [50] D. J. Tritton. *Physical fluid dynamics*. (second edition), Oxford University Press, 1988.
- [51] Luc Valentin. *L’Univers Mécanique*. Editions Hermann, 1997.
- [52] G.B. Whitham. *Linear and nonlinear waves*. John Wiley and sons, 1974.
- [53] W. Wick. *Gouttes d’eau*. Editions Millepages, 1999.

Chapitre 20

Formulaire

Marc Rabaud, version du 14 novembre 2015

Sommaire

20.1 Opérateurs différentiels	245
20.2 Conservation de la masse et équation de Navier–Stokes	248

20.1 Opérateurs différentiels

•Relations usuelles :

$$\begin{aligned} \operatorname{div}(\vec{\nabla} U) &= \Delta U \\ \operatorname{div}(\vec{\operatorname{rot}} \vec{A}) &= 0 \\ \vec{\operatorname{rot}}(\vec{\nabla} U) &= 0 \\ \vec{\operatorname{rot}}(\vec{\operatorname{rot}} \vec{A}) &= \vec{\nabla} \operatorname{div} \vec{A} - \Delta \vec{A} \\ \vec{\nabla}(UW) &= U \vec{\nabla} W + W \vec{\nabla} U \\ \operatorname{div}(U \vec{A}) &= U \operatorname{div} \vec{A} + \vec{A} \cdot \vec{\nabla} U \\ \vec{\operatorname{rot}}(U \vec{A}) &= \vec{\nabla} U \wedge \vec{A} + U \vec{\operatorname{rot}} \vec{A} \\ \vec{\nabla}(\vec{A} \cdot \vec{B}) &= \vec{A} \wedge \vec{\operatorname{rot}} \vec{B} + \vec{B} \wedge \vec{\operatorname{rot}} \vec{A} + (\vec{B} \cdot \vec{\nabla}) \vec{A} + (\vec{A} \cdot \vec{\nabla}) \vec{B} \\ \operatorname{div}(\vec{A} \wedge \vec{B}) &= \vec{B} \cdot \vec{\operatorname{rot}} \vec{A} - \vec{A} \cdot \vec{\operatorname{rot}} \vec{B} \\ \vec{\operatorname{rot}}(\vec{A} \wedge \vec{B}) &= \vec{A} \operatorname{div} \vec{B} - \vec{B} \operatorname{div} \vec{A} + (\vec{B} \cdot \vec{\nabla}) \vec{A} - (\vec{A} \cdot \vec{\nabla}) \vec{B} \end{aligned}$$

•Relations intégrales :

$$\begin{aligned} \oint_C \vec{A} \cdot d\vec{l} &= \iint_{S(C)} \vec{\operatorname{rot}} \vec{A} \cdot d\vec{S} && \text{(théorème de STOKES)} \\ \oint_C U d\vec{l} &= - \iint_{S(C)} \vec{\nabla} U \wedge d\vec{S} \end{aligned}$$

$$\oint_S \vec{A} \cdot d\vec{S} = \iiint_{V(S)} \operatorname{div} \vec{A} d\tau \quad (\text{théorème de la divergence ou de Green-Ostrogradsky})$$

$$\oint_S \vec{A} \wedge d\vec{S} = - \iiint_{V(S)} \vec{\operatorname{rot}}(\vec{A}) d\tau \quad (\text{théorème du rotationnel})$$

$$\oint_S U d\vec{S} = \iiint_{V(S)} \vec{\nabla} U d\tau \quad (\text{théorème du gradient})$$

$$\oint_S (U \vec{\nabla} W - W \vec{\nabla} U) \cdot d\vec{S} = \iiint_{V(S)} (U \Delta W - W \Delta U) d\tau$$

• **Théorème de LEIBNITZ :**

$$\frac{d}{dt} \int_0^{h(t)} f(x, t) dx = \int_0^{h(t)} \frac{\partial f}{\partial t} dx + f[h(t), t] \frac{dh(t)}{dt}$$

• **Théorème du transport de REYNOLDS :**

$$\frac{d}{dt} \iiint_{V(t)} f(\vec{r}, t) dV = \iiint_{V(t)} \left[\frac{\partial f}{\partial t} + \operatorname{div} \left(f \frac{d\vec{r}}{dt} \right) \right] dV$$

• **Coordonnées cartésiennes :**

$$\vec{\nabla}(U) = \vec{\nabla}(U) = \frac{\partial U}{\partial x} \vec{e}_x + \frac{\partial U}{\partial y} \vec{e}_y + \frac{\partial U}{\partial z} \vec{e}_z$$

$$\operatorname{div}(\vec{A}) = \vec{\nabla} \cdot \vec{A} = \frac{\partial A_x}{\partial x} + \frac{\partial A_y}{\partial y} + \frac{\partial A_z}{\partial z}$$

$$\vec{\operatorname{rot}}(\vec{A}) = \vec{\nabla} \wedge \vec{A} = \left(\frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z} \right) \vec{e}_x + \left(\frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) \vec{e}_y + \left(\frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y} \right) \vec{e}_z$$

$$\Delta U = \vec{\nabla}^2(U) = \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2}$$

$$\vec{\Delta}(\vec{A}) = \vec{\nabla}^2(\vec{A}) = (\Delta A_x) \vec{e}_x + (\Delta A_y) \vec{e}_y + (\Delta A_z) \vec{e}_z$$

• **Coordonnées cylindriques :**

$$\vec{\nabla} U = \frac{\partial U}{\partial r} \vec{e}_r + \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial \theta} \vec{e}_\theta + \frac{\partial U}{\partial z} \vec{e}_z$$

$$\operatorname{div}(\vec{A}) = \vec{\nabla} \cdot \vec{A} = \frac{1}{r} \frac{\partial(r A_r)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial A_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial A_z}{\partial z}$$

$$\vec{\operatorname{rot}}(\vec{A}) = \vec{\nabla} \wedge \vec{A} = \left(\frac{1}{r} \frac{\partial A_z}{\partial \theta} - \frac{\partial A_\theta}{\partial z} \right) \vec{e}_r + \left(\frac{\partial A_r}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial r} \right) \vec{e}_\theta + \left(\frac{1}{r} \frac{\partial(r A_\theta)}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial A_r}{\partial \theta} \right) \vec{e}_z$$

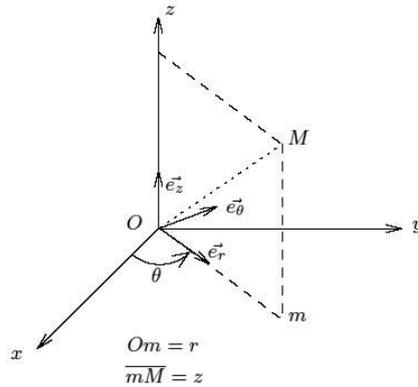


FIGURE 20.1 – Notations utilisées dans le système des coordonnées cylindriques (r, θ, z)

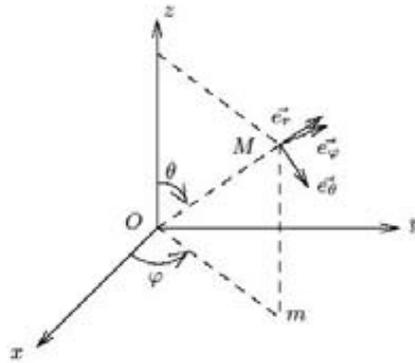


FIGURE 20.2 – Notations utilisées dans le système des coordonnées sphériques (r, θ, φ)

$$\Delta U = \vec{\nabla}^2 U = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial U}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 U}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2}$$

$$\vec{\Delta}(\vec{A}) = \vec{\nabla}^2 \vec{A} = \left(\Delta A_r - \frac{A_r}{r^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial A_\theta}{\partial \theta} \right) \vec{e}_r + \left(\Delta A_\theta - \frac{A_\theta}{r^2} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial A_r}{\partial \theta} \right) \vec{e}_\theta + (\Delta A_z) \vec{e}_z$$

• **Coordonnées sphériques :**

$$\vec{\nabla}(U) = \vec{\nabla} U = \frac{\partial U}{\partial r} \vec{e}_r + \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial \theta} \vec{e}_\theta + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial U}{\partial \varphi} \vec{e}_\varphi$$

$$\text{div}(\vec{A}) = \vec{\nabla} \cdot \vec{A} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial(r^2 A_r)}{\partial r} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial(\sin \theta A_\theta)}{\partial \theta} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial A_\varphi}{\partial \varphi}$$

$$\vec{\text{rot}}(\vec{A}) = \vec{\nabla} \wedge \vec{A} = \frac{1}{r \sin \theta} \left(\frac{\partial(\sin \theta A_\varphi)}{\partial \theta} - \frac{\partial A_\theta}{\partial \varphi} \right) \vec{e}_r + \frac{1}{r} \left(\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial A_r}{\partial \varphi} - \frac{\partial(r A_\varphi)}{\partial r} \right) \vec{e}_\theta + \frac{1}{r} \left(\frac{\partial(r A_\theta)}{\partial r} - \frac{\partial A_r}{\partial \theta} \right) \vec{e}_\varphi$$

$$\Delta U = \vec{\nabla}^2 U = \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r^2} (rU) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta \frac{\partial U}{\partial \theta}) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 U}{\partial \varphi^2}$$

$$\vec{\Delta}(\vec{A}) = \vec{\nabla}^2 \vec{A} = (\Delta A_r - \frac{2}{r^2} A_r - \frac{2}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta A_\theta) - \frac{2}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial A_\varphi}{\partial \varphi}) \vec{e}_r$$

$$+ (\Delta A_\theta - \frac{A_\theta}{r^2 \sin^2 \theta} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial A_r}{\partial \theta} - \frac{2 \cos \theta}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial A_\varphi}{\partial \varphi}) \vec{e}_\theta + (\Delta A_\varphi - \frac{A_\varphi}{r^2 \sin^2 \theta} + \frac{2}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial A_r}{\partial \varphi} + \frac{2 \cos \theta}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial A_\theta}{\partial \varphi}) \vec{e}_\varphi$$

20.2 Conservation de la masse et équation de Navier–Stokes

Pour un fluide newtonien et incompressible on a :

$$\operatorname{div}(\vec{u}) = \vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0$$

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p + \vec{f}_m + \nu \vec{\nabla}^2 u$$

• **En coordonnées cartésiennes avec $\vec{u} = (u, v, w)$:**

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0$$

sur l'axe x

$$\rho \left[\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right] = -\frac{\partial p}{\partial x} + f_x + \eta \left[\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right]$$

sur l'axe y

$$\rho \left[\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} \right] = -\frac{\partial p}{\partial y} + f_y + \eta \left[\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right]$$

sur l'axe z

$$\rho \left[\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right] = -\frac{\partial p}{\partial z} + f_z + \eta \left[\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right]$$

• **En coordonnées cylindriques avec $\vec{u} = (u_r, u_\theta, u_z)$:**

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(r u_r)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial u_z}{\partial z} = 0$$

sur l'axe r

$$\rho \left[\frac{\partial u_r}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_\theta}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} + u_z \frac{\partial u_r}{\partial z} - \frac{u_\theta^2}{r} \right] = -\frac{\partial p}{\partial r} + f_r + \eta \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u_r}{\partial r} \right) - \frac{u_r}{r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u_r}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 u_r}{\partial z^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} \right]$$

sur l'axe θ

$$\rho \left[\frac{\partial u_\theta}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_\theta}{\partial r} + \frac{u_r u_\theta}{r} + \frac{u_\theta}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + u_z \frac{\partial u_\theta}{\partial z} \right] = -\frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \theta} + f_\theta + \eta \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u_\theta}{\partial r} \right) - \frac{u_\theta}{r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u_\theta}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 u_\theta}{\partial z^2} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} \right]$$

sur l'axe z

$$\rho \left[\frac{\partial u_z}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_z}{\partial r} + \frac{u_\theta}{r} \frac{\partial u_z}{\partial \theta} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} \right] = -\frac{\partial p}{\partial z} + f_z + \eta \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u_z}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u_z}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} \right]$$

• En coordonnées sphériques avec $\vec{u} = (u_r, u_\theta, u_\varphi)$:

$$\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{2u_r}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + \frac{u_\theta \cot \theta}{r} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial u_\varphi}{\partial \varphi} = 0$$

sur l'axe r

$$\rho \left[\frac{\partial u_r}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_\theta}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} + \frac{u_\varphi}{r \sin \theta} \frac{\partial u_r}{\partial \varphi} - \frac{u_\theta^2}{r} - \frac{u_\varphi^2}{r} \right] = -\frac{\partial p}{\partial r} + f_r$$

$$+ \eta \left[\frac{1}{r} \frac{\partial^2 (r u_r)}{\partial r^2} - \frac{2u_r}{r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u_r}{\partial \theta^2} + \frac{\cot \theta}{r^2} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 u_r}{\partial \varphi^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} - \frac{2u_\theta \cot \theta}{r^2} - \frac{2}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial u_\varphi}{\partial \varphi} \right]$$

sur l'axe θ

$$\rho \left[\frac{\partial u_\theta}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_\theta}{\partial r} + \frac{u_r u_\theta}{r} + \frac{u_\theta}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + \frac{u_\varphi}{r \sin \theta} \frac{\partial u_\theta}{\partial \varphi} - \frac{u_\varphi^2 \cot \theta}{r} \right] = -\frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \theta} + f_\theta$$

$$+ \eta \left[\frac{1}{r} \frac{\partial^2 (r u_\theta)}{\partial r^2} - \frac{u_\theta}{r^2 \sin^2 \theta} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u_\theta}{\partial \theta^2} + \frac{\cot \theta}{r^2} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 u_\theta}{\partial \varphi^2} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} - \frac{2 \cos \theta}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial u_\varphi}{\partial \varphi} \right]$$

sur l'axe φ

$$\rho \left[\frac{\partial u_\varphi}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_\varphi}{\partial r} + \frac{u_r u_\varphi}{r} + \frac{u_\theta}{r} \frac{\partial u_\varphi}{\partial \theta} + \frac{u_\theta u_\varphi \cot \theta}{r} + \frac{u_\varphi}{r \sin \theta} \frac{\partial u_\varphi}{\partial \varphi} \right] = -\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial p}{\partial \varphi} + f_\varphi$$

$$+ \eta \left[\frac{1}{r} \frac{\partial^2 (r u_\varphi)}{\partial r^2} - \frac{u_\varphi}{r^2 \sin^2 \theta} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u_\varphi}{\partial \theta^2} + \frac{\cot \theta}{r^2} \frac{\partial u_\varphi}{\partial \theta} + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 u_\varphi}{\partial \varphi^2} + \frac{2}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial u_r}{\partial \varphi} + \frac{2 \cos \theta}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial u_\theta}{\partial \varphi} \right]$$