

Rapport de stage L3 FIP

Etude des instabilités hydrodynamiques du dispositif SWASI et conséquences astrophysiques

PAR ADRIEN KUNTZ ET DAVID MARTIN
ENS Ulm

Stage encadré par Thierry Foglizzo (foglizzo@cea.fr)

Du 1er au 31 juillet 2014 au Service d'Astrophysique (SAp) du CEA Saclay

Abstract

Ce stage a eu pour but de modéliser l'influence de la viscosité sur le dispositif SWASI. Nous avons ainsi pu faire différentes mesures d'un coefficient de viscosité effectif en changeant divers paramètres afin d'améliorer la précision des simulations numériques. L'autre partie du stage a eu pour but de caractériser le mode spirale ouverte (n'apparaissant qu'avec rotation) de SWASI, encore inexpliqué.

Abstract

This internship aimed at modeling the influence of viscosity on the SWASI experiment. We were able to measure a viscosity coefficient using different parameters so as to improve the accuracy of numerical simulations. The other part of the internship was to characterize the unexplained open spiral mode of SWASI (linked to rotation).

Remerciements.

Evidemment, je tiens tout d'abord à remercier Thierry pour son aide très précieuse, sa présence tout au long du stage et tout ce qu'il nous a fait découvrir au CEA.

Merci ensuite à Rémi et Brendan pour les discussions variées que nous avons eues ainsi que leurs simulations fort utiles.

Merci à Manu et Marie, et plus généralement à toute l'équipe du CEA, pour leur accueil souriant et leur réactivité pour toute demande de matériel.

Enfin un grand merci à David avec lequel j'ai passé de très bons moments

Sommaire

Introduction	3
1 L'expérience SWASI : un modèle hydrodynamique pour une supernova.	4
1 La supernova	4
2 La fontaine SWASI	4
2.1 Présentation et théorie	4
2.2 Ce que l'on observe	5
2.3 SWASI en pratique : quels paramètres fait-on varier ?	6
2 Notre travail sur SWASI	7
1 Objectifs	7
1.1 La viscosité	7
1.2 La spirale ouverte	7
2 Protocoles et résultats	7
2.1 La viscosité	7
2.2 La spirale ouverte	9
Conclusion	11
Bibliographie	12

Introduction

J'ai effectué ce stage en collaboration avec David Martin sur le campus de l'Orme des Merisiers du CEA-Saclay, au Service d'Astrophysique (SAp), bâtiment 709. Créé en 1992, le Dapnia (aujourd'hui l'Irfu, dont dépend le SAp) regroupe des astrophysiciens, des physiciens des particules et des physiciens nucléaires. Il souhaite promouvoir l'enrichissement mutuel de l'astrophysique et des autres domaines de la physique, le premier s'appuyant sur les seconds.

Le stage porte sur une instabilité hydrodynamique nommée SASI (Standing Accretion Shock Instability) qui modélise une instabilité d'un gaz tombant de manière adiabatique sur une proto-étoile à neutrons (PNS) lors d'une supernova. SASI est modélisée par une expérience d'hydrodynamique nommée SWASI (Shallow Water Analogue of a Shock Instability). Notre travail consistait à améliorer la compréhension que l'on peut avoir de cette expérience.

L'équipe qui nous a accueilli est composée de :

- Thierry Foglizzo, chercheur permanent du SAp, qui étudie le phénomène de manière analytique et qui a inventé la fontaine SWASI
- Rémi Hosseini-Kazeroni, doctorant, qui effectue des simulations numériques hydrodynamiques de SASI
- Brendan Krueger, post-doctorant américain, qui effectue des simulations numériques des phénomènes de convection dûs aux neutrinos émis et absorbés par différentes couches de gaz de l'étoile lors de la supernova

Dans une première partie, je présenterai les motivations de l'expérience SWASI et son analogie avec l'astrophysique. Une deuxième partie expliquera notre apport personnel à l'expérience et la conclusion qu'il faut en tirer.

1 L'expérience SWASI : un modèle hydrodynamique pour une supernova.

1 La supernova

Une étoile de plus de 10 masses solaires, à la fin de sa vie, se transforme en géante rouge composée d'un coeur en fer de 3000 km de rayon et de couches concentriques d'éléments de plus en plus légers. Le fer, étant très stable, ne fusionne pas comme les éléments précédents et forme donc un noyau de plus en plus gros au centre de l'étoile. Lorsqu'il dépasse la masse de Chandrasekhar ($1,4 M_{\odot}$, masse à partir de laquelle la pression de dégénérescence des électrons ne suffit plus à contrebalancer la pression), il s'effondre très rapidement sur lui-même. La densité atteint des valeurs permettant la réaction $p + e^{-} \rightarrow n + \nu$, libérant alors un flot de neutrinos.

L'effondrement du coeur cesse lorsqu'il forme une sphère de neutrons incompressible de quelques dizaines de kilomètres de diamètre : c'est la proto-étoile à neutron (PNS, proto-neutron star). Il se produit alors une onde de choc dans le gaz tombant sur la PNS. Des chercheurs ont montré que cette onde de choc se stabilisait à environ 150km de la PNS pendant quelques centaines de millisecondes, avant de souffler les couches de gaz après 700 ms. Une étoile à neutrons va alors naître.

Jusqu'en 2003, certaines caractéristiques des étoiles à neutrons restaient mystérieuses. Tout d'abord, elles sont dotées de vitesses incompatibles avec la vitesse moyenne des étoiles leur donnant naissance. De plus, leur période de rotation semblait elle aussi sans rapport avec celle calculée par conservation du moment cinétique de l'étoile progénitrice. L'instabilité SASI a permis de mieux comprendre ces caractéristiques.

En effet, des simulations numériques ont montré que lors de la chute du gaz, une instabilité nommée SASI se développe[1], brisant alors la symétrie sphérique de l'étoile à neutrons et lui donnant ainsi un « kick » et une vitesse de rotation initiaux qui correspondent mieux aux observations, bien que le calcul exact de ces paramètres soit encore débattu. C'est cette instabilité que modélise l'expérience SWASI.

2 La fontaine SWASI

2.1 Présentation et théorie



Figure 1. Photo de l'expérience SWASI

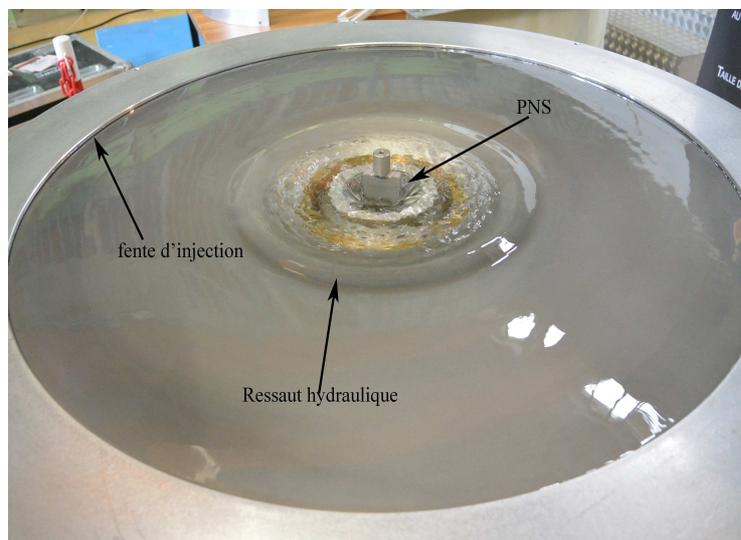


Figure 2. Ressaut hydraulique observé

SWASI (Shallow Water Analogue of a Shock Instability) est un dispositif expérimental inventé par Thierry Foglizzo (dans son jardin !) en 2010 réalisant une analogie 2D du phénomène astrophysique expliqué plus haut. La simplicité de l'expérience permet une manipulation facile et peut ainsi aider à mieux comprendre le phénomène. Dans SWASI, 1s correspond à 10ms astrophysiques et 1cm correspond à 10km astrophysiques.

De l'eau est injectée avec un débit variable par une fente au bord d'une cuvette avec un profil de hauteur $H(r) = \frac{(5,6\text{cm})^2}{r}$. Au centre du dispositif est placé un cylindre en métal modélisant la PNS. On observe alors (avant que l'instabilité n'apparaisse) un ressaut hydraulique circulaire marquant la transition entre une zone supersonique où les vagues se font emmener par le courant ($\text{Fr} = \frac{v}{c} \gg 1$, où v est la vitesse du fluide et $c = \sqrt{gh}$ est la vitesse des ondes en eau peu profonde) et une zone subsonique où les vagues peuvent remonter le courant ($\text{Fr} \ll 1$). Ce ressaut est l'analogie de l'onde de choc.

L'analogie repose sur les équations régissant le modèle Shallow Water (ou modèle de Saint-Venant) et les équations d'un gaz en chute libre adiabatique. Le modèle de Saint-Venant donne des équations pour un écoulement en eau peu profonde sur la vitesse moyennée sur la profondeur. L'annexe A donne le détail du calcul, sans utilité pour la compréhension du phénomène qui nous concerne. Voici la liste des analogies :

- La conservation de la masse s'écrit $\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \cdot \vec{v}) = 0$ dans le cas du gaz et $\frac{\partial h}{\partial t} + \text{div}(h \cdot \vec{v}) = 0$ dans le modèle de Saint-Venant, où h est la hauteur d'eau.
- L'équation d'Euler pour un gaz adiabatique se réécrit

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{\text{rot}} \vec{v}) \wedge \vec{v} + \nabla \left(\frac{v^2}{2} + \frac{c^2}{\gamma - 1} + \Phi \right) = \frac{c^2}{\gamma} \nabla S \quad (1)$$

où l'on a posé $S = \frac{1}{\gamma - 1} \ln \left(\frac{P}{\rho^\gamma} \right)$ et Φ est le potentiel gravitationnel en $1/r$. En effet, $\frac{P}{\rho^\gamma} = \text{Cste}(\text{localement}) \Rightarrow c^2 = \frac{\gamma P}{\rho}$ est la vitesse du son et l'équation d'Euler $\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{\text{rot}} \vec{v}) \wedge \vec{v} + \nabla \left(\frac{v^2}{2} + \Phi \right) + \frac{1}{\rho} \nabla P = 0$ se réécrit sous la forme donnée plus haut. L'intérêt est de séparer le terme enthalpique ($\nabla \frac{c^2}{\gamma - 1}$) du terme entropique ($\frac{c^2}{\gamma} \nabla S$) et d'obtenir une équation vraiment semblable à celle du modèle de Saint-Venant :

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{\text{rot}} \vec{v}) \wedge \vec{v} + \nabla \left(\frac{v^2}{2} + c^2 + \Phi \right) = 0 \quad (2)$$

où $c^2 = gh$ est la vitesse des vagues et $\Phi = -gH(r)$. On voit alors que SWASI représente un gaz adiabatique d'indice $\gamma = 2$ et isentropique.

- Le bilan d'entropie s'écrit pour le gaz $\frac{\partial S}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla S = \frac{\mathcal{L}}{P}$ où \mathcal{L} est la fonction de chauffage qui représente l'échauffement ou le refroidissement de la matière dû aux neutrinos (près de la PNS, les régions émettent plus de neutrinos qu'elles n'en absorbent, et c'est l'inverse loin du cœur). Il n'a aucune analogie dans SWASI et c'est l'une des grandes limitations de l'expérience.

En conclusion, les facteurs pouvant limiter l'expérience sont : le chauffage par les neutrinos, le facteur $\gamma = 2$ au lieu de $\gamma = 4/3$ pour un gaz adiabatique, une équation d'état plus compliquée pour le gaz dans la réalité, des effets de relativité générale pour les grosses étoiles à neutrons (on s'imagine bien qu'un trou noir n'aura pas le même effet !) et enfin la viscosité. C'est sur ce dernier paramètre que nous avons passé une bonne partie de notre stage.

2.2 Ce que l'on observe

Le modèle de SWASI sur lequel nous avons travaillé était nouveau et le plateau pouvait désormais tourner sur lui-même, cette rotation modélisant la rotation de l'étoile progénitrice. On observe ainsi deux instabilités très différentes suivant la rotation.

- A rotation nulle ou très faible, pour des fentes d'injection faibles, l'instabilité SASI se développe. Le sens de rotation de SASI est aléatoire.

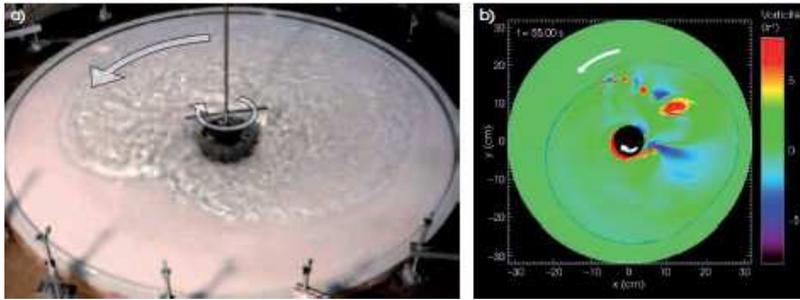


Figure 3. Photo de SASI et comparaison avec une simulation[?]

On voit que l'étoile à neutron tourne en sens inverse de SASI grâce à un petit tourniquet, ce qui explique les vitesses de rotation des étoiles à neutrons observée comme mentionné plus haut.

- A plus haute vitesse de rotation, pour des fentes quelconques, on observe l'apparition d'un mode spirale ouverte très robuste (il persiste dans une très large gamme de paramètres). Contrairement à SASI, cette instabilité n'a pas été trouvée analytiquement. Des simulations numériques reproduisent toutefois son comportement avec fidélité. La deuxième partie de notre stage consistait à caractériser l'évolution de ce mode avec différents paramètres afin de déterminer quelles variables physiques entrent en jeu lors de sa formation.



Figure 4. Mode spirale ouverte

2.3 SWASI en pratique : quels paramètres fait-on varier ?

Les divers paramètres que l'on peut faire varier sur la fontaine sont :

- La fente d'injection, prenant des valeurs entre 0,5 et 2 mm (± 0.1 mm). C'est le réglage le plus pénible à effectuer et il sera changé le moins souvent possible.
- La vitesse de rotation grâce à un potentiomètre. On la mesure en chronométrant le temps mis par le plateau pour faire un tour. Thierry avait comme projet de faire installer un appareil pour obtenir la vitesse de rotation instantanée.
- Le débit grâce à une pompe réglable. Le débit s'affiche directement sur un débitmètre.
- Le diamètre de la PNS grâce à un jeu de cylindres
- La hauteur du ressaut initial en réglant la hauteur de la PNS

2 Notre travail sur SWASI

1 Objectifs

1.1 La viscosité

La viscosité est un des facteurs limitants de l'expérience. Dans son article publié dans *Physical Review Letter*[?] où il décrit la fontaine, Thierry évalue un coefficient de viscosité effectif de $3 \cdot 10^{-6} m^2 s^{-1}$ (le facteur 3 provient de la géométrie). La détermination de ce coefficient a été effectuée dans la partie supersonique $Fr > 1$ (la seule où la viscosité n'est pas négligeable : en effet l'ordre de grandeur du frottement visqueux est $\frac{v}{h^2}$, donc dans la partie subsonique où v est plus faible et h plus grand on peut négliger la viscosité) par une mesure du profil de la surface libre (h).

Cette mesure était très imprécise : il fallait plonger une petite pointe dans le liquide pour mesurer sa hauteur. De plus, ce coefficient de viscosité effectif a été utilisé dans toutes les simulations numériques pour tous les jeux de paramètres possibles.

Notre objectif était donc de faire des mesures plus précises de ce coefficient et de caractériser son évolution avec les paramètres du problème, afin d'améliorer la précision des simulations numériques.

1.2 La spirale ouverte

Le deuxième objectif initial était de caractériser le mode spirale ouverte n'apparaissant qu'avec rotation. Cette instabilité est totalement nouvelle et Thierry aurait aimé savoir quels paramètres rentrent en compte dans sa formation, afin notamment de déterminer si elle est propre à l'expérience ou si elle possède une analogie avec l'astrophysique. Elle pourrait par exemple modéliser une instabilité se produisant dans des étoiles à neutrons déjà formées qui engendre des ondes gravitationnelles.

2 Protocoles et résultats

2.1 La viscosité

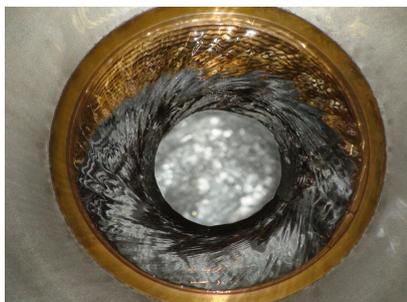


Figure 5. Le trou



Figure 6. Extrait d'un film à 400 images/s

L'idée initiale de Thierry était de mesurer le diamètre du trou qui apparaît lorsque l'on est en mode « trou noir » (sans PNS) avec rotation. En effet, il est possible d'obtenir une formule pour ce trou en ne tenant pas compte de la viscosité (cf annexe B). Une correction au 1er ordre en viscosité pourrait alors fournir un coefficient de viscosité effectif.

Mais cette mesure manque finalement de précision et nous avons eu une autre idée pour faire des mesures instantanées de vitesse : il suffit de lâcher un petit flotteur au bord de la fontaine et de filmer son déplacement avec une caméra à fréquence rapide. Thierry a tout de suite apprécié cette proposition et a acheté l'appareil photo Nikon 1 S1 prenant des films jusqu'à 1200 images par seconde, ce qui était amplement suffisant pour notre expérience. Nous avons ainsi pu, à l'aide du logiciel gratuit Tracker, suivre la position du flotteur et obtenir des graphes de vitesse.

L'un des défauts de cette méthode est de mesurer uniquement la vitesse de surface, or c'est la vitesse moyenne qui nous intéresse. Si le profil considéré est un « demi-Poiseuille » reliant une vitesse nulle au fond à une contrainte nulle à la surface, ie $u(z) = u_{\text{surface}} \cdot \frac{z}{h} \left(2 - \frac{z}{h}\right)$, alors $u_{\text{moy}} = \frac{2}{3} u_{\text{surface}}$. Mais dans l'expérience ce profil n'a pas forcément le temps de s'établir : en effet la distance nécessaire pour établir une couche visqueuse δ de 1mm est $x = \frac{\delta^2 \nu}{\nu}$, soit environ 50cm avec les vitesses considérées. Le coefficient reliant u_{moy} à u_{surface} est donc inconnu, il peut prendre des valeurs entre $\frac{2}{3}$ (poiseuille établi) et 1 (vitesse uniforme dans le fluide, couche limite de taille négligeable).

Nous avons donc mesuré la hauteur h d'eau expérimentalement à l'aide d'un pied à coulisse et l'avons comparée à la valeur trouvée à l'aide de la mesure de vitesse. Il était ensuite facile d'en déduire un facteur correctif à appliquer à la vitesse en tout point du fluide. Ce facteur expérimental était compris entre 0,7 et 0,85. L'imprécision sur cette mesure est de loin la plus importante parmi toutes celles engendrées par cette méthode.

La méthode utilisée pour évaluer les coefficients visqueux va maintenant être discutée.

La force visqueuse laminaire intervenant dans le modèle de Saint-Venant a pour expression :

$$\vec{F}_{\text{lam}} = \alpha \nu \frac{\vec{v}}{h^2}$$

où α est un coefficient dépendant des caractéristiques du problème. Thierry avait mesuré $\alpha = 3$. Les trois équations dont on se sert sont : la conservation du débit, la relation de Bernoulli du modèle de Saint-Venant stationnaire et axisymétrique et le théorème du moment cinétique :

$$Q = 2\pi r h v_r = \text{Cste} \quad (3)$$

$$\frac{v^2}{2} + gh - gH(r) = \alpha \nu \int_{r_{\text{int}}}^r \frac{v_r}{h^2} + \text{Cste} \quad (4)$$

$$r v_\theta = \alpha \nu \int_{r_{\text{int}}}^r \frac{r(v_\theta - r\Omega)}{h^2} + \text{Cste} \quad (5)$$

Q est le débit et Ω la vitesse de rotation du plateau. Le terme $v_\theta - r\Omega$ provient du fait qu'il faut considérer la vitesse relative du fluide par rapport au plateau.

Dans le cas turbulent, le coefficient de viscosité effectif dépend des grandeurs du problème. Comme on ne dispose que de v et de h dans le modèle de Saint-Venant, on a par analyse dimensionnelle que $\nu = \beta v h$ avec β un coefficient sans dimension. La force turbulente a donc pour expression :

$$\vec{F}_{\text{turb}} = \beta \frac{v}{h} \cdot \vec{v}$$

où $v = \sqrt{v_r^2 + (v_\theta - r\Omega)^2}$. Il suffit alors de reprendre l'analyse précédente en changeant la force visqueuse.

Nous avons choisi de tracer Bernoulli et le moment cinétique et de les comparer à l'intégrale visqueuse que l'on effectue sur les mesures expérimentales (suffisamment nombreuses pour avoir une intégrale bien définie). Nous avons effectué ces mesures pour différents débits, hauteurs de fente et vitesses de rotation, dans les cas laminaire et turbulent. Nous avons aussi testé l'idée de nettoyer le plateau de la fontaine, mais n'avons constaté aucun changement de la valeur de α .

Nos conclusions se résument ainsi : la viscosité laminaire est un bon modèle jusqu'aux régions centrales de la fontaine. Dans ces régions centrales, on observe que la viscosité turbulente convient mieux à la courbe expérimentale pour Bernoulli. Le moment cinétique ne permet pas de départager entre viscosité turbulente et expérimentale. Les coefficients α varient entre 3 et 5, avec de nombreuses valeurs proches de 5. Les figures 7, 8, 9, 10, 11 [manque alpha !!] montrent les graphes de Bernoulli, du moment cinétique, de la hauteur d'eau et un résumé des valeurs trouvées de α .

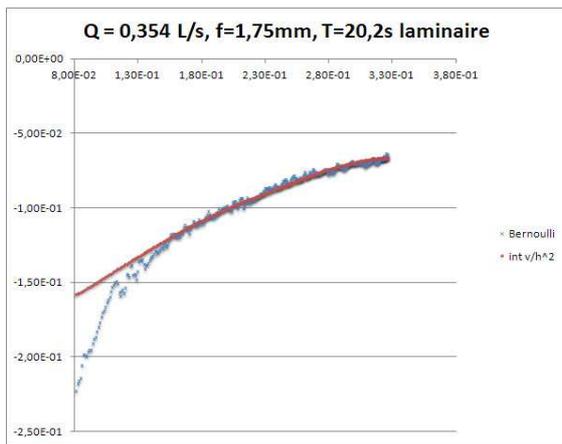


Figure 7. Bernoulli comparé à une force laminaire

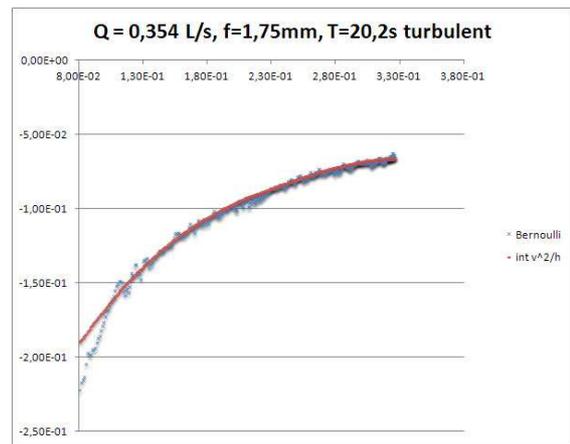


Figure 8. Bernoulli comparé à une force turbulente

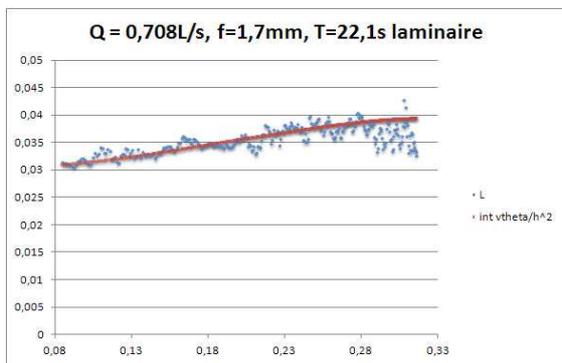


Figure 9. Moment cinétique comparé à une force laminaire

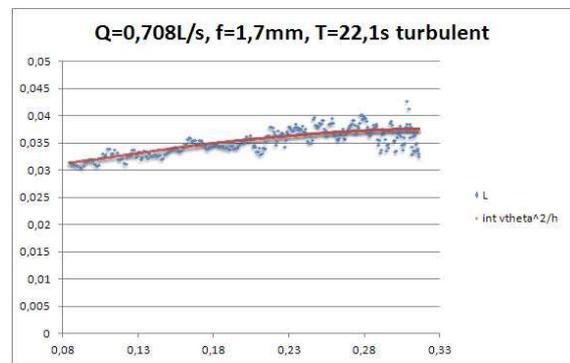


Figure 10. Moment cinétique comparé à une force turbulente

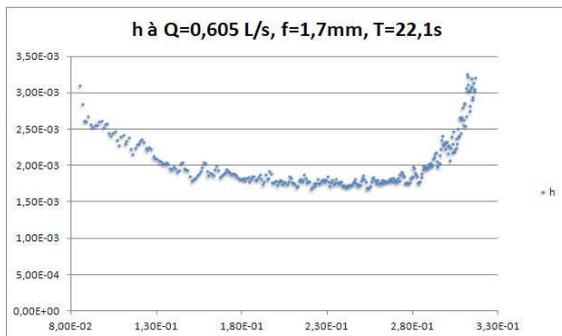


Figure 11. Hauteur du fluide

Figure 12.

Un des problèmes apparu au cours du stage est la hauteur d'eau anormalement élevée en sortie de fente, de l'ordre de 50 à 100% plus grande que la fente. Plusieurs explications ont été avancées pour ce résultat : il est possible que le flotteur prenne un certain temps pour s'aligner sur la vitesse réelle du fluide juste après le lâcher : la vitesse mesurée serait alors trop faible et la hauteur plus grande. Une deuxième possibilité est qu'un petit tourbillon se forme en sortie de fente, modifiant ainsi la vitesse du fluide. Les données s'approchant du rayon extérieur sont donc peu fiables.

[à compléter : alpha haut débit -> forme de turbu qu'on ne comprend pas, différence alpha L et Ber...]

2.2 La spirale ouverte

Cette partie de notre travail a commencé par des recherches bibliographiques. Thierry souhaitait en effet savoir s'il existait dans la littérature des conditions spécifiques d'apparition du mode $m = 1$ de l'instabilité low T/W , afin de déterminer si la spirale ouverte que l'on observe dans la fontaine est bien de la même nature.

L'instabilité low T/W est un sujet d'étude récent et encore mal compris. Il semble que dans les étoiles à neutrons en rotation différentielle, lorsque l'énergie cinétique de rotation T dépasse un certain seuil d'énergie potentielle W (de l'ordre de 0.1), une instabilité spirale ayant une forme ressemblant étrangement à celle de la fontaine apparaisse (figure 13). A noter

que pour des valeurs de $\beta = T/W$ plus élevées (0.25), une autre instabilité nommée bar-mode instability se développe, mais comme celle-ci possède deux bras elle ne concerne pas la fontaine *a priori*. Pour une distinction entre ces deux instabilités, lire l'article de Watts[7].

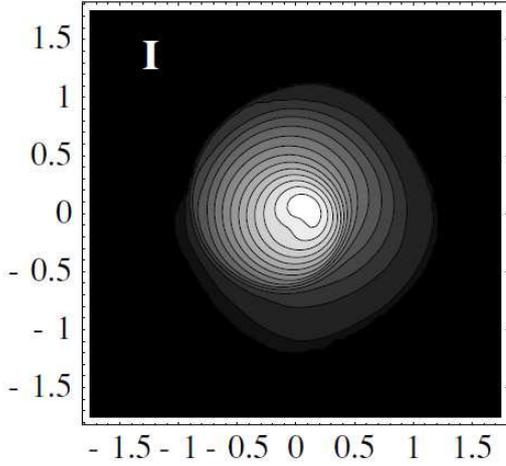


Figure 13. Spirale observé par Saijo et Yoshida[5] dans une simulation

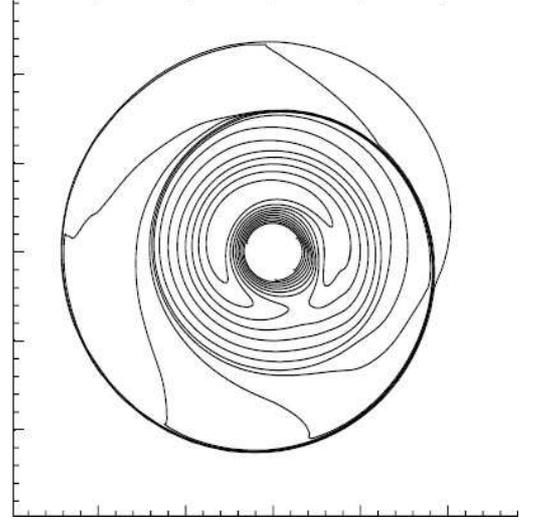


Figure 14. spirale observée par Molteni[2] dans une simulation

Le mécanisme de naissance de cette instabilité semble lié au rayon de corotation, défini comme le rayon de l'étoile où le fluide possède la même vitesse que l'instabilité spirale observée : à l'extérieur du rayon de corotation le fluide va moins vite que la spirale, et à l'intérieur le fluide va plus vite. La naissance de l'instabilité est expliquée comme suit (ce mécanisme a été trouvé en premier par Papaloizou et Pringle[4] qui lui ont donné leur nom, et reformulé par Goldreich[3]) : dans une bande autour du rayon de corotation, aucune onde possédant la même vitesse que la spirale ne peut se propager, puisque l'onde serait alors stationnaire dans le référentiel du fluide (et comme $\omega^2 = c^2(k_r^2 + k_\theta^2)$ avec $k_\theta \sim \frac{m}{r_{\text{corot}}}$ avec m le nombre de bras de la spirale, on a nécessairement $\omega \geq k_\theta > 0$). Les ondes dans cette région sont donc évanescentes. Une onde dans la zone extérieure au rayon de corotation a une énergie positive (elle accélère le fluide) alors qu'une onde dans la zone intérieure a une énergie négative (elle ralentit le fluide).

Imaginons maintenant que l'on a une condition aux limites réfléchissante à l'extérieur (l'explication est identique avec une paroi réfléchissante à l'intérieur ou avec deux parois réfléchissantes). Une onde d'énergie 1 arrivant de l'extérieur du rayon de corotation est partiellement transmise à l'intérieur par évanescente ; l'énergie de cette onde transmise est $-\varepsilon$. L'onde réfléchie au rayon de corotation a donc nécessairement une énergie $1 + \varepsilon$. Elle se réfléchit ensuite au bord extérieur et on forme ainsi une cavité amplificatrice entre le rayon de corotation et la condition aux limites. C'est ce qui donne naissance à l'instabilité.

Nous avons ainsi lu plusieurs articles au sujet de l'instabilité low T/W et notamment pour les instabilités $m = 1$ (celle qui apparaît dans la fontaine). Nous avons ainsi fait quelques découvertes intéressantes.

Premièrement, il se trouve que l'instabilité de la fontaine a été retrouvée de manière quasi-certaine dans une publication de Molteni en 1999[2] traitant de l'accrétion autour d'un trou noir (alors que le fait qu'elle soit analogue à T/W est encore discuté). Molteni a simulé une chute de gaz doté d'un certain moment cinétique vers un trou noir, ce qui forme un ressaut centrifuge. Il observe alors dans une simulation numérique une instabilité ayant une forme exactement semblable à celle observée dans la fontaine. L'explication de cette instabilité a été proposée par Gu et Foglizzo[6] : une cavité se forme entre le rayon de corotation et le choc centrifuge.

Pour vérifier que l'instabilité de la fontaine est bien semblable à celle de Molteni, nous avons placé la fontaine en mode « trou noir » et augmenté suffisamment la vitesse de rotation pour avoir un ressaut centrifuge. La configuration de cette situation est alors exactement la même que celle de Molteni, et les équations de Saint-Venant du fluide sont les mêmes que pour le gaz en chute libre vers un trou noir comme expliqué plus haut. Nous avons alors observé dans certaines configurations une spirale robuste semblable en tout point à celle du mode « PNS », ce que Thierry n'avait jamais observé jusque-là. Cela suggère que, malgré des configurations différentes (le potentiel gravitationnel de l'expérience engendré par la PNS est très différent de celui créé par le trou noir), le mécanisme de l'instabilité soit le même. [photo]

Mais les simulations de Molteni ont en fait un faible retentissement dans la communauté scientifique car il considère que le gaz accrété possède peu de moment cinétique, or la plupart du temps ce gaz en possède beaucoup (par exemple parce qu'il provient d'une étoile en rotation près du trou noir, ce qui confère au gaz accrété un moment cinétique important). Il faut donc invoquer un mécanisme de perte du moment cinétique qui pour l'instant reste inexpliqué. Thierry nous a donc demandé de continuer nos recherches sur le mécanisme low T/W , qui s'avère être d'une importance beaucoup plus grande dans le milieu astrophysique.

L'interprétation de la spirale de la fontaine en tant qu'instabilité low T/W n'est pas encore très claire, et ceci pour plusieurs raisons :

- Le low T/W se produit dans des étoiles à neutrons sans accrétion, contrairement à l'expérience : ainsi le débit, qui modifie clairement la forme de la spirale dans l'expérience, n'a pas d'analogie astrophysique simple ;
- Certains articles évoquent la vorticité (plus exactement la vortensit , vorticité divisée par la densité) pour l'expliquer, alors qu'il n'y a pas de vorticité dans la fontaine (sauf si l'on tient compte des effets visqueux, ce que ne fait pas l'article)
- L'énergie potentielle W fait intervenir des effets de relativité

Après avoir examiné plusieurs articles, nous avons déterminé que celui de Watts[7] résumait le mieux ce que l'on doit savoir à propos de low T/W . En particulier, on y trouve un graphe (inspiré de Yoshida[5]) très intéressant montrant les régimes stables ou instables en fonction du paramètre $\beta = T/W$ et de la rotation différentielle. Selon ce graphe, pour une rotation différentielle donnée, l'augmentation de β fait passer d'un régime stable (le rayon de corotation n'est pas présent dans l'étoile car le fluide tourne trop lentement)   un régime instable (le rayon de corotation entre dans l'étoile) puis de nouveau à un régime stable (le rayon de corotation est à l'extérieur de l'étoile car le fluide tourne trop vite).

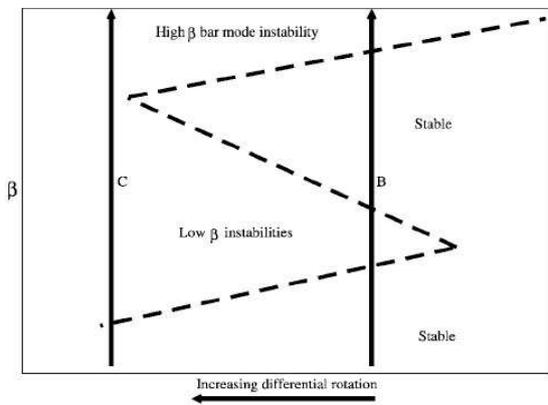


Figure 15. Graphe apparaissant dans Watts[7]

Dans notre expérience, l'analogue du degré de rotation différentielle est le diamètre de la PNS (qui « coupe » la rotation du fluide à une certaine valeur) et l'analogue de β est la vitesse de rotation. Nous avons donc eu l'idée de vérifier le graphe de Watts par l'expérience.

Malheureusement, il n'a été possible de vérifier que la transition stable \rightarrow instable. En effet, pour des valeurs de β plus élevées, l'instabilité fait déborder très vite la fontaine. Nous avons néanmoins observé le seuil de rotation critique d'apparition de la spirale et vérifié qu'il correspond à une zone de corotation à la limite du bord de la PNS [graphe], confirmant ainsi l'idée que cette zone de corotation est essentielle au développement de la spirale (pour des valeurs de rotation plus faible, il n'y a pas de zone de corotation dans la fontaine). Nous avons aussi vérifié que pour les rotations les plus élevées que nous pouvions obtenir sans débordement d'eau, la zone de corotation était toujours présente dans la fontaine.

Conclusion

Nous nous sommes intéressés à deux sujets de recherche à propos de l'expérience SWASI.

Le premier est la viscosité. A l'aide de matériel peu coûteux, nous sommes parvenus à mesurer la vitesse en surface de la fontaine SWASI et ainsi en déduire des coefficients de viscosité effectifs qui seront utiles dans les simulations numériques. Nos conclusions sont qu'un facteur de viscosité laminaire $\alpha = 5$ est adapté à la majorité des configurations de SWASI.

Le deuxième est la caractérisation d'une nouvelle instabilité. Nous sommes parvenus à faire un lien entre cette instabilité et l'accrétion de gaz possédant relativement peu de moment cinétique au bord d'un trou noir. Qui plus est, nous sommes parvenus à mettre en évidence un rôle essentiel du rayon de corotation sur le développement de cette instabilité.

J'ai beaucoup apprécié ce stage expérimental d'un mois pour plusieurs raisons. La première est que j'ai appris énormément sur le métier de chercheur, sur tous ces tâtonnements et hésitations que l'on rencontre dans la recherche en physique car le domaine est mal compris : cela est totalement diff rent de ce que l'on peut apprendre d'un point de vue scolaire, où la physique apparaît comme un domaine où la vérité s'établit rapidement et sans tergiversations. Je ne pensais pas apprendre autant en un mois.

La deuxième est l'ambiance très chaleureuse du CEA, la diversité des personnes que l'on rencontre, toujours prêtes à expliquer leur domaine de recherche. J'ai notamment pu me rendre compte que la simulation numérique a un caractère essentiel en astrophysique : la majorité des chercheurs que j'ai rencontrés effectuaient des simulations, faute de données ou d'expériences.

La troisième est la chance qui m'a été donnée de travailler sur une réalisation expérimentale sur les supernovas, sans doute unique au monde : les expériences de laboratoire sont vraiment très rares en astrophysique. Qui plus est, Thierry est quelqu'un de passionnant, un très bon physicien qui a pris beaucoup de temps pour nous expliquer tout ce qu'il faut comprendre dans le domaine des supernovas.

Bibliographie

- [1] J.M. Blondin A. Mezzacappa. Pulsar spins from an instability in the accretion shock of supernovae. *Nature*, 445:58–60, January 2007.
- [2] D. Molteni. On the azimuthal stability of shock waves around black holes. *The Astrophysical Journal*, 516:411–419, May 1999.
- [3] P. Goldreich R. Narayan. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 213:7–10, 1984.
- [4] J.C.B Papaloizou J.E Pringle. The dynamical stability of differentially rotating disks with constant specific angular momentum. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 208:721–750, 1984.
- [5] M. Saijo S.Yoshida. Low T/W dynamical instability in differentially rotating stars : diagnosis with canonical angular momentum. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 368:1429–1442, 2006.
- [6] W-M Gu T.Foglizzo. Non-axisymmetric instabilities in shocked accretion flows with differential rotation. *Astronomy Astrophysics* , 409:1–7, 2003.
- [7] Andersson Jones Watts. The nature of low T/W dynamical instabilities in differentially rotating stars. *The Astrophysical Journal*, 618:0, January 2005.