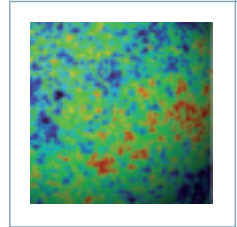


# Les marées en géo- et astrophysique



*Les marées jouent un rôle primordial en géo- et astrophysique, et font l'objet de multiples études scientifiques depuis plusieurs siècles. Au-delà du phénomène bien connu de flux et de reflux de la mer sur la plupart de nos rivages, les marées ont des conséquences aussi variées que le volcanisme intense de Io, satellite de Jupiter, ou encore la synchronisation de la rotation de la Lune sur sa révolution autour de la Terre. Elles pourraient également être responsables, dans les noyaux liquides des planètes et à l'intérieur des étoiles, de l'excitation d'une instabilité hydrodynamique dite « elliptique », dont les multiples répercussions en géo- et astrophysique font l'objet de recherches en cours.*

Dans le langage commun, le terme de marées désigne les marées océaniques, c'est-à-dire les variations périodiques du niveau des océans communément attribuées à « l'attraction de la Lune sur les grandes masses d'eau ». D'un point de vue historique, leur étude remonte au moins à l'Antiquité, et a constitué un thème de réflexion privilégié des savants les plus célèbres : Platon, Aristote, Kepler, Galilée, Descartes... ont ainsi apporté leur contribution. Le lien entre les marées océaniques et la Lune a été mentionné très tôt, dès le IV<sup>e</sup> siècle avant J.-C., et semble être attribué à Pythéas, un navigateur grec originaire de Marseille. Toutefois, l'explication physique est longtemps restée erronée, se basant sur le principe de « sympathie » entre l'eau de Lune et celle de la Terre, qui s'attireraient mutuellement. En particulier, cette description confrontée aux observations soulève immédiatement une question non triviale : pourquoi y a-t-il deux marées par jour ?

## Des marées océaniques aux conséquences géo- et astrophysiques

Il fallut en fait attendre Newton et son principe de gravitation universelle pour poser les bases d'une explication rigoureuse, qui fut exposée pour la première fois dans les *Principia Mathematica* en 1687. Le point crucial consiste à considérer simultanément les effets de la force gravitationnelle d'attraction de la Lune et de la force centrifuge liée à la rotation du système Terre-Lune autour de son centre de

gravité. Prenons comme référence le centre de la Terre, où ces deux forces se compensent : au point de surface le plus proche de la Lune, la force d'attraction gravitationnelle est plus forte et la force centrifuge plus faible, ce qui implique que le point considéré est plus attiré par la Lune que le centre de la Terre ; au contraire, au point de surface le plus éloigné de la Lune, la force d'attraction gravitationnelle est plus faible et la force centrifuge plus forte, ce qui implique que le point considéré est moins attiré par la Lune, donc comme rejeté vers l'extérieur. La Terre prend ainsi une forme de ballon de rugby orienté dans la direction de la Lune.

Rigoureusement, le calcul de cette marée dite statique suppose que la surface de la Terre, entièrement recouverte d'une couche fluide, suit une équipotentielle du champ de pesanteur tenant compte des attractions gravitationnelles dues à la Terre et à la Lune ainsi que des forces centrifuges dues au mouvement képlérien du système Terre-Lune autour de son centre de masse. En effectuant un bilan des potentiels en un point  $M(\rho, \theta, \phi)$  à la surface de la Terre, où  $\rho = R_T + z$  avec  $R_T$  le rayon terrestre et  $z$  la hauteur des déformations dues aux effets de marées, on démontre qu'au premier ordre en  $z/R_T$  la forme de la Terre correspond à un ellipsoïde dont le grand axe est dirigé vers la Lune et dont la déformation maximale (définie comme la différence entre le demi grand axe et le demi petit axe de l'ellipsoïde dans le plan de l'équateur) est donnée par  $A = 3/2 \cdot M_L/M_T \cdot R_T^4/a^3$ , où  $M_L$  est la masse de la Lune,  $M_T$  la masse de la Terre, et  $a$  la distance orbitale.

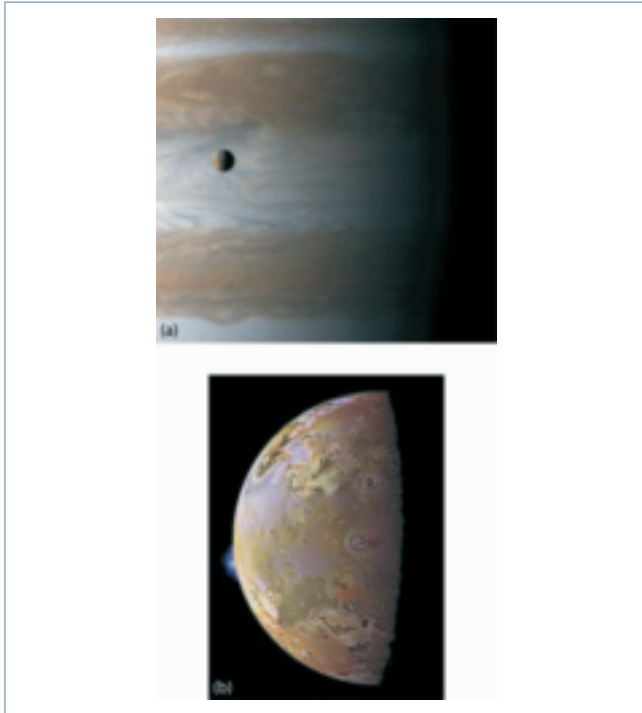
### Article proposé par :

**Michael Le Bars**, lebars@irphe.univ-mrs.fr

**Patrice Le Gal**, patrice.legal@irphe.univ-mrs.fr

**Stéphane Le Dizès**, stephane.ledizes@irphe.univ-mrs.fr

Institut de recherche sur les phénomènes hors équilibre (IRPHE), UMR 6594, Univ. Aix-Marseille 1/CNRS/Univ. Aix-Marseille 2/Univ. Aix-Marseille 3/École Centrale Marseille, Marseille.



**Figure 1** – (a) photographie de Io devant Jupiter prise par la sonde Cassini et (b) photographie d'un panache issu d'une éruption volcanique à la surface de Io prise par la sonde Galileo (© NASA/JPL). Noter également les multiples cratères et coulées d'origine volcanique sur toute la surface du satellite.

Cette déformation étant de l'ordre de 50 cm, la théorie statique ne suffit pas pour expliquer les grandes amplitudes de marées océaniques observées en certains points de notre planète. Il fallut attendre encore un siècle avant de voir se dessiner, sous l'impulsion de Laplace, une théorie dynamique des marées tenant compte de deux aspects primordiaux négligés par Newton, à savoir que la Terre tourne sur elle-même et que les bassins océaniques sont fermés. La rotation de la Terre implique que les masses d'eau à la surface du globe se déplacent par rapport à la déformation créée par les marées gravitationnelles, cette dernière étant vue depuis la Terre comme une perturbation périodique qui génère en surface des ondes de gravité ; la taille finie des bassins océaniques autorise alors des phénomènes complexes de réflexion et de résonance qui peuvent amplifier les déformations initiales. La théorie dynamique permet aujourd'hui de déterminer le marnage en n'importe quel point du globe, à condition de disposer de moyens de calcul suffisamment puissants et d'une connaissance suffisamment précise de la géométrie du lieu.

Plus généralement, les marées gravitationnelles et les déformations associées ne s'appliquent pas uniquement aux océans à la surface du globe, mais à toutes les enveloppes de la Terre, depuis son atmosphère jusqu'à son noyau liquide, en passant par son manteau solide mais non parfaitement rigide. Par ailleurs, ce phénomène de marées concerne généralement tous les corps célestes (lunes, planètes, étoiles, disques d'accrétion, galaxies,...), les effets étant d'autant

plus grands que les masses attirantes sont importantes et que les distances entre corps sont petites. Ainsi sur Terre, les déformations dues au Soleil sont à peu près deux fois moins importantes que celles qui sont dues à la Lune, moins massive mais beaucoup plus proche. Dans certains systèmes, les forces de marées peuvent atteindre des valeurs colossales et avoir des répercussions phénoménales, provoquant, par exemple sur Io, satellite de Jupiter dont les caractéristiques sont proches de notre Lune mais où les marées atteignent plusieurs centaines de mètres, un échauffement permanent de son manteau solide se traduisant en surface par l'activité volcanique la plus intense du système solaire (*figure 1*).

Les aspects astrophysiques des marées passionnent également les scientifiques, et ce depuis plus de deux siècles. Ainsi, l'astronome français E. Roche a, pour la première fois, calculé dans les années 1840 la distance au dessous de laquelle les forces de marées qui tendent à déformer un corps dépassent ses forces de cohésion, ce qui entraîne sa dislocation. Cette limite de Roche s'applique par exemple aux théories de création des anneaux planétaires. Les marées agissent également sur l'évolution des trajectoires orbitales et des vitesses de rotation des corps célestes. Ainsi dans un système planète – lune, les marées gravitationnelles dissipent progressivement l'énergie du système qui évolue vers une orbite circulaire et un alignement des vitesses de spin (c'est-à-dire rotation propre de chaque corps) et d'orbite (voir *encadré 1*) : l'exemple le plus connu de cet effet est bien sûr celui de la Lune qui, au-delà des effets de libration, présente toujours la même face à la Terre ; mais on sait également que la Terre est progressivement freinée dans sa rotation par l'attraction de la Lune, la durée du jour augmentant ainsi d'environ 2 millisecondes par siècle. À terme, la Terre devrait elle aussi présenter toujours la même face à la Lune !

## Une instabilité hydrodynamique déclenchée par les marées

Une des conséquences inédites des effets de marées est la génération dans les enveloppes fluides des corps célestes d'une instabilité hydrodynamique dite elliptique. Cette instabilité correspond à la déstabilisation tridimensionnelle d'écoulements tournants bidimensionnels dont les lignes de courant sont elliptiques (*figure 2*). Elle intervient dans de nombreux systèmes naturels et industriels, dans lesquels l'ellipticité est générée par des interactions entre tourbillons. Sa présence est ainsi observée dans les sillages d'avion, les tourbillons atmosphériques et océaniques, et plus généralement dans les écoulements turbulents. Plus récemment, la présence de l'instabilité elliptique, désignée dans ce cadre par le terme d' « instabilité de marées », a été suggérée dans les noyaux liquides des planètes, les étoiles doubles et les disques d'accrétion, l'ellipticité étant alors générée par la déformation des corps célestes sous les effets de marées. En raison de son caractère universel, cette instabilité ellip-



Encadré 1

Modèle simplifié de l'évolution d'un système à 2 corps

Considérons un système isolé à deux corps, correspondant par exemple à un système planète – lune, à un système d'étoiles doubles serrées ou encore à une planète au voisinage de son étoile. On note  $M_i$ ,  $I_i$  et  $\Omega_i$  les valeurs respectives des masse, moment d'inertie et vitesse angulaire de rotation propre (c'est-à-dire « spin ») de chaque corps. Supposons de plus que les deux corps se déplacent l'un par rapport à l'autre à la vitesse angulaire  $\Omega_{orb}$  sur une orbite elliptique de demi grand axe  $a$  et d'excentricité  $e$  : la 3<sup>ème</sup> loi de Kepler donne immédiatement la relation  $\Omega_{orb}^2 a^3 = G(M_1 + M_2)$ , où  $G$  est la constante de gravitation universelle. Le moment angulaire total du système s'écrit :

$$L = I_1 \Omega_1 + I_2 \Omega_2 + M_1 M_2 / (M_1 + M_2) a^2 \Omega_{orb} (1 - e^2)^{1/2},$$

le troisième terme correspondant au mouvement orbital du système autour de son centre de masse. L'énergie mécanique totale du système vaut  $E = 1/2 I_1 \Omega_1^2 + 1/2 I_2 \Omega_2^2 - G M_1 M_2 / 2a$ , le dernier terme provenant de la somme de l'énergie cinétique associée au mouvement orbital et de l'énergie potentielle de gravitation. Le système étant isolé, son évolution est régie par deux équations : la conservation du moment angulaire total et la dissipation de l'énergie sous l'effet des dissipations internes du système, liées notamment aux déformations des deux corps par les effets de marées.

Considérons maintenant une situation simplifiée où les effets de spin sont négligeables par rapport aux effets orbitaux. Dans ce cas, en utilisant la 3<sup>ème</sup> loi de Kepler pour éliminer la vitesse orbitale,  $L \sim M_1 M_2 (G / (M_1 + M_2) a (1 - e^2))^{1/2}$  et  $E \sim -G M_1 M_2 / 2a$ . La diminution de  $E$  se traduit par une diminution de la distance orbitale  $a$ , la conservation du moment cinétique impliquant alors une diminution de  $e$  et donc une circularisation de l'orbite.

Considérons maintenant une autre situation simplifiée dans laquelle l'orbite est circulaire et la masse du corps 2 beaucoup plus grande que celle du corps 1 (2 représente par exemple une planète et 1 une petite lune). Dans ce cas, on peut négliger aux temps courts les variations du spin de la planète par rapport à celles du spin de la lune, et donc redéfinir un moment angulaire (constant) et une énergie mécanique (décroissante) ne tenant pas compte de la planète, à savoir  $L^* = M_1 a^2 \Omega_{orb} + I_1 \Omega_1$  et  $E^* = -G M_1 M_2 / 2a + 1/2 I_1 \Omega_1^2$ . La 3<sup>ème</sup> loi de Kepler donne de plus au premier ordre  $\Omega_{orb}^2 a^3 = G M_2$  et permet d'éliminer la vitesse orbitale de l'expression de  $L^*$ , qui permet à son tour d'exprimer  $a$  en fonction de  $\Omega_1$ . L'énergie s'exprime alors en fonction de la vitesse de spin seulement, et ses variations s'écrivent  $dE^*/dt = I_1 (\Omega_1 - \Omega_{orb}) d\Omega_1/dt$ .

Supposons maintenant que la dissipation énergétique provienne uniquement de forces de frottements fluides visqueux, traditionnellement associées à une puissance évaluée à partir de l'équation de Navier Stokes par :

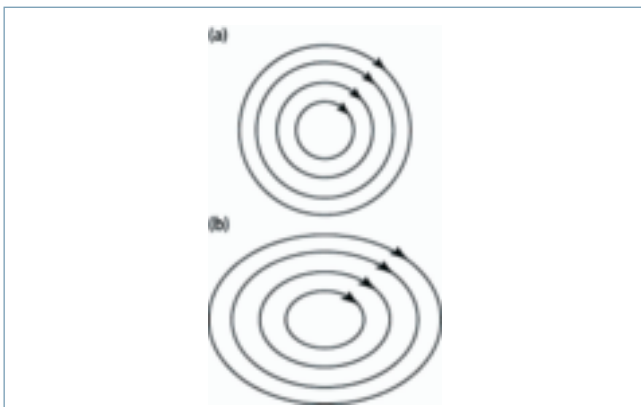
$$P = \int_{\text{volume}} \mathbf{v} \cdot \eta \nabla^2 \mathbf{v} dV \sim \eta \frac{v^2}{\delta^2} R^3$$

où  $\eta$  désigne la viscosité dynamique (éventuellement turbulente) du fluide et  $v$  la vitesse caractéristique de l'écoulement variant sur la taille caractéristique  $\delta$ . L'écoulement du fluide en rotation par rapport à la déformation due aux marées correspond à un cisaillement dans tout le volume (donc  $\delta \sim R_1$ ) de vitesse caractéristique  $v = \varepsilon (\Omega_1 - \Omega_{orb}) R_1$ , ce qui conduit à une estimation de la puissance dissipée  $P \sim \varepsilon^2 \eta (\Omega_1 - \Omega_{orb})^2 R_1^3$  et donc à une équation d'évolution du spin

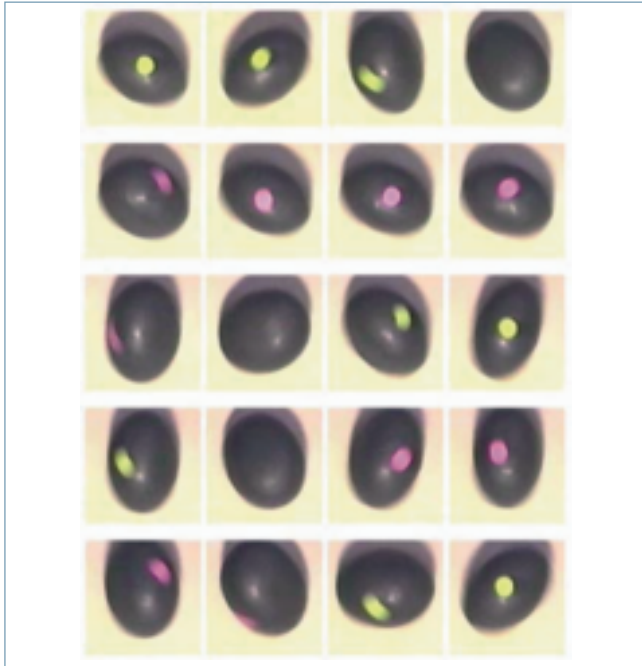
$$dE^*/dt = -P \implies d\Omega_1/dt = -\varepsilon^2 \eta R_1^3 (\Omega_1 - \Omega_{orb}) / I_1.$$

Cette équation, bien que dérivant d'un modèle très simplifié, donne des indications intéressantes, à savoir que la lune évolue systématiquement vers un état dit de synchronisation où  $\Omega_1 = \Omega_{orb}$ . Deux situations sont possibles : soit le spin est dans le même sens et plus rapide que l'orbite, et les marées tendent à ralentir la rotation propre de la lune ; pour conserver le moment angulaire total, la distance planète-lune doit alors augmenter. Soit le spin est moins rapide que l'orbite, voire en sens contraire, et dans ce cas les marées accélèrent la rotation propre, la conservation du moment angulaire impliquant alors une diminution de la distance planète-lune. À noter que les résultats trouvés ici pour le petit corps 1 sont valables pour le corps plus massif 2 en inversant les indices dans les formules précédentes. On trouve alors que les mécanismes de synchronisation sont toujours beaucoup plus rapides sur le corps le plus petit, expliquant pourquoi notre Lune est déjà synchronisée tandis que la Terre poursuit son évolution, et validant *a posteriori* notre simplification consistant à négliger aux temps courts les variations du spin de la planète par rapport à celles du spin de la lune.

À noter enfin que dans le cas général, l'évolution de l'orbite par les effets de marées ne conduit pas systématiquement à une rotation synchrone avec orbite circulaire, mais peut accrocher d'autres résonances au cours de son évolution. Ainsi Mercure, dont l'orbite est elliptique avec une excentricité de 0,2056, présente une résonance spin-orbite 3/2, ce qui veut dire qu'elle réalise 3 rotations sur elle-même en 2 révolutions autour du Soleil.



**Figure 2** – (a) imaginons un fluide en rotation stationnaire à vitesse angulaire constante autour d'un axe. Ses particules suivent des trajectoires circulaires et l'écoulement est stable. (b) Supposons maintenant que l'on déforme ces trajectoires pour leur donner une forme elliptique. Les particules de fluide ne peuvent plus suivre ces trajectoires mais développent des écoulements complexes dans la troisième direction : c'est l'instabilité elliptique !



**Figure 3** – Série de photographies (prises à un intervalle régulier de 0,04 seconde) d'un ellipsoïde solide mis en rotation par rapport à son axe médian d'inertie ; chaque côté de l'ellipsoïde est marqué par une pastille de couleur différente afin de visualiser ses retournements.

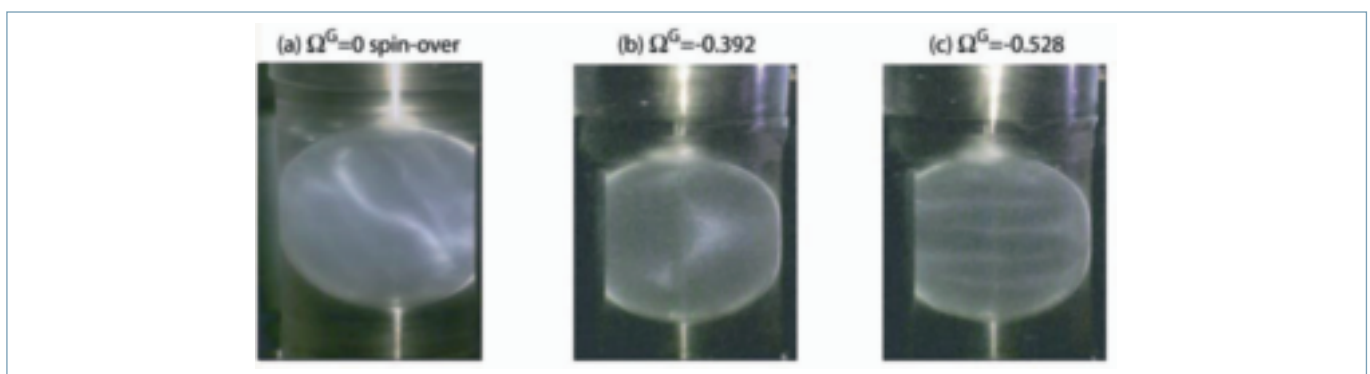
tique fait l'objet de recherches actives depuis une vingtaine d'années, mais ses diverses répercussions à l'échelle planétaire et stellaire demeurent aujourd'hui encore hautement spéculatives.

D'un point de vue théorique, l'approche la plus simple pour comprendre le fondement de l'instabilité elliptique consiste en une analogie avec un ellipsoïde solide en rotation. Il est en effet possible de démontrer que les équations

caractérisant ces deux systèmes sont identiques, à condition de négliger tous les effets de frottements. L'expérience de la toupie elliptique (figure 3) en parfait accord avec la théorie (encadré 2) démontre alors que la rotation de l'ellipsoïde solide autour de son axe médian est instable, conduisant à des retournements périodiques du solide. De la même manière, un fluide au sein du noyau liquide d'une planète déformée elliptiquement par les marées ne peut être entraîné dans une rotation stable autour de son axe de spin.

D'un point de vue plus rigoureux, l'instabilité elliptique est due à un mécanisme de résonance entre trois ondes : l'onde due aux marées, considérées comme un forçage de période spatiale 2 et de période temporelle égale à la période orbitale, et deux ondes inertielles du fluide en rotation. Les ondes inertielles correspondent aux modes propres d'un écoulement tournant : il en existe en fait une infinité, chaque onde étant décrite par ses périodicités spatiales et temporelles. Ces ondes sont habituellement amorties par les effets visqueux. L'instabilité se produit lorsque les caractéristiques de l'onde de marée complètent celles de deux ondes inertielles, la résonance de ces trois ondes engendrant un écoulement tridimensionnel dont la forme dépend du rapport entre les vitesses orbitale et de spin de la planète considérée (figure 4).

Ce problème a été étudié à l'IRPHE à l'aide d'un dispositif expérimental modèle présenté figure 5 : la planète (ou l'étoile) est modélisée par une sphère creuse moulée dans un gel de silicone transparent et animée d'un mouvement de rotation propre autour de son axe vertical, représentant le spin de la planète (par exemple la rotation de la Terre sur elle-même en 24 heures). Pour mimer les déformations dues aux marées, nous utilisons deux rouleaux verticaux symétriques qui viennent appuyer sur la sphère en rotation en la déformant elliptiquement. Pour reproduire les mou-



**Figure 4** – Modes excités par instabilité elliptique dans une sphère déformée en fonction du rapport  $\Omega^G = \Omega_{orbit} / (\Omega_{spin} - \Omega_{orbit})$  où  $\Omega_{orbit}$  est la vitesse orbitale et  $\Omega_{spin}$  la vitesse de spin. Dans la présente expérience, la sphère a un rayon de 2,175 cm, est déformée de 0,35cm, et tourne à la fréquence 0,5Hz autour de la verticale (voir le schéma du dispositif expérimental figure 5a). La visualisation est réalisée à l'aide de particules microscopiques réfléchissantes éclairées par un plan passant par l'axe de rotation de la sphère : les traits clairs visualisent l'axe effectif de rotation du fluide. En l'absence d'instabilité elliptique, on verrait donc simplement un trait vertical aligné avec l'axe de rotation de la sphère (puisque le fluide tourne avec la sphère). L'instabilité engendre des mouvements du fluide bien plus complexes. Pour une déformation fixe ( $\Omega^G = 0$ ), le mode dit de *spin-over* prend place (figure 4a), correspondant à une rotation autour d'un axe perpendiculaire à l'axe de rotation imposé. La superposition des deux rotations (rotation imposée et instabilité) et la nécessité pour le fluide de suivre son enveloppe solide au voisinage immédiat de celle-ci donne à l'axe effectif de rotation cette forme de S caractéristique. D'autres modes plus complexes (en 4b et 4c) prennent place dès que la déformation est elle-même animée d'un mouvement de rotation, situation correspondant au cas des mouvements orbitaux d'un système planète-lune (voir figure 5a).



## Encadré 2

## Stabilité de la rotation d'un ellipsoïde solide et analogie avec l'instabilité elliptique dans un fluide

Considérons un ellipsoïde solide plein de masse  $m$  dont la surface est définie par l'équation  $(x/a)^2 + (y/b)^2 + (z/c)^2 = 1$ , avec  $a < c < b$  : les directions  $x$ ,  $y$  et  $z$  correspondent donc respectivement au petit axe, au grand axe et à l'axe médian du solide (voir figure E1). La matrice d'inertie du solide dans ce repère s'écrit  $\underline{I} = (I_1 \ 0 \ 0, 0 \ I_2 \ 0, 0 \ 0 \ I_3)$ , avec  $I_1 = m/5(b^2 + c^2)$ ,  $I_2 = m/5(a^2 + c^2)$ ,  $I_3 = m/5(a^2 + b^2)$ . Supposons maintenant que l'ellipsoïde suive un mouvement de rotation caractérisé par le vecteur rotation  $\Omega = (\Omega_1, \Omega_2, \Omega_3)$ , en l'absence de toute force extérieure. La conservation du moment cinétique dans le référentiel en rotation avec l'ellipsoïde s'écrit alors  $d\mathbf{M}/dt + \Omega \times \mathbf{M} = \mathbf{0}$  où  $\mathbf{M}$  est le moment cinétique du solide donné par  $\mathbf{M} = \underline{I}\Omega$ . On obtient après simplification les équations d'Euler pour les 3 composantes du vecteur rotation.

$$(b^2 + c^2) \frac{d}{dt} \Omega_1 = (b^2 - c^2) \Omega_2 \Omega_3,$$

$$(c^2 + a^2) \frac{d}{dt} \Omega_2 = (c^2 - a^2) \Omega_3 \Omega_1,$$

$$(a^2 + b^2) \frac{d}{dt} \Omega_3 = (a^2 - b^2) \Omega_1 \Omega_2.$$

La résolution numérique de ce système non linéaire permet de suivre l'évolution de la rotation de l'ellipsoïde pour n'importe quelle condition initiale : les résultats sont présentés sur la figure E1. Deux types de trajectoires peuvent exister : si le solide est initialement lancé en rotation autour d'un axe au voisinage du petit ou du grand axe de l'ellipsoïde, la rotation reste stable, son axe se contentant d'osciller (trajectoire TT). En revanche, une rotation initiale au voisinage de l'axe médian est systématiquement instable et conduit à des retournements successifs de l'ellipsoïde (trajectoire T). Ce comportement peut facilement se retrouver en effectuant une étude de stabilité linéaire du système précédent. Supposons par exemple que la rotation initiale se fait autour de l'axe  $(Oz)$  (soit  $\Omega_0 = (0, 0, 1)$ ) et regardons l'évolution d'une petite perturbation temporelle  $\omega g = (\omega_1(t), \omega_2(t), \omega_3(t))$ . Au premier ordre, les équations d'Euler donnent  $d\omega_1/dt - \alpha_1 \omega_2 = 0$ ,  $d\omega_2/dt - \alpha_2 \omega_1 = 0$ ,  $d\omega_3/dt = 0$ , avec  $\alpha_1 = (b^2 - c^2)/(b^2 + c^2) > 0$  et  $\alpha_2 = (c^2 - a^2)/(c^2 + a^2) > 0$ . On retrouve donc que  $d^2\omega_1/dt^2 - \alpha_1\alpha_2\omega_1 = 0$  (de même pour  $\omega_2$ ), c'est-à-dire une solution exponentiellement croissante : la rotation autour de l'axe médian n'est pas stable mais engendre aussitôt une rotation croissante suivant les 2 autres axes. En revanche, la même étude à partir d'une rotation initiale autour du petit axe (et de même

autour du grand axe) conduit à  $d^2\omega_2/dt^2 + \alpha_2\alpha_3\omega_2 = 0$ , avec  $\alpha_3 = (b^2 - a^2)/(b^2 + a^2) > 0$ , et donc à une solution oscillante stable. Ces conclusions ont été validées expérimentalement, comme présenté sur la figure 3.

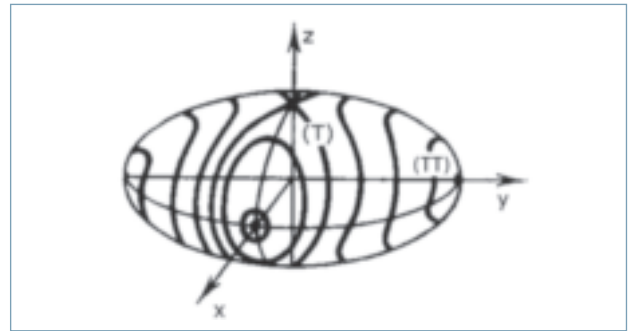
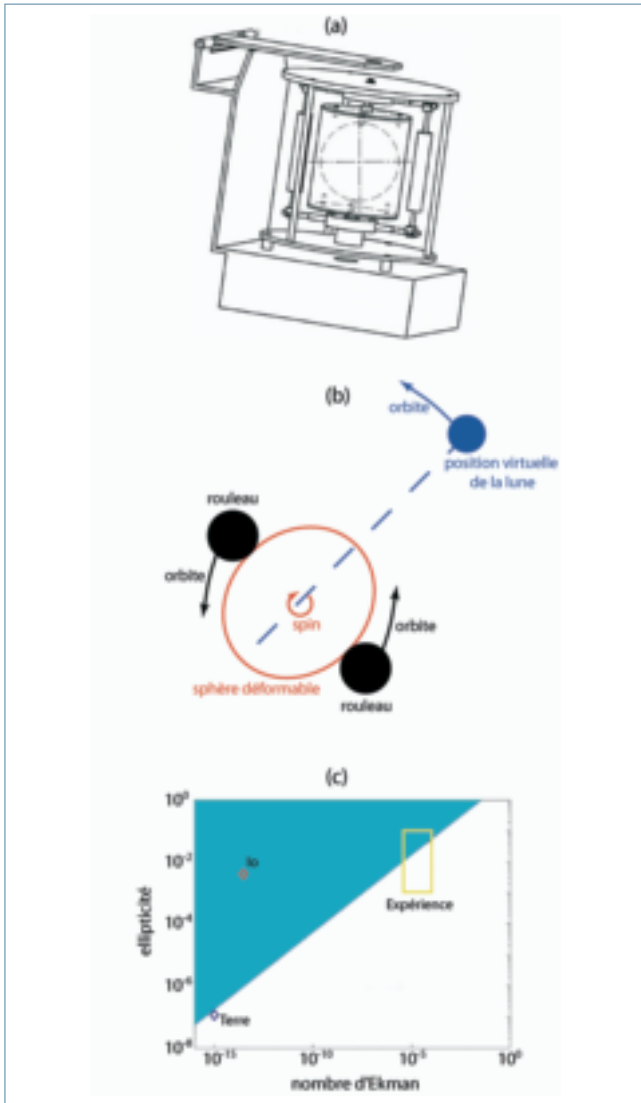


Figure E1 – Ellipsoïde solide et trajectoires possibles, représentées par l'intersection de l'axe de rotation avec la surface de l'ellipsoïde pour diverses conditions initiales.

Cet exemple simple de l'ellipsoïde solide présente les principales caractéristiques de l'instabilité elliptique observée en fluide. Il est en effet possible de démontrer que les équations d'Euler pour un fluide en rotation dans un conteneur de forme ellipsoïdale donnent un système similaire à celui caractérisant la toupie elliptique. Le fluide contenu dans les parties liquides d'une planète (ou d'une étoile) déformée par des effets de marées ne peut donc se contenter de tourner avec celle-ci autour de son axe de rotation, correspondant à son axe médian : à condition que la déformation soit suffisamment importante et les effets visqueux suffisamment faibles, le fluide va en effet être soumis à une instabilité se traduisant par des mouvements tridimensionnels complexes ! La forme la plus simple de cette instabilité de marées dans un fluide en rotation soumis à une déformation fixe est le mode dit de spin-over (figure 4a), se traduisant par une rotation suivant un axe perpendiculaire à l'axe d'entraînement, et correspondant aux retournements de la toupie solide. Mais d'autres modes hydrodynamiques plus complexes peuvent aussi être excités en fonction de la rotation relative de la déformation elliptique associée au mouvement orbital du corps déformant.

vements orbitaux du système (par exemple la rotation de la Lune en 27 jours autour de la Terre), ces deux rouleaux peuvent être animés d'un mouvement de rotation indépendant autour de la sphère. Ce dispositif nous a entre autres permis de définir le seuil de l'instabilité elliptique en fonction des deux paramètres de l'écoulement que sont l'amplitude de la déformation due aux marées et le nombre d'Ekman, égal au rapport entre le temps caractéristique de la rotation et le temps caractéristique d'amortissement visqueux des mouvements, qui quantifie donc l'atténuation du mouvement donné au fluide par la rotation. Appliqués

aux divers systèmes naturels, ces résultats montrent par exemple que le noyau de la Terre se situe au voisinage du seuil de stabilité et que celui de Io est clairement instable (figure 5c). Notre modèle expérimental est bien sûr grandement simplifié par rapport aux situations stellaires, et nous nous sommes attachés à prendre progressivement en compte les diverses complexités naturelles, en suivant une approche incrémentale. Tout d'abord, une « graine » solide a été ajoutée au système, afin de mimer la présence du noyau solide au centre de la Terre. Nous avons également étudié le développement de l'instabilité en présence de



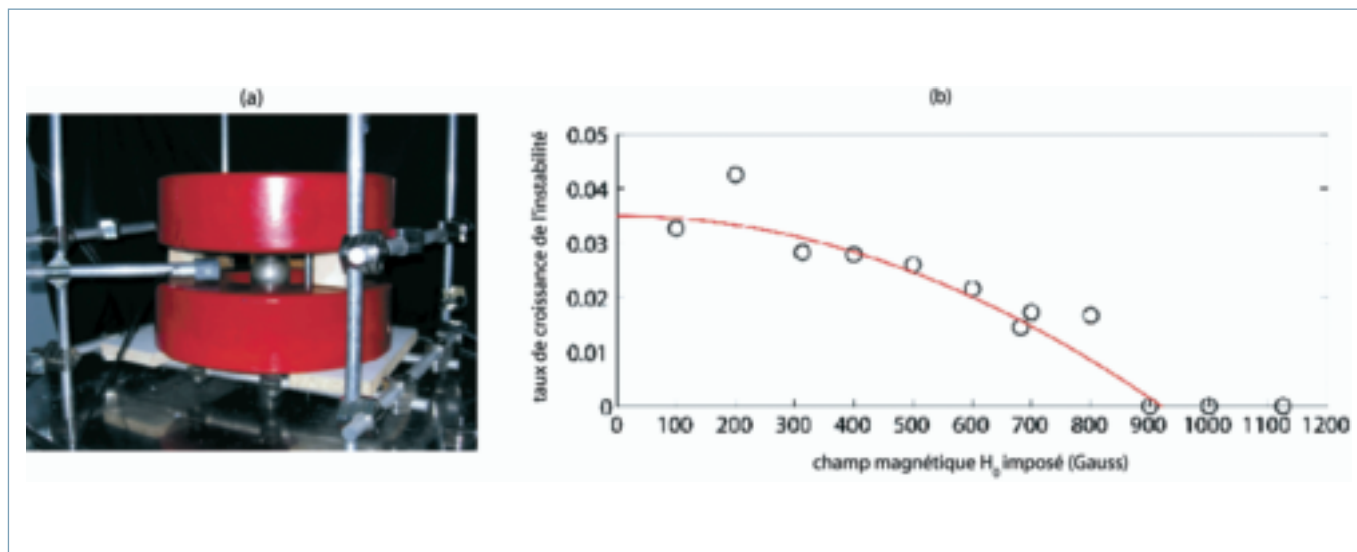
**Figure 5** – (a) schéma de notre dispositif expérimental permettant de simuler en laboratoire les effets de marées dans une planète : deux moteurs indépendants nous permettent de contrôler la rotation propre de la sphère (« spin ») et la rotation de la déformation elliptique de marées due aux mouvements orbitaux. (b) Vue de dessus du dispositif expérimental : les rouleaux situés à 90° de la position virtuelle de la lune compressent la sphère et reproduisent ainsi les déformations elliptiques dues aux marées. L’amplitude de la déformation est ajustée en réglant l’écartement entre les deux rouleaux. (c) Diagramme de stabilité du mode de spin-over (figure 4a), en fonction du nombre d’Ekman et de l’ellipticité, définie ici comme le rapport entre l’amplitude de la déformation elliptique et le rayon de la planète.

convection thermique ou d’un champ magnétique, phénomènes tous deux présents dans de nombreux noyaux planétaires et étoiles. Bien qu’affectant la forme précise de l’écoulement, aucun de ces phénomènes ne semble cependant susceptible d’éliminer totalement le développement de l’instabilité elliptique (figure 6). Nous sommes donc aujourd’hui parfaitement convaincus que cette dernière prend place dans certains noyaux planétaires et dans certaines étoiles, et nos recherches actuelles s’orientent vers la quantification précise de ses répercussions.

## Recherches en cours : dissipation énergétique et génération de champ magnétique

Nous avons vu précédemment que les effets de marées tendaient à modifier les orbites et les vitesses de rotation des systèmes à deux corps en dissipant l’énergie mécanique emmagasinée. Jusqu’à présent, cette dissipation d’énergie est reliée principalement à deux sources : les déformations non élastiques des enveloppes solides du corps considéré et les frottements visqueux dans ses enveloppes fluides. Il s’avère d’ailleurs que cette contribution est souvent négligée, sauf dans le cas de la Terre où les eaux de mer frottent sur les fonds rugueux des océans, avec des dissipations d’autant plus intenses que la zone est peu profonde. La présence d’une instabilité de marées dans les noyaux planétaires ou les étoiles pourrait constituer une source supplémentaire de dissipation énergétique liée à l’écoulement turbulent tridimensionnel engendré. Un simple calcul d’ordre de grandeur nous permet d’estimer son importance. Une étude faiblement non linéaire de l’instabilité de marées nous donne une borne inférieure de la vitesse engendrée en  $\varepsilon^{1/2}\Omega R$ , où  $\varepsilon$  désigne l’amplitude de la déformation elliptique divisée par le rayon de la planète,  $\Omega$  la différence entre les vitesses angulaire de spin et d’orbite et  $R$  le rayon de la zone où l’instabilité se développe. Dans le cas le plus simple du mode de *spin-over*, où l’on assimile l’instabilité à une rotation supplémentaire autour d’un axe de rotation dans le plan horizontal (figure 4a), l’énergie liée à l’instabilité s’écrit  $E = 1/2I(\varepsilon^{1/2}\Omega)^2$ , où  $I$  est le moment d’inertie de la zone où l’instabilité se développe, soit  $I \sim 2/5MR^2$  pour une sphère pleine homogène. Nos études théoriques nous donnent de plus la valeur du temps caractéristique de croissance de l’instabilité,  $\tau = (1/2\varepsilon\Omega)^{-1}$ , pendant lequel la puissance dissipée est donc de  $E/\tau = 1/10\varepsilon^2\Omega^3R^2M$ . Pour la Terre où les marées sont relativement limitées, la puissance correspondante est de l’ordre de  $10^{10}$  W, relativement faible comparée à la puissance dissipée par le frottement au fond des océans ( $10^{12}$  W). En revanche, pour une lune du type Io où les marées sont relativement fortes, cet effet jouerait un rôle prédominant car notre loi d’échelle donne une dissipation phénoménale de l’ordre de  $10^{15}$  W ! Cette estimation illustre le fait que les dissipations par instabilité de marées peuvent jouer un rôle prédominant et justifie donc une étude systématique, à laquelle nous nous attachons aujourd’hui, tant au niveau théorique qu’expérimental.

Un autre problème particulièrement stimulant, qui agite aujourd’hui les communautés mécanicienne, physicienne et géophysicienne, est la recherche de l’origine des champs magnétiques planétaires et stellaires. Il a été démontré au cours des dernières années que la dynamo actuelle de la Terre est due à des mouvements convectifs consécutifs à la solidification progressive de la graine. Depuis, ce modèle a souvent été appliqué directement aux autres systèmes pla-



**Figure 6** – Étude expérimentale de la magnétohydrodynamique de l'instabilité elliptique. Le dispositif photographié en (a) représente par exemple le développement de l'instabilité elliptique dans le noyau conducteur de Io baignant dans le champ magnétique de Jupiter. Au laboratoire, un champ magnétique vertical est imposé par des bobines de Helmholtz (en rouge) et le métal liquide utilisé est du Galinstan. Un champ horizontal est induit par l'instabilité elliptique et mesuré par une sonde à effet Hall. (b) Mesures de l'atténuation du taux de croissance de l'instabilité elliptique (égal au taux de croissance du champ induit), illustrant la loi de modération de Lenz : le champ magnétique induit par l'instabilité elliptique tend à atténuer cette instabilité. Les cercles représentent les points expérimentaux et la courbe la loi théorique. Dans le cas de Io, l'intensité du champ de Jupiter est insuffisante pour empêcher le développement de l'instabilité elliptique.

nétaires sans interrogation particulière... Cependant, la validité du modèle de dynamo convective peut être remise en cause dans certaines planètes, par exemple dans Io et Ganymède, satellites de Jupiter qui sont trop petits et/ou trop chauds pour maintenir une convection active jusqu'à aujourd'hui, et qui sont – par hasard ? – soumis à de fortes marées. Dans la même veine, on peut également se demander comment la géodynamo pourrait avoir fonctionné dans la Terre avant le début de la solidification de la graine il y a quelques milliards d'années. L'instabilité de marées semble être un candidat tout à fait prometteur pour expliquer la génération du champ magnétique dans certains systèmes planétaires : elle présente en tous cas les ingrédients nécessaires d'hélicité et de rotation différentielle pour permettre un bouclage dynamo... Les recherches en cours se basant sur l'utilisation combinée des outils théoriques, expérimentaux et numériques, nous apporteront bientôt la réponse à la question : les marées créent-elles des dynamos ?

#### POUR EN SAVOIR PLUS

- Alexandre C., Correia M., Laskar J., « Mercury's capture into the 3:2 spin-orbit resonance as a result of its chaotic dynamics », *Nature*, 24 juin 2004.
- Kerswell R. R., « Elliptical instability », *Annual Review of Fluid Mechanics*, 34, 83-113, 2002.
- Kerswell R. R., Malkus W. V. R., « Tidal instability as the source for Io's magnetic signature », *Geophys. Res. Lett.*, 25, 603-6, 1998.
- Lacaze L., Herreman W., Le Bars M., Le Dizès S., Le Gal P., « Magnetic field induced by elliptical instability in a rotating spheroid », *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, 100, 299-317, 2006.
- Le Bars M., Le Dizès S., Le Gal P., « Coriolis effects on the elliptical instability in cylindrical and spherical rotating containers », *Journal of Fluid Mechanics* 585, 323-342, 2007.
- Peale S. J., « Rotation histories of the natural satellites. In: Burns, J. A. (Ed.), *Planetary Satellites*, Univ. Arizona Press, Tucson, p. 87-112, 1977.
- Rieutord M., « Evolution of rotation in binaries: physical processes. Stellar Rotation », *Proc. IAU Symp.* 215, 394-403, 2003.

Ont également participé aux travaux présentés dans cet article : Laurent Lacaze et Wietze Herreman.